

Proprieta' dei neutrini

- Proprieta' dei neutrini
- Sorgenti di neutrini, naturali ed artificiali
- Interazioni dei neutrini
- Metodi di rivelazione di neutrini e antineutrini di interesse astrofisico
- Gli esperimenti in laboratori sotterranei

Perche' i neutrini in questo corso?

- In diverse reazioni nucleari vengono prodotti neutrini: ad. esempio $p+p \rightarrow d+e^-+\nu_e$, reazione alla base della catena pp per la fusione di 4 protoni in un nucleo di elio nell'interno delle stelle.
- I neutrini sono quindi gli indicatori, spie degli avvenuti processi nucleari nell'interno stellare e non solo, sono anche spie di alcuni processi avvenuti nei primi istanti di vita dell'universo, nell'esplosione di supernovae, dei decadimenti radioattivi all'interno della terra
- Caratteristica principale dei neutrini e' la loro debole interazione con la materia: riescono quindi a "sfuggire" degli interni delle stelle (sole, supernovae) e della materia nell'universo primordiale mantenendosi praticamente inalterati, e fornendoci cosi' informazioni "di prima mano" (non adulterate dall'interazione con altri oggetti) sulle condizioni della materia e dell'universo al momento della loro produzione.
- Solo se si conoscono le proprieta dei neutrini si possono utilizzare come sonde
- Nell'ultimo decennio ci sono stati enormi avanzamenti nella comprensione dei neutrini, in particolare riguardo al fenomeno delle oscillazioni (cambiamenti di flavour), con implicazioni sulle masse.
- Adesso che i neutrini sono "calibrati" possiamo utilizzarli come sonde astrofisiche.

A short history of neutrinos

1898 Discovery of the radioactivity

1926 Problem with beta radioactivity

1930 Pauli invents the neutrino particle

1932 Fermi baptizes the neutrino and builds the theory of weak interaction

1946 Pontecorvo program of neutrino detection

1956 First observation of the neutrino by an experiment

1957 Pontecorvo: Hypothesis of neutrino oscillation

1962 Discovery of an other type of neutrino: ν_{μ}

1970 Davis experiment opens the solar neutrino puzzle

1974 Discovery of neutral currents thanks to the neutrinos

1987 Neutrinos from SN 1987A

1991 LEP experiments show that there are only three light neutrinos

1992 Missing solar neutrinos confirmed by GALLEX

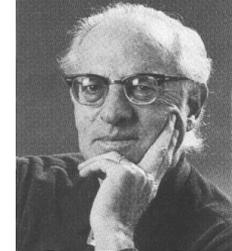
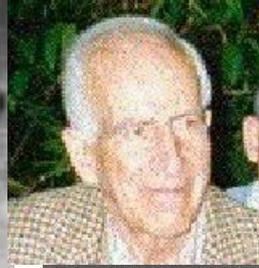
2000 ν_{τ} observed

2001 SNO closes the solar neutrino puzzles, by directly proving the transmutation of solar neutrinos

2002 Kamland observes transmutation of man made (reactor) neutrinos

2005 Kamland observes antineutrinos from the Earth

2007 Borexino at LNGS detects Solar Be neutrinos



Proprieta' dei neutrini

Part.	m [eV]	τ/m [s/eV]	M [μ_B]
ν_e	<2	>300 (R) $> 710^9$ (S)	$<10^{-10}$
ν_μ	$<210^5$	>15.4 (A)	$<10^{-9}$
ν_τ	$< 210^7$?	$<10^{-7}$

- I neutrini sono particelle che hanno solo interazioni elettrodeboli e gravitazionali, dunque leptoni, con carica elettrica nulla e spin $1/2$
- Conosciamo tre tipi (flavour) di neutrini, associati ciascuno a un leptone carico.
- Chiamiamo neutrino con flavour elettronico quello che e' prodotto assieme ai positroni nei decadimenti β^+ , e cosi' per gli altri
- Per ogni neutrino, esiste il corrispondente antineutrino, con numero leptonico di famiglia e numero leptonico globale opposto.
- I tre neutrini completano dunque in doppietti le tre famiglie (o generazioni) di leptoni, analoghe ai doppietti che costituiscono le tre famiglie di quarks

Elementary Particles							
Quarks	<i>u</i> up	<i>c</i> charm	<i>t</i> top	<i>g</i> gluon	Force Carriers	<i>γ</i> photon	
	<i>d</i> down	<i>s</i> strange	<i>b</i> bottom				
Leptons	<i>ν_e</i> e neutrino	<i>ν_μ</i> μ neutrino	<i>ν_τ</i> τ neutrino	<i>W</i> W boson			
	<i>e</i> electron	<i>μ</i> muon	<i>τ</i> tau	<i>Z</i> Z boson			
3 \rightarrow	I	II	III	\leftarrow Generations			

Masse dei neutrini

- La tabella mostra i risultati di esperimenti svolti con nuclei ed acceleratori che essenzialmente studiano la cinematica dei processi in cui i neutrini vengono prodotti.
- Tutti gli esperimenti danno solo dei limiti superiori, cioè i risultati sono consistenti col fatto che le masse dei neutrini siano nulle.
- Per il teorema CPT particelle e antiparticelle hanno la stessa massa, dunque i limiti valgono sia per neutrini che per antineutrini, e si possono dedurre gli uni dagli altri
- Il limite sulla massa dell'antineutrino elettronico viene dallo spettro del decadimento del Tritio (in cui sono prodotti anti- ν_e), quello sui neutrini muonici dal decadimento di pioni carichi a riposo.
- Notare che sui neutrini prodotti con processi più energetici le informazioni sono meno accurate.
- Gli esperimenti sulle oscillazione di neutrini compiuti nell'ultimo decennio hanno mostrato che* :
- -almeno due delle masse devono essere non nulle
- -le differenze fra le tre masse sono al più di 0.1 eV
- L'informazione sulle masse può dunque essere riassunta come:

Part.	m [eV]	τ/m [s/eV]	μ [μ_B]
ν_e	<2	>300 (R) $>710^9$ (S)	$<10^{-10}$
ν_μ	$<210^5$	>15.4 (A)	$<10^{-9}$
ν_τ	$<210^7$?	$<10^{-7}$

$$m_i < 2 \text{ eV}, \delta m_{ij} < 0.1 \text{ eV}$$

Stabilita' del neutrino

Part.	m [eV]	$\tau/(mc^2)$ [s/eV]	μ [μ_B]
ν_e	<2	>300 (R) $>710^9$ (S)	$<10^{-10}$
ν_μ	$<210^5$	>15.4 (A)	$<10^{-9}$
ν_τ	$<210^7$?	$<10^{-7}$

- Per quel che sappiamo, i neutrini sono stabili
- Le osservazioni per rivelare un eventuale decadimento del neutrino danno solo limiti inferiori sulla vita media.
- Supponiamo che i neutrini abbiano vita media τ . Nel laboratorio, il loro tempo di decadimento sarebbe $t = \gamma \tau = (E/mc^2) \tau$, dove E e' l'energia nel laboratorio.
- La lunghezza di decadimento sarebbe $l_{dec} = vt \approx c (E/mc^2) \tau$. Se osservo che in neutrini percorrono una distanza L senza che il loro numero sia cambiato apprezzabilmente, cio' vuol dire $L < l_{dec}$ ossia **$\tau/(mc^2) > L/(cE)$**
- Nei reattori sono prodotti antineutrini elettronici con energie $E \approx 3$ MeV, il cui numero non decade su tratti $L \approx 1$ km, da cui si ricaverebbe **$\tau/(mc^2) > 3 \cdot 10^{-12}$ s/eV**, un limite molto meno restrittivo di quello quotato in tabella
- Se si suppone che nel decadimento del neutrino siano prodotti fotoni, allora dovrei aspettarmi dopo un tratto L un flusso di $\Phi(\gamma) = \Phi(\nu) L / l_{dec}$. In questo modo, attribuendo i gamma osservati (fondo) al piu' al decadimento del neutrino si ottengono i limiti mostrati in tabella, usando **Reattori, Sole, Acceleratori**.
- Analogamente che per le masse, il fenomeno delle oscillazioni dice che se i neutrini decadessero, le loro velocita' di decadimento sarebbero confrontabili, per cui il risultato ricavato per i neutrini elettronici solari puo' essere utilizzato per tutti i neutrini:

$$\tau/(mc^2) > 710^9 \text{ s/eV}$$

* *non ci sono esperimenti dedicati al riguardo, ma i risultati sono sotto prodotti di misurazioni destinate ad altre finalita'*

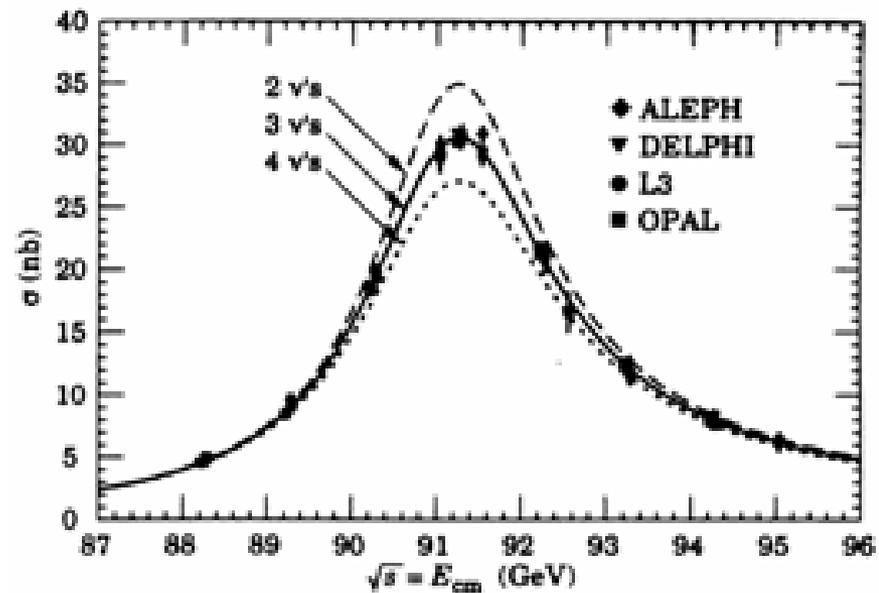
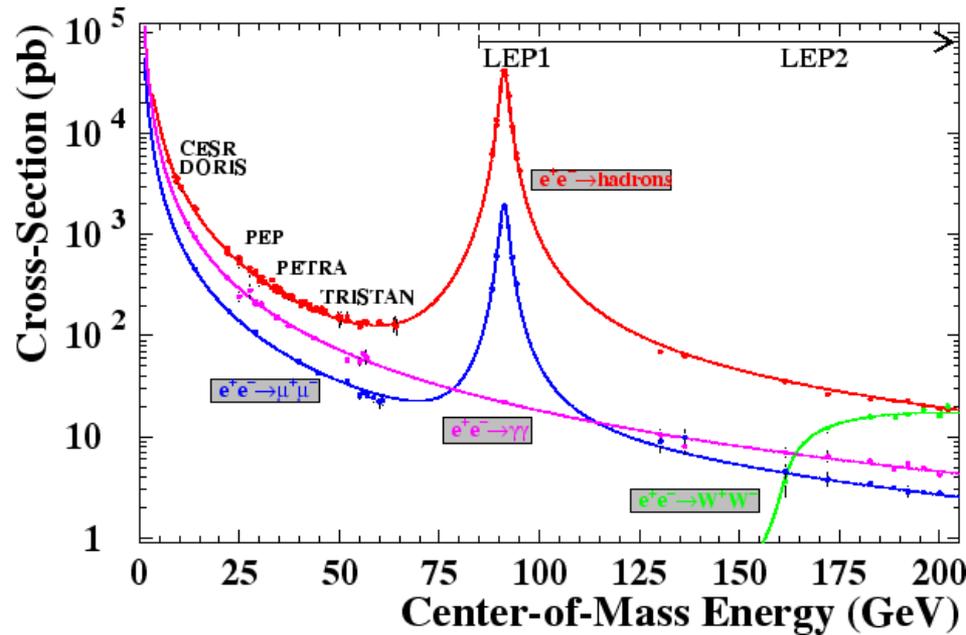
Momento magnetico dei neutrini

Part.	m [eV]	$\tau/(mc^2)$ [s/eV]	μ [μ_B]
ν_e	<2	>300 (R) $> 710^9$ (S)	$<10^{-10}$
ν_μ	$<210^5$	>15.4 (A)	$<10^{-9}$
ν_τ	$< 210^7$?	$<10^{-7}$

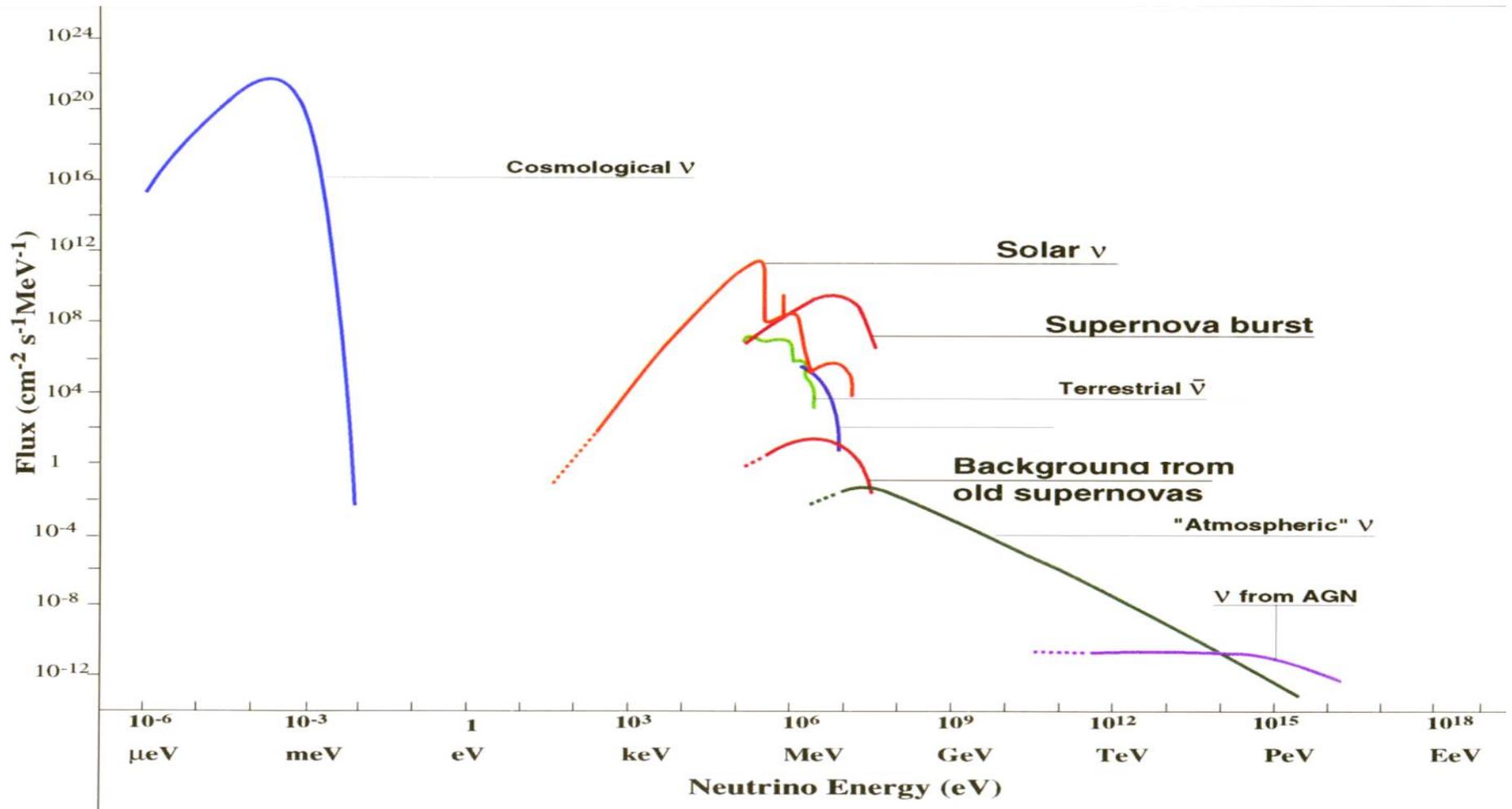
- I neutrini hanno interazioni elettro-deboli, dunque fa senso studiare le loro proprieta' e. m.
- La carica dei neutrini e' nulla, per quel che sappiamo: dal comportamento dei neutrini nei reattori si ricava per una eventuale carica elettrica, $q/e < 410^{-12}$, mentre dall'osservazione dei neutrini da SN198 si ricava un limite ben piu' stringente $q/e < 210^{-15}$
- Perche' una particella abbia un momento di dipolo magnetico, deve avere massa non nulla e spin diverso da zero, in quanto :
 - un oggetto dotato di momento magnetico genera un campo magnetico e dunque porta con se' l'energia associata a tale campo, che e' non nulla.
 - Nel suo riferimento di quiete deve esistere una direzione privilegiata, in cui punti il dipolo magnetico. Questa puo' solo essere data dallo spin, $\mu = \kappa \sigma$,
- Il modello standard delle interazioni elettrodeboli predice : $\mu / \mu_B \approx 10^{-19} m / [1 \text{ eV}]$
- Teorie alternative prevedono dei valori piu' grandi; l'osservazione delle loro predizioni sarebbe un segnale di fisica oltre il modello standard
- Ad oggi, i limiti piu' stringenti in esperimenti di laboratorio provengono dai reattori ($\mu / \mu_B < 10^{-10}$), mentre argomenti astrofisici (tempi di raffreddamento di nane bianche, luminosita' delle giganti rosse) possono dare limiti piu' stringenti di 1-2 ordini di grandezza

La larghezza della Z_0 e il numero delle famiglie: 3 e non piu' di tre

- Si osservano i decadimenti della Z_0 in l^+l^- , e q anti- q , in quanto vengono prodotte particelle che lasciano tracce nel rivelatore.
- Esistono, ma non si rivelano direttamente, i decadimenti $Z_0 \rightarrow \nu + \text{anti-}\nu$.
- La loro presenza si può dedurre dal contributo alla larghezza totale, che determina quindi il numero dei tipi di neutrini, e dunque il numero delle famiglie.
- I risultati di LEP sono consistenti con tre tipi di neutrini, ed escludono ulteriori famiglie*
- *A meno che la massa dei nuovi neutrini sia $m_\nu > M_Z/2 = 45 \text{ GeV}$

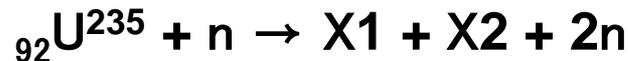


Sorgenti naturali di neutrini



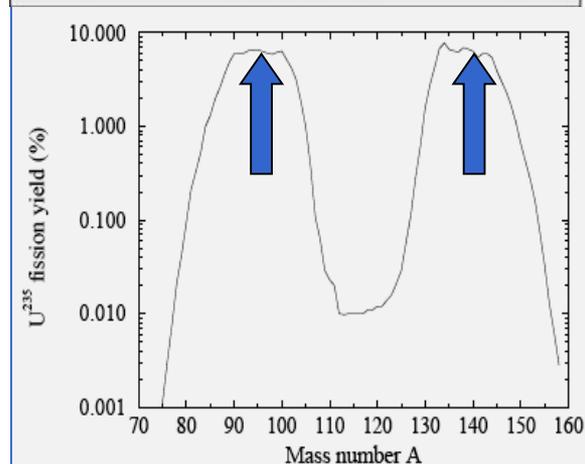
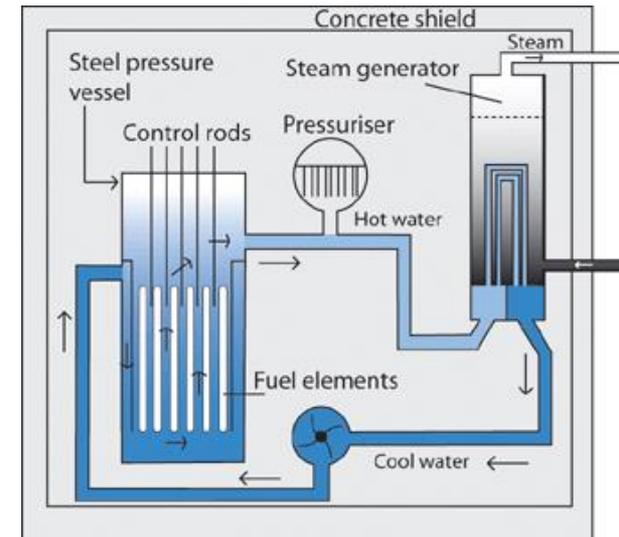
Sorgenti artificiali di neutrini: reattori nucleari

- I tipici reattori commerciali hanno potenze termiche di 3GW e utilizzano Uranio arricchito ^{235}U al 3%
- In media, ciascuna fissione nucleare produce $\Delta=200\text{MeV}$ quindi un tipico reattore produce 10^{20} fus/s
- E' facile comprendere che il numero medio di (anti) neutrini e' 6 per fissione. Nella fissione indotta da neutroni si ha



- La distribuzione dei prodotti di fissione e' piccata intorno a $A=94$ e $A=140$; per questi numeri di massa i nuclei stabili sono ${}_{40}\text{Zr}^{94}$ e ${}_{58}\text{Ce}^{140}$. Per raggiungere questi nuclei, in cui la carica torale e' 98, partendo da 92 protoni, e' necessario che 6 protoni si trasformino in neutroni, e dunque si hanno 6 decadimenti beta, ossia sei antineutrini.
- Dunque un reattore con potenza termica di 3GW produce $L_{\nu} \approx 6 \times 10^{20}$ neutrini/s, in maniera isotropa.
- A una distanza di 10 m il flusso e'

$$\Phi = 5 \cdot 10^{13} \text{ anti } \nu / \text{cm}^2/\text{s}$$



Commercial reactors in Japan

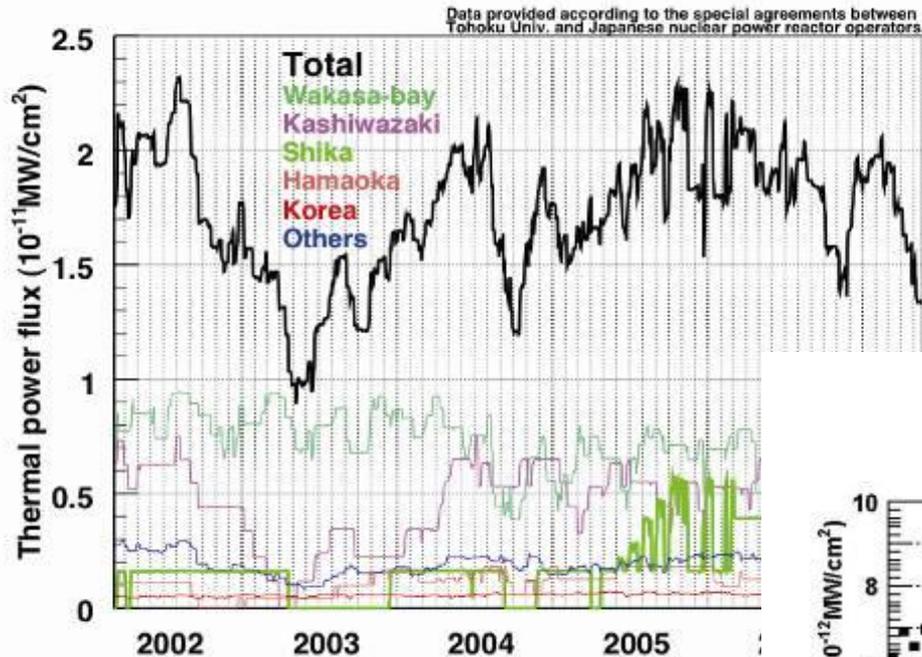
During the measurement period of KamLAND in Ref. [3] (from 9 March 2002 to 11 January 2004), 52 commercial reactors in 16 electric power stations and a prototype reactor operated in Japan. All Japanese commercial reactors are light water reactors (LWRs), 29 are boiling water reactors (BWRs) and 23 are pressurized water reactors (PWRs). Both types of LWRs use 3–5% enriched uranium fuel. Generally, reactor operation stops once a year for refueling and regular maintenance. During the refueling, one-fourth of the total nuclear fuel is exchanged in BWRs and one-third in PWRs.

“As of 2005, Japan was the third largest nuclear power user in the world with 55 [nuclear reactors](#) accounting for 30% of its electricity generated. There are plans to increase this to 37% in 2009 and 41% in 2014 as part of Japan's overall economic plan for constant GDP in the face of decreasing population. Ultimately, nuclear's share is planned to rise to around 60% of power production in 2050 with 20 thermal GW more working towards hydrogen production”.

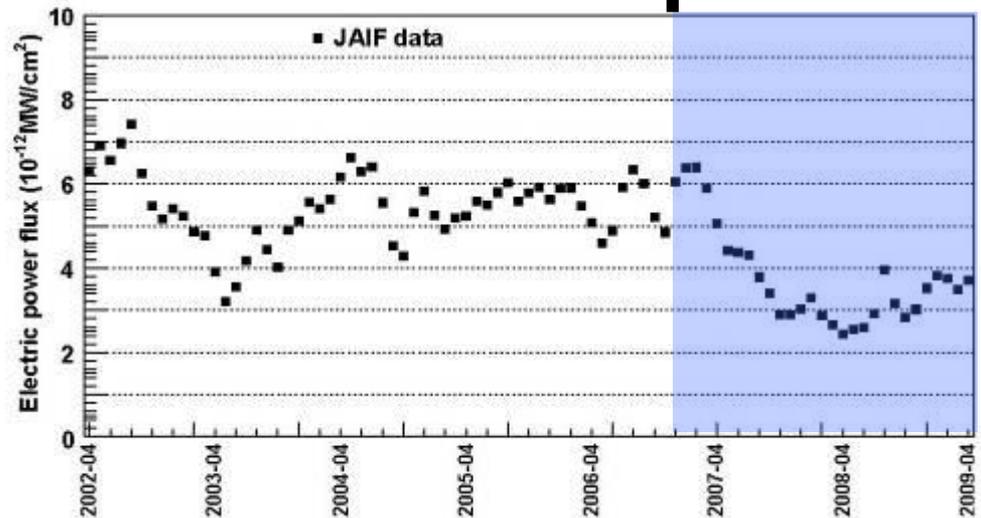


Thermal power flux at KamLAND

Thermal power flux at KamLAND site \times constant : \sim expected neutrino flux

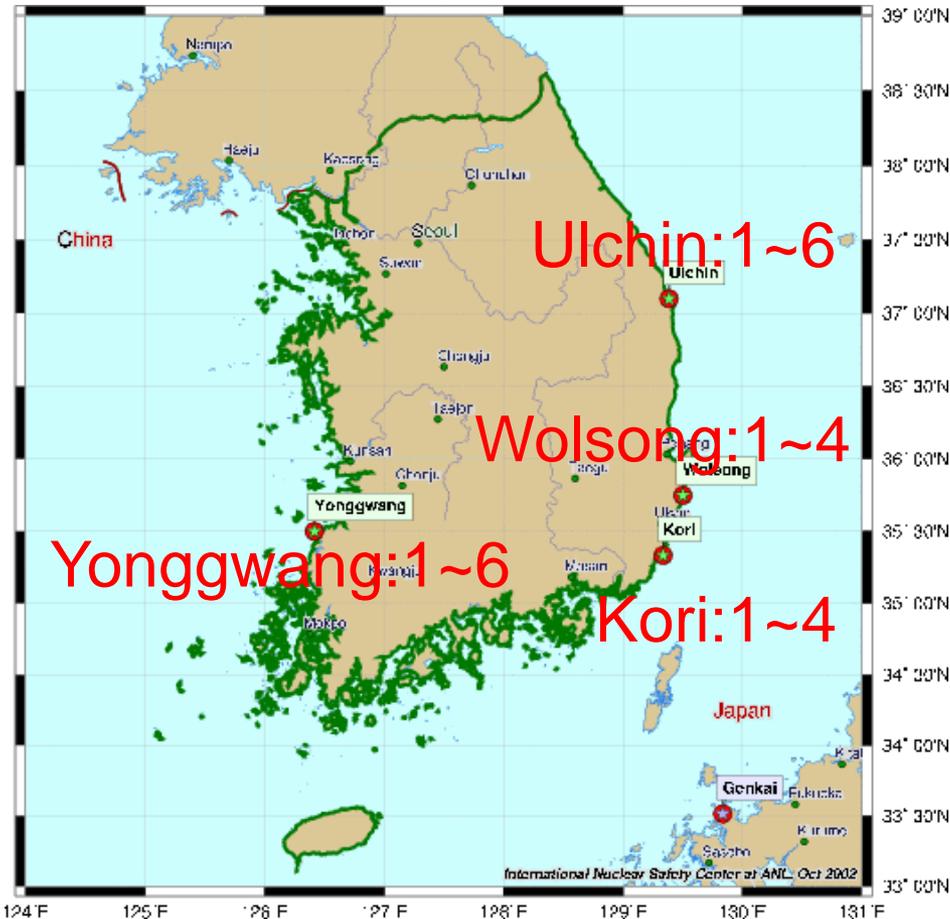


Published period ←

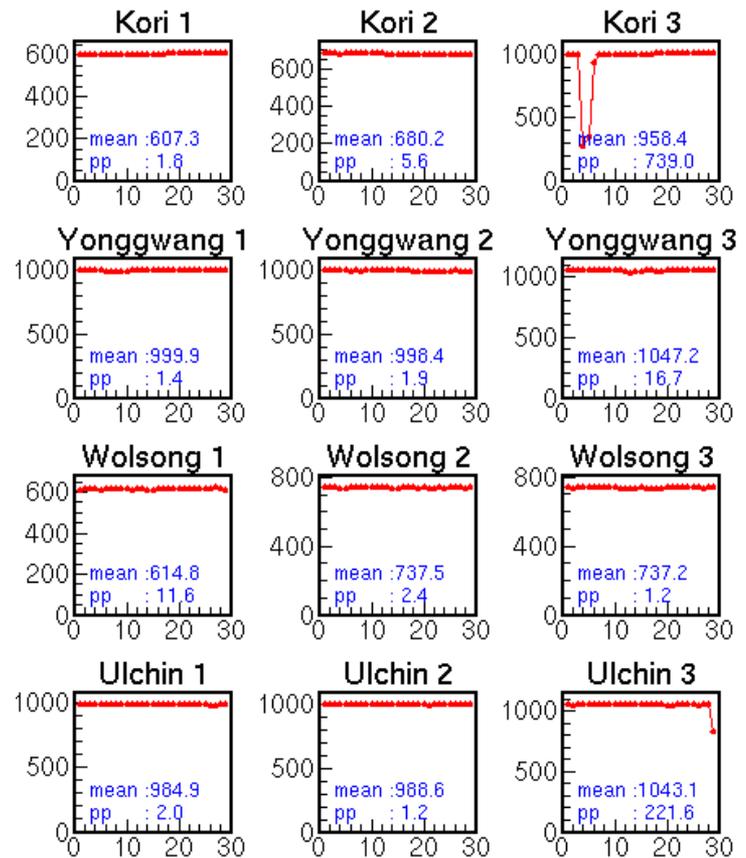


We have more 50% statistics
Reactor power is \sim 50% than
full power.

Korea reactors



Korean Reactor State in 2008-02 x:[Day] y:Power[Mwe]



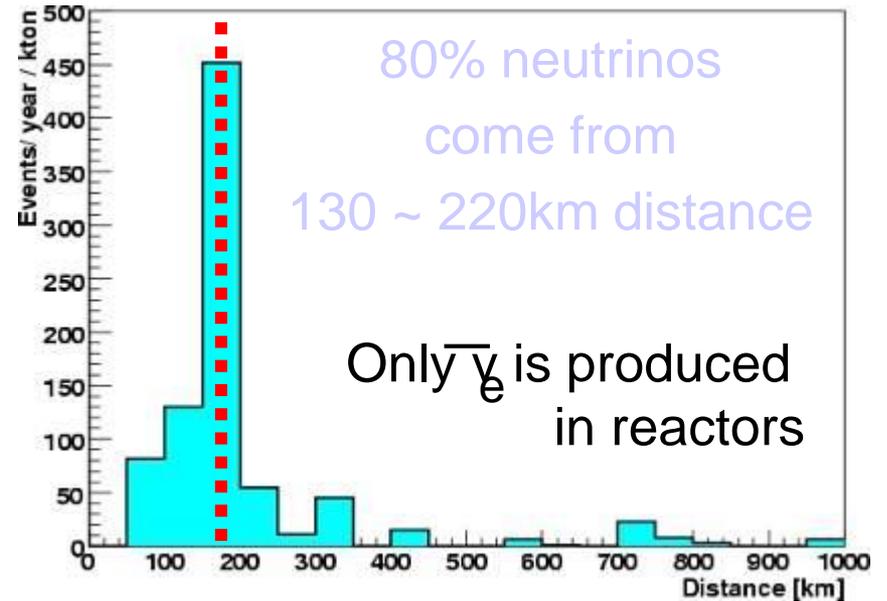
- 3~5% contribution to KamLAND observation

Other reactors



World reactors : 0.6% contribution

Kamioka v.s. Japanese Reactors

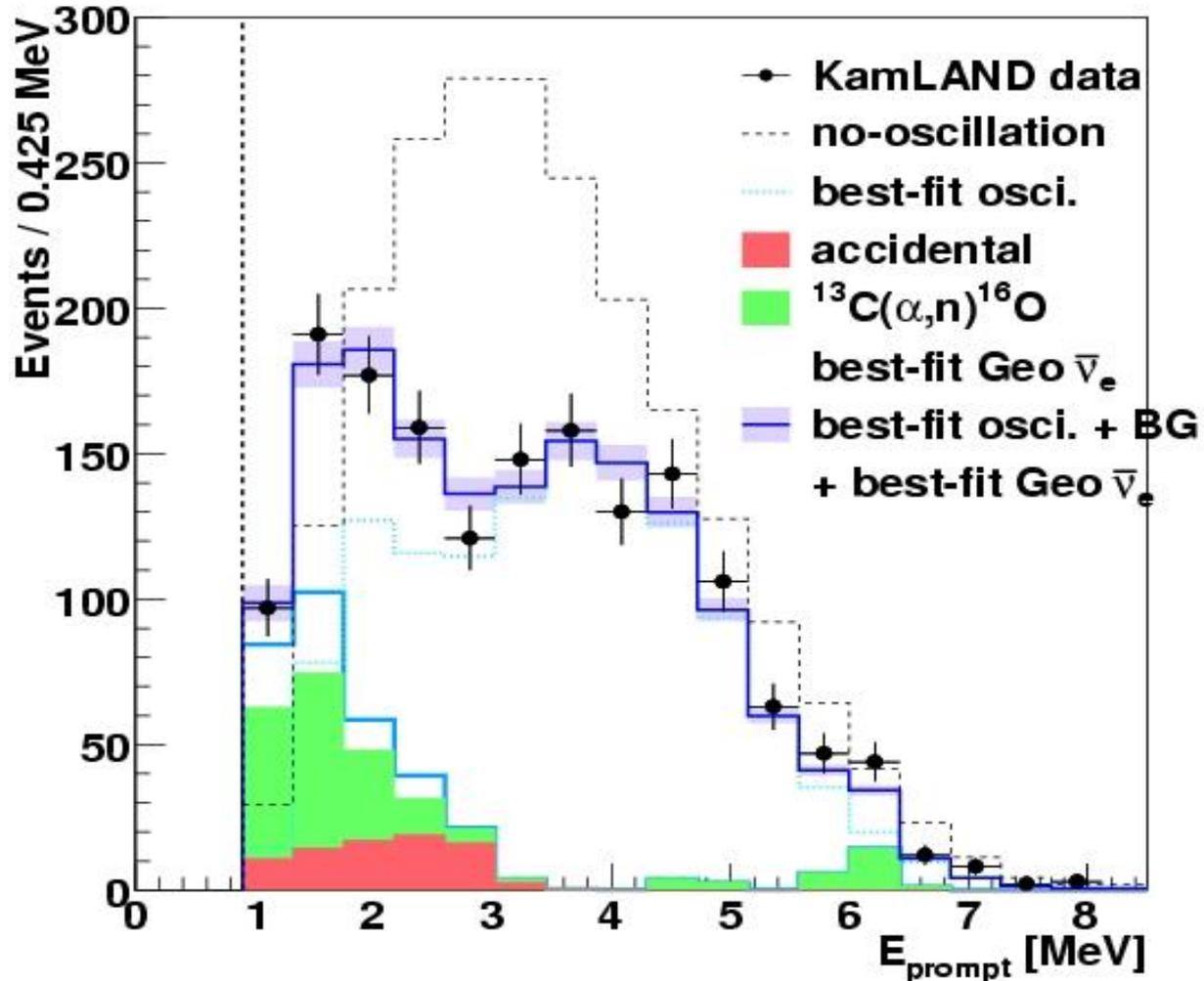


➔ Effective distance ~180km

Reactor neutrino flux $\sim 6 \times 10^6 / \text{cm}^2 / \text{sec}$

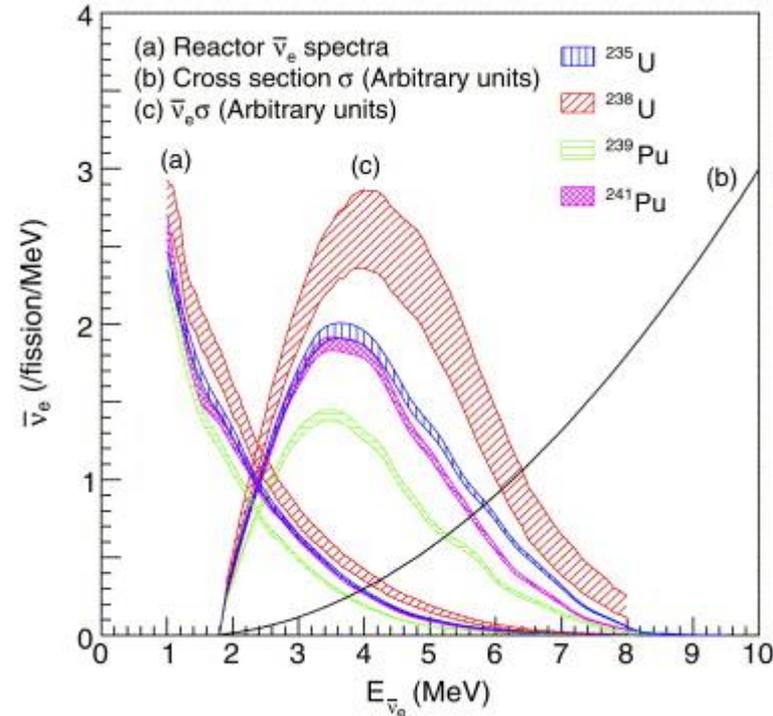
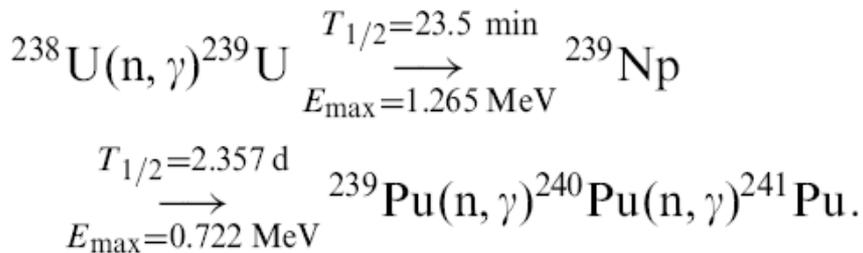
- Japan reactors 94~97%
- Korea reactors 3 ~ 5%
- world reactors ~ 0.5%

Energy spectrum for anti-electron-neutrinos



Lo spettro degli anti neutrini da reattore

- I neutrini della fissione portano via mediamente 1.6 MeV, il che vuol dire che dei 200 MeV di ciasucna fissione il 6% non va in calore, ma in neutrini
- I neutrini piu' abbondanti sono quelli provenienti dalla fissione con neutroni termici dell' ^{235}U , ma sono importanti anche quelli provenienti da ^{238}U , nonche' da due isotopi del Plutonio, ^{239}Pu e ^{241}Pu , prodotti attraverso lo schema

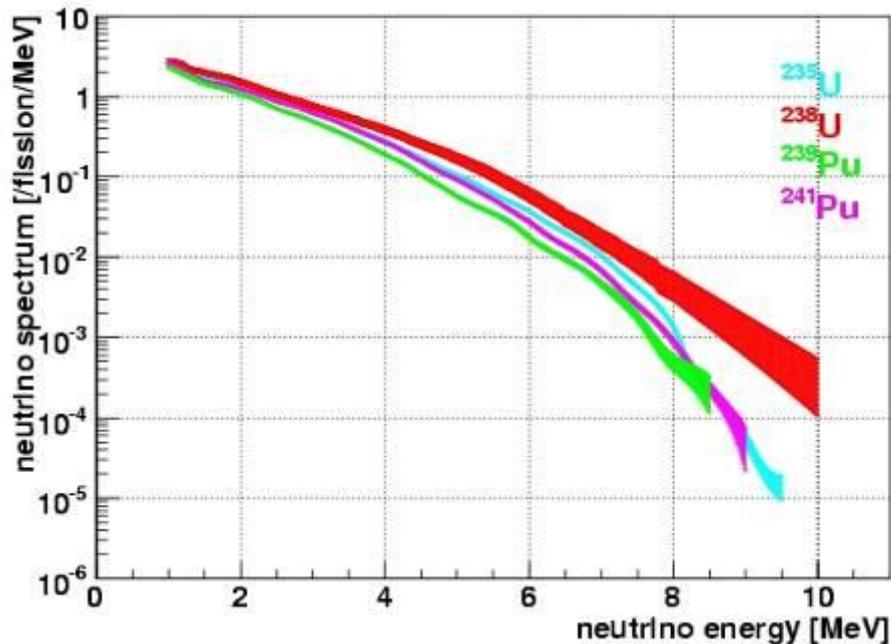


•La figura mostra lo spettro delle varie componenti, con le relative incertezze, e il prodotto di questo con la sezione d'urto per la reazione tipica usata per la rivelazione (con soglia a 1.8 MeV



•Da notare il picco intorno a 4 MeV, cioe' l'energia alla quale si trovano il maggior numero dei neutrini rivelati

Neutrino energy spectra



^{235}U :

K. Schreckenbach et al.
Phys. Lett. B 160 325 (1985)

^{239}Pu , ^{241}Pu :

A. A. Hahn et al.
Phys. Lett. B 218 365 (1989)

^{238}U :

P. Vogel et al.
Phys. Rev. C 24 1543 (1981)

Observed by Bugey experiment

Fasci di neutrini da acceleratori di particelle

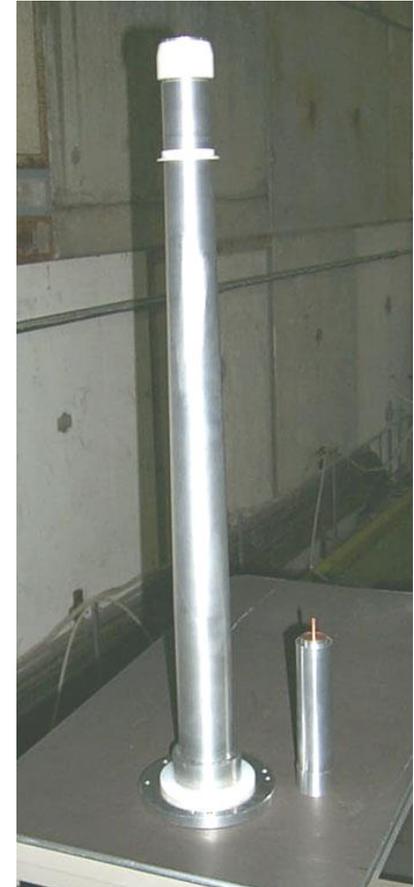


- Dagli acceleratori di particelle, sin dagli anni 60-70, si possono estrarre fasci di neutrini, principalmente di tipo muonico.
- Un fascio di protoni che sbatte su un bersaglio (Target), produce in abbondanza pioni
- Questi vengono focalizzati attraverso un corno magnetico (horn) e quindi attraversano una regione (decay pipe) dove possono decadere.
- Il decadimento principale è'
$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

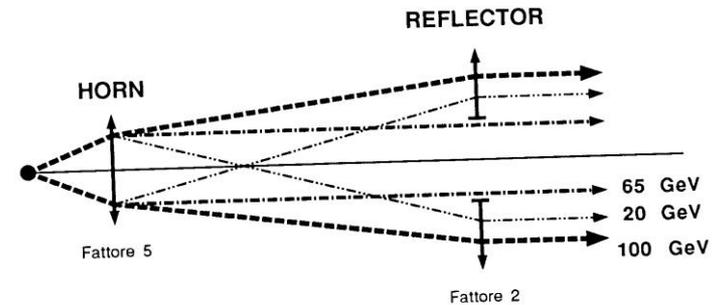
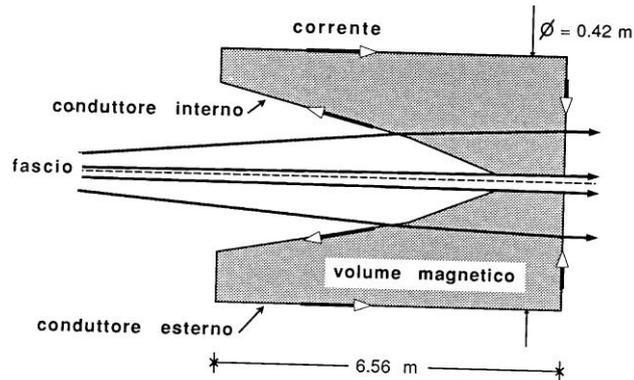
e analogamente per π^-
- A valle della decay pipe, fermati gli eventuali muoni in blocchi di cemento, restano solo i neutrini.
- Per la realizzazione del fascio di neutrini sono dunque necessari tre elementi (Target, horn, Decay pipe)

Bersagli

- In tutti I fasci neutrini il primo step e' costituito dalla produzione di secondari (π^\pm , κ^\pm) mediante interazione del fascio primario di protoni su un bersaglio
- Il bersaglio e' costituito da un insieme di barre cilindriche di qualche centimetro (fino a 10cm) di spessore separate da strati di aria in modo da minimizzare il riassorbimento dei secondari da parte del bersaglio stesso. La geometria e' ottimizzata per ridurre quanto possibile gli stress meccanici e termici dovuti all'intensita' del fascio primario
- Il materiale classicamente utilizzato e' il berillio (wanf al cern, miniboone al fermilab). I fasci neutrini piu' recenti utilizzano l'alluminio (K2K) o il Carbonio (CNGS)
- Dimensioni tipiche (Wanf 110cm , Miniboone 65 cm, k2k 60cm)

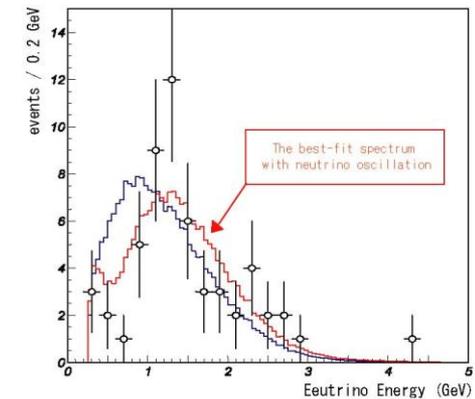
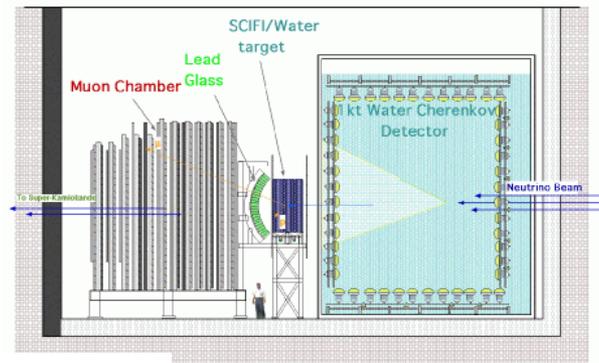


HORNs: Focalizzazione delle particelle secondarie



- L'horn non è nient'altro che una lente magnetica
- Nell'horn le particelle sono deflesse da un campo magnetico radiale realizzato da 2 conduttori coassiali lungo i quali fluiscono correnti di uguale intensità ma di direzioni opposte
- Il profilo interno dell'horn può essere dedotto imponendo la condizione di emissione parallela

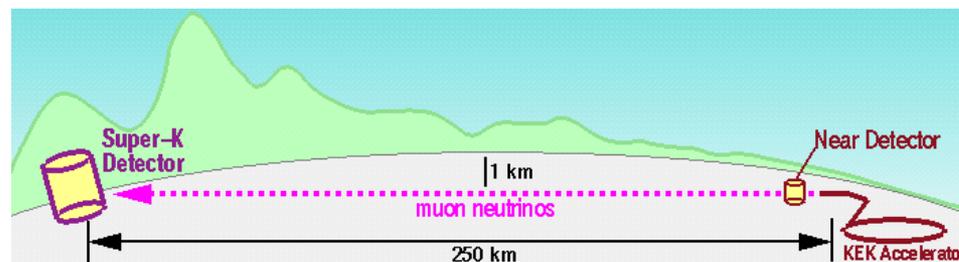
Un esempio: il fascio di KEK per K2K



The K2K, KEK-to-Kamioka, experiment is the first accelerator-based long-baseline experiment [2]. Its primary goal is to give a definite answer concerning the existence of neutrino oscillation found in atmospheric neutrino observations. A conventional beam is produced at KEK, and the far detector is Super-Kamiokande (SK) located 250 km away from KEK. The experiment started in 1999 and is on going.

The proton beam is extracted from the 12-GeV proton synchrotron (PS) in a single turn with a $1.1 \mu\text{s}$ width every 2.2s. The design intensity is 6×10^{12} protons on target/pulse. Every beam spill

is stamped with time measured by the global positioning system (GPS) with an accuracy of $< 200 \text{ ns}$ [3]. The production target is a 66 cm long Al rod. Its diameter is 2 cm for runs in June 1999, and 3 cm since November 1999. Positive pions are focused by two electromagnetic horns [4]. Both horns are operated by a pulsed current of $\sim 1 \text{ ms}$ width and 200 kA peak for the June 1999 run and 250 kA peak for runs since November 1999. The length of the decay pipe is 200 m. A beam dump at the end of the decay pipe is 3-m thick from the target, there is a hole in which front neutrino



Le interazioni dei neutrini

- La rivelazione dei neutrini si basa sulle interazioni che questi possono avere con ciò che si trova nel bersaglio, dunque con elettroni, nucleoni o nuclei.
- Ricordiamo che esistono due tipi di interazioni deboli, quella di corrente carica e quella di corrente neutra, mediate rispettivamente dai Bosoni W e Z, le cui proprietà richiameremo nelle trasparenze successive
- Quindi stimeremo il comportamento delle sezioni d'urto dei neutrini sui vari costituenti del bersaglio.
- Un punto importante da ricordare è che le energie dei neutrini di interesse astrofisico sono dell'ordine del MeV, e dunque siamo sempre in condizioni di bassa energia, rispetto alla scala naturale delle interazioni deboli, data dalle masse dei W e Z, ordine 100 GeV. In prima approssimazione, tutte le ampiezze dei diffusione A sono dell'ordine di

$A \approx G_F$ dove $G_F = 10^{-5} m_p^{-2}$ e' la costante che caratterizza i processi deboli a bassa energia.*

- Un altro punto importante è che la lunghezza d'onda di questi neutrini, $\lambda = h/p$, è dell'ordine di 200 Fermi, dunque è piccola rispetto alle dimensioni dell'atomo, ma grande rispetto a quelle del nucleo. Per questo, i neutrini:
 - a) distinguono gli elettroni dai nuclei atomici
 - b) non distinguono i nucleoni all'interno del nucleo

* Sto usando $h/2\pi = c = 1$, per cui le ampiezze di scattering hanno dimensioni E^{-2}

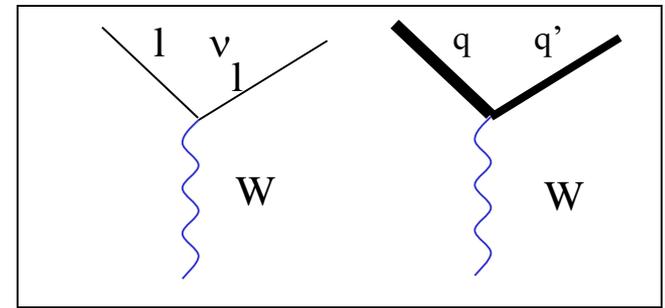
Il quadro generale dei processi deboli di corrente carica

- Si chiamano processi deboli di corrente carica tutti quei processi (=collisioni o decadimenti) in cui avviene emissione o assorbimento di W , reali e virtuali
- **Sono tutti descrivibili in termini di combinazioni di vertici fondamentali del tipo**

$$(Wqq'), (Wll')$$

in cui a ciascun vertice:

- **i) si conserva la carica elettrica**
- **ii) si conserva il numero barionico**
- **iii) si conserva il numero leptonico**
- Le interazioni deboli di corrente carica hanno la stessa intensità per ciascuna famiglia di leptoni
- I bosoni W^\pm (spin 1, $M_W = 80.4 \text{ GeV}$) sono dunque i “mediatori” delle interazioni deboli di corrente carica, così come i fotoni sono i mediatori delle interazioni elettromagnetiche.



*I vertici fondamentali di CC.
Indichiamo, come comune nella letteratura, con linee continue i quarks e leptoni e con linee ondulate i mediatori delle interazioni*

- L'unificazione delle interazioni deboli ed e.m. significa che ad energie dell'ordine di M_W la probabilità di emettere o assorbire W è comparabile con quella di emettere o assorbire fotoni.
- A basse energie le interazioni deboli appaiono “più deboli” di quelle elettromagnetiche poiché l'emissione/assorbimento di W virtuali può avvenire su tempi (molto) più brevi, dati dalla relazione di indeterminazione energia-tempo.

Processi che coinvolgono leptoni e adroni

- Come per i leptoni, si possono usare gli stessi concetti per gli adroni, e introdurre possibili processi virtuali in cui sono coinvolti i W:

$$q(-1/3) \rightarrow W^- + q(2/3)$$

$$q(2/3) \rightarrow W^+ + q(1/3)$$

- Si possono reinterpretare facilmente tutti i processi delle interazioni deboli studiati all'inizio in termini di emissione e assorbimento di W virtuali fra leptoni e quarks. Ad esempio:

- 1) Il decadimento del pione $\pi^+ = (u, \text{anti}d)$,

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

può essere visto come l'annichilazione della coppia u, anti-d in W^+ (virtuale) che decade in muone e neutrino:

$$\pi^+ = u + \text{anti}d \rightarrow W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

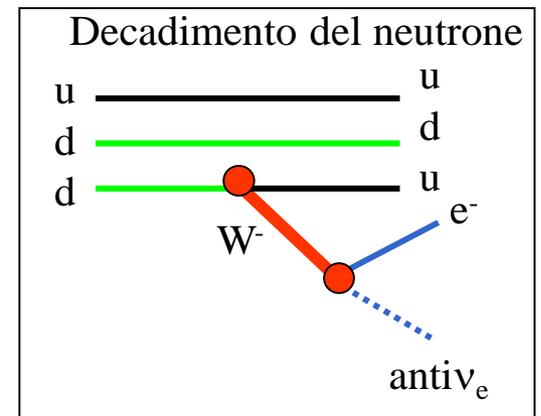
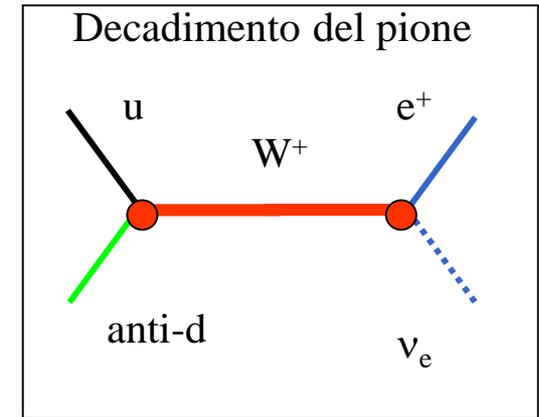
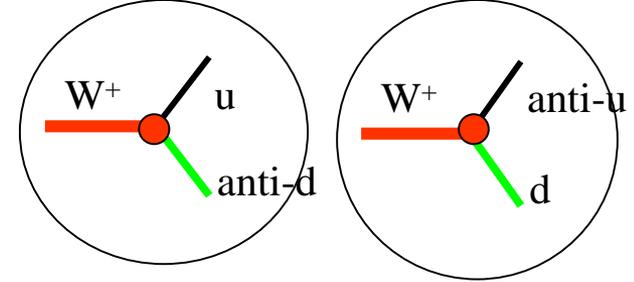
- 2) nel decadimento β^- ,

$$n \rightarrow p + e + \text{anti-}\nu_e$$

all'interno di un neutrone $n = (u, d, d)$ un quark

$d \rightarrow u + W^-$ e quindi $W^- \rightarrow e + \text{anti-}\nu_e$. Il risultato è dunque:

$$n = (u, d, d) \rightarrow (u, u, d) + e + \text{anti-}\nu_e = p + e + \text{anti-}\nu_e$$



La Z^0 e le interazioni deboli di corrente neutra

- Il bosone Z^0 ($m=91.2\text{GeV}$ $S=1$, neutro) decade in coppie di leptoni e in coppie quark antiquark, con larghezze comparabili.
- La larghezza di decadimento è la stessa per ciascuna famiglia di leptoni e di quark
- I vertici fondamentali che riguardano la Z^0 hanno proprietà simili a quelli delle W : conservano la carica elettrica, il numero barionico e il numero leptonico.
- Come le W , così anche le Z^0 possono essere emesse o assorbite in processi reali e virtuali, detti processi deboli di corrente neutra.
- Questa è una ulteriore classe di interazioni, il cui mediatore è la Z^0 , che da origine a nuovi processi non possibili mediante le interazioni di CC.
- Ad esempio, induce produce le collisioni elastiche $\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e$, dove che non sono mediate da processi di corrente carica

Z

$$J = 1$$

Charge = 0

Mass $m = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV [d]

Full width $\Gamma = 2.4952 \pm 0.0023$ GeV

$\Gamma(\ell^+ \ell^-) = 83.984 \pm 0.086$ MeV [b]

$\Gamma(\text{invisible}) = 499.0 \pm 1.5$ MeV [e]

$\Gamma(\text{hadrons}) = 1744.4 \pm 2.0$ MeV

$\Gamma(\mu^+ \mu^-) / \Gamma(e^+ e^-) = 1.0009 \pm 0.0028$

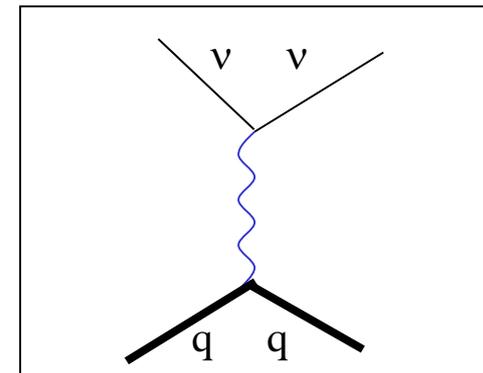
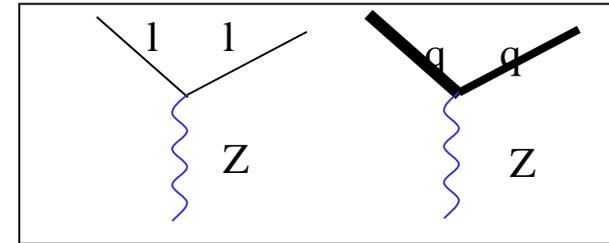
$\Gamma(\tau^+ \tau^-) / \Gamma(e^+ e^-) = 1.0019 \pm 0.0032$ [f]

Average charged multiplicity

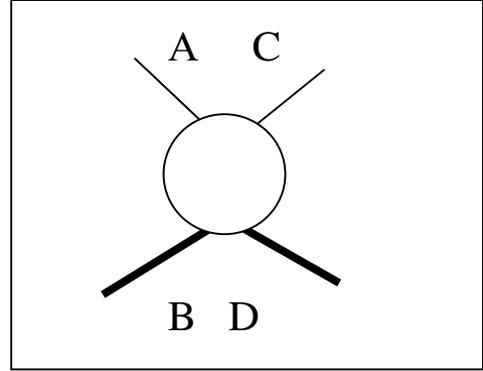
$$\langle N_{\text{charged}} \rangle = 21.07 \pm 0.11$$

Z DECAY MODES

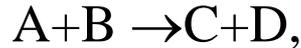
Z DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	Confidence level
$e^+ e^-$	(3.363 \pm 0.004) %	
$\mu^+ \mu^-$	(3.366 \pm 0.007) %	
$\tau^+ \tau^-$	(3.370 \pm 0.008) %	
$\ell^+ \ell^-$	[b] (3.3658 \pm 0.0023) %	
invisible	(20.00 \pm 0.06) %	
hadrons	(69.91 \pm 0.06) %	



Ampiezze di diffusione e sezioni d'urto di processi a due corpi



- Ci interessano processi a due corpi



dove A...D, sono leptoni o quarks (questi ultimi confinati all'interno di nucleoni o nuclei)

- La sezione d'urto differenziale rispetto al momento trasferito, $d\sigma/dt$ e' data da

$$d\sigma/dt = | \mathcal{A} |^2,$$

dove \mathcal{A} e' l'ampiezza di diffusione e la variabile di Mandelstam t e' definita da

$$t = (\mathbf{P}_A - \mathbf{P}_C)^2 - (E_A - E_C)^2$$

- Osservare che t e' un invariante relativistico.
- Per la conservazione del quadrimpulso, posso anche scrivere:

$$t = (\mathbf{P}_B - \mathbf{P}_D)^2 - (E_B - E_D)^2$$

- Da notare che $d\sigma/dt$ e' un invariante relativistico, in quanto "σ" descrive una dimensione trasversa, invariante per Lorentz, e t e' costruito in modo da essere un invariante relativistico.
- In unita' naturali ($\hbar = c = 1$) tutto si puo' misurare in termini di potenze dell'energia, dunque $[l] = [E]^{-1}$, $[p] = [E]$ e quindi

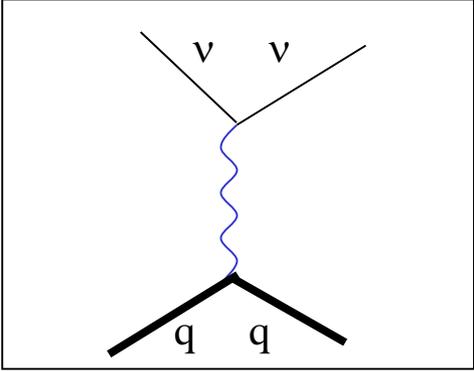
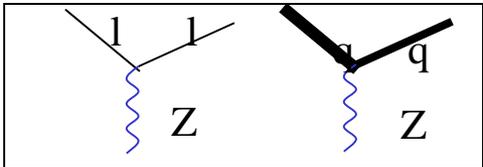
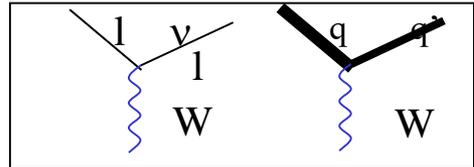
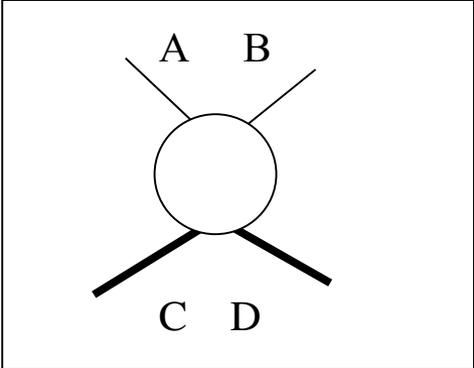
$$[d\sigma/dt] = [E]^{-4} \quad [\mathcal{A}] = [E]^{-2}$$

- Se in unita' naturali una sezione d'urto σ vale 1 GeV^{-2} , in unita tradizionali il suo valore sara' $(\hbar c)^2 1 \text{ GeV}^{-2} = 1/25 \text{ fm}^2 = 4 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$

Ampiezze di diffusione e sezioni d'urto di processi deboli a bassa energia

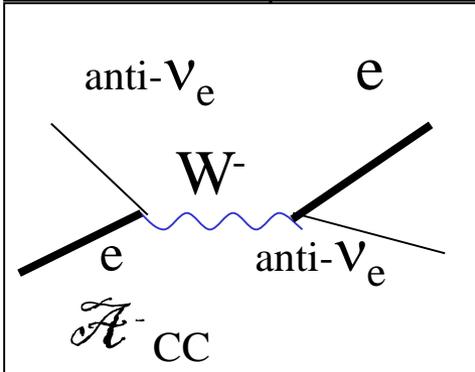
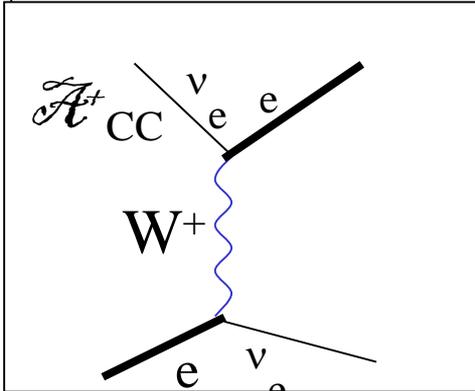
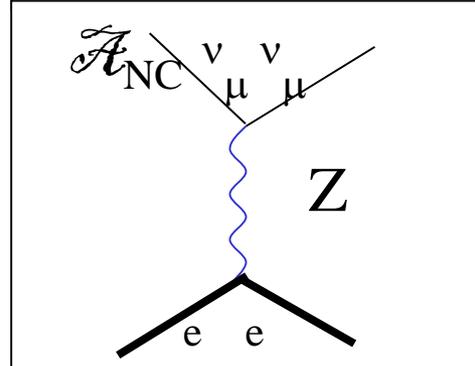
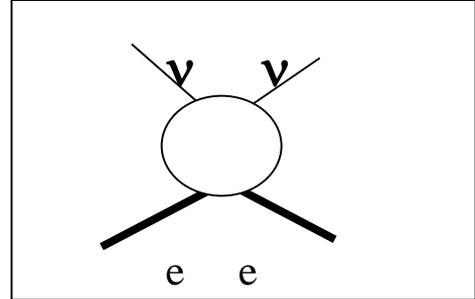
- Ci interessano processi a due corpi $A+B \rightarrow C+D$, dove $A\dots D$, sono leptoni o quarks (questi ultimi contenuti in nucleoni o nuclei).
- L'ampiezza di diffusione \mathcal{A} si ottiene combinando (=cucendo) tutti i vertici permessi dalla teoria (dunque per CC e CN) che abbiano come gambe esterne quelle corrispondenti alle particelle A, B, C e D .
- A ciascuno dei grafici risultanti e' associato un valore \mathcal{A}_i e l'ampiezza di diffusione e' la somma lineare di questi valori:
 $\mathcal{A} = \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 + \dots$
- La sezione d'urto differenziale $d\sigma/dt = |\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 + \dots|^2$, contiene dunque dei termini di interferenza, quando piu' di un grafico contribuisce.
- Le ampiezze di diffusione sono in genere funzioni di s e t . Nel limite di bassa energia, le ampiezze dei processi deboli tendono a un limite
- $\mathcal{A} = \zeta(A, B, C, D) G_F$
- Dove ζ e' un fattore numerico di ordine 1 che dipende dal tipo di particella coinvolta (e dalla struttura nucleare se del caso) e $G_F = 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ e' la costante di Fermi, quindi:

$$\mathcal{A} \approx G_F$$

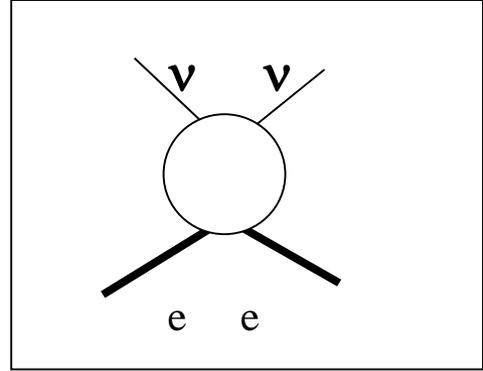


Le ampiezze di scattering neutrino elettronico

- Ci sono importanti differenze a seconda della famiglia
- Nel caso dei neutrini muonici (o tauonici) l'ampiezza riceve contributo solo dall'interazione di corrente neutra
 - ◊ $\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{NC}}$
- Nel caso dei neutrini elettronici, esiste lo stesso grafico, con lo stesso valore per l'universalità delle interazioni deboli, ma anche il grafico di corrente carica, per cui
 - ◊ $\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{NC}} + \mathcal{A}_{\text{CC}}^+$
- Analogamente per il caso di antineutrini elettronici, avro' sia un contributo di corrente carica che di corrente neutra.
- Questo fa si' che le sezioni d'urto siano diverse nei vari casi



Diffusione di neutrini su elettroni: generalita'



- Intendo studiare la collisione elastica

$$\nu + e \rightarrow \nu + e$$

di un fascio di neutrini che urta contro gli elettroni del bersaglio, che posso supporre fermi.

Dopo l'urto, gli elettroni rinculeranno, e potrò rivelarli in vario modo, tenendo conto che sono particelle cariche, dunque che possono ionizzare il bersaglio e/o emettere radiazione Cerenkov, se la loro velocità è maggiore di quella della luce nel mezzo.

- La "rivelazione" dei neutrini consiste in realtà nell'osservare il segnale prodotto dagli elettroni nel rivelatore
- Quale che sia il tipo di neutrino o antineutrino, le relazioni cinematiche sono sempre le stesse, esattamente uguali a quelle dell'effetto Compton,

$$\gamma + e \rightarrow \gamma + e$$

nel limite in cui è trascurabile la massa del neutrino ($\leq eV$) rispetto alle energie dei neutrini ($\approx MeV$) reazioni

- I valori delle sezioni d'urto, conseguenza della dinamica, sono diversi a seconda del tipo di famiglia del fatto che si tratti di particella o antiparticella, perché diversi sono i grafici da combinare.

Diffusione di neutrini su elettroni: cinematica (1)

-Intendo studiare la collisione elastica

$$\nu + e \rightarrow \nu + e$$

di un fascio di neutrini che urta contro gli elettroni del bersaglio, che posso supporre fermi.

-So che tutte le quantità cinematiche sono fissate una volta fissato l'angolo di diffusione

-La conservazione dell'energia e impulso da'

$$(1) E_\nu + m = \varepsilon + E$$

$$(2) E_\nu = p \cos\theta + \pi_{//}$$

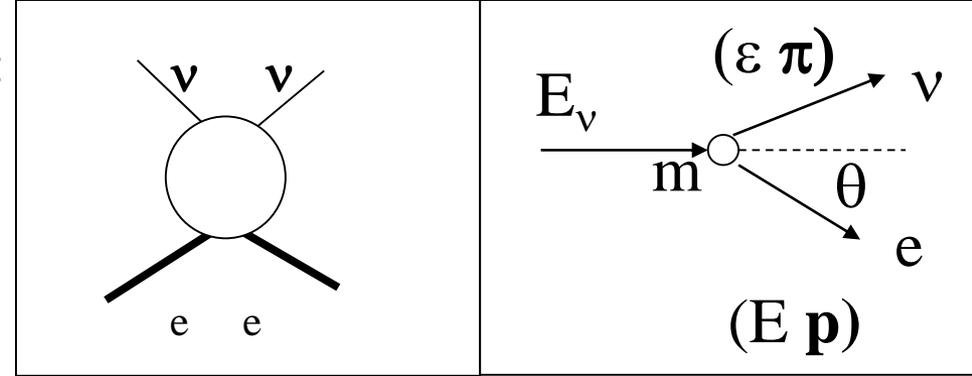
$$0 = p \sin\theta + \pi_t$$

Da (2) e (3) posso ricavare ε

$$\varepsilon^2 = \pi_{//}^2 + \pi_t^2 = (E_\nu - p \cos\theta)^2 + p^2 \sin^2\theta$$

Da cui

$$\varepsilon^2 = E_\nu^2 + p^2 - 2 E_\nu p \cos\theta$$



-Dalla (1) ho:

$$(5) \varepsilon^2 = (E_\nu + m - E)^2$$

-Da (4) e (5) posso eliminare le variabili del neutrino nello stato finale

$$(E_\nu + m - E)^2 = E_\nu^2 + p^2 - 2 E_\nu p \cos\theta$$

-Esprimendo in termini dell'energia cinetica T , ho

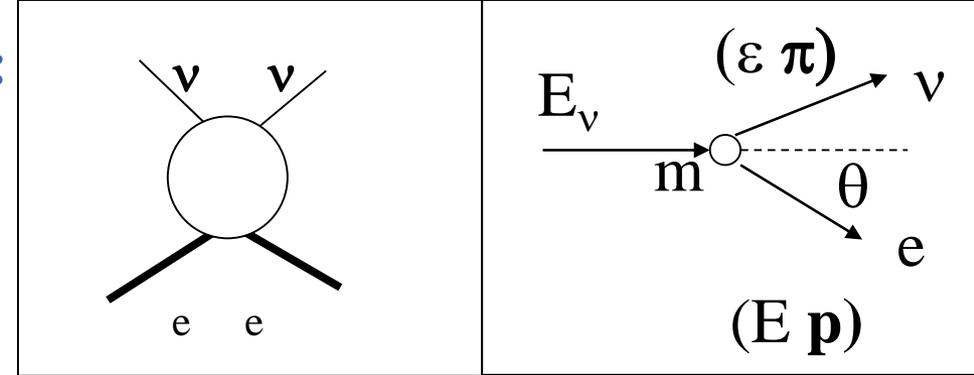
$$T = E - m ; p = [T(T + 2m)]^{1/2}$$

e quindi dalla (6) esprimo la relazione fra energia cinetica T e angolo di scattering θ :

$$T = 2m E_\nu^2 \cos^2\theta / [(E_\nu + m)^2 - E_\nu^2 \cos^2\theta]$$

questa è l'equazione cinematica che fissa l'energia cinetica dell'elettrone in funzione dell'angolo di deflessione.

Diffusione di neutrini su elettroni: cinematica (2)



$$T = 2m E_\nu^2 \cos^2 \theta / [(E_\nu + m)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta]$$

- La relazione fra energia ed angolo dice che l'energia cinetica dell'elettrone e' massima per $\theta=0$, dove vale:

$$T_{\max} = E_\nu / [(1 + m / 2 E_\nu)]$$

- Notare che l'elettrone non prende mai tutta l'energia del neutrino, per la conservazione del quadri impulso
- All'aumentare dell'angolo, T diminuisce, e raggiunge $T=0$ per $\theta=\pi/2$.
- La variabile di mandelstam t puo' essere espressa in termini delle quantita' cinematiche dell'elettrone

$$t = p^2 - (m - E)^2 = p^2 - T^2 = 2mT$$

- Quindi e' lineare con l'energia cinetica dell'elettrone. Il massimo valore corrisponde dunque a

$$t_{\max} = 2mE_\nu / [(1 + m / 2 E_\nu)]$$

Diffusione di neutrini su elettroni: la sezione d'urto totale

• Sappiamo che le ampiezza di diffusione sono $\mathcal{A} \approx G_F$ e dunque $d\sigma/dt \approx G_F^2$.

• Poniamo per semplicità $d\sigma/dt = \zeta G_F^2$ e studiamo le conseguenze.

• La sezione d'urto elastica totale è

$$\sigma = G_F^2 t_{\max} = \zeta G_F^2 2mE_\nu / [(1+m/2E_\nu)]$$

• Se le energie dei neutrini sono grandi rispetto ad m , si può trascurare il secondo termine nel denominatore, e dunque le sezioni d'urto crescono linearmente con l'energia del neutrino. Numericamente:

$$\begin{aligned} \sigma &= \zeta G_F^2 2mE_\nu = \zeta 10^{-16} \text{ GeV}^{-2} (E_\nu / 1\text{MeV}) = \\ &= 4 \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 (E_\nu / 1\text{MeV}) \end{aligned}$$

• I valori delle sezioni d'urto per i vari tipi di neutrini sono riportati in tabella. Si noti che l'urto di ν_e è quello con la maggior sezione d'urto, circa sei volte rispetto a quella dei ν_μ o ν_τ (che hanno uguali sezioni d'urto).

• Se il fascio incidente contiene ν_e e ν_μ , la rivelazione degli elettroni è circa 6 volte più sensibile ai ν_e che agli altri

Elastic scattering	
$\sigma_{\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-}$	$= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[\left(\frac{1}{2} + \xi \right)^2 + \frac{1}{3} \xi^2 \right]$ $\approx 9.5 \cdot 10^{-49} \text{ m}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ MeV}} \right)$
$\sigma_{\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-}$	$= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} + \xi \right)^2 + \xi^2 \right]$ $\approx 4.0 \cdot 10^{-49} \text{ m}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ MeV}} \right)$
$\sigma_{\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-}$	$= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[\left(\frac{1}{2} - \xi \right)^2 + \frac{1}{3} \xi^2 \right]$ $\approx 1.6 \cdot 10^{-49} \text{ m}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ MeV}} \right)$
$\sigma_{\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-}$	$= \frac{G_F^2 s}{\pi} \left[\frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} - \xi \right)^2 + \xi^2 \right]$ $\approx 1.3 \cdot 10^{-49} \text{ m}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ MeV}} \right)$
$\xi = \sin^2 \theta_W \approx 0.23$	

Diffusione di neutrini su elettroni: la distribuzione in energia degli elettroni

- Sappiamo che le ampiezza di diffusione sono $\mathcal{A} \approx G_F$ e dunque $d\sigma/dt \approx G_F^2$.

- Poniamo per semplicità':

$$d\sigma/dt = G_F^2$$

e studiamo le conseguenze.

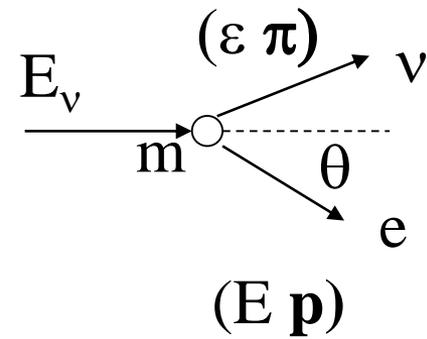
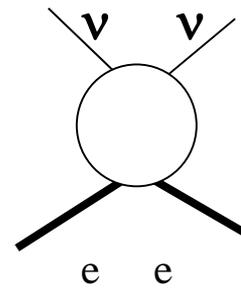
- Poiché $t = 2mT$, abbiamo

$$d\sigma/dT = 2mG_F^2$$

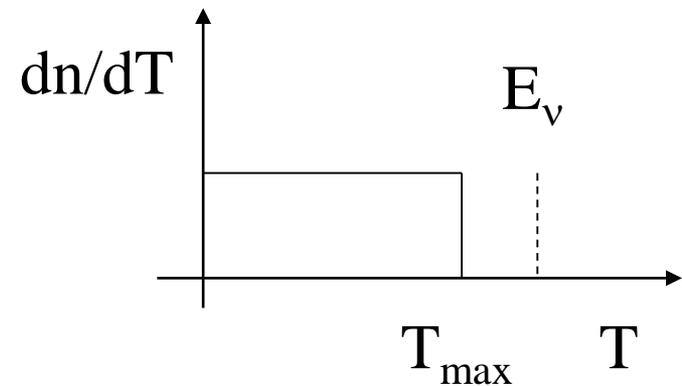
- ossia la distribuzione in energia cinetica degli elettroni diffusi da neutrini con una energia E_ν fissata è piatta, entro l'intervallo cinematico.

- Nei rivelatori a scintillatore liquido (esempio Borexino al GS, KamLAND in Giappone) i neutrini sono rivelati misurando l'energia depositata dagli elettroni e raccolta come luce di scintillazione. La figura mostra, ad esempio, il segnale atteso dallo scattering su elettroni dei neutrini monocromatici, come quelli del Berillio.

* Occorre sempre ricordare che in pratica ci sono fattori diversi a seconda
tipi di neutrini



$$T = 2m E_\nu^2 \cos^2 \theta / [(E_\nu + m)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta]$$



Diffusione di neutrini su elettroni: la distribuzione angolo degli elettroni

• Abbiamo appena visto che, a parte fattori numerici

$$d\sigma/dT = 2mG_F^2$$

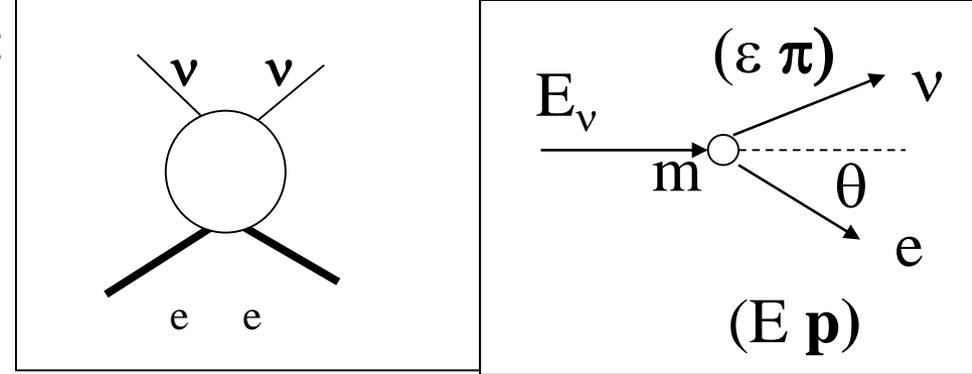
• La relazione fra energia e angolo ci permette dunque di ricavare la sezione d'urto differenziale nell'angolo, $d\sigma/\cos\theta$, mediante un cambio di variabile. Chiamando $x = \cos\theta$ e $\mu = m/E_\nu$, si trova:

$$d\sigma/dx = x[(1+\mu)^2 + x^2] / [(1+\mu)^2 - x^2]^2 4m^2 G_F^2$$

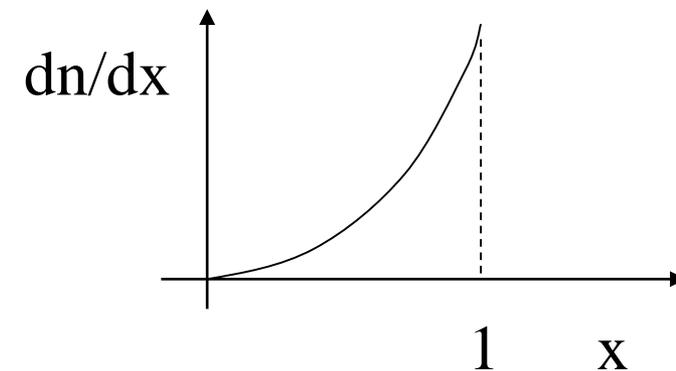
Notare che la funzione e' monotona crescente per x fra 0 e 1.

• Cio' significa che la distribuzione angolare degli elettroni ha un massimo in avanti ($x=1$, ossia $\theta=0$) ossia la distribuzione degli elettroni e' piccata in avanti, rispetto alla direzione del neutrino incidente.

• In altri termini, la direzione dell'elettrone e' correlata con quella del neutrino incidente.



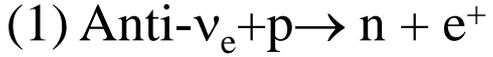
$$T = 2m E_\nu^2 \cos^2 \theta / [(E_\nu + m)^2 - E_\nu^2 \cos^2 \theta]$$



• Questo effetto e' utilizzato nei rivelatori di radiazione Cerenkov (come Kamiokande e Superkamiokande) per ricostruire la direzione dell'elettrone diffuso e da questa risalire alla direzione del neutrino incidente.

Interazione di antineutrini su protoni

•La reazione classica per la rivelazione di antineutrini di energia di qualche MeV il processo β -inverso su protoni



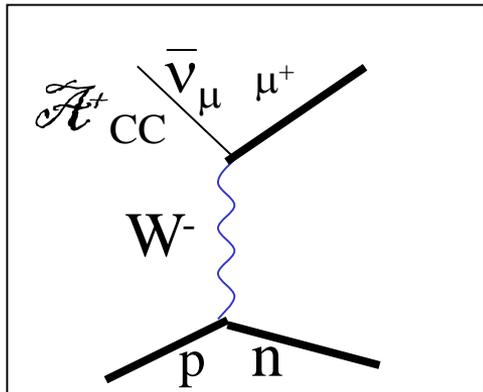
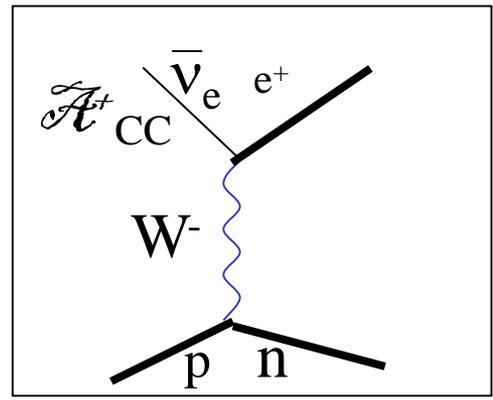
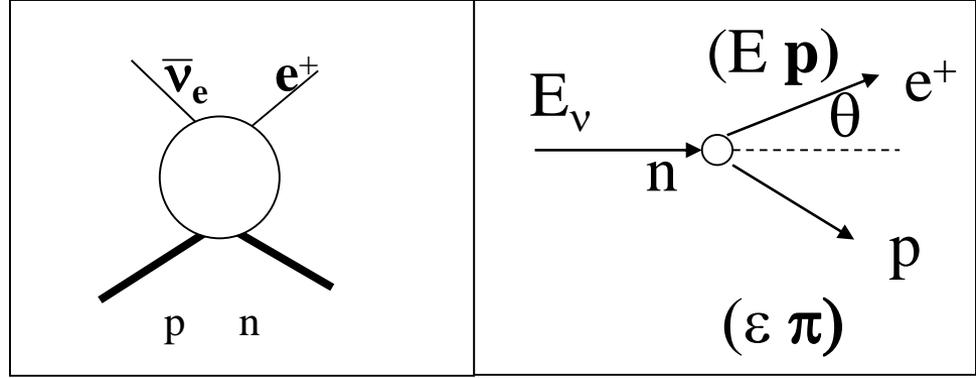
Il processo e' descritto dal grafico di corrente carica, disegnato in figura

•La reazione (1) ha una soglia a

$$\Delta = m_p - m_n - m_e = 1.8 \text{ MeV}$$

•Notare che anti- ν_μ e anti- ν_τ non possono produrre questa reazione. Nella stato finale ci dovrebbe essere un μ o un τ , vedi figura, ma questo richiede centinaia di MeV; dunque questi antineutrini sono sterili nel range delle energie di nostro interesse, fino a qualche decina di MeV.

•Notare che la soglia permette di rivelare gli antineutrini prodotti nel decadimento dell'U e del Th



La sezione d'urto di antineutrino su protone

• Il protone che rincula porta con se' poca energia, dunque (quasi) tutta l'energia disponibile viene assorbita dal positrone, il quale acquista un'energia cinetica $T = (E_\nu - \Delta)$ e un impulso $p = [T(T+m)]^{1/2} = [(E_\nu - \Delta)((E_\nu - \Delta + m))]^{1/2}$

- La distribuzione del positrone e' (praticamente) isotropa.
- A parte un fattore, $d\sigma/dt = G_F^2$ e dunque avro'

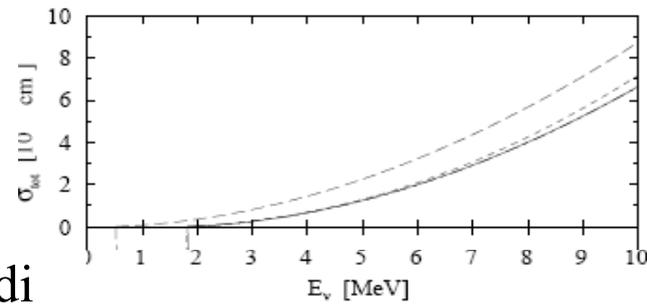
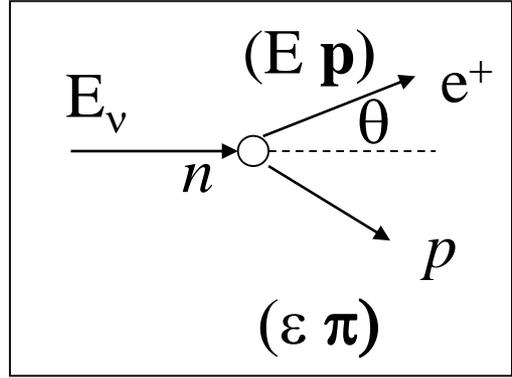
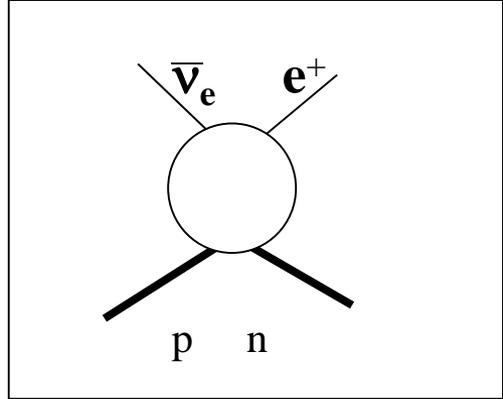
$$\sigma = G_F^2 (t_{\max} - t_{\min})$$

• La differenza la posso calcolare confrontando t fra $\theta=0$ e $\theta=\pi$ e dunque si trova

$$\sigma = 4 G_F^2 E_\nu p = 4 E_\nu [(E_\nu - \Delta)((E_\nu - \Delta + m))]^{1/2}$$

La sezione d'urto, mostrata in figura, va a zero all'energia di soglia, $\Delta = m_p - m_n - m_e = 1.8 \text{ MeV}$

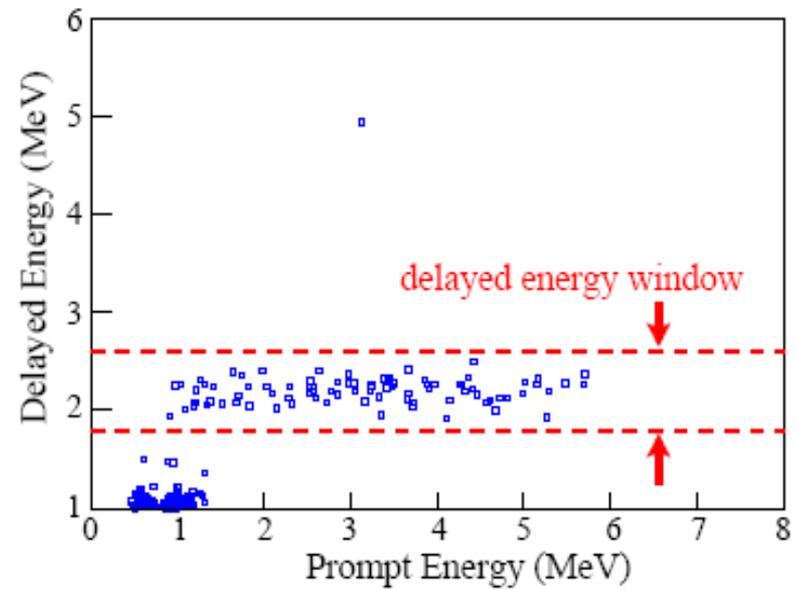
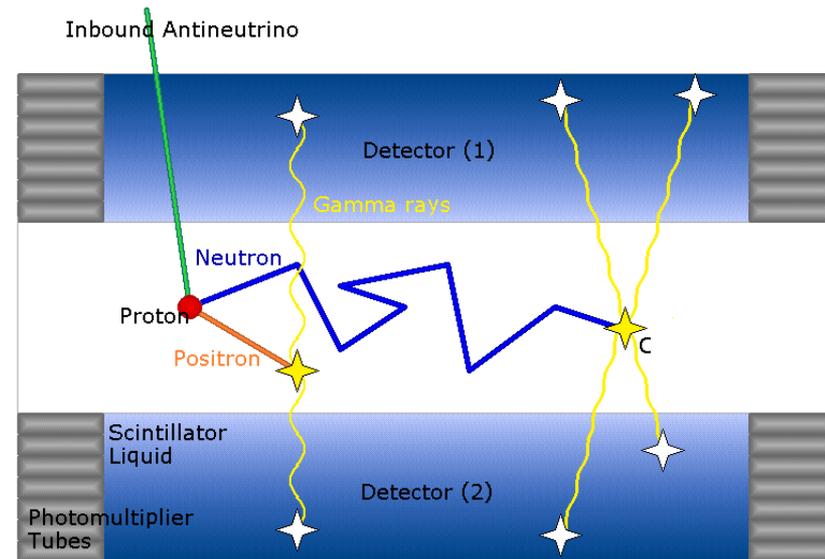
• Notare che questa sezione d'urto, per energie dell'ordine di qualche MeV, e' di ordine $\sigma \approx G_F^2 E_\nu^2$ e dunque piu' grande delle sezioni d'urto di neutrini su elettroni, $\sigma \approx G_F^2 m E_\nu$



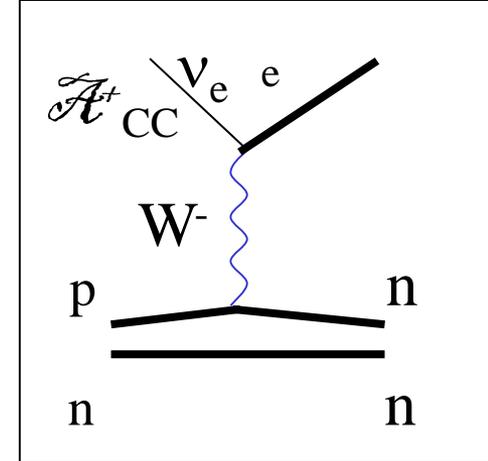
La rivelazione delle collisioni di antineutrini in Idrogeno

- Il principio dell'esperimento è ancora oggi quello usato da Reines e Cowan, descritto nel corso precedente e in appendice.
- In uno scintillatore liquido si misura l'energia rilasciata dal positrone nel corso del suo rallentamento e quindi nell'annichilazione. Questo costituisce il segnale "prompt"
- Il neutrone termalizza e quindi viene catturato da un nucleo (es. $n + p \rightarrow d + \gamma$) e si rivela il gamma, che costituisce la componente ritardata del segnale, vedi la figura della distribuzione degli eventi in KamLAND
- È essenziale avere questo doppio segnale, per eliminare i fondi, che sono sempre importanti in esperimenti con neutrini, caratterizzati da un numero di eventi basso

- 1) $\text{anti-}\nu_e + p \rightarrow n + e^+$
- 2) $e^+ + e^- \rightarrow 2 \gamma$
- 3) $n + {}^A_Z \rightarrow {}^{A+1}_Z + \gamma$

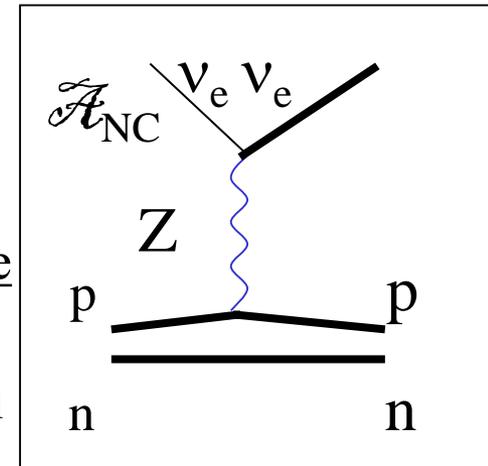


Il deuterio, un nucleo versatile per la rivelazione di neutrini e antineutrini di interesse astrofisico



CC: $\nu_e + d \rightarrow e + n + n$

NC: $\nu_x + d \rightarrow \nu_x + p + n$



Da notare che, ad energie di qualche MeV, la prima puo' essere indotta solo da neutrini elettronici, mentre per la seconda e' attivo qualsiasi tipo di neutrino, con uguale sezione d'urto.

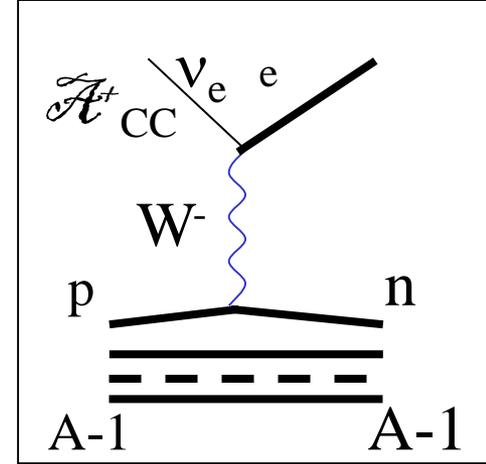
- Misurare il rapporto fra gli eventi di corrente carica e quelli di corrente neutra significa dunque misurare il rapporto fra il flusso di ν_e e il flusso di neutrini di ogni tipo.
- Da notare che posso avere interazioni di corrente carica anche per antineutrini elettronici,

CC: $\text{anti-}\nu_e + d \rightarrow e^+ + p + p$

La versatilita' del deuterio e' stata sfruttata dall' esperimento SNO, che ha dato importantissimi risultati sulla fisica de neutrino.

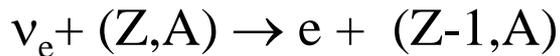
Reazioni di CC su nuclei pesanti: la rivelazione dei neutrini di bassa energia (pp)

- Nessuno dei processi precedenti e' adatto per rivelare neutrini di energia bassa come quelli dei pp ($E < 0.4$ MeV):
 - nel caso dello scattering $\nu + e$ non ci sono soglie cinematiche, ma il fondo diventa dominante a energie cosi' basse

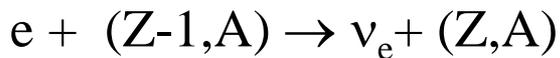


-le interazioni di CC che abbiamo considerato finora hanno soglie piu' alte.

- Si ricorre a interazioni su nuclei pesanti, in cui possa avvenire, l'interazione di CC



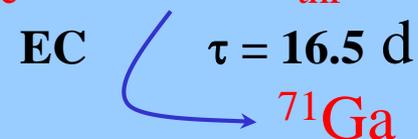
Il nucleo figlio e' evidentemente instabile, e decade per cattura elettronica:



- Occorre trovare un nucleo conveniente, cioe' 1) per cui i neutrini del pp siano sopra soglia 2) i cui figli possano essere separati dal bersaglio e 3) abbiano vita media sufficientemente lunga per cui dopo la separazione si possa rivelare il decadimento (ad esempio in un contatore proporzionale).

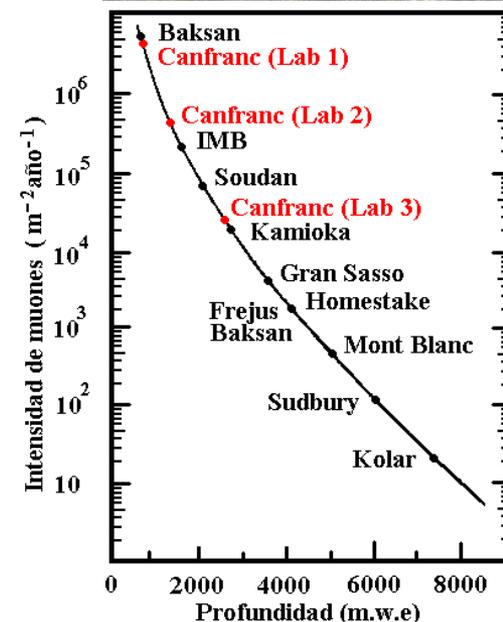
- Il nucleo ideale e' il ^{71}Ga , usato da Gallex e SAGE

- Da notare che, la CC puo' essere indotta solo da neutrini elettronici.



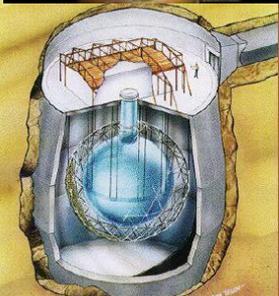
I laboratori sotterranei

- La moderna sperimentazione sui neutrini viene svolta in laboratori sotterranei,
- Poiche' le sezioni d'urto dei neutrini sono piccole, occorre schermarsi da ogni radiazione che possa costituire un fondo.
- I laboratori sono a centinaia o migliaia di metri sotto il suolo, in modo da ridurre la radiazione cosmica per ordini di grandezza
- Il piu grande laboratorio sotterraneo e' al Gran Sasso, sotto 1000 m di roccia (3000 MWE, ossia meter water equivalent) dove il flusso e' ridotto di 10^6 rispetto alla superficie
- Esistono altri grandi laboratory in Canada (Sudbury, Neutrino Observatory, SNO), in Giappone (Kamioka) e, piu' piccoli, in altri paesi



I principali esperimenti sotterranei

- Davis (Homestake, USA) (1964-1995), metodo radiochimico Cl-Ar, prima rivelazione dei neutrini solari del Boro,
- Kamiokande e Superkamiokande (1985 – in corso) , rivelatori Cerenkov ad acqua, prima rivelazione direzionale e in tempo reale dei neutrini solari del Boro, rivelazione dei neutrini da SN 187A
- Gallex (LNGS) e Sage(Russia) (1992-2005) metodo radiochimico Ga-Ge Misura di neutrini di bassa energia (pp)
- Borexino (LNGS), in corso, 300 ton di scintillatore liquido ultrapuro, Misura dei neutrini solari del Berillio, geoneutrini
- Luna(LNGS), in corso: misura di sezioni d'urto di interesse astrofisico
- SNO: (2001 -2008) rivelatore ad acqua pesante, primo esperimento di apparizione sulle oscillazioni di neutrino, con neutrini solari
- KamLAND: (2002 -in corso) 1000 ton di scintillatore liquido, conferma delle oscillazioni di neutrini mediante reattori, prima rivelazione dei geoneutrini
- I risultati di questi esperimenti saranno l'oggetto delle prossime lezioni

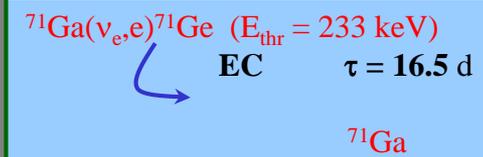
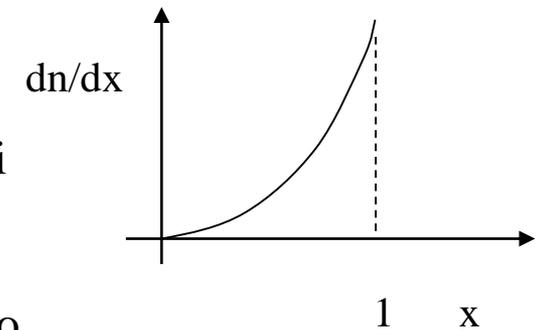
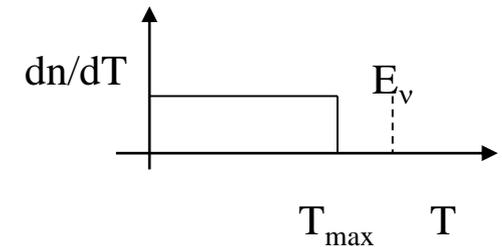


Decalogo

- 1) Esistono tre famiglie di neutrini, con le loro anti particelle.
- 2) I neutrini sono stabili, con masse non superiori all'eV
- 3) Le principali sorgenti artificiali di neutrini sono i reattori (anti- ν_e con energie di qualche MeV) e gli acceleratori (principalmente ν_μ , con energie dell'ordine dei GeV)
- 4) Neutrini e antineutrini hanno interazioni di corrente carica e neutra
- 5) Le sezioni d'urto sono $d\sigma/dt \approx G_F^2$
- 6) A energie di interesse astrofisico (E qualche MeV) i neutrini muonici e tauonici sono sterili per processi di corrente carica
- 7) La diffusione di neutrini su elettroni e' fortemente direzionale; le sezioni d'urto sono piu' grandi per i ν_e)
- 8) Il processo beta inverso e' la classica reazione per rivelare anti- ν_e di pochi MeV,; produce positroni con energia cinetica $T=E-\Delta$, con distribuzione approssimativamente isotropa e neutroni di cui si osserva la cattura ritardata
- 9) Su nuclei di deuterio possono avvenire processi di CC, indotti da ν_e , ma anche di corrente neutra, in cui tutti i tipi di neutrini sono attivi
- 10) Per rivelare i neutrini della reazione pp, occorrono reazioni di corrente carica su nuclei con soglia molto bassa, come il ${}^{71}\text{Ge}$

Elementary Particles				
Quarks	u up	c charm	t top	g gluon
	d down	s strange	b bottom	
Leptons	ν_e e neutrino	ν_μ μ neutrino	ν_τ τ neutrino	W W boson
	e electron	μ muon	τ tau	
				Z Z boson
	3 → I	II	III	← Generations

Force Carriers



Appendice

- Scintillatori
- Radiazione Cerenkov
- L'esperimento di Reines e Cowan
- L'esperimento dei due neutrini

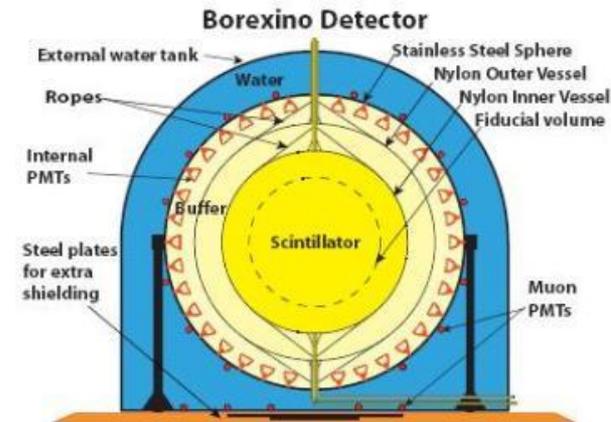
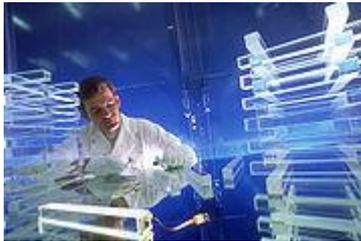
Scintillator and scintillator counters (Wiki)

A scintillator is a material which exhibits the property of luminescence[1] when excited by ionizing radiation. Luminescent materials, when struck by an incoming particle, absorb its energy and scintillate, i.e. reemit the absorbed energy in the form of a small flash of light, typically in the visible range. (Throughout this article, the word “particle” will be used to mean “ionizing radiation” and can refer to either charged particulate radiation such as electrons and heavy charged particles, or to uncharged radiation such as photons and neutrons, provided that they have enough energy to induce ionization.) If the reemission occurs promptly, i.e. within the $\sim 10^{-8}$ s required for an atomic transition, the process is called (or more precisely related to) fluorescence.

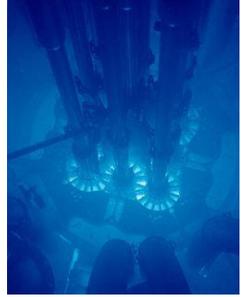
A scintillation detector or scintillation counter is obtained when a scintillator is coupled to an electronic light sensor such as a photomultiplier tube (PMT) or a photodiode. PMTs absorb the light emitted by the scintillator and reemit it in the form of electrons via the photoelectric effect. The subsequent multiplication of those electrons (sometimes called photo-electrons) results in an electrical pulse which can then be analyzed and yield meaningful information about the particle that originally struck the scintillator. Vacuum photo-diodes are similar but do not amplify the signal while silicon photo-diodes accomplish the same thing directly in the silicon.

The first use of a scintillator dates back to an experiment in 1903 where Sir William Crooks observed a ZnS screen struck by α -particles..

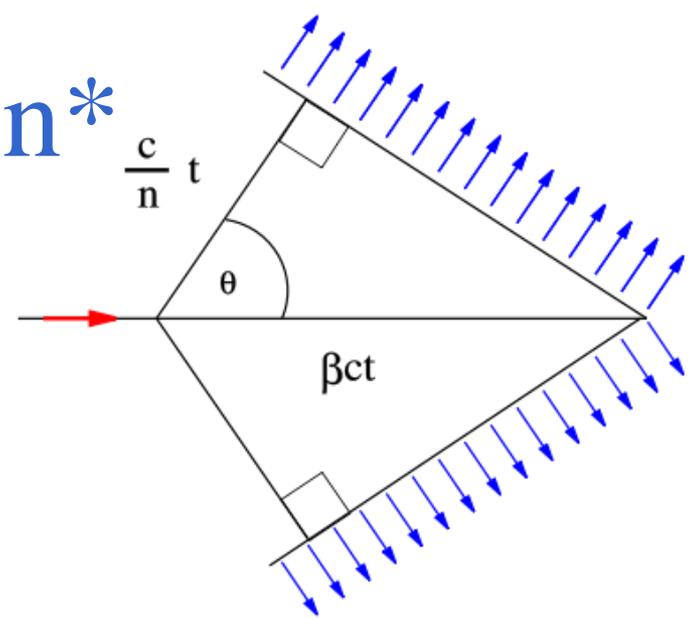
Today, scintillation detectors are used in a wide array of applications, including fundamental research in particle and nuclear physics, oil exploration, field spectrometry, container and baggage scanning, health physics, space physics, industrial gauging, and medical diagnostics and therapy (PET, SPECT, therapy imaging, etc...).



Cerenkov radiation*



- Čerenkov radiation (also spelled Cerenkov or Cherenkov) is electromagnetic radiation emitted when a charged particle (such as an electron) passes through a medium at a speed greater than the speed of light in that medium. The characteristic "blue glow" of nuclear reactors is due to Čerenkov radiation. It is named after Russian scientist Pavel Alekseyevich Čerenkov, the 1958 Nobel Prize winner who was the first to characterise it rigorously...
- A common analogy is the sonic boom of a supersonic aircraft or bullet. The sound waves generated by the supersonic body do not move fast enough to get out of the way of the body itself. Hence, the waves "stack up" and form a shock front. In a similar way, a charged particle can generate a photoni shock wave as it travels through an insulator.
- In the figure, the particle (red arrow) travels in a medium with speed v and we define the ratio between the speed of the particle and the speed of light as $\beta = v / c$ where c is speed of light. n is the refractive index of the medium and so the emitted light waves (blue arrows) travel at speed $v_{em} = c / n$.
- Radiation is emitted along a cone with aperture given by
- $\cos \theta = 1/n\beta$



Questo meraviglioso 'rivelatore Čerenkov' del peso di 50.000 tonnellate si trova ad 1 Km di profondità, nella miniera di kamioka in Giappone.

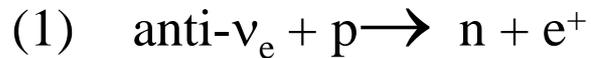
È stato costruito per trovare neutrini, protoni e raggi cosmici, con l'aiuto di 12.000 rivelatori luminosi costruiti intorno ad un 'lago' di acqua ultrapurificata (i ricercatori accedono ai rivelatori con un canotto in questa incredibile 'grotta di stelle').

il Superkamiokande

- * vedi Cerenkov radiation Wiki

Il processo beta-inverso e la rivelazione degli antineutrini

La rivelazione di antineutrini, cioè dei prodotti di loro interazioni, fu effettuata per la prima volta nel 1956, osservando un processo che è sostanzialmente l'inverso del decadimento β del neutrone e che ancora oggi rappresenta il modo classico di studio di queste particelle :



Il positrone, la particella leggera dello stato finale, porta con sé (quasi) tutta l'energia disponibile nel processo, la sua energia cinetica essendo $T_e = E_\nu + m_p - m_n - m_e = E_\nu - 1.8 \text{ MeV}$

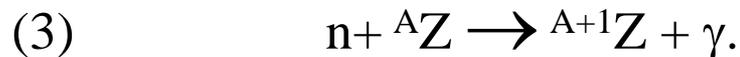
Il processo è dunque possibile per antineutrini con $E_\nu > 1.8 \text{ MeV}$.

Nel bersaglio, il positrone rallenta e annichila su un elettrone,



e si ha quindi un primo segnale, due fotoni in direzioni opposte e ciascuno con $E = m_e$

Il neutrone viene rallentato dagli urti fino ad energie termiche (in tempi Δt dell'ordine di decine di μs in un liquido); se nel bersaglio è presente un assorbitore di neutroni A_Z , può essere identificato dal γ emesso mediante la cattura:

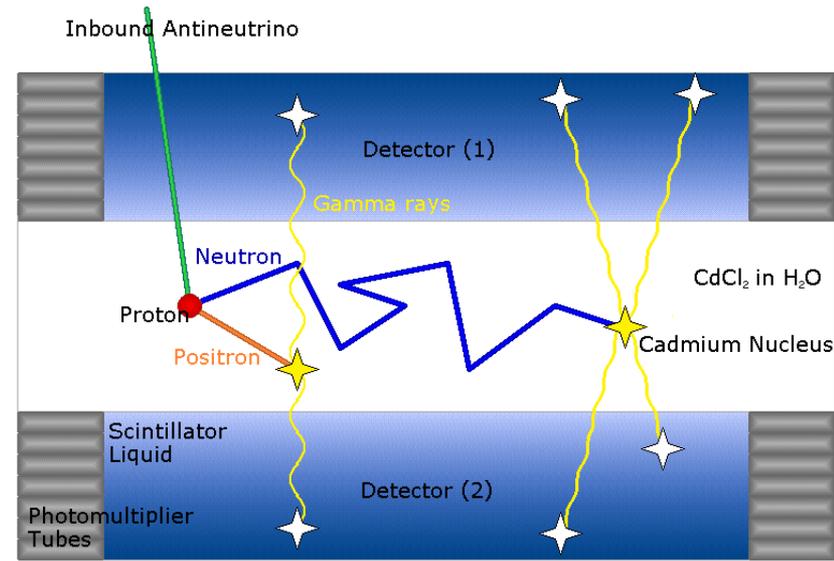


La presenza del γ di cattura ritardato rispetto al segnale dell'annichilazione è caratteristica e distintiva dell'interazione dell'antineutrino: si hanno molti conteggi di fondo (dovuti a cosmici e/o radioattività naturale) corrispondenti a (2) o (3), ma molti di meno se si richiede sia (2) che (3).

L'esperimento di Reines e Cowan (1)

- 1) $\text{anti-}\nu_e + p \rightarrow n + e^+$
- 2) $e^+ + e^- \rightarrow 2 \gamma$
- 3) $n + {}^A_Z \rightarrow {}^{A+1}_Z + \gamma$

- Come sorgente di $\text{anti-}\nu_e$ usavano i nuclei instabili prodotti mediante reazioni di fissione in un reattore nucleare (in cui si producono - in media - 6 $\text{anti-}\nu_e$ per ciascuna fissione). Lo spettro energetico è continuo, con un massimo intorno a 6 MeV. Fuori dal nocciolo di un reattore di potenza si hanno flussi $\Phi \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.
- Come bersaglio usavano 200 litri di acqua contenente un numero $N_p \approx 10^{28}$ di protoni "liberi" cioè in atomi di ${}^1_1\text{H}$, bersaglio per la reazione (1)
- Nell'acqua era dissolto un sale di Cadmio, un nucleo con grossa sezione d'urto per cattura di neutroni, in modo da poter rivellarli mediante (3)
- Il bersaglio era circondato da scintillatore liquido cui erano accoppiati dei fotomoltiplicatori, per rivelare i 2 γ di annichilazione (2) e il γ di cattura (3)



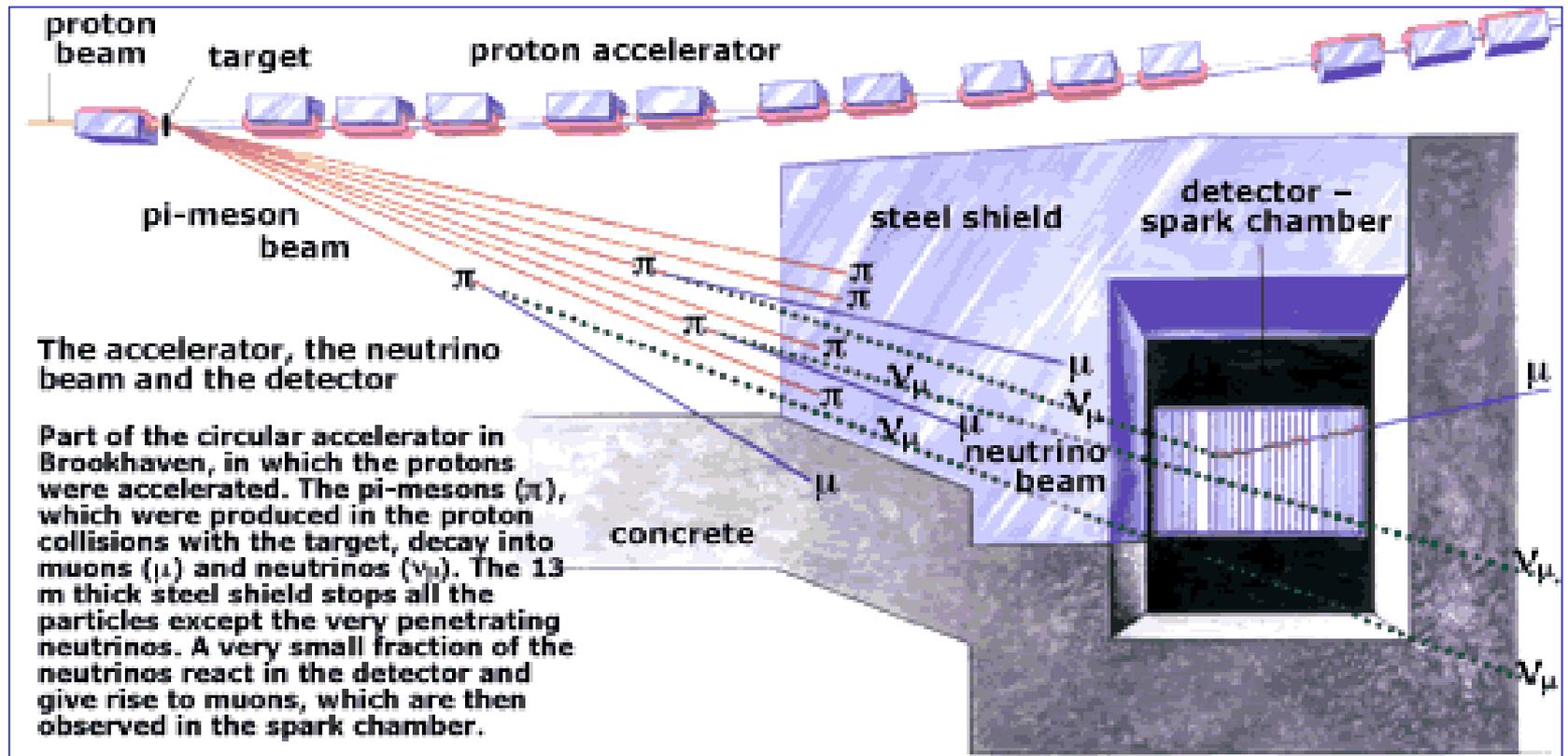
- Il rivelatore era situato a una dozzina di metri dal nocciolo del reattore e una dozzina di metri sotto terra, per avere uno schermo dai raggi cosmici

Reines e Cowan, selezionavano gli eventi in cui compariva sia (2) che (3). Dai dati possiamo ricavare la sezione d'urto σ di (1), poiché $\nu = \epsilon \Phi \sigma N_p$:

$$\sigma = \nu / \epsilon \Phi N_p \approx 10^{-43} \text{ cm}^2_{48}$$

L'esperimento dei due neutrini

- Il mesone π^+ decade principalmente in $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, dove abbiamo indicato con ν_μ il neutrino prodotto assieme al μ^+
- Questo non è lo stesso stato che accompagna l' e^+ , cioè il ν_e . Se così fosse ($\nu_\mu = \nu_e = \nu$) in un successivo urto con nuclei dovrebbe indurre reazioni $\nu + Z \rightarrow Z+1 + e$.
- Ledermann, Schwartz e Steinberger osservarono che i neutrini associati al μ^+ producevano la reazione $\nu + Z \rightarrow (Z+1) + \mu$ ma non $\nu + Z \rightarrow Z+1 + e$.



I numeri leptonici di famiglia

- Nel 1975 è stato scoperto il leptone carico τ e nel 2000 sono state osservate reazioni su nuclei indotte dai neutrini ν_τ che lo accompagnano, in cui l'assorbimento di ν_τ su nuclei produce di nuovo τ .
- Il quadro che emerge è la conservazione del numero leptonico di famiglia, definito, per ciascuna famiglia $\alpha=e,\mu,\tau$ come $L_\alpha=1$ per l^+_α e ν_α , 0 per le altre famiglie, opposto per le antiparticelle. Evidentemente

$$L = L_e + L_\mu + L_\tau.$$

- La conservazione dei numeri di famiglia implica la conservazione del numero leptonico, ma non è vero il viceversa: il numero leptonico può essere conservato ma i numeri di famiglia possono essere violati.

