Fisica dei Neutrini

- Proprietà dei neutrini
- Oscillazioni nel vuoto e nella materia (teoria)
- Neutrini solari
- Neutrini "atmosferici"
- Ricerche di oscillazioni con reattori nucleari
- Ricerche di oscillazioni con acceleratori
- Progetti futuri: misure dell'angolo θ_{13}

Bibliografia

- **www.nu.to.infn.it** (lista aggiornata di libri e articoli sulla fisica dei neutrini)
- **Neutrino 2008** (congresso biennale)
  http://www2.phys.canterbury.ac.nz/~jaa53/prel_programme.htm
- **IV Int. Workshop on Neutrino Oscillations (NO - VE 2008),** Venezia, aprile 2008
  http://neutrino.pd.infn.it/NO-VE2008/talks-NOVE.html

Unità di misura

$$\hbar = c = 1$$

$$[E] = [L^{-1}] = [t^{-1}]$$

$$E^2 = p^2 + m^2$$

Conversione a unità più "familiari":

$$\hbar c = 197.33\ \mathrm{MeV} \times \mathrm{fermi}$$

1 fermi (fm) = 10^{-13} cm

Sezioni d'urto: $[\sigma] = [E^{-2}]$

Per ottenere cm^2 moltiplicare per:

$$(\hbar c)^2 = 0.3894 \times 10^{-27}\ \mathrm{cm}^2\ \mathrm{GeV}^2$$

I neutrini nel Modello Standard

Misura della larghezza del bosone Z al LEP: solo 3 neutrini leggeri (ν_e ν_μ ν_τ)

Ipotesi: massa del neutrino $m_\nu = 0$ → neutrini a due componenti :

elicità (componente dello spin parallela all'impulso) = – 1 (neutrini)

+ 1 (antineutrini

neutrini di elicità +1
antineutrini di elicità –1
} **non esistono**

Se $m_\nu > 0$ l'elicità non è un buon numero quantico
(l'elicità ha segno opposto in un sistema di riferimento che si muove più rapidamente del neutrino) → **neutrini e antineutrini con $m_\nu > 0$ possono esistere in entrambi gli stati di elicità**

Neutrini: particelle di Dirac o di Majorana?

Neutrini di Dirac : $\nu \neq \bar{\nu}$ → **conservazione del numero leptonico**

Esempi: decadimento del neutrone $N \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}_e$

decadimento del pione $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$

Neutrini di Majorana : $\nu \equiv \bar{\nu}$ (un solo spinore a 4 componenti)

→ **numero leptonico NON conservato**

Massa dei neutrini:misure dirette

ν_e

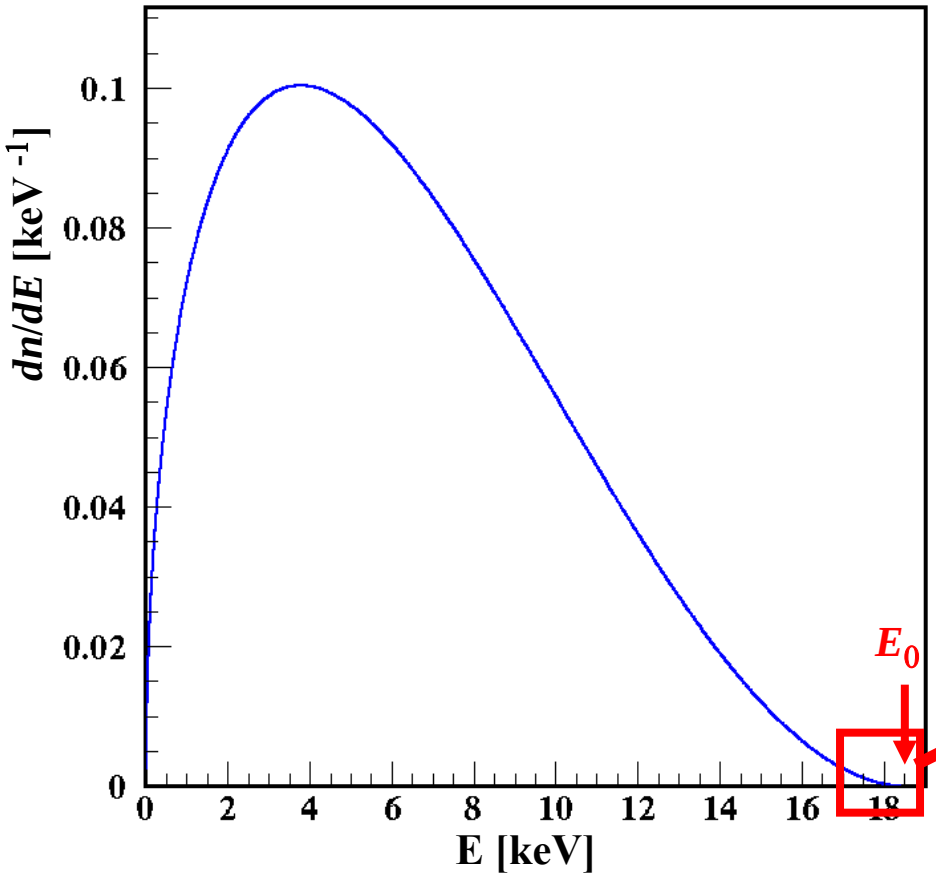
Misura dello spettro di energia degli elettroni dal decadimento β del Trizio

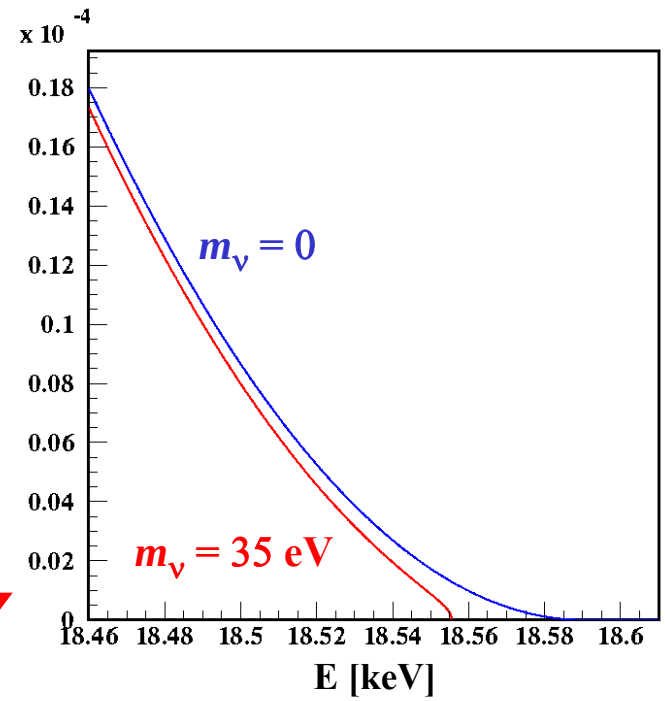
$$^3H_1 \rightarrow {}^3He_2 + e^- + \bar{\nu}_e$$

$$\frac{dn}{dE} \propto F(Z,E)\,p(E+m_e)(E_0-E)\sqrt{(E_0-E)^2-m_\nu^{\ 2}}$$

$F(Z,E)$: correzione Coulombiana calcolabile
p: impulso dell'elettrone
E: energia cinetica dell'elettrone
E_0: energia massima ("end point")

Per il Trizio: E_0 = 18.59 keV; $\tau_{1/2}$ = 12 .33 anni

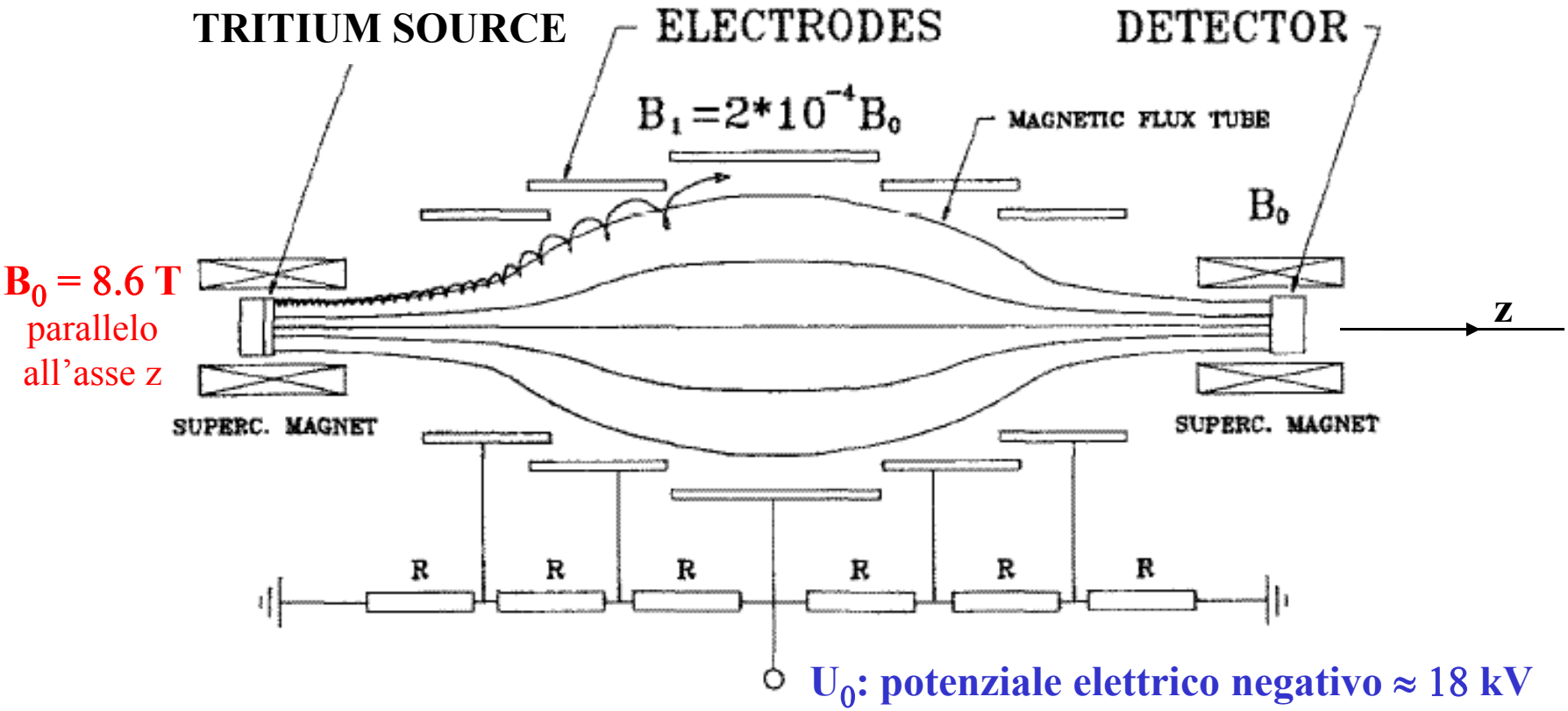




Problemi sperimentali

- **Frequenza eventi con $E \approx E_0$ molto bassa $\Rightarrow$ sorgenti intense di Trizio, grande apertura angolare**
- **Percorso residuo degli elettroni $< 3 \times 10^{-4}$ g cm^{-2} $\Rightarrow$ sorgente di Trizio sotto forma di gas oppure limitata a pochi strati atomici**

Spettrometro solenoidale a potenziale elettrostatico frenante (V.M. Lobashev, 1985)



Descrizione della velocità dell'elettrone nel campo B_0:

$v_z > 0$ (componente parallela all'asse z)

$$v_n = \omega r = \frac{eB}{m_e} r$$

(componente perpendicolare all'asse z:
r : raggio di curvatura (qualche μm)

Energia dell'elettrone: (costante in un campo magnetostatico)

$$E = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2} m_e v_z^{\ 2} + \frac{1}{2} m_e v_n^{\ 2} = E_z + E_n$$

Transizione "adiabatica" da B_0 a B_1

"Adiabatica": componente $B_n << B_z$ lungo tutta la traiettoria (div B = 0 $\Rightarrow$ $B_n \neq 0$)

Momento della forza di Lorentz rispetto all'asse z ≈ 0

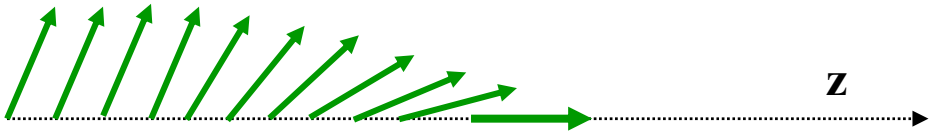
$\longrightarrow$ $m_e v_n r$ (momento angolare dell'elettrone rispetto all'asse z) = costante

$$E_n = \frac{1}{2} m_e v_n^{\ 2} = \frac{1}{2} \underbrace{m_e v_n r}_{\text{costante}} \omega$$

proporzionale a B ($\omega = eB/m_e$)

$\Rightarrow$ **E_n viene ridotta di un fattore $B_1/B_0 \approx 2 \times 10^{-4}$ nella regione di campo debole B_1**

Le traiettorie degli elettroni diventano ~parallele all'asse z



Condizione necessaria alla trasmissione degli elettroni attraverso la barriera di potenziale elettrostatico U_0:

$$E_z(B_1) = E - \frac{B_1}{B_0} E_n(B_0) = E - 2\times 10^{-4} E_n(B_0) \geq eU_0 \equiv E_{\min}$$

Alla sorgente: $0 \leq E_n(B_0) \leq E$ **(funzione dell'angolo di emissione dell'elettrone)**

Incertezza sull'energia trasmessa attraverso la barriera elettrostatica:

$$\boxed{\Delta E = 2\times 10^{-4} E_{\min}}$$

Traiettorie degli elettroni trasmessi simmetriche rispetto alla barriera di potenziale

Misura della velocità di conteggio in un rivelatore a stato solido:

$$N(E_{\min}) = \int_{E_{\min}} \frac{dn}{dE} dE$$

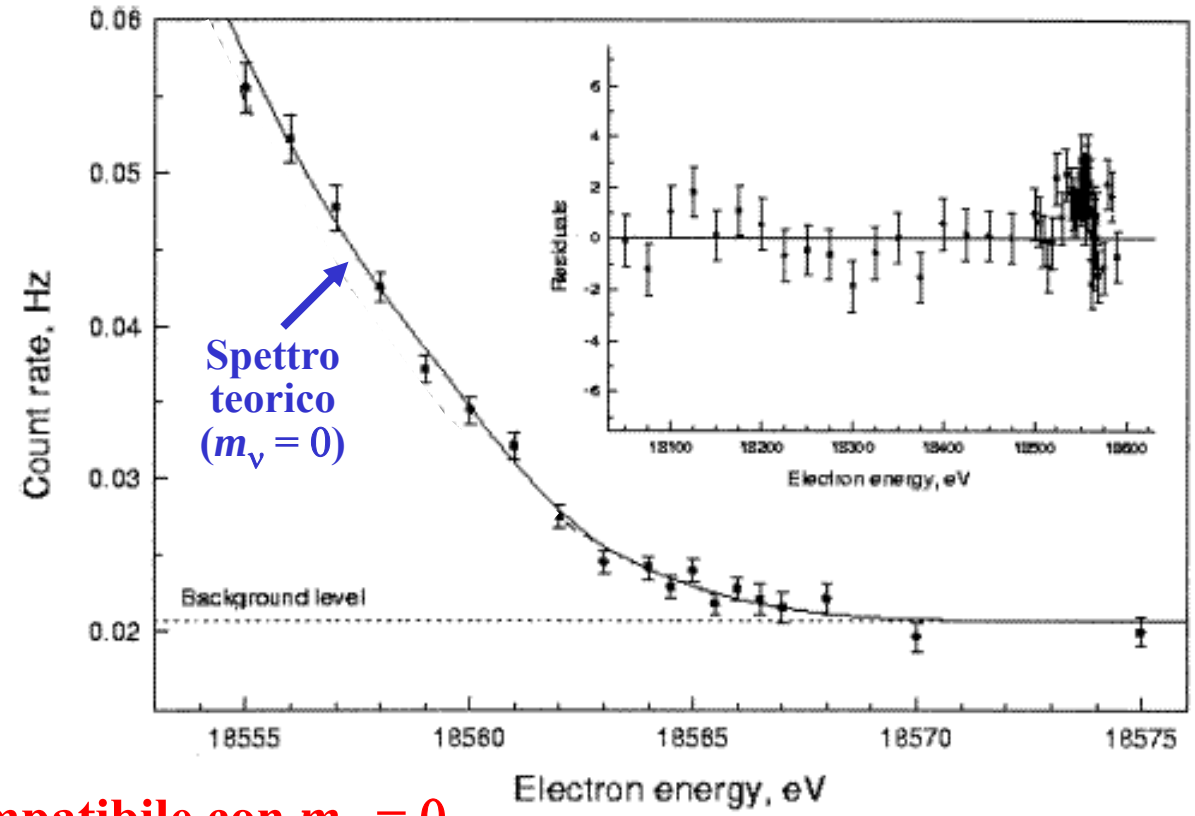
Misura di $N(E_{\min})$ in funzione di $E_{\min}$
$\Rightarrow$ misura dello spettro

- **risoluzione in energia eccellente** (ΔE = 3.6 eV per $E_{\min}$ = 18 keV)
- **grande apertura angolare** ($0° \leq \theta \leq 90°$, $\Delta\phi = 2\pi$)

Esperimento di Troitsk

Trizio gassoso, spessore sorgente 10^{17} molecole/cm^2

Spettrometro magnetico: lunghezza 7 m, diametro 1.5 m



Risultato compatibile con $m_\nu = 0$

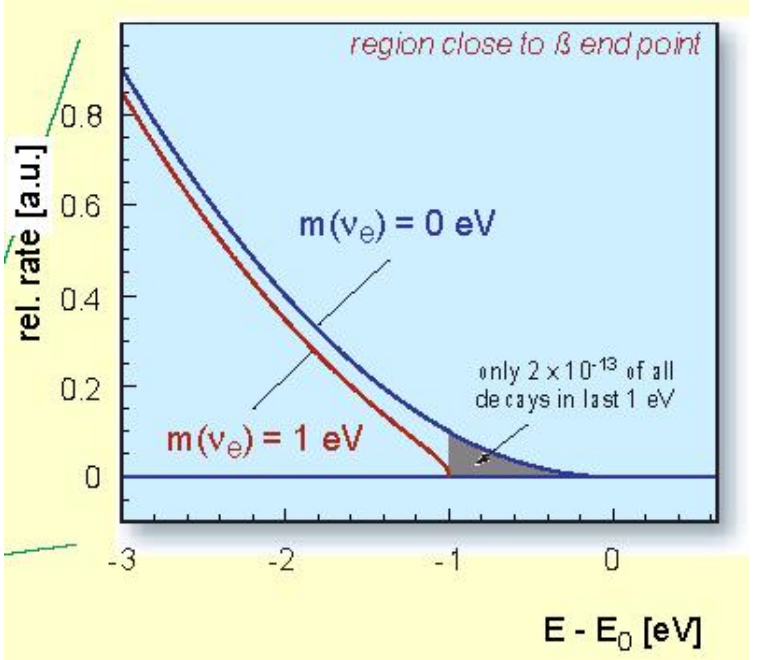
Limite superiore: $m_\nu < 2.5$ eV (livello di confidenza 95%)

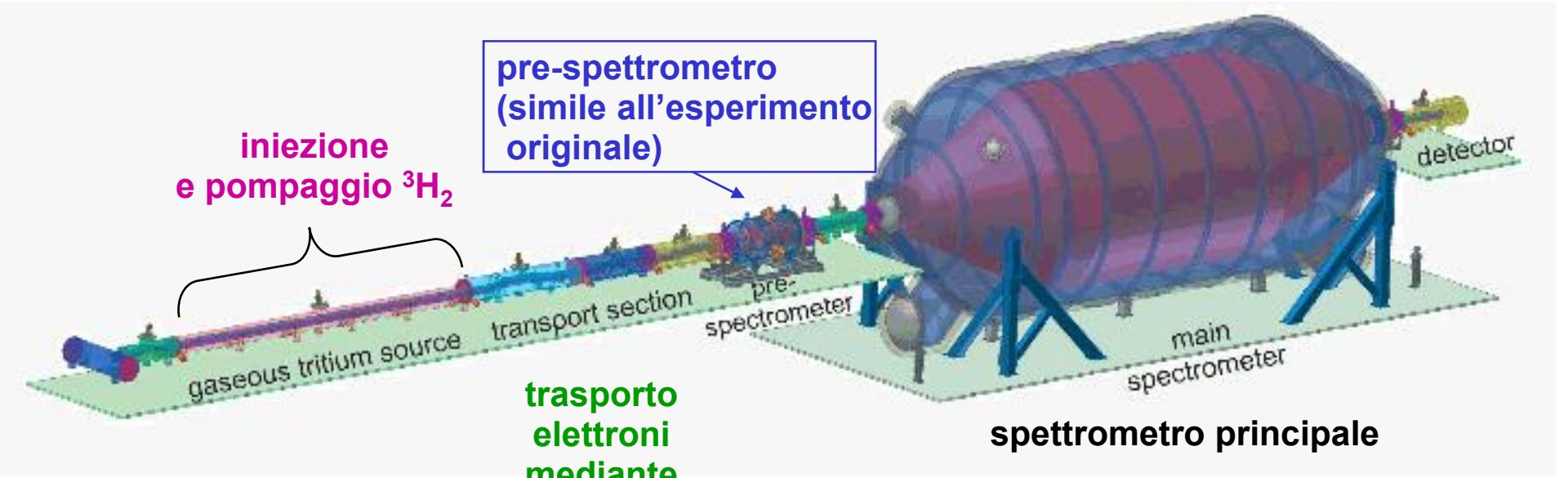
Esperimento in preparazione: KATRIN (**KA**rlsruhe **TRI**tium **N**eutrino experiment)

Trizio gassoso, spessore sorgente 5×10^{17} molecole/cm^2

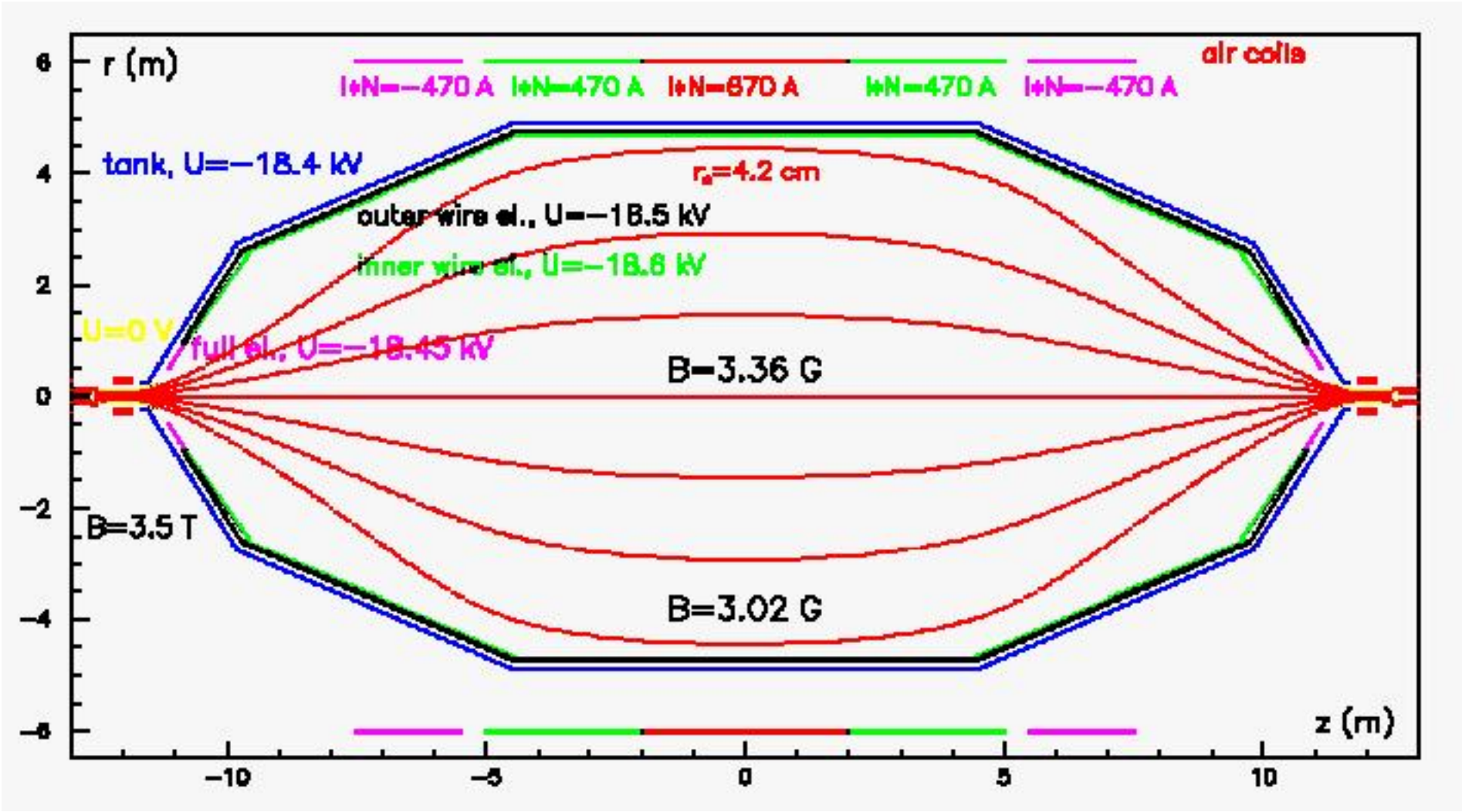
Spettrometro magnetico: lunghezza 20 m, diametro 7 m, $\Delta E \approx 1$ eV per $E = 18$ keV

Dopo tre anni di misura: limite superiore $m_\nu < 0.35$ eV; errore statistico su $m_\nu \approx 0.08$ eV


region close to ß end point
rel. rate [a.u.]
0.8
0.6
0.4
0.2
0
m(νe) = 0 eV
m(νe) = 1 eV
only 2 x 10-13 of all decays in last 1 eV
-3
-2
-1
0
E - E0 [eV]


pre-spettrometro (simile all'esperimento originale)
iniezione e pompaggio $^3H_2$
gaseous tritium source
transport section
pre-spectrometer
main spectrometer
detector
trasporto elettroni mediante magneti solenoidali
spettrometro principale

Esperimento KATRIN: spettrometro principale



Viaggio dello spettrometro dalla fabbrica (presso Monaco di Baviera) al laboratorio di Karlsruhe

Passaggio dello spettrometro attraverso un villaggio prima dell'arrivo a destinazione

ν_μ Misura precisa dell'impulso del μ^+ dal decadimento $\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu$ a riposo

(esperimento eseguito al PSI, Villigen, Svizzera nel 1996)

$$m_\nu^{\ 2} = m_\pi^{\ 2} + m_\mu^{\ 2} - 2m_\pi \sqrt{p_\mu^{\ 2} + m_\mu^{\ 2}}$$

$$m_\pi = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$$

Misura precisa dell'energia del fotone emesso nella transizione 4f $\to$ 3d di atomi mesici $\pi^- - {}^{24}$Mg: $\Delta E = 25.9$ keV

$$m_\mu = 105.658357 \pm 0.000005 \text{ MeV}$$

$$p_\mu = 29.79200 \pm 0.00011 \text{ MeV}$$ (misurato)

Misura precisa del momento magnetico del μ^+ ($ge\hbar/2m_\mu$) (dalla misura della velocità di precessione dello spin in campo magnetico)
+ misura precisa indipendente del fattore g (esperimenti $g - 2$)

$$m_\nu^{\ 2} = -0.001 \pm 0.022 \text{ MeV}^2$$ **(compatibile con $m_\nu^2 = 0$)**

$m_\nu < 0.19$ MeV (livello di confidenza 90%)

Contributi all'errore ±0.022 MeV^2: 0.021 **MeV^2 da m_π** **ERRORE DOMINANTE**
0.008 **da p_μ**
0.0003 **da m_μ**

ν_τ

$e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$ **(esperimento ALEPH al LEP)**

$\hookrightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau, \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau, \pi^- \nu_\tau, ...$

Decadimenti in una particella carica (identificazione $\tau^+\tau^-$)

$\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^-$ **2939 eventi**

$\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ **52 eventi**

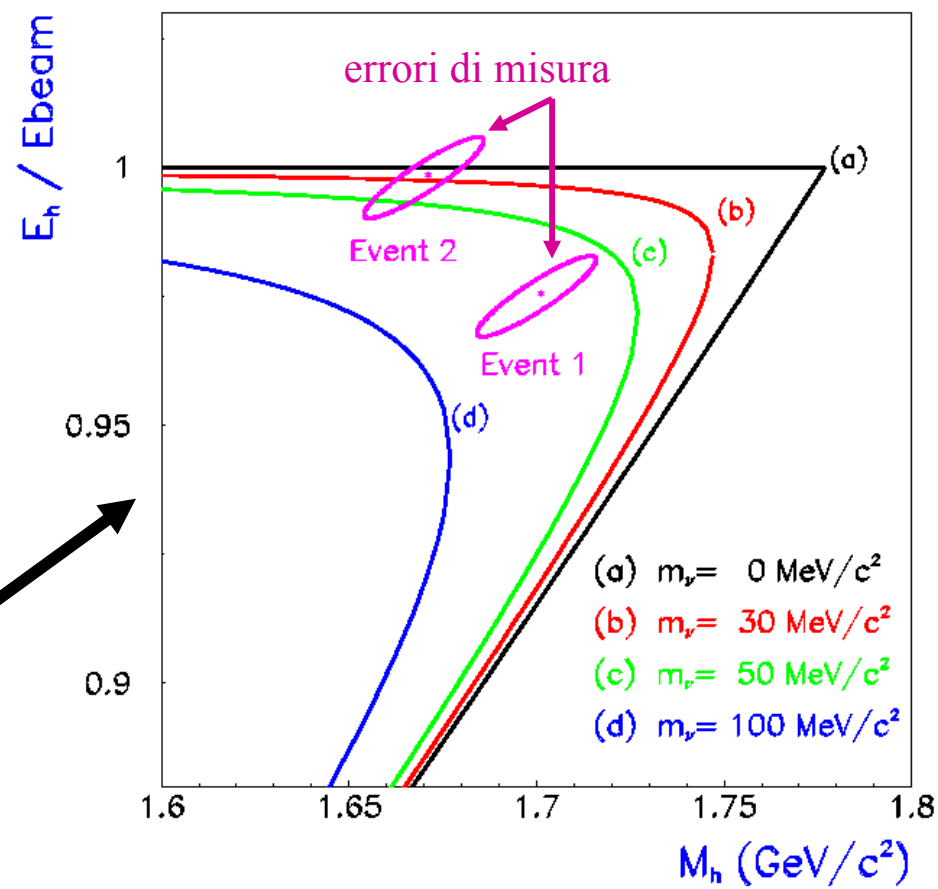
$\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^\circ$ **2 eventi**

$$E_h = \sum E_\pi$$

$$\vec{p}_h = \sum \vec{p}_\pi$$

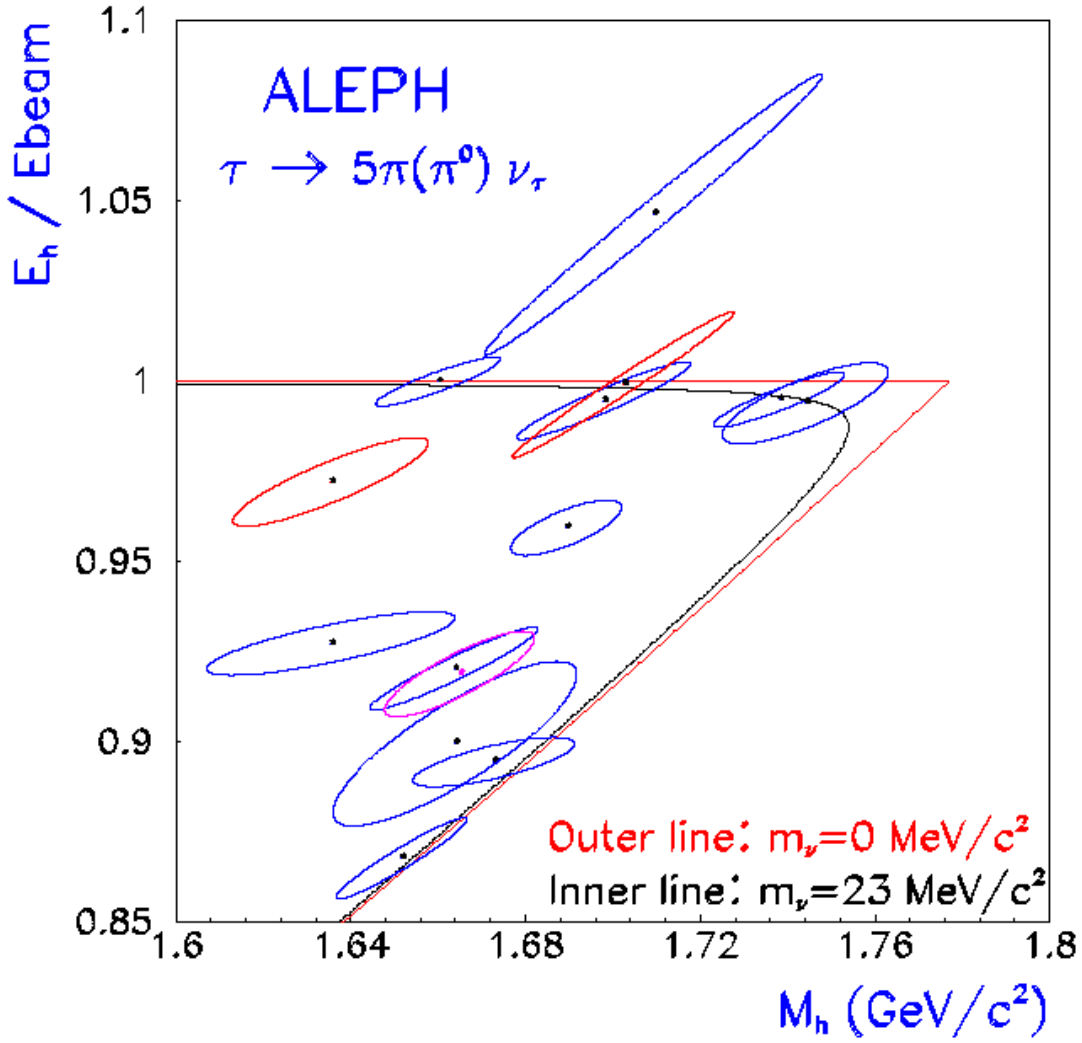
$$M_h^2 = E_h^2 - |\vec{p}_h|^2$$

Limiti cinematici in funzione di m_ν



$$m_\tau = 1776.99^{+0.29}_{-0.26} \text{ MeV}$$

Distribuzione degli eventi vicini ai limiti cinematici compatibile con $m_\nu = 0$



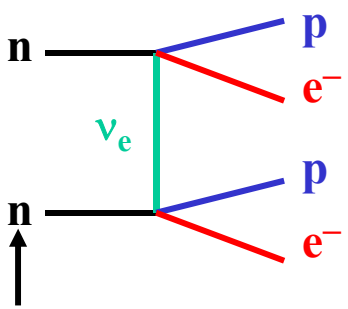
$m(\nu_\tau) < 18.2$ **MeV** (livello di confidenza 95%)

Doppio decadimento β senza emissione di neutrini (ββ0ν)

Un metodo (il solo?) per distinguere neutrini di Dirac da neutrini di Majorana

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + e^- + e^-$$

Violazione della conservazione del numero leptonico → processo possibile solo nel caso di neutrini di Majorana



due neutroni
nello stesso nucleo

Ampiezza di transizione ∝ G_F^2

"Flip" di elicità del neutrino tra emissione e assorbimento

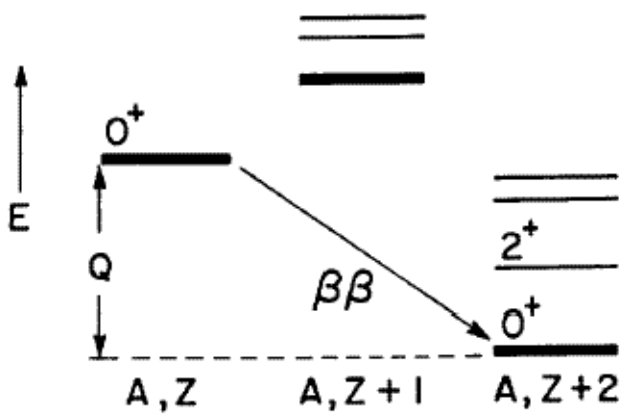
Decadimento del neutrone → neutrini di elicità positiva;
$\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ richiede neutrini di elicità negativa

V - A

Condizione necessaria per ββ0ν : $m(\nu_e) > 0$

Ampiezza di transizione ∝ $m(\nu_e)$

Scelta del nucleo



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

proibito dalla conservazione dell'energia

$Q > 2m_e c^2$

Un metodo per ricercare il decadimento ββ0ν (E. Fiorini, 1967)

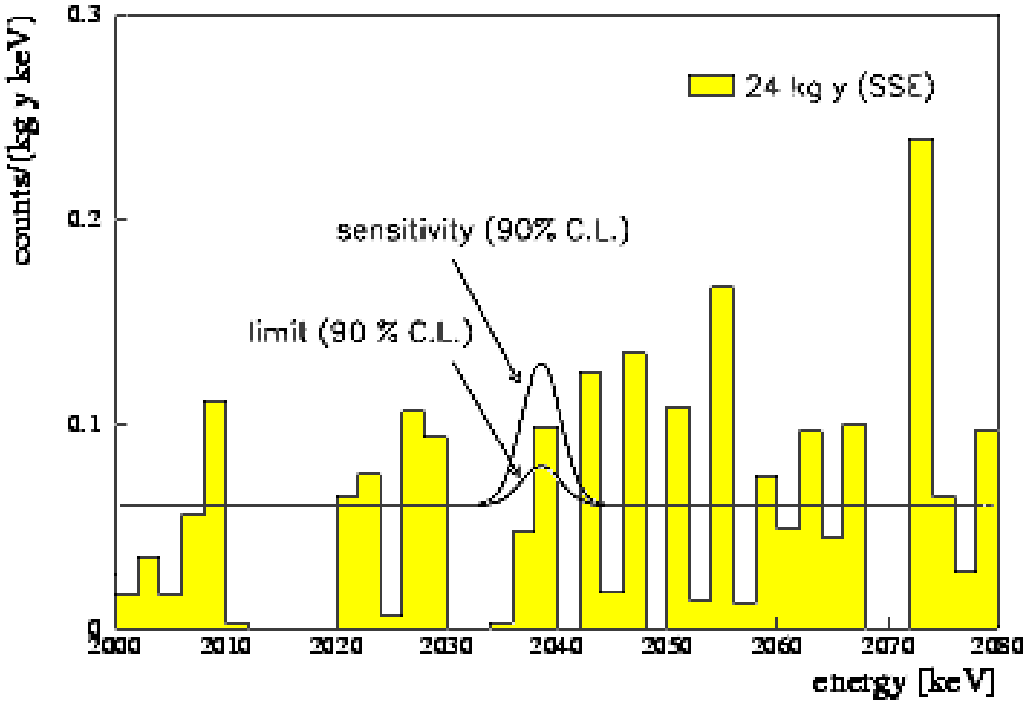
$^{76}Ge_{32} \rightarrow {}^{76}Se_{34} + e^- + e^-$ $E(e^-_1) + E(e^-_2) = 2038$ keV

Esperimento Heidelberg–Mosca:

5 cristalli di Germanio arricchiti in ^{76}Ge (rivelatori a stato solido)
Massa totale: 19. 96 kg , 86% ^{76}Ge (^{76}Ge contenuto nel Germanio naturale: ~7.7%)
I cristalli sono circondati da contatori in anticoincidenza e installati nel laboratorio sotterraneo del Gran Sasso (ambiente a bassissimo rumore di fondo)

Ricerca di un segnale mono-energetico a 2038 keV (risoluzione in energia: 1 – 2 ‰)

Risultati sperimentali da una esposizione di 24 kg x anno



Nessuna evidenza di doppio decadimento β senza emissione di neutrini

Assenza di segnale

⇒ limite sulla vita media del ^{76}Ge

$\tau_{1/2} > 5.7 \times 10^{25}$ **anni**

⇒ limite sulla massa del ν_e

$m(\nu_e) < 0.35$ eV

se ν_e è un neutrino di Majorana

Doppio decadimento β "convenzionale" (numero leptonico conservato):

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$$

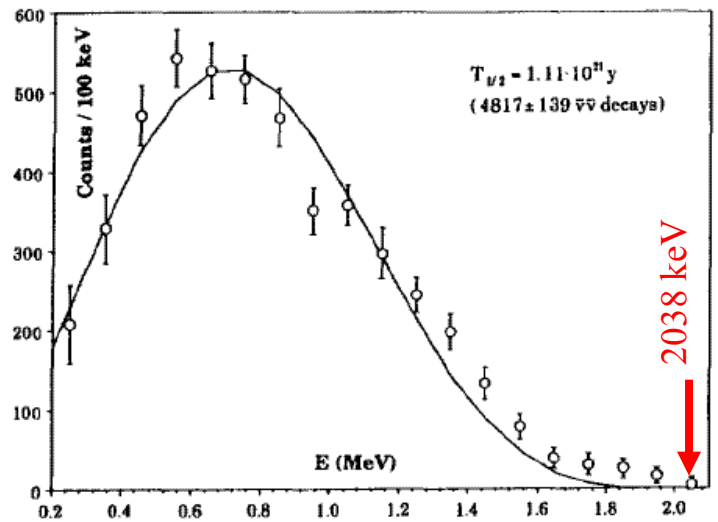
misurato in diversi esperimenti. (Articolo di rassegna: Elliott & Vogel, hep-ph/0202264 v1)

IGEX (8 cristalli di Germanio, arricchiti in ^{76}Ge)

Esposizione di 1.8 kg x anno ⇒ 4817 ± 139 eventi

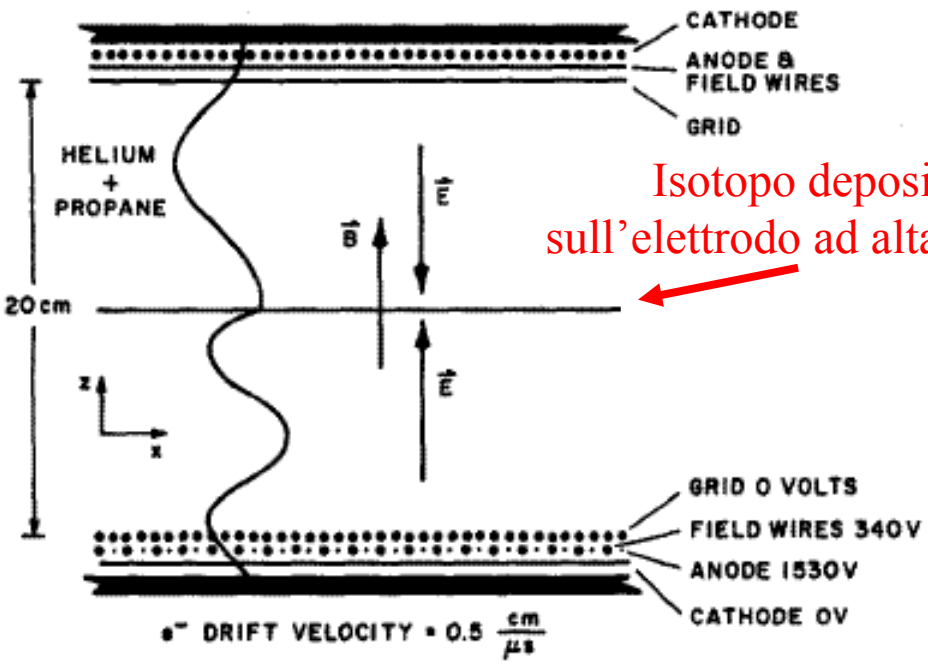
$^{76}Ge_{32} \rightarrow {}^{76}Se_{34} + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$

$\tau_{1/2} = (1.3 \pm 0.1) \times 10^{21}$ anni

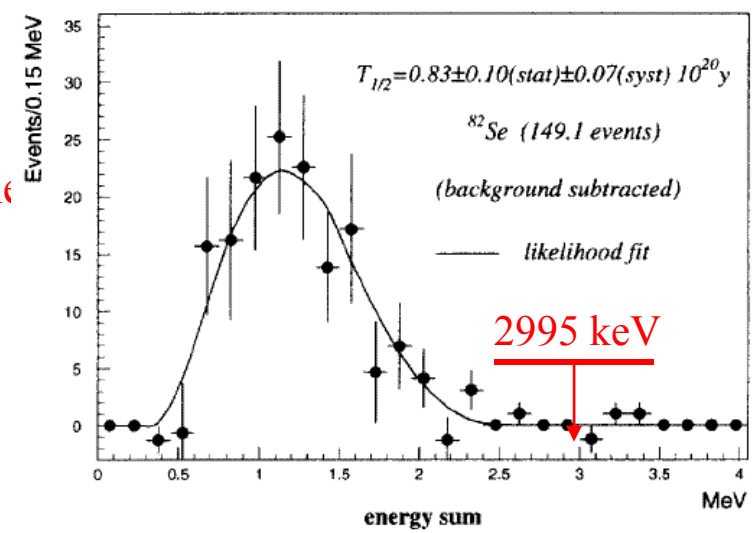


Rivelazione delle tracce dei due elettroni

Esempio: camera a proiezione temporale (TPC)



Isotopo depositato sull'elettrodo ad alta tensione



$^{82}Se_{34} \rightarrow {}^{82}Kr_{36} + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$

NEMO3

Ricerca di doppio decadimento β senza emissione di neutrini nel laboratorio sotterraneo del Frejus

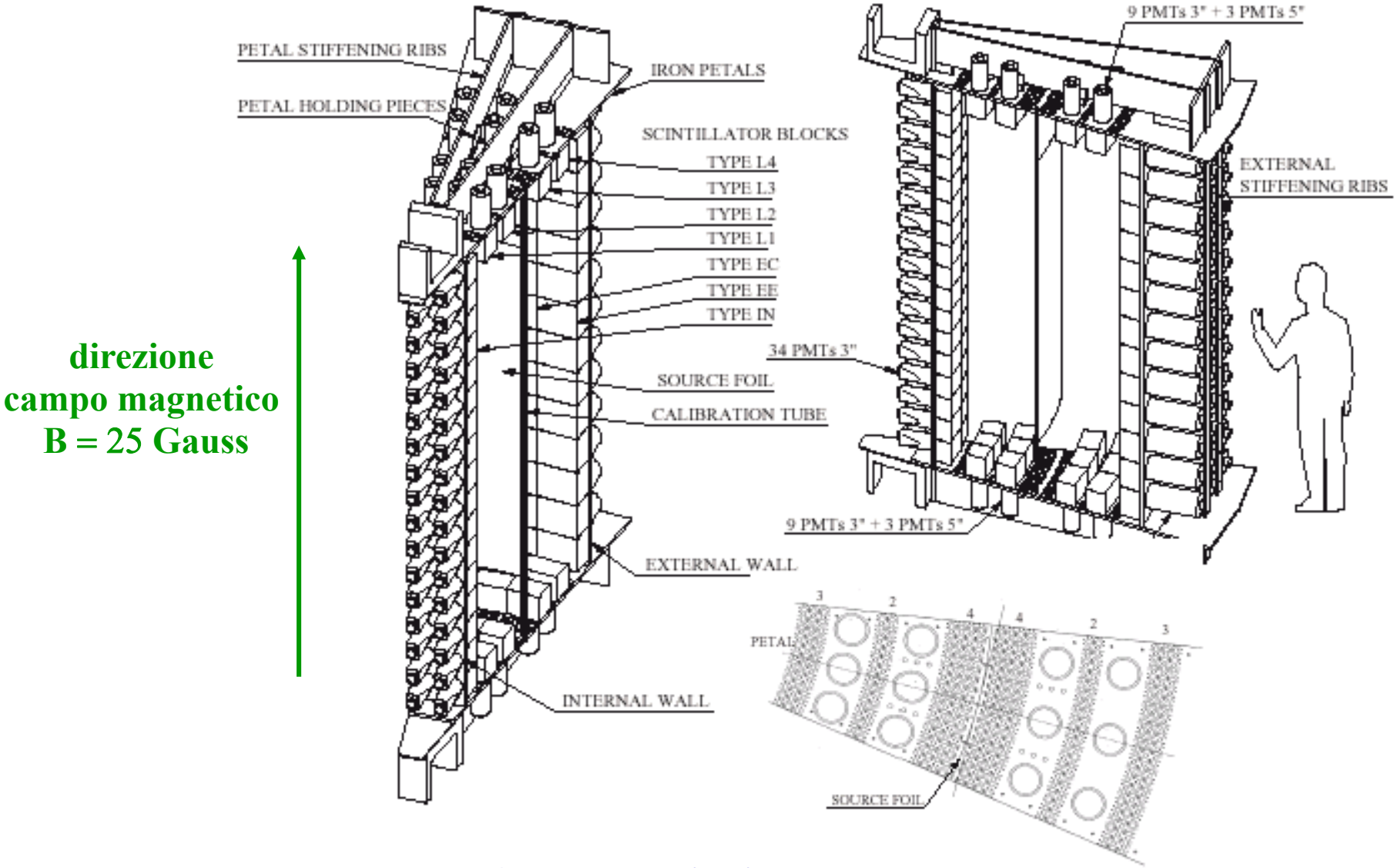
Rivelatore cilindrico in campo magnetico solenoidale B = 25 Gauss diretto lungo la verticale

20 settori indipendenti con tracciatori a gas di bassa densità (principalmente He^4) e scintillatori

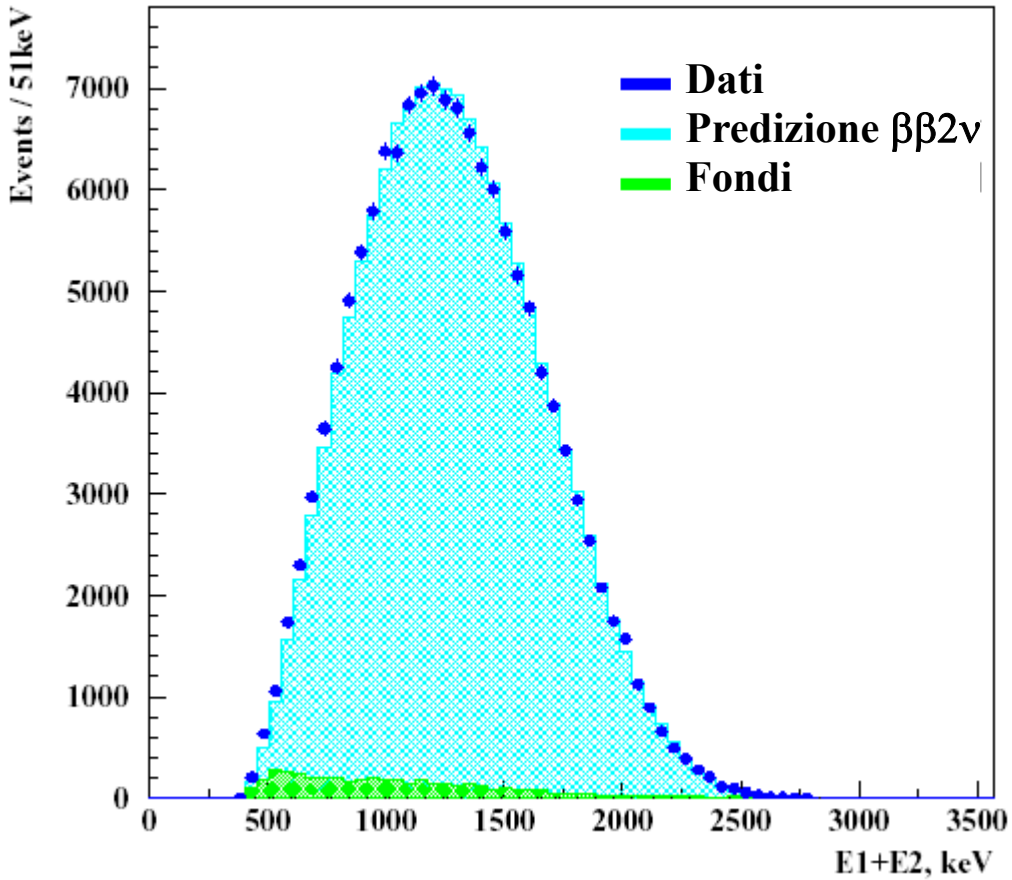
Isotopo in esame depositato su fogli sottili nel mezzo di ciascun settore

Spessore del deposito: 30 – 60 mg cm^{-2}

Isotopi studiati:
Mo^{100}, Se^{82}, Zr^{96}, Cd^{116}, Nd^{150}



NEMO3: dettagli di un settore



Risultati da circa un anno di presa – dati con ~7 kg di Mo^{100}

Nessun segnale da decadimento ββ0ν osservato

Limiti inferiori al tempo di dimezzamento per decadimento ββ0ν:

Mo^{100}: $\tau_{1/2} > 3.5 \times 10^{23}$ **anni** $\Rightarrow$ $m(\nu_e) < 0.7 - 1.2$ **eV**

Se^{82}: $\tau_{1/2} > 1.9 \times 10^{23}$ **anni** $\Rightarrow$ $m(\nu_e) < 1.3 - 3.2$ **eV**

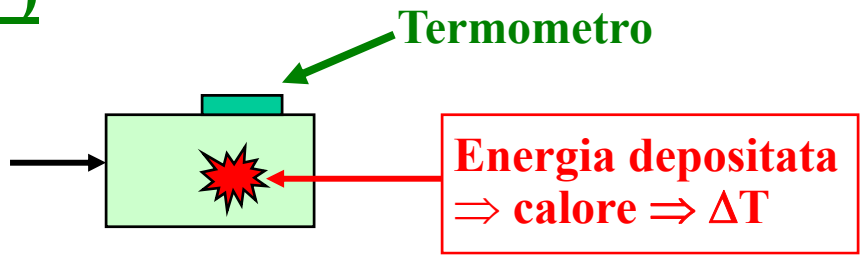
Incertezze teoriche sull'elemento di matrice nucleare

Sensibilità prevista dopo 5 anni di presa – dati : $m(\nu_e) < 0.2$ eV

Rivelatori Criogenici ("Bolometri")

Principio di funzionamento:

Cristallo (Ge, TeO_2, Al_2O_3, $CaWO_4$, ...)
raffreddato a 12×10^{-3} °K = 12 mK



Esempio: cristallo di TeO_2 , massa 0.76 kg

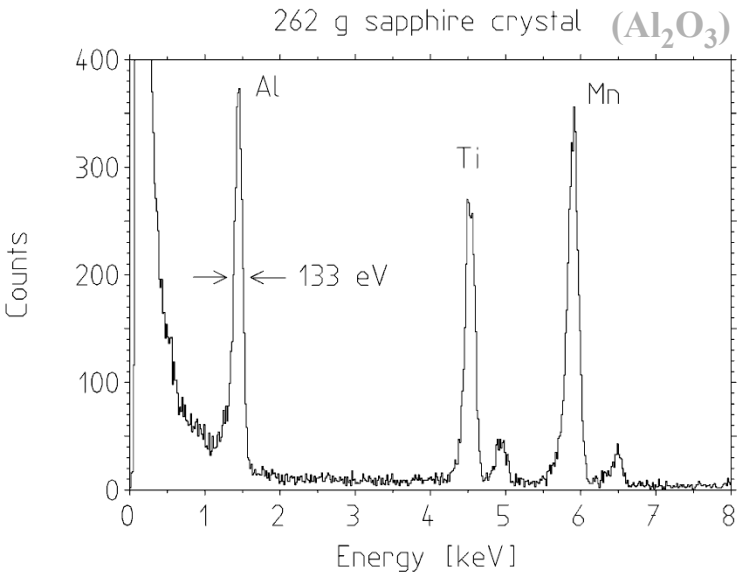
Capacità termica: $C = \delta Q / dT \approx 1$ MeV/ 0.1 mK (per $T \to 0$ $C \sim T^3$)

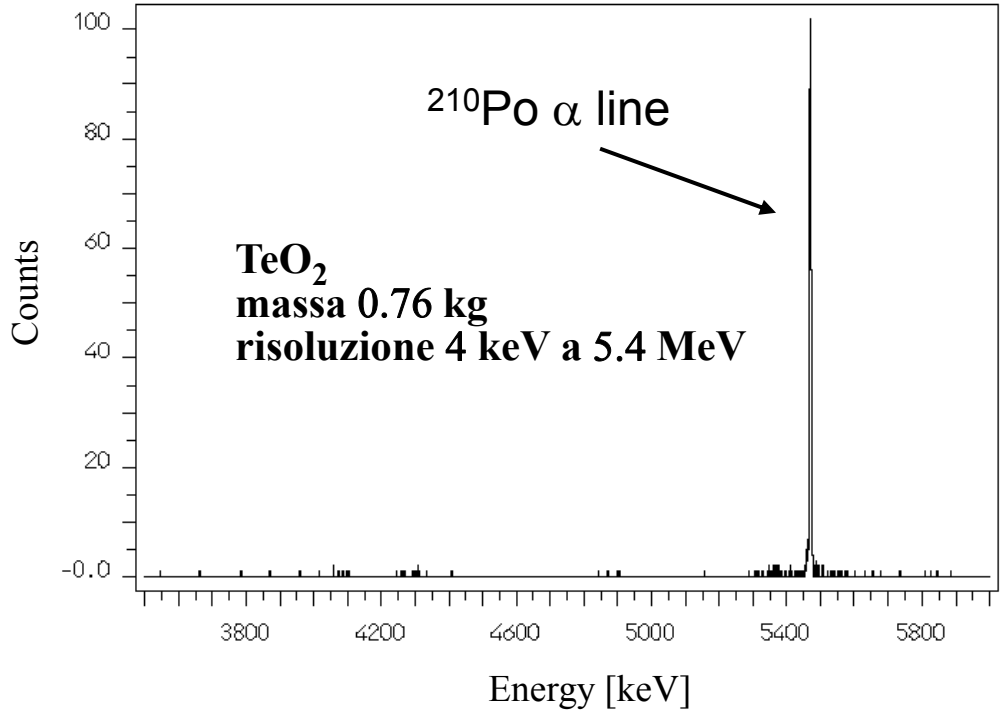
Termometro: termistore al Ge, R = 100 MΩ, dR/dT ≈ 100 kΩ / μK

Energia depositata E = 1 MeV → ΔT = 100 μK → ΔR = 10 MΩ

Tempo di risposta: qualche millisecondo

Risoluzione in energia:





ΔT dipende solo da E e non dal tipo di particella (quenching factor = 1)

Ricerche di decadimento ββ in corso o in progetto

CARVEL	Ca-48	100 kg $^{48}CaWO_4$ crystal scintillators
COBRA	Te-130	10 kg CdZnTe semiconductors
DCBA	Nd-150	20 kg Nd layers between tracking chambers
NEMO	Mo-100, Various	10 kg of ββ isotopes (7 kg of Mo), expand to superNEMO
CAMEO	Cd-114	1 t $CdWO_4$ crystals
CANDLES	Ca-48	Several tons CaF_2 crystals in liquid scint.
CUORE	Te-130	750 kg TeO_2 bolometers (presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso)
EXO	Xe-136	1 ton Xe TPC (gas or liquid)
GEM	Ge-76	1 ton Ge diodes in liquid nitrogen
GENIUS	Ge-76	1 ton Ge diodes in liquid nitrogen
GERDA	Ge-76	~30-40 kg Ge diodes in LN, expand to larger masses
GSO	Gd-160	2 t Gd_2SiO_5:Ce crystal scint. in liquid scint.
Majorana	Ge-76	~180 kg Ge diodes, expand to larger masses
MOON	Mo-100	Mo sheets between plastic scint., or liq. scint.
Xe	Xe-136	1.56 t of Xe in liq. Scint.
XMASS	Xe-136	10 t of liquid Xe

Scopo degli esperimenti: osservazione del decadimento ββ senza emissione di neutrini se $m(\nu_e) \geq 0.003$ eV

1ª fase dell'esperimento CUORE presso i Laboratori del Gran Sasso
(esperimento "CUORICINO")

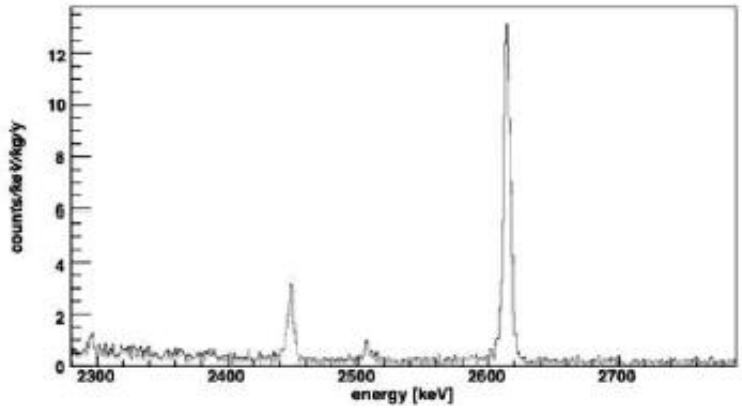
44 cristalli di TeO_2 5 x 5 x 5 cm^3 + 18 cristalli 3 x 3 x 6 cm^3 (massa 40.7 kg)

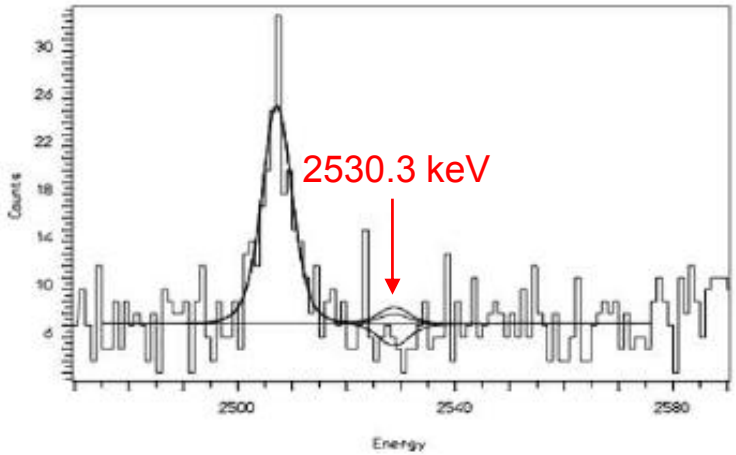
$$^{130}Te_{52} \rightarrow {}^{130}Xe_{54} + e^- + e^-$$

$$E(e_1) + E(e_2) = 2530.3 \pm 2.0 \text{ keV}$$

Risultati da un'esposizione di 11.83 kg · anno di ^{130}Te

(pubblicati il 23.02.2008)





Origine del picco a 2505.68 keV: somma dei due fotoni (1173.21 + 1332.47 keV) dal decadimento β del $^{60}Co \rightarrow {}^{60}Ni^* \rightarrow {}^{60}Ni + \gamma + \gamma$). ^{60}Co prodotto da radiazione cosmica nella struttura meccanica in rame prima del trasporto al Gran Sasso)

Nessuna evidenza per doppio decadimento β senza emissione di neutrini:

$$\tau_{1/2}(^{130}Te) > 3.0 \times 10^{24} \text{ anni} \Rightarrow m(\nu_e) < \underbrace{0.38 - 0.46 \text{ eV}}_{\text{Incertezze teoriche sull'elemento di matrice nucleare}}$$

Interazioni neutrino - materia

Scambio del bosone $W^{\pm}$: interazioni di Corrente Carica (CC)

Diffusione quasi-elastica

$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ $\quad$ $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$

$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ $\quad$ $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ $\quad$ **Energia alla soglia: ~112 MeV**

$\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p$ $\quad$ $\bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n$ $\quad$ **Energia alla soglia: ~3.46 GeV**

Sezione d'urto a energie >> soglia: $\sigma_{QE} \approx 0.45 \times 10^{-38}\ \mathrm{cm}^2$

Diffusione altamente inelastica (DIS) (diffusione su quarks – per esempio, $\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u$)

$\nu_e + N \rightarrow e^- +$ adroni $\quad$ $\bar{\nu}_e + N \rightarrow e^+ +$ adroni $\quad$ (**N:** nucleone)

$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- +$ adroni $\quad$ $\bar{\nu}_\mu + N \rightarrow \mu^+ +$ adroni

$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- +$ adroni $\quad$ $\bar{\nu}_\tau + N \rightarrow \tau^+ +$ adroni

Sezione d'urto a energie >> soglia: $\sigma_{DIS}(\nu) \approx 0.68 E \times 10^{-38}\ \mathrm{cm}^2$ (E in GeV)

$$\sigma_{DIS}(\bar{\nu}) \approx 0.5\ \sigma_{DIS}(\nu)$$

Scambio del bosone Z: interazioni di Corrente Neutra (NC)

Indipendenti dal "Flavour": identiche per i tre tipi di neutrino

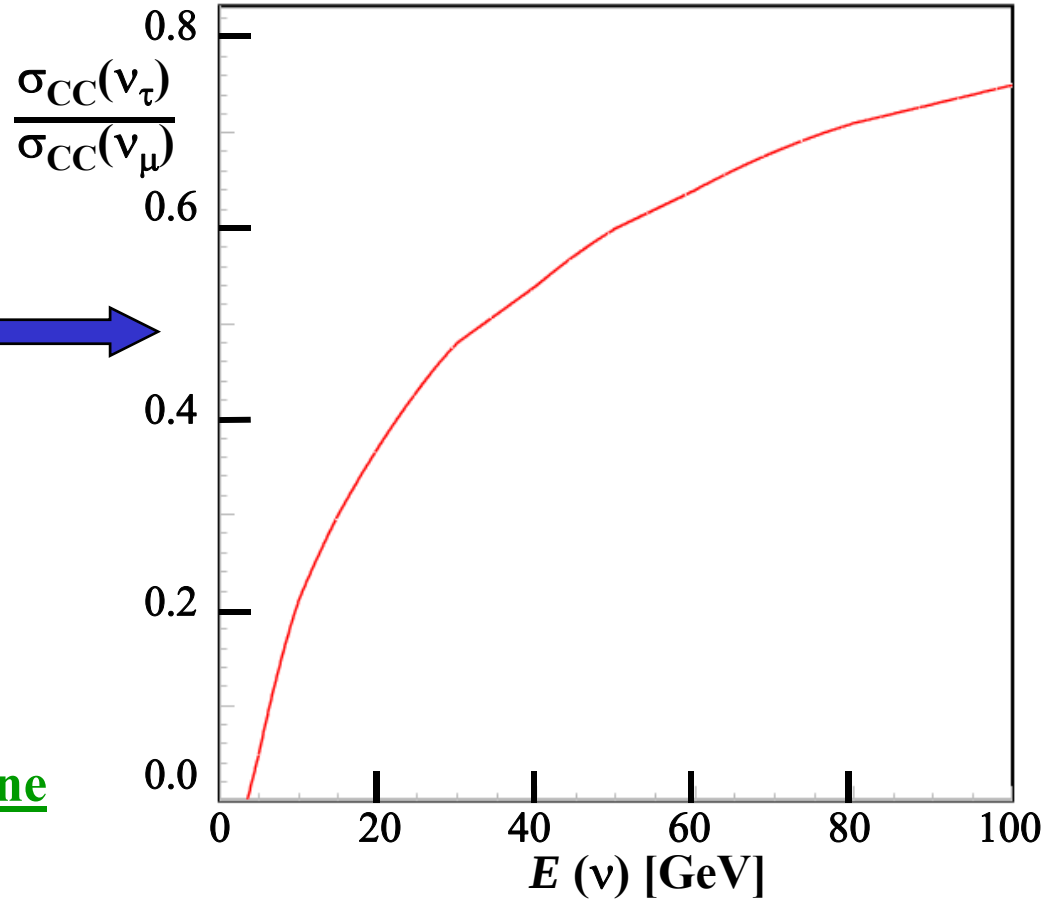
$\nu + N \rightarrow \nu +$ adroni $\quad$ $\bar{\nu} + N \rightarrow \bar{\nu} +$ adroni

Sezioni d'urto:

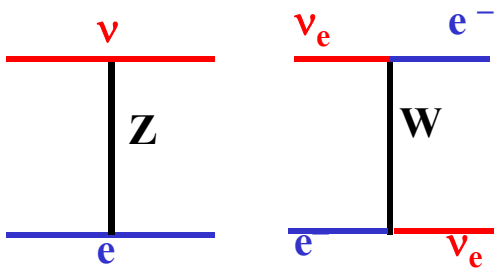
$$\sigma_{NC}(\nu) \approx 0.3\ \sigma_{CC}(\nu)$$
$$\sigma_{NC}(\bar{\nu}) \approx 0.37\ \sigma_{CC}(\bar{\nu})$$

Sezioni d'urto molto piccole: percorso libero medio di un ν_μ a 10 GeV $\approx 1.7 \times 10^{13}\ \mathrm{g\ cm}^{-2}$ equivalente a 2.2×10^7 km di spessore in Ferro

Produzione di τ da interazioni CC di ν_τ : fattore di riduzione rispetto a interazioni CC di ν_μ per effetto della massa del τ



Diffusione elastica neutrino - elettrone



(per tutti i tre tipi di ν) (solo ν_e)

Sezione d'urto: $\sigma = A \times 10^{-42}\, E$ cm^2 (E in GeV)

ν_e: $A \approx 9.5$ $\bar{\nu}_e$: $A \approx 3.4$

ν_μ, ν_τ: $A \approx 1.6$ $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$: $A \approx 1.3$

NOTA: $\sigma(\nu - \text{elettrone}) \ll \sigma(\nu - \text{Nucleone})$ perchè $\sigma \propto G_F^2 W^2$

$W^2 \approx 2m_e E_\nu$ per ν – elettrone; $W^2 \approx 2m_N E_\nu$ per ν – Nucleone

(W ≡ energia totale nel sistema del baricentro)

Oscillazioni di neutrini

Ipotesi: "mixing" di neutrini

(Pontecorvo 1958; Maki, Nakagawa, Sakata 1962)

ν_e ν_μ ν_τ non sono autostati di massa ma combinazioni lineari di autostati di massa ν_1 ν_2 ν_3 con autovalori m_1 m_2 m_3

$$\boxed{|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle}$$

$\alpha = e, \mu, \tau$ (indice di "flavour")
$i = 1, 2, 3$ (indice di massa)

$U_{\alpha i}$: matrice unitaria di mixing

$$\boxed{|\nu_i\rangle = \sum_\alpha V_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle}$$

$$V_{i\alpha} = (U_{\alpha i})^*$$

Evoluzione temporale di un neutrino in un autostato dell'impulso creato nell'autostato di "flavour" ν_α all'istante $t = 0$

$$\boxed{|\nu(t)\rangle = e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \sum_k U_{\alpha k} e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle}$$

Nota: $|\nu(0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle$

$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2}$ ⟹ le fasi $e^{-iE_k t}$ sono diverse se $\boldsymbol{m}_j \neq \boldsymbol{m}_k$

⟹ **apparizione di "flavour" $\nu_\beta \neq \nu_\alpha$ per $t > 0$**

Mixing di due neutrini

$$\boxed{\begin{aligned} |\nu_\alpha\rangle &= \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\beta\rangle &= -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle \end{aligned}}$$

$\theta \equiv$ angolo di mixing

Se $\nu = \nu_\alpha$ alla produzione ($t = 0$):

$$|\nu(t)\rangle = e^{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{r} - E_1 t)} \left[\cos\theta |\nu_1\rangle + e^{-i(E_2 - E_1)t} \sin\theta |\nu_2\rangle\right]$$

Per $m << p$ $\quad E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p + \frac{m^2}{2p}$ **(nel vuoto!)**

$$\Rightarrow E_2 - E_1 \approx \frac{m_2{}^2 - m_1{}^2}{2p} \approx \frac{m_2{}^2 - m_1{}^2}{2E} \equiv \frac{\Delta m^2}{2E}$$

Probabilità di rivelare ν_β all'istante t se $\nu(0) = \nu_\alpha$:

$$\boxed{\mathcal{P}_{\alpha\beta}(t) = \left|\langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle\right|^2 = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(\frac{\Delta m^2 t}{4E}\right)}$$

$$\hbar = c = 1$$

$$\Delta m^2 \equiv m_2{}^2 - m_1{}^2$$

In unità più familiari:

$$\boxed{\mathcal{P}_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta)\sin^2\left(1.267\Delta m^2 \frac{L}{E}\right)}$$

$L = ct$ distanza tra sorgente di neutrini e rivelatore

Unità: Δm^2 [eV^2]; L [km]; E [GeV] (oppure L [m]; E [MeV])

NOTA: $\mathcal{P}_{\alpha\beta}$ dipende da Δm^2 (non da m).

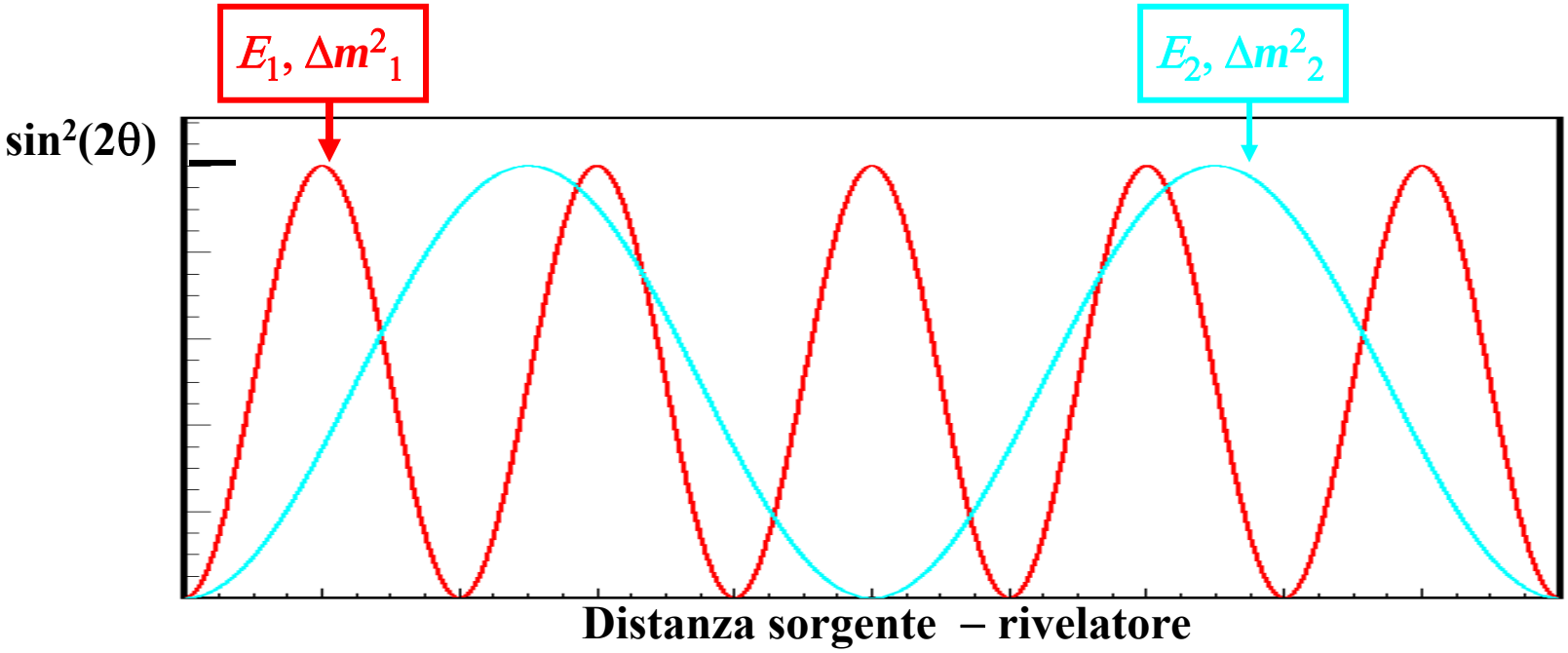
Se $m_1 << m_2$, $\Delta m^2 \equiv m_2{}^2 - m_1{}^2 \approx m_2{}^2$

Definizione di lunghezza d'oscillazione λ:

$$\lambda = 2.48 \frac{E}{\Delta m^2}$$

Unità: λ [km]; E [GeV]; Δm^2 [eV^2]
(oppure λ [m]; E [MeV])

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta)\sin^2(\pi \frac{L}{\lambda})$$



$E_1 < E_2$ e/o $\Delta m^2_1 > \Delta m^2_2$

Esperimenti di scomparsa

Sorgente di ν_α, misura del flusso di ν_α a distanza L dalla sorgente

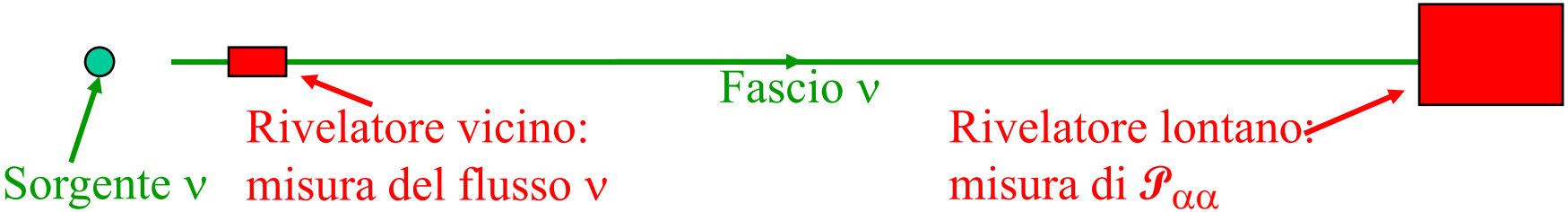
Quantità misurata:

$$\mathcal{P}_{\alpha\alpha} = 1 - \sum_{\beta \neq \alpha} \mathcal{P}_{\alpha\beta}$$

Esempi:

- **Esperimenti con $\bar{\nu}_e$ da reattori nucleari**
  ($E_\nu \approx$ pochi MeV: sotto soglia per produzione di μ o τ)
- **Rivelazione di ν_μ presso acceleratori o nella radiazione cosmica** (ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \Rightarrow \nu_\tau$ se E_ν è inferiore alla soglia di produzione di τ)

Incertezza sistematica dominante: conoscenza del flusso di neutrini in assenza di oscillazioni → uso di due rivelatori (se possibile)



Esperimenti di apparizione

Sorgente di ν_α , rivelazione di ν_β ($\beta \neq \alpha$) a distanza *L* dalla sorgente

Esempi:

- **Rivelazione di $\nu_e + N \rightarrow e^- +$ adroni in un fascio di ν_μ**

- **Rivelazione di $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- +$ adroni in un fascio di ν_μ**
  (Energia alla soglia ≈ 3.5 GeV)

La contaminazione di ν_β alla sorgente deve essere conosciuta con precisione (tipicamente $\nu_e/\nu_\mu \approx 1\%$ in fasci di ν_μ da acceleratori di alta energia)

Nell'ipotesi di mixing di due neutrini:

- **Osservazione di un segnale di oscillazione ➡ definizione di regioni di parametri nel piano $[\Delta m^2, \sin^2(2\theta)]$ compatibili col segnale misurato**
- **Risultato negativo ➡ limite superiore $\mathcal{P}_{\alpha\beta} < P$ ➡ regione di esclusione**

Δm^2 grande → lunghezza d'oscillazione λ corta
Media sulle dimensioni della sorgente e del rivelatore:

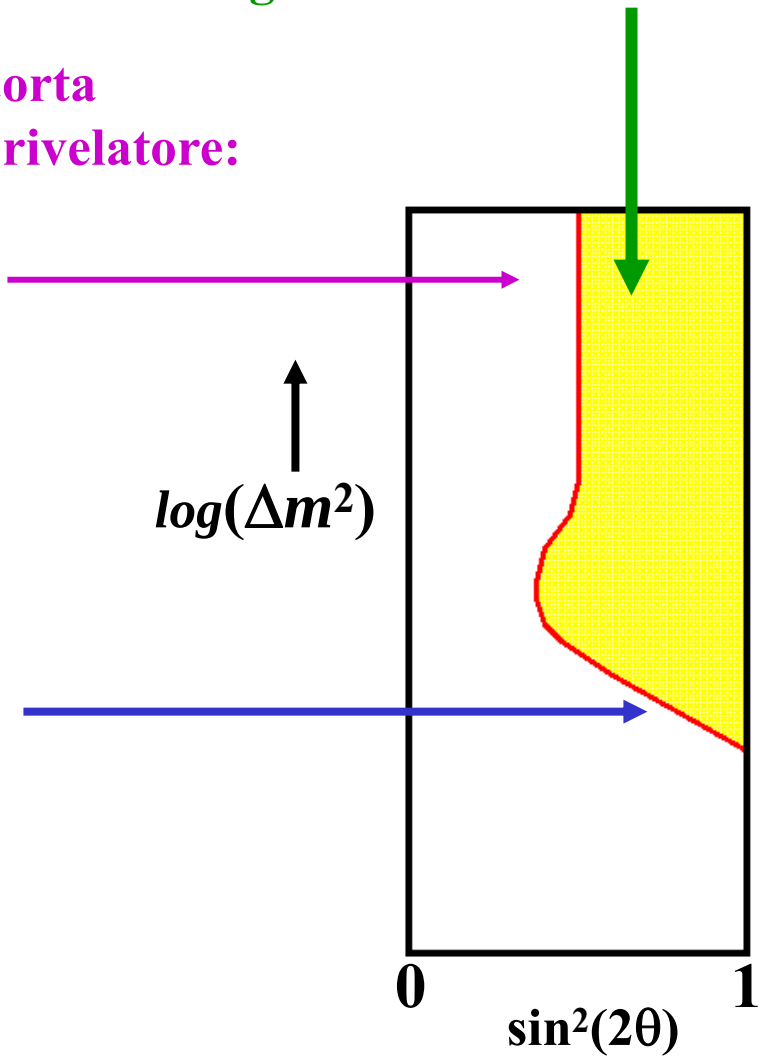
$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta)\left\langle \sin^2(\pi \frac{L}{\lambda}) \right\rangle \approx \frac{1}{2}\sin^2(2\theta)$$

Δm^2 piccola→ λ lunga: $\sin(\pi \frac{L}{\lambda}) \approx \pi \frac{L}{\lambda}$

$$\mathcal{P}_{\alpha\beta} < P \approx 1.6\left(\Delta m^2\right)^2 \sin^2(2\theta)\left(\frac{L}{E}\right)^2$$

(inizio della prima oscillazione)

$$\left(\lambda = 2.48 \frac{E}{\Delta m^2} \right)$$



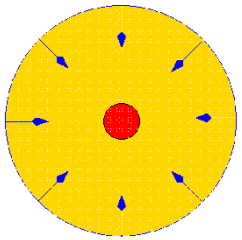
RICERCHE DI OSCILLAZIONI: PARAMETRI SPERIMENTALI

Sorgente ν	Flavour	Distanza *L*	Energia ν	Minimo Δm^2 accessibile
Sole	ν_e	~1.5 x 10^8 km	0.2 –15 MeV	~10^{-11} eV^2
Raggi cosmici	ν_μ ν_e $\bar{\nu}_\mu$ $\bar{\nu}_e$	10 km – 13000 km	0. 2 GeV – 100 GeV	~10^{-4} eV^2
Reattori nucleari	$\bar{\nu}_e$	20 m – 250 km	<E> ≈ 3 MeV	~10^{-1} – 10^{-6} eV^2
Acceleratori	ν_μ ν_e $\bar{\nu}_\mu$ $\bar{\nu}_e$	15 m – 730 km	20 MeV – 100 GeV	~10^{-3} – 10 eV^2

EVIDENZA / INDIZI DI OSCILLAZIONI

- **Deficit di neutrini solari: scomparsa di ν_e tra il Sole e la Terra**
  Evidenza convincente, misura dei parametri di oscillazione, conferma da un esperimento con reattori nucleari
- **Scomparsa di ν_μ di origine "atmosferica" su distanze dell'ordine del diametro terrestre**
  Evidenza convincente, misura dei parametri di oscillazione, conferma da esperimenti con acceleratori
- **Esperimento LSND a Los Alamos: eccesso di $\bar{\nu}_e$ in un fascio di ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_e**
  NON CONFERMATO

Neutrini solari



Nascita di una stella: contrazione gravitazionale di una nuvola di gas primordiale (principalmente ~75% H_2, ~25% He) $\Rightarrow$ aumento di densità e temperatura nel nucleo $\Rightarrow$ FUSIONE NUCLEARE

Equilibrio idrostatico fra pressione e forza gravitazionale

Risultato finale di una catena di reazioni di fusione:

$$4p \rightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu_e$$

Energia media prodotta sotto forma di radiazione elettromagnetica:

$$Q = (4M_p - M_{He^4} + 2m_e)c^2 - \langle E(2\nu_e)\rangle \approx 26.1 \text{ MeV}$$

$\hookrightarrow$ $(2e^+ + 2e^- \rightarrow 4\gamma)$

($\langle E(2\nu_e)\rangle \approx 0.59$ MeV)

Luminosità solare: $\mathcal{L}_\odot = 3.846\text{x}10^{26}$ **W** $= 2.401\text{x}10^{39}$ **MeV/s**

Frequenza di emissione di neutrini: $dN(\nu_e)/dt = 2\,\mathcal{L}_\odot/Q \approx 1.84\text{x}10^{38}\ s^{-1}$

Flusso di neutrini sulla Terra: $\Phi(\nu_e) \approx 6.4\text{x}10^{10}\ cm^{-2}\ s^{-1}$

(distanza media Sole – Terra = $1.496\text{x}10^{11}$ m)

MODELLO SOLARE STANDARD (SSM)

(sviluppato nel 1960 e aggiornato frequentemente da J.N. Bahcall)

Ipotesi:
- **equilibrio idrostatico**
- **produzione di energia da fusione**
- **equilibrio termico (potenza prodotta = luminosità)**
- **trasporto di energia all'interno del Sole per radiazione**

Dati numerici:
- **sezioni d'urto per reazioni di fusione**
- **opacità in funzione della distanza dal centro del Sole**

Metodo:
- **scelta dei parametri iniziali**
- **evoluzione all'epoca attuale ($t = 4.6 \times 10^9$ anni)**
- **confronto tra proprietà predette e misurate**
- **modifica dei parametri iniziali (se necessario)**

IL SOLE OGGI: **Luminosità $\mathcal{L}_\odot = 3.846 \times 10^{26}$ W**

Raggio $R_\odot = 6.96 \times 10^8$ m

Massa $M_\odot = 1.989 \times 10^{30}$ kg

Temperatura del nucleo $T_c = 15.6 \times 10^6$ K

Temperatura alla superficie $T_s = 5773$ K

Idrogeno nel nucleo = 34.1% (inizialmente 71%)

Elio nel nucleo = 63. 9% (inizialmente 27.1%)

} da misure della superficie solare

Due cicli di reazioni

Ciclo p – p (0.985 $\mathcal{L}_\odot$)

85%

$$p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d \qquad p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d \quad \text{oppure (0.4\%): } p + e^- + p \rightarrow \nu_e + d$$
$$p + d \rightarrow \gamma + He^3 \qquad p + d \rightarrow \gamma + He^3$$
$$He^3 + He^3 \rightarrow He^4 + p + p \quad \text{oppure } (\sim 2\times10^{-5})\text{: } He^3 + p \rightarrow He^4 + e^+ + \nu_e$$

15%

$$p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$$
$$p + d \rightarrow \gamma + He^3$$
$$He^3 + He^4 \rightarrow \gamma + Be^7$$
$$\left.\begin{array}{l} e^- + Be^7 \rightarrow \nu_e + Li^7 \\ p + Li^7 \rightarrow He^4 + He^4 \end{array}\right\} \text{oppure (0.13\%)} \left\{\begin{array}{l} p + Be^7 \rightarrow \gamma + B^8 \\ B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu_e \\ Be^8 \rightarrow He^4 + He^4 \end{array}\right.$$

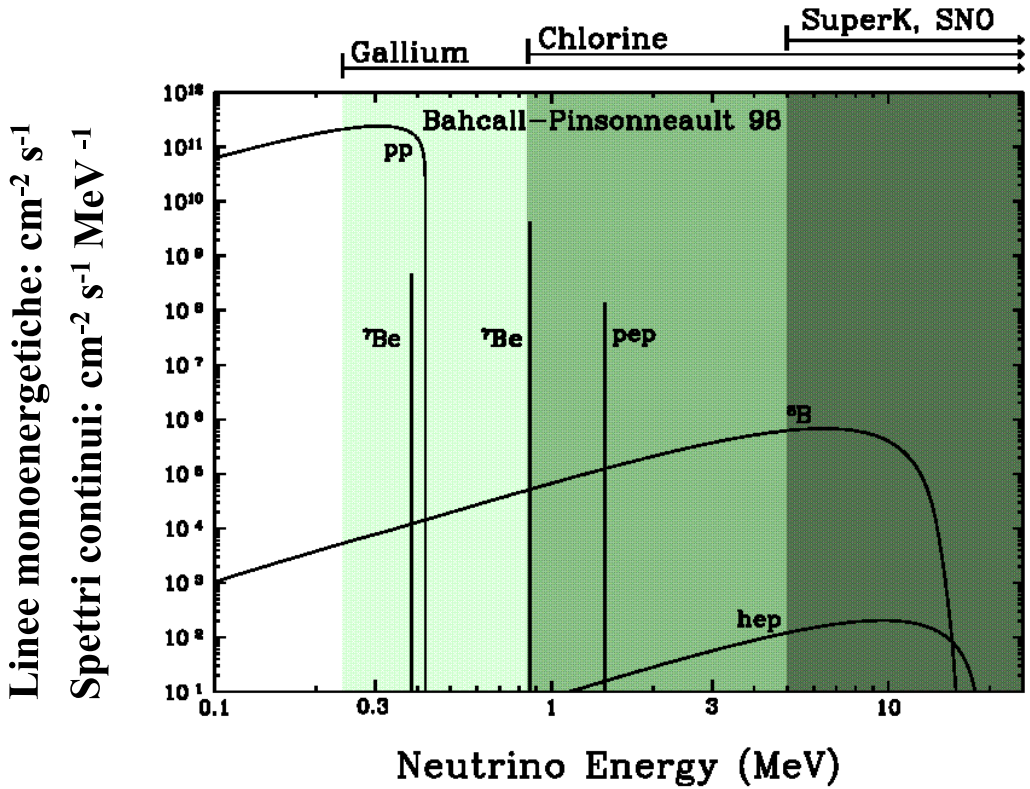
Ciclo CNO (due rami)

$$p + N^{15} \rightarrow C^{12} + He^4 \qquad p + N^{15} \rightarrow \gamma + O^{16}$$
$$p + C^{12} \rightarrow \gamma + N^{13} \qquad p + O^{16} \rightarrow \gamma + F^{17}$$
$$N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu_e \qquad F^{17} \rightarrow O^{17} + e^+ + \nu_e$$
$$p + C^{13} \rightarrow \gamma + N^{14} \qquad p + O^{17} \rightarrow N^{14} + He^4$$
$$p + N^{14} \rightarrow \gamma + O^{15}$$
$$O^{15} \rightarrow N^{15} + e^+ + \nu_e$$

<u>NOTA #1</u>: per entrambi i cicli $4p \rightarrow He^4 + 2e^+ + 2\nu_e$

<u>NOTA #2</u>: sorgente della luminosità solare oggi: reazioni di fusione avvenute nel nucleo del Sole ~ 10^6 anni fa (il Sole è una stella appartenente alla "sequenza principale": praticamente stabile su ~10^8 anni).

Predizione del flusso e dello spettro dei neutrini solari sulla Terra (ciclo p – p)



Notazioni

pp : $p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$

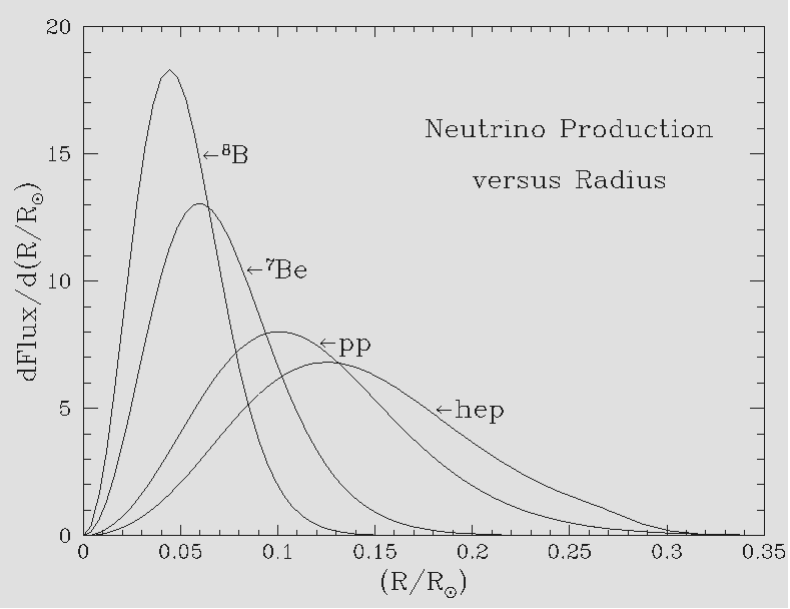
^{7}Be : $e^- + Be^7 \rightarrow \nu_e + Li^7$

pep : $p + e^- + p \rightarrow \nu_e + d$

^{8}B : $B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu_e$

hep : $He^3 + p \rightarrow He^4 + e^+ + \nu_e$

Distribuzioni radiali della produzione di ν_e nell'interno del Sole (predizioni SSM)



Esperimento Homestake (1970 – 1998): prima rivelazione dei neutrini solari

Metodo radio-chimico (R. Davis, University of Pennsylvania)

$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow e^- + {}^{37}Ar$ **Energia alla soglia: $E(\nu_e) > 0.814$ MeV**

Rivelatore: serbatoio contenente 390 m^3 C_2Cl_4 (percloroetilene) nella miniera di Homestake (South Dakota, U.S.A.). Profondità equivalente a 4100 m H_2O.

Contenuto di ^{37}Cl nel Cloro naturale = 24%

Frequenza di produzione di atomi di ^{37}Ar prevista ≈ 1.5 / giorno

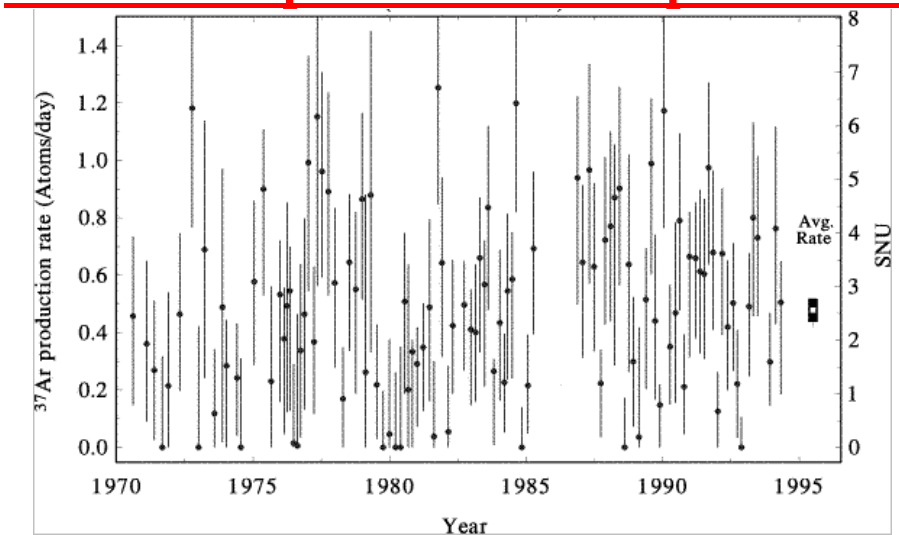
Metodo sperimentale: ogni 2 – 3 mesi estrazione di ^{37}Ar mediante flusso di N_2 attraverso il serbatoio. Purificazione, miscelazione con Argon naturale, riempimento di un contatore proporzionale e rivelazione della cattura elettronica

$e^- + {}^{37}Ar \rightarrow \nu_e + {}^{37}Cl$ (tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} = 34$ giorni)

(Lo stato finale eccitato dell'atomo di ^{37}Cl emette elettroni Augier e/o raggi X)

Misura dell'efficienza mediante iniezione di quantità note di ^{37}Ar nel serbatoio.

Risultati da più di 20 anni di presa - dati



SNU (Solar Neutrino Units): unità di misura della frequenza di eventi in esperimenti radio-chimici:

1 SNU = 1 evento s^{-1} per 10^{36} atomi

Media di tutte le misure:

$R(^{37}Cl) = 2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$ SNU
(stat) (sist)

Predizione SSM : $7.6^{+1.3}_{-1.1}$ SNU

Deficit dei Neutrini Solari

Esperimenti in "tempo reale" con contatori Čerenkov ad acqua per la rivelazione dei neutrini solari

Diffusione elastica neutrino – elettrone: $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$

Rivelazione della luce Čerenkov emessa dagli elettroni in acqua

Soglia di rivelazione ~5 MeV (percorso residuo di elettroni da 5 MeV in $H_2O \approx 2$ cm)

Sezioni d'urto: $\sigma(\nu_e) \approx 6\ \sigma(\nu_\mu) \approx 6\ \sigma(\nu_\tau)$

scambio W , Z

Solo scambio Z

Due esperimenti:

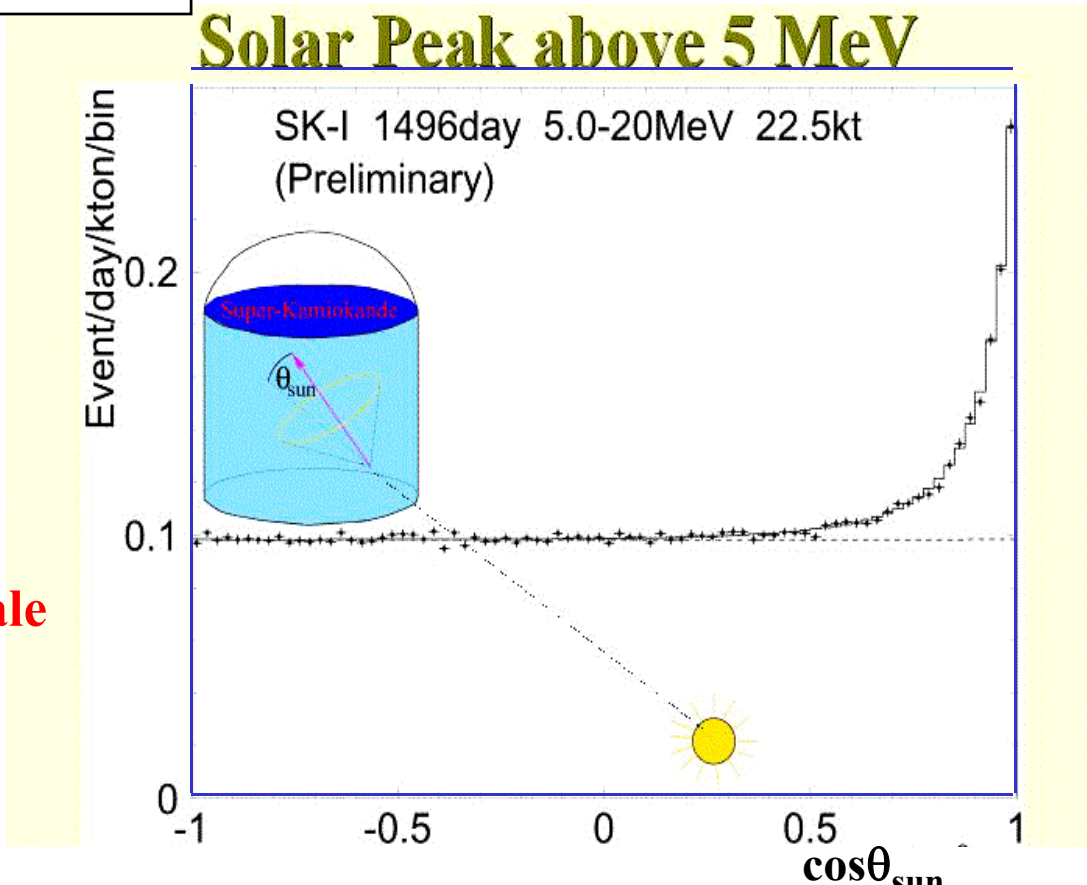
Kamiokande (1987 – 94)
Volume utile: 680 m^3 H_2O

Super-Kamiokande (1996 –)
Volume utile: 22500 m^3 H_2O

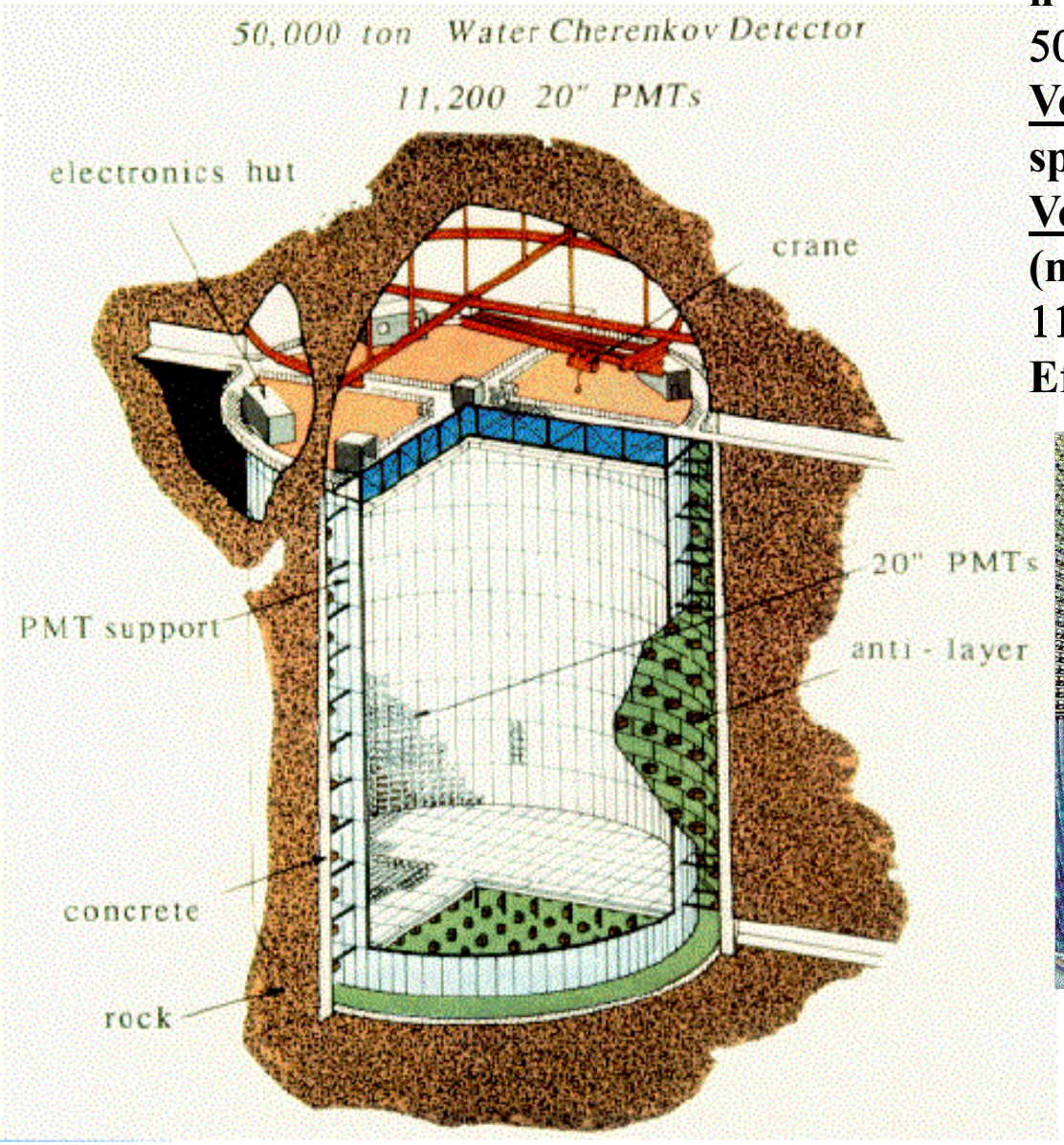
nella miniera Kamioka (Giappone)

Profondità 2670 m H_2O eq.

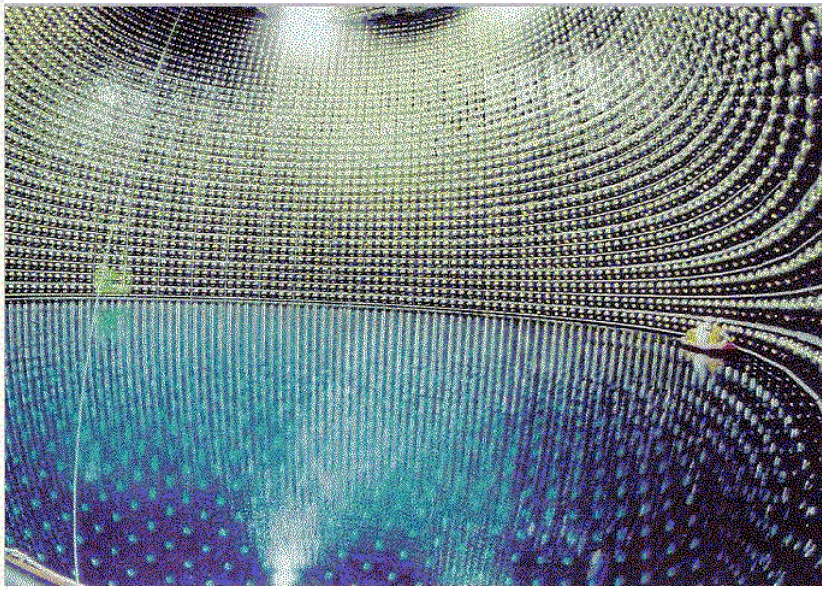
Verifica dell'origine solare del segnale dalla correlazione angolare tra le direzioni dell'elettrone rivelato e del neutrino incidente



Rivelatore Super-Kamiokande

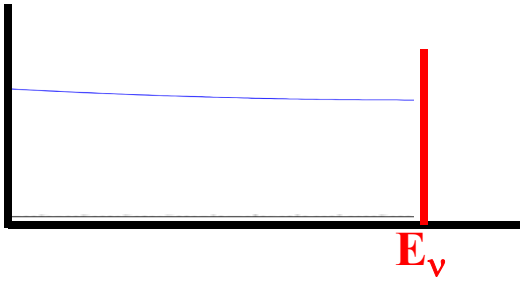


Serbatoio cilindrico
h = 41.4 m, diam. = 39.3 m
50 000 tonn. di H_2O pura
<u>Volume esterno</u> (anticoincidenza):
spessore ~2.7 m
<u>Volume interno</u>: ~ 32000 m^3
(massa fiduciale 22500 tonn.)
11200 fotomoltiplicatori, diam. = 50 cm
Efficienza di raccolta della luce ~ 40%



<u>Volume interno durante il riempimento con acqua</u>

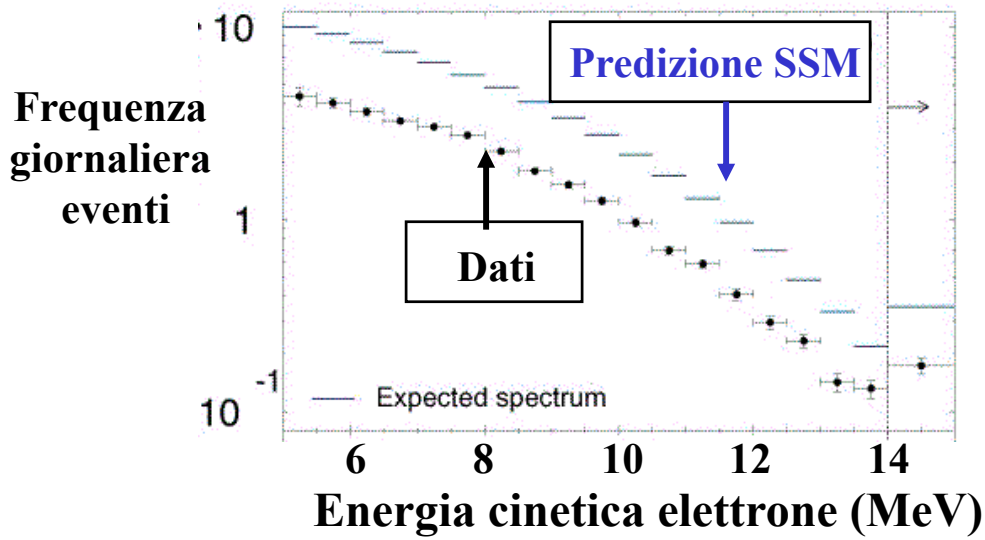
Distribuzione dell'energia cinetica dell'elettrone da diffusione elastica $\nu_e - e$ di neutrini mono-energetici: ⇒



praticamente piatta tra 0 and $2E_\nu/(2 + m_e/E_\nu)$

Convoluzione con lo spettro dei neutrini previsto

⇒ predizione SSM della distribuzione dell'energi degli elettroni



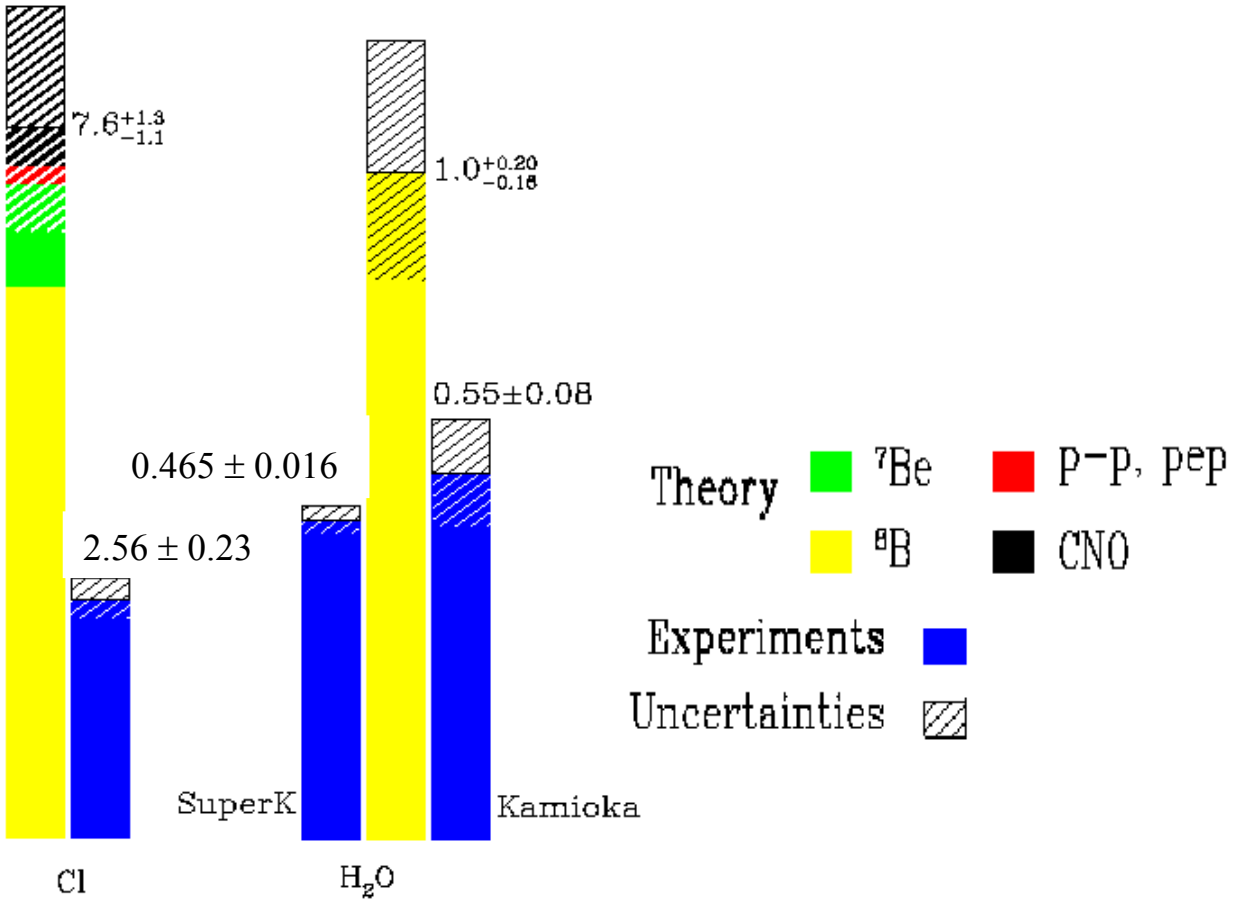
Risultati da 1496 giorni di presa – dati (22400 eventi)

Flusso misurato (assumendo totalità di ν_e): $\Phi(\nu_e) = (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^{6}\ cm^{-2}\ s^{-1}$
(stat) (sist)

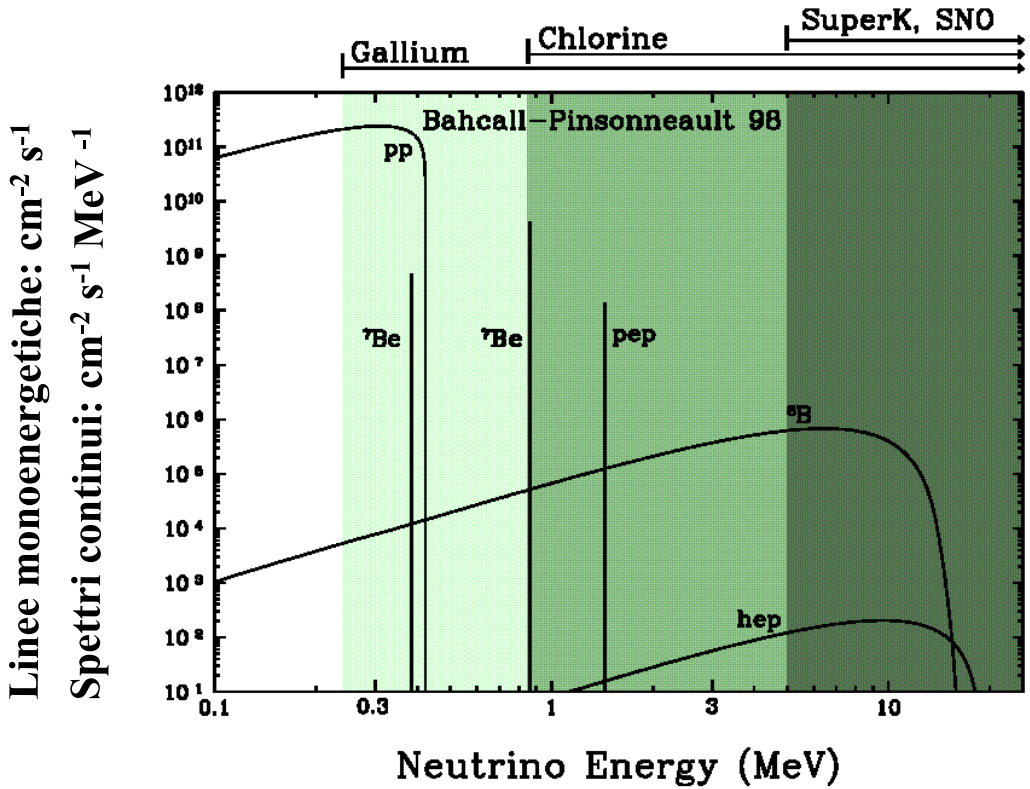
Predizione SSM : $\Phi(\nu_e) = (5.05\ )^{+1.01}_{-0.81} \times 10^{6}\ cm^{-2}\ s^{-1}$

Dati/SSM = $0.465 \pm 0.005^{+0.093}_{-0.074}$ (errore teorico incluso) ⇐ **DEFICIT DI ν_e**
(stat)

Confronto dei risultati Homestake e Kamioka con le predizioni SSM



Predizione del flusso e dello spettro dei neutrini solari sulla Terra (ciclo p – p)



Notazioni

pp : $p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$

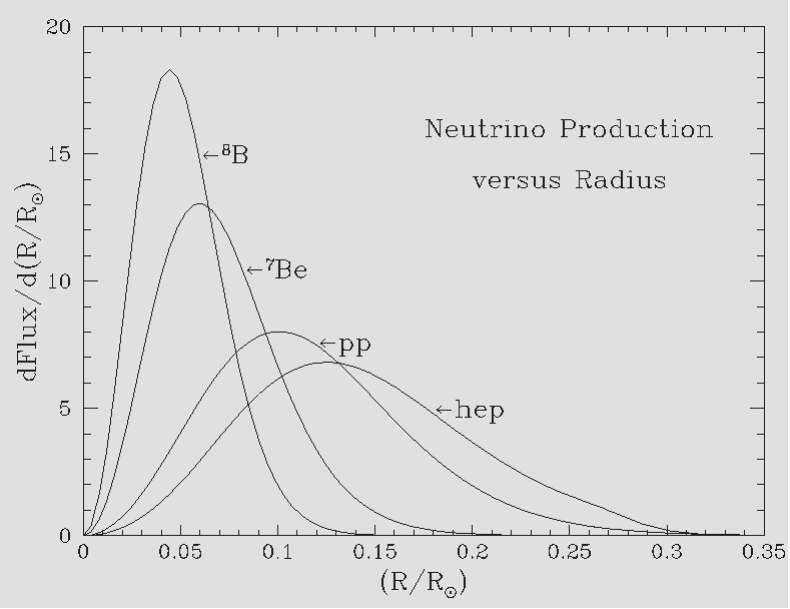
^{7}Be : $e^- + Be^7 \rightarrow \nu_e + Li^7$

pep : $p + e^- + p \rightarrow \nu_e + d$

^{8}B : $B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu_e$

hep : $He^3 + p \rightarrow He^4 + e^+ + \nu_e$

Distribuzioni radiali della produzione di ν_e nell'interno del Sole (predizioni SSM)



Le due sorgenti principali di ν_e solari negli esperimenti Homestake e Kamioka:

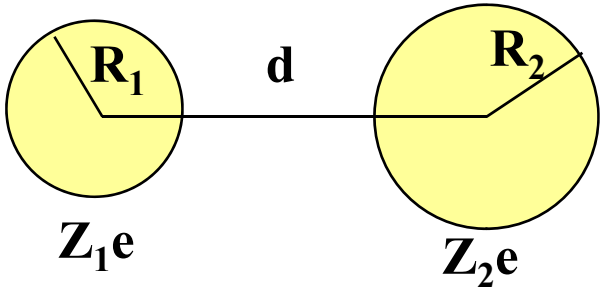
$He^3 + He^4 \rightarrow \gamma + Be^7$

$p + Be^7 \rightarrow \gamma + B^8$

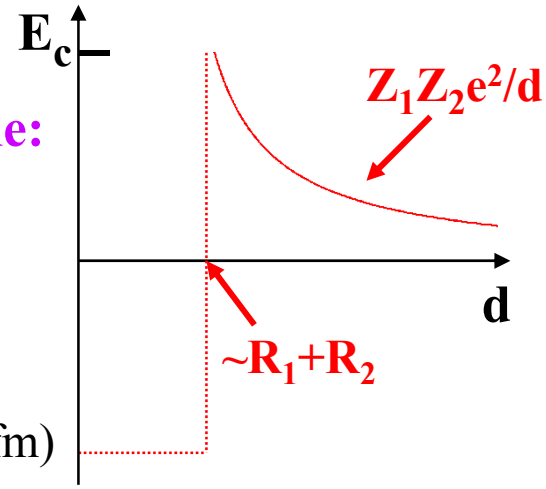
$e^- + Be^7 \rightarrow \nu_e + Li^7$ (Homestake)

$B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu_e$ (Homestake, Kamiokande, Super-K)

Reazioni di fusione fortemente soppresse dalla repulsione Coulombiana



Energia potenziale:



$$E_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} = \frac{e^2}{\hbar c}\frac{\hbar c Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} \approx \frac{197}{137}\frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2}\ \text{MeV} \quad (R_1 + R_2 \text{ in fm})$$

$E_c \approx 1.4$ MeV per $Z_1 Z_2 = 4$, $R_1 + R_2 = 4$ fm

Energia termica media nel nucleo del Sole $\langle E \rangle = 1.5\, k_B T_c \approx 0.002$ MeV

T_c=15.6 MK ; k_B (costante di Boltzmann) = 8.6×10^{-5} eV / ºK

Le reazioni di fusione nel nucleo del Sole avvengono per effetto tunnel e la velocità di reazione dipende fortemente da T_c

Sezioni d'urto per fusione nucleare a energie molto basse

$$\sigma(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} \mathcal{S}(E)$$

Termine non calcolabile:
misurato a energie ~0.1– 0.5 MeV;
estrapolato a energie più basse assumendo
indipendenza dall'energia

Effetto tunnel: $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$
v = velocità relativa

Predizione della dipendenza dei flussi ν_e da T_c:

$e^- + Be^7 \rightarrow \nu_e + Li^7$: $\Phi(\nu_e) \propto T_c^{\,8}$

$p + Be^7 \rightarrow \gamma + B^8$; $B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu_e$: $\Phi(\nu_e) \propto T_c^{\,18}$

$\Phi \propto T_c^{\,N} \longrightarrow \Delta\Phi/\Phi = N\, \Delta T_c/T_c$

Con quale precisione si conosce la temperatura T_c del nucleo Solare?

Rivelazione di ν_e dalla reazione $p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$ (componente principale dei neutrini solari, legata alla luminosità solare)

incertezze teoriche molto piccole

Esperimenti con Gallio: rivelazione radio-chimica della reazione

$$\nu_e + {}^{71}Ga_{31} \rightarrow e^- + {}^{71}Ge_{32}$$

Soglia energetica $E(\nu_e) > 0.233$ MeV $\Rightarrow$ reazione sensibile ai neutrini solari da $p + p \rightarrow e^+ + \nu_e + d$ (componente dominante)

Tre esperimenti:

- **GALLEX (Gallium Experiment, 1991 – 1997)**
- **GNO (Gallium Neutrino Observatory, 1998 –)**

} Nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Profondità 3740 m H_2O eq.

- **SAGE (Soviet – American Gallium Experiment)**

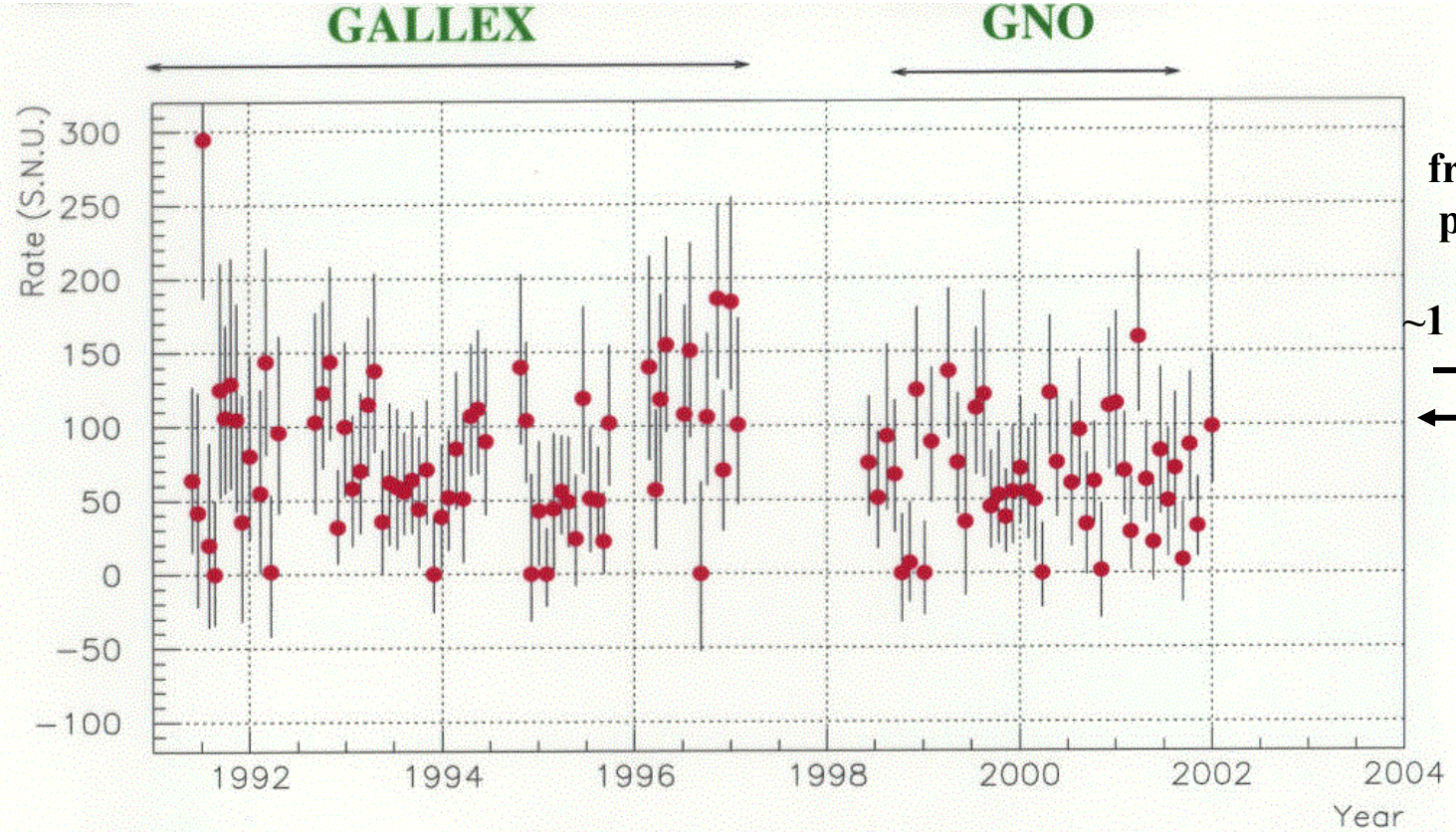
Nel Laboratorio Sotterraneo di Baksan (Caucaso, Russia) Profondità 4640 m H_2O eq.

Rivelatore: 30.3 tonn. Gallio in soluzione di HCl (GALLEX, GNO)
50 tonn. Gallio metallico (liquido a 40°C) (SAGE)

Metodo sperimentale: ogni ~3 settimane estrazione di ${}^{71}Ge$ sotto forma di $GeCl_4$ (sostanza altamente volatile). Conversione chimica in gas GeH_4, iniezione del gas in un contatore proporzionale $\Rightarrow$ rivelazione della cattura elettronica $e^- + {}^{71}Ge \rightarrow \nu_e + {}^{71}Ga$
(tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} = 11.43$ giorni)
(Rivelazione delle transizioni atomiche K , L nello stato finale eccitato dell'atomo ${}^{71}Ga$)

Misure dell'efficienza di rivelazione:

- **Iniezione di una quantità nota di ${}^{71}As$ (cattura $e^- + {}^{71}As_{33} \rightarrow {}^{71}Ge_{32} + \nu_e$)**
- **Uso di una sorgente artificiale intensa di ν_e mono-energetici ν_e : $e^- + {}^{51}Cr \rightarrow \nu_e + {}^{51}V$ preparata in un reattore nucleare, attività iniziale 1.5 MCurie equivalente a 5 volte il flusso di neutrini solari. $E(\nu_e) = 0.750$ MeV, $\tau_{1/2} = 28$ giorni**



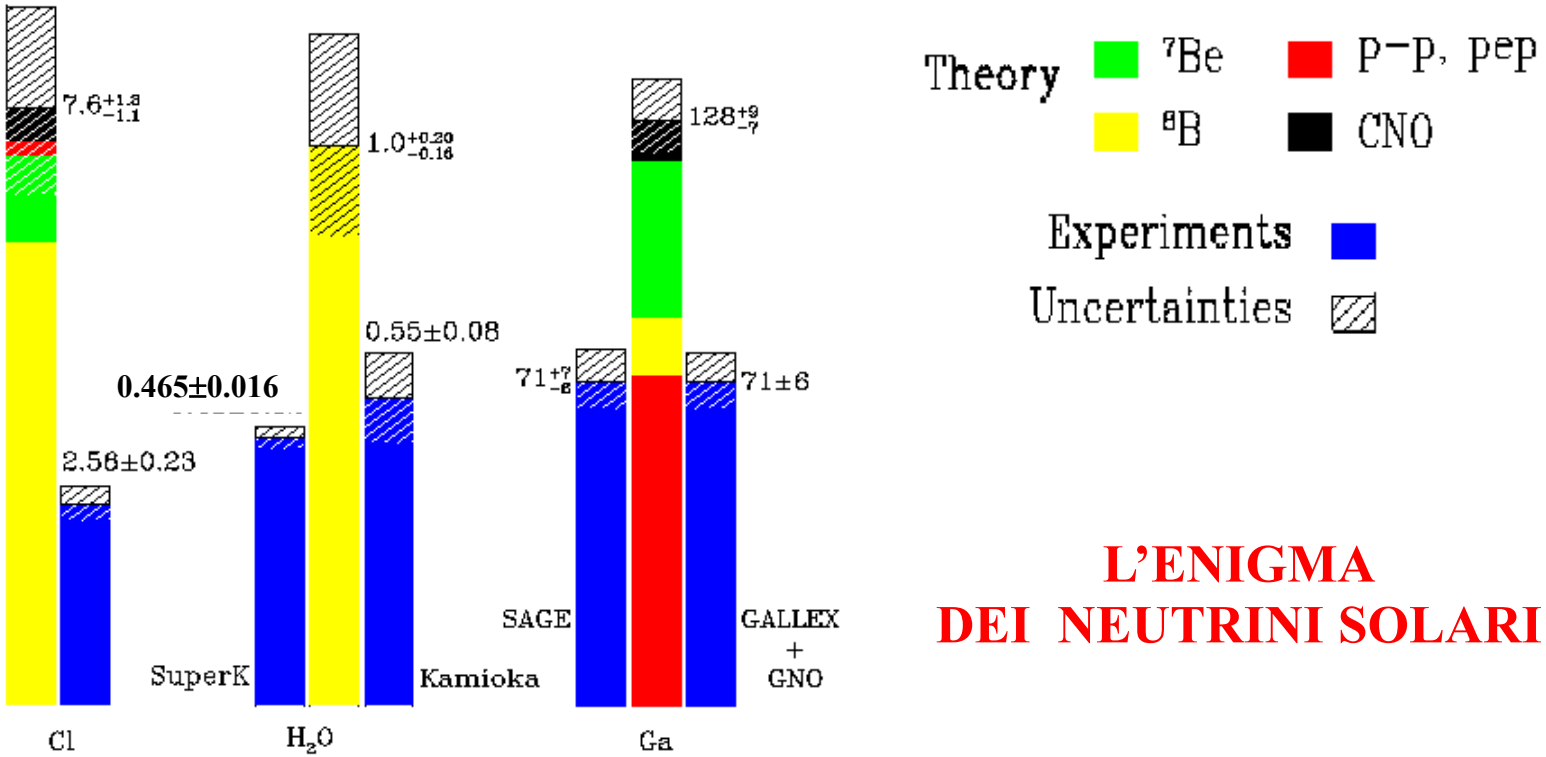
frequenza di produzione di ^{71}Ge ~1 atomo/giorno

GALLEX	**77.5 +– 6.2 (stat) +– 4.5 (sys) SNU**
GNO	**65.2 +– 6.4 (stat) +– 3.0 (sys) SNU**
GNO+GALLEX	**70.8 +– 4.5 (stat) +– 3.8 (sys) SNU**

SAGE (1990 – 2001) $70.8^{+6.5}_{-6.1}$ **SNU**

PREDIZIONE SSM : 128^{+9}_{-7} **SNU**

Dati/SSM = 0.56 ± 0.05



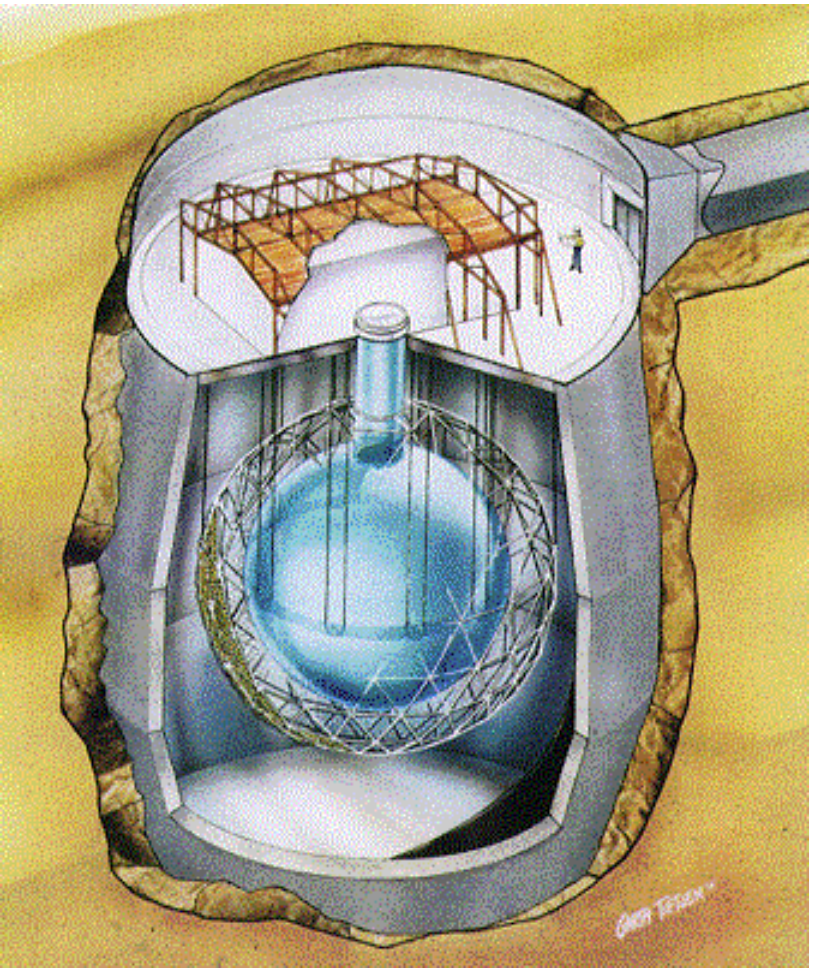
L'ENIGMA
DEI NEUTRINI SOLARI

<u>Soluzioni possibili dell'enigma</u>:

- **Risultati sperimentali FALSI**
- **Il Modello Solare Standard è completamente falso**
- **OSCILLAZIONI DEI $\nu_e \Rightarrow$ una parte del flusso di neutrini solari sulla Terra è costituita di ν_μ e/o ν_τ invisibili (sotto soglia per produzione di μ, τ)**

SNO

Evidenza definitiva di oscillazione dei neutrini solari
(Sudbury Neutrino Observatory, Sudbury, Ontario, Canada)



SNO: rivelatore di luce Čerenkov emessa in 1000 tonn. di acqua pesante D_2O ultra-pura contenuta in una sfera acrilica (diam. 12 m), circondata da 7800 tonn. di acqua H_2O ultra-pura.

Raccolta di luce: 9456 fotomoltiplicatori, diam. 20 cm, su una superficie sferica di raggio 9.5 m

Profondità: 2070 m (6010 m H_2O eq.) in una miniera di nikel

Soglia di rivelazione energia elettroni: 5 MeV

Ricostruzione del punto di interazione dalla misura dei tempi relativi dei segnali dei fotomoltiplicatori

Rivelazione dei neutrini solari nell'esperimento SNO:

(ES) Diffusione elastica neutrino – elettrone : $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$

Direzionale, $\sigma(\nu_e) \approx 6\,\sigma(\nu_\mu) \approx 6\,\sigma(\nu_\tau)$ (come in Super-K)

(CC) $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$

Direzionalità debole: distribuzione angolare elettroni $\propto 1 - \frac{1}{3}\cos(\theta_{sun})$

Misura dell'energia del ν_e (perchè la maggior parte dell'energia del ν_e è trasferita all'elettrone)

(NC) $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$

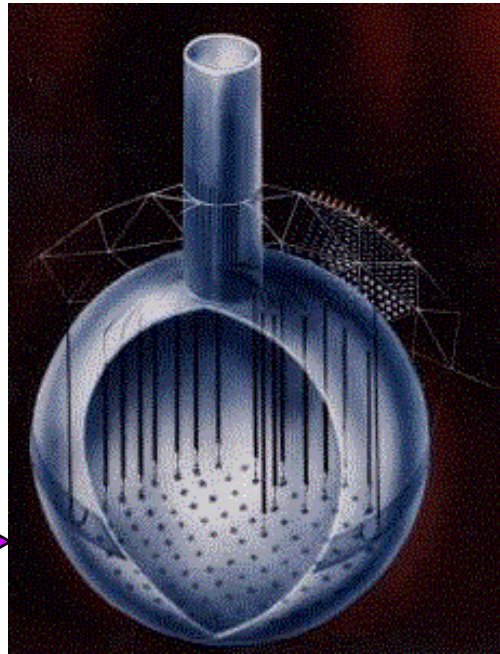
Sezione d'urto identica per i tre tipi di neutrino

Misura del flusso solare totale da $B^8 \rightarrow Be^8 + e^+ + \nu$ in presenza di oscillazioni

RIVELAZIONE DI $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$

Rivelazione di fotoni ($\rightarrow e^+e^-$) da cattura del neutrone dopo rallentamento

- Prima fase (Novembre 1999 – Maggio 2001):
  $n + d \rightarrow H^3 + \gamma$ ($E_\gamma = 6.25$ MeV)
- Seconda fase : aggiunta di *NaCl* ultra-puro (2 tonn.)
  $n + Cl^{35} \rightarrow Cl^{36} +$ raggi γ ($\Sigma E_\gamma \approx 8.6$ MeV)
- In seguito: inserimento di contatori proporzionali a He^3
  $n + He^3 \rightarrow p + H^3$ (segnale mono-energetico)



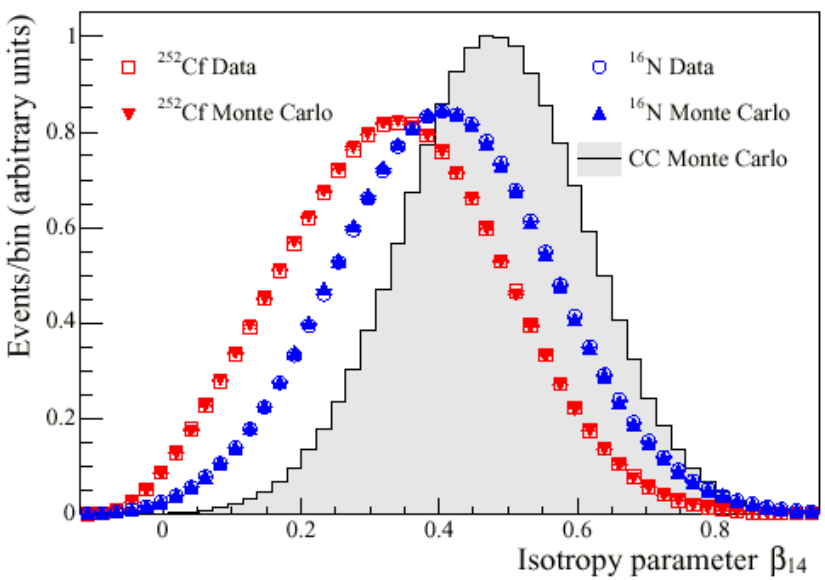
SNO: presa-dati con 2 tonn. di *NaCl* ultra-puro disciolto in D_2O
(giugno 2001 – ottobre 2003)

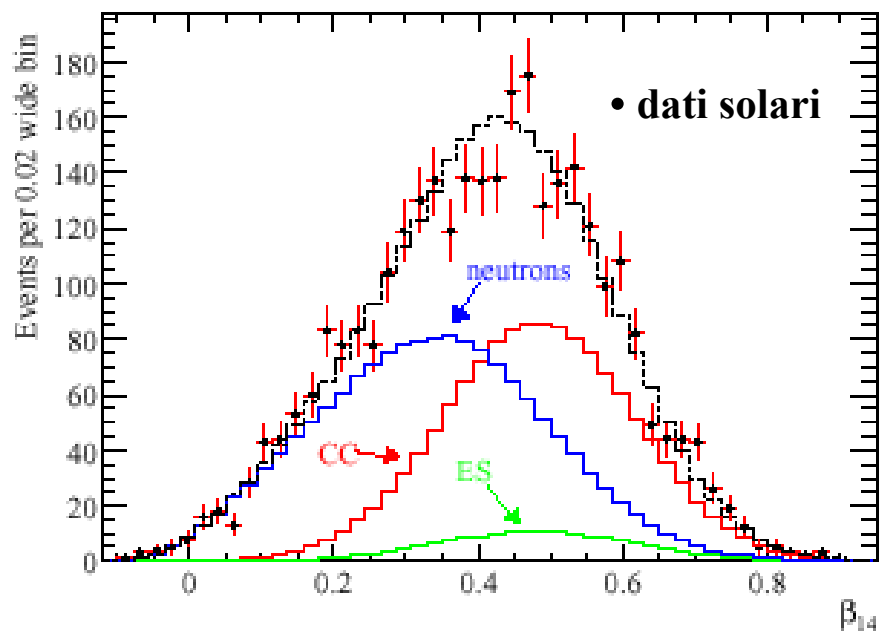
Rivelazione di $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$: $n + Cl^{35} \rightarrow Cl^{36} +$ raggi γ

$\Sigma E_\gamma \approx 8.6$ MeV ; $N_\gamma > 1 \Rightarrow$ maggiore isotropia della luce Čerenkov rispetto ai processi CC, ES (un solo elettrone nello stato finale)

Isotropia della luce emessa in ogni evento:
uso di un "parametro di isotropia" β_{14} basato sulla posizione dei fototubi colpiti

^{252}Cf: sorgente di neutroni da fissione spontanea (energie di qualche MeV)
^{16}N: sorgente raggi γ (6.13 MeV) $\rightarrow$ elettrone Compton





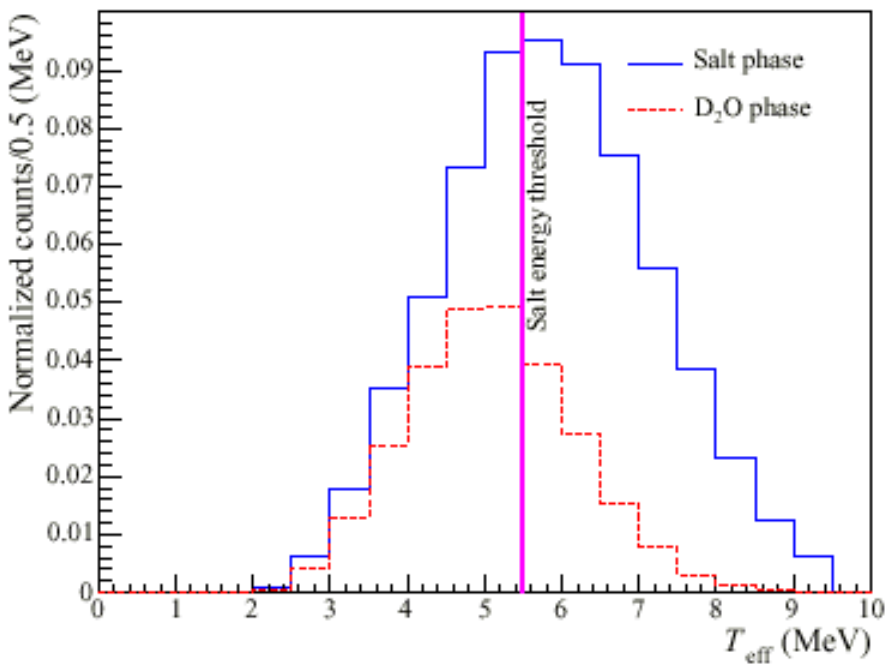
Efficienza di rivelazione dei neutroni:

con D_2O pura: $n + d \rightarrow H^3 + \gamma$ ($E_\gamma = 6.25$ MeV)

con aggiunta di *NaCl* : $n + Cl^{35} \rightarrow Cl^{36} +$ raggi γ ($\Sigma E_\gamma \approx 8.6$ MeV)

Calibrazione con sorgente di neutroni Cf^{252}

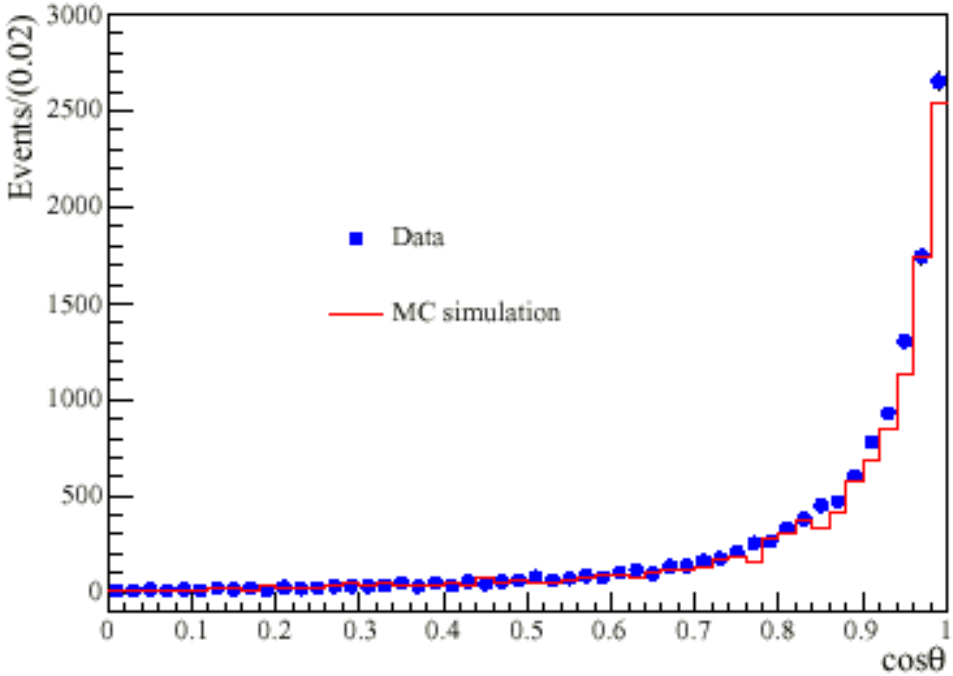
Efficienza mediata sul volume di raggio R < 550 cm (a 50 cm dal bordo)



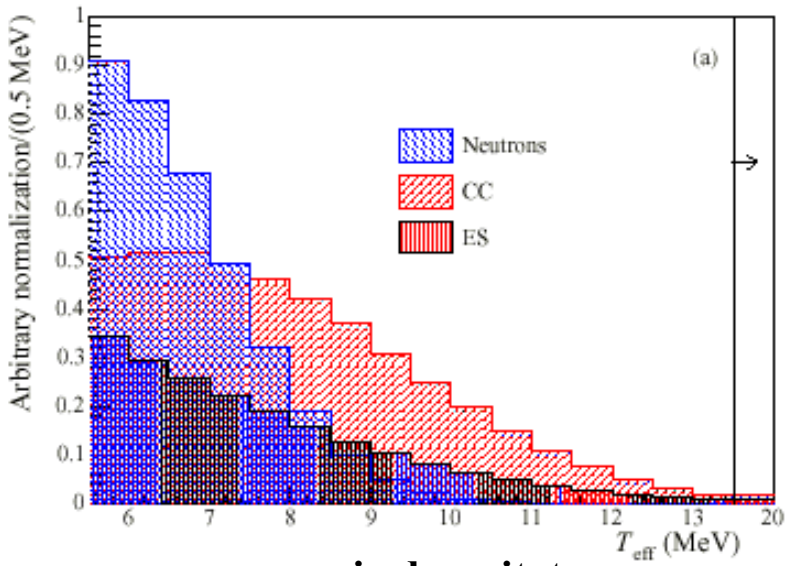
Efficienza di rivelazione neutroni da $\nu + d \rightarrow \nu + p + n = 0.407 \pm 0.005 \; {}^{+0.009}_{-0.008}$

Efficienza in assenza di *NaCl* ≈ 0.14

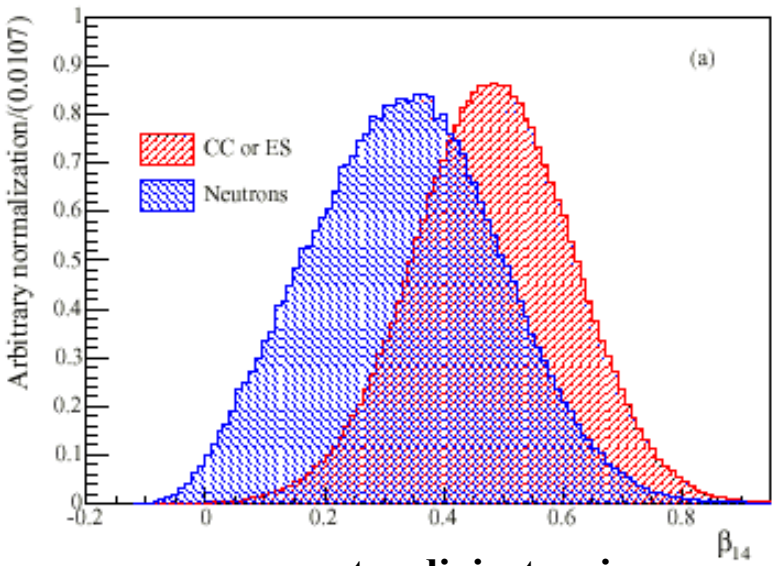
Risoluzione angolare sulla direzionalità del segnale di elettrone
misurata con sorgente raggi γ N^{16}



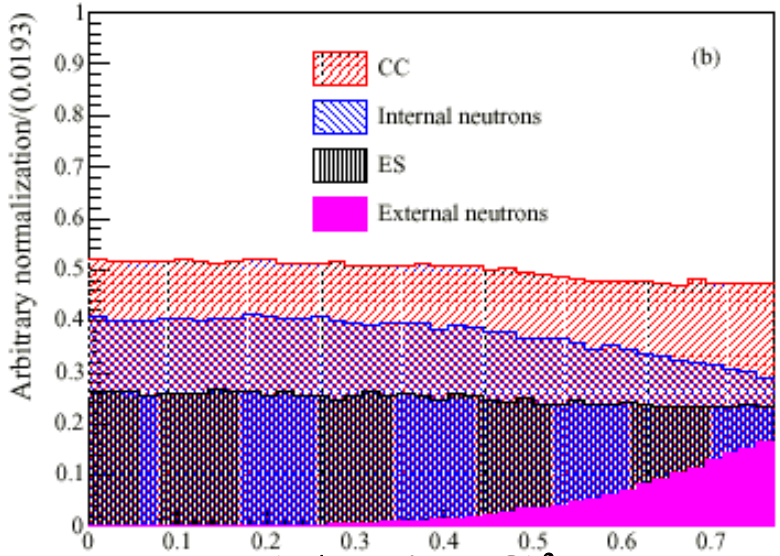
Neutrini solari in SNO: separazione delle tre componenti (CC , ES , neutroni da NC) dalle diverse distribuzioni in 4 variabili



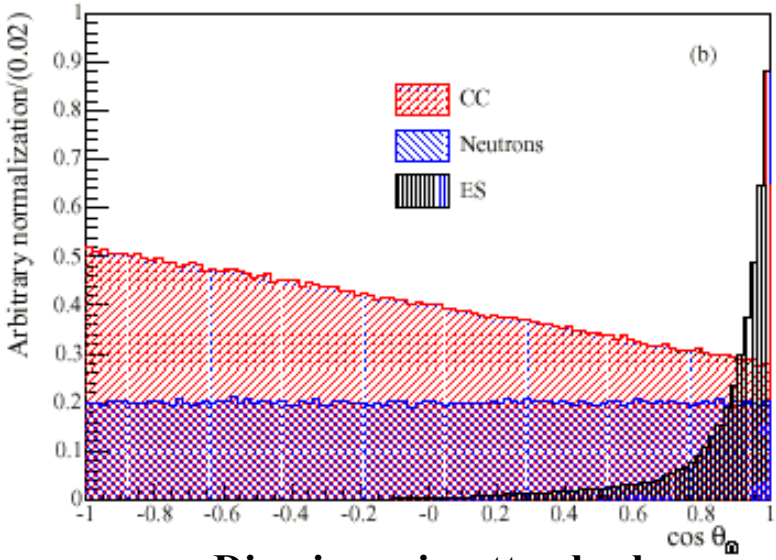
energia depositata



parametro di isotropia

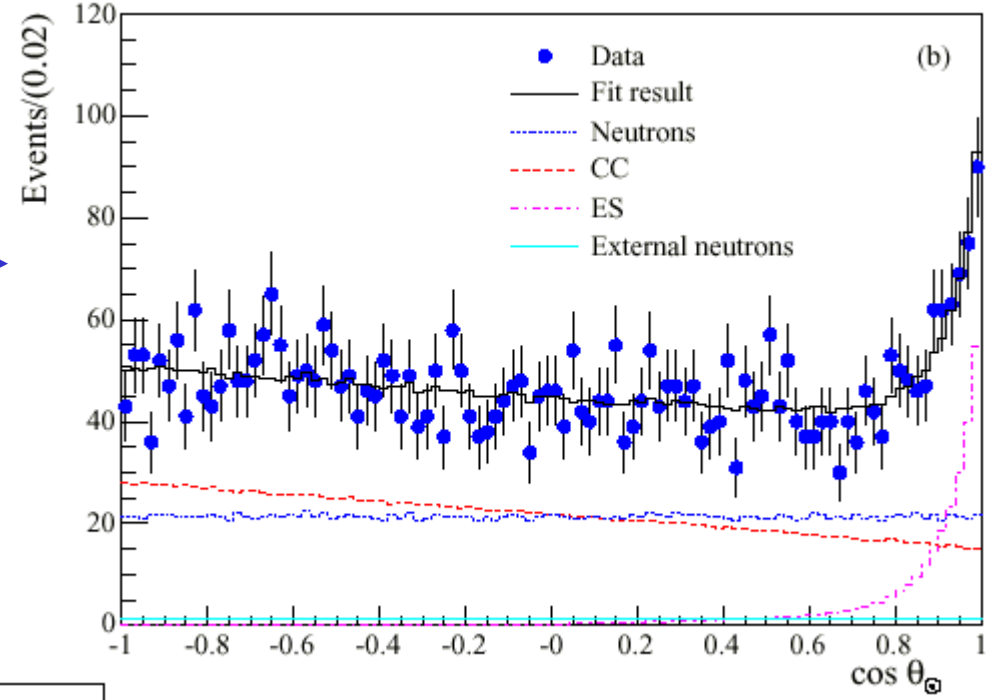


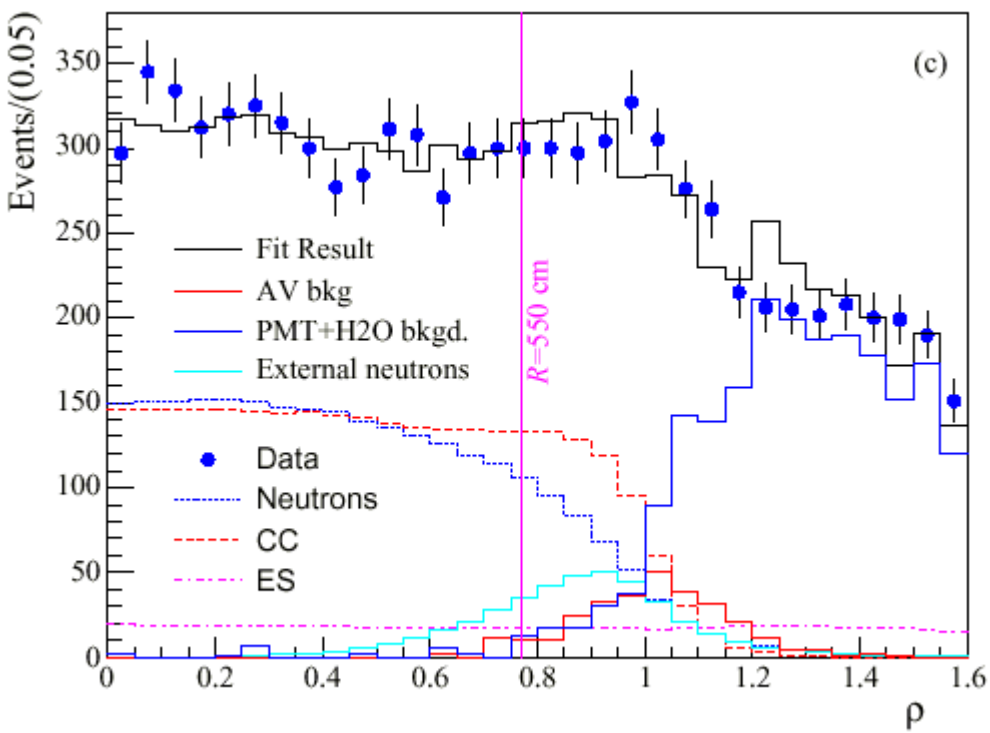
(R/raggio D_2O)^3



Direzione rispetto al sole

Direzionalità dati rispetto al Sole



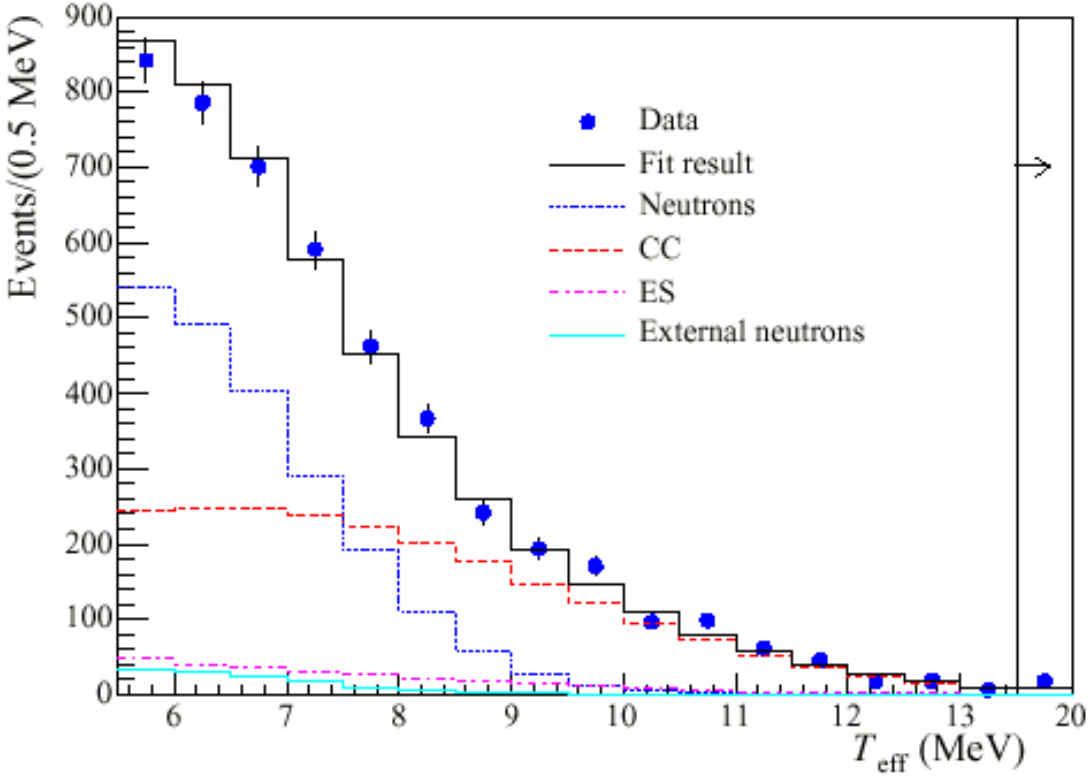


Distribuzione eventi in funzione della distanza dal centro

$$\rho = (R / R_0)^3$$

$$R_0 = 600.5 \text{ cm}$$

raggio sfera D_2O



Distribuzione energia depositata (ampiezza segnale)

Estrazione delle tre componenti mediante metodo di massima verosimiglianza

<u>Numero di eventi</u>:

CC: 2176 ± 78

ES: 279 ± 26

NC: 2010 ± 85

Fondo (neutroni esterni): 128 ± 42

Flussi di neutrini solari, misurati separatamente dai tre segnali:

$\Phi_{CC} = (1.72 \pm 0.05 \pm 0.11) \times 10^{6}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$

Nota: $\Phi_{CC} \equiv \Phi(\nu_e)$

$\Phi_{ES} = (2.34 \pm 0.23 \,^{+0.15}_{-0.14}) \times 10^{6}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$

Calcolato nell'ipotesi che tutti i neutrini incidenti sono ν_e

$\Phi_{NC} = (4.81 \pm 0.19 \,^{+0.28}_{-0.27}) \times 10^{6}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$

$\Phi_{SSM}(\nu) = 5.05 \,^{+1.01}_{-0.81} \times 10^{6}$ cm^{-2}s^{-1}

(stat) (sist)

$$\frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{NC}} = 0.358 \pm 0.021 \,^{+0.028}_{-0.029}$$

(differisce da 1 per 10 deviazioni standard)

- **Flusso totale di neutrini solari in accordo con predizioni SSM**
  (misura della temperatura del nucleo solare con precisione ~ 0.5%)
- **Composizione neutrini solari all'arrivo sulla Terra:**
  ~ 36% ν_e ; ~ 64% $\nu_\mu + \nu_\tau$ (rapporto ν_μ / ν_τ ignoto)

EVIDENZA DEFINITIVA DI OSCILLAZIONE DEI NEUTRINI SOLARI

Scomparsa di ν_e solari: interpretazione

Ipotesi: mixing di due neutrini

Oscillazioni nel vuoto

Spettro ν_e rivelato sulla Terra $\Phi(\nu_e) = \mathcal{P}_{ee}\,\Phi_0(\nu_e)$

($\Phi_0(\nu_e) \equiv$ spettro ν_e alla produzione)

Probabilità di rivelare ν_e:

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2(1.267\Delta m^2 \frac{L}{E})$$

(L [m], E [MeV], Δm^2 [eV^2])

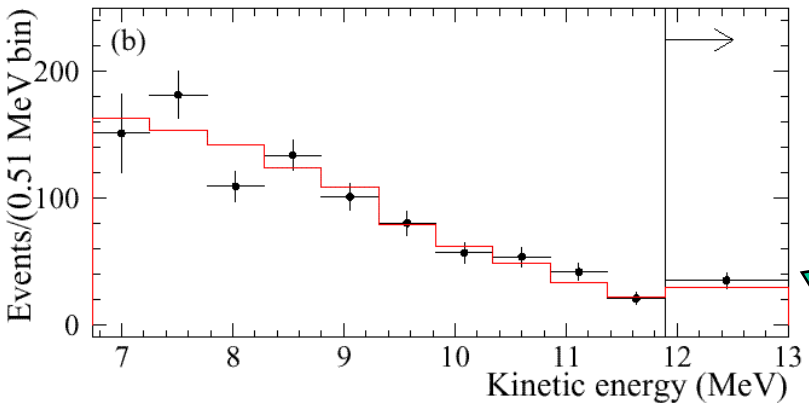
$L = 1.496 \times 10^{11}$ **m** (distanza media Sole – Terra con 3.3% di variazione annuale dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre)

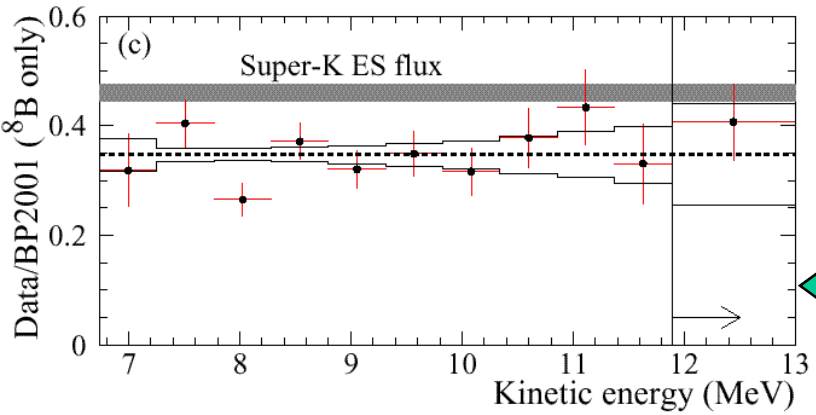
Effetti previsti per Super-K, SNO:

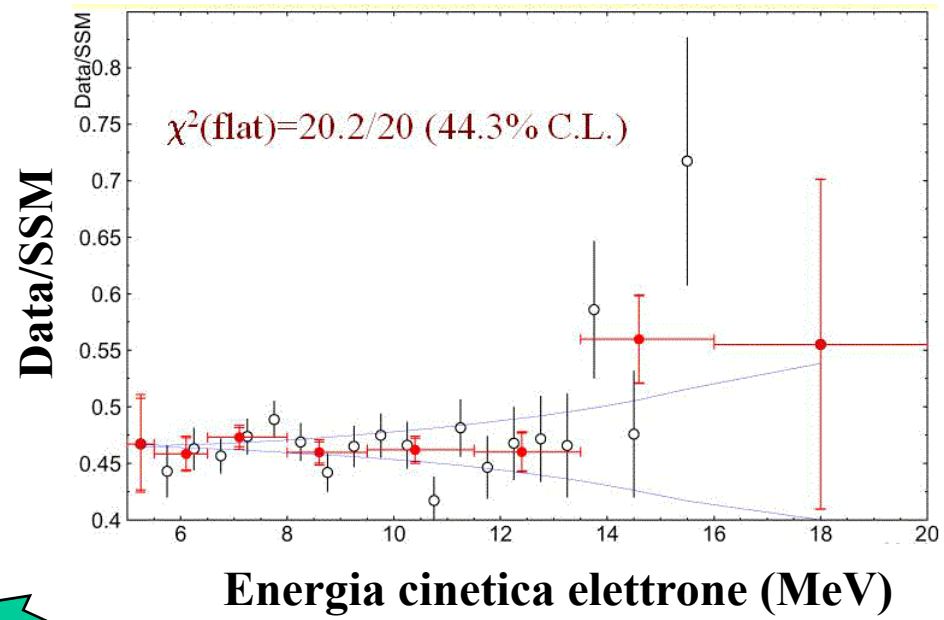
- **Distorsioni dello spettro ≥ 20%** (dipendenza di $\mathcal{P}_{ee}$ da E)
- **Modulazione stagionale ≥ 10%** (dipendenza di $\mathcal{P}_{ee}$ da L)

Distorsioni dello spettro

Super-K 2002





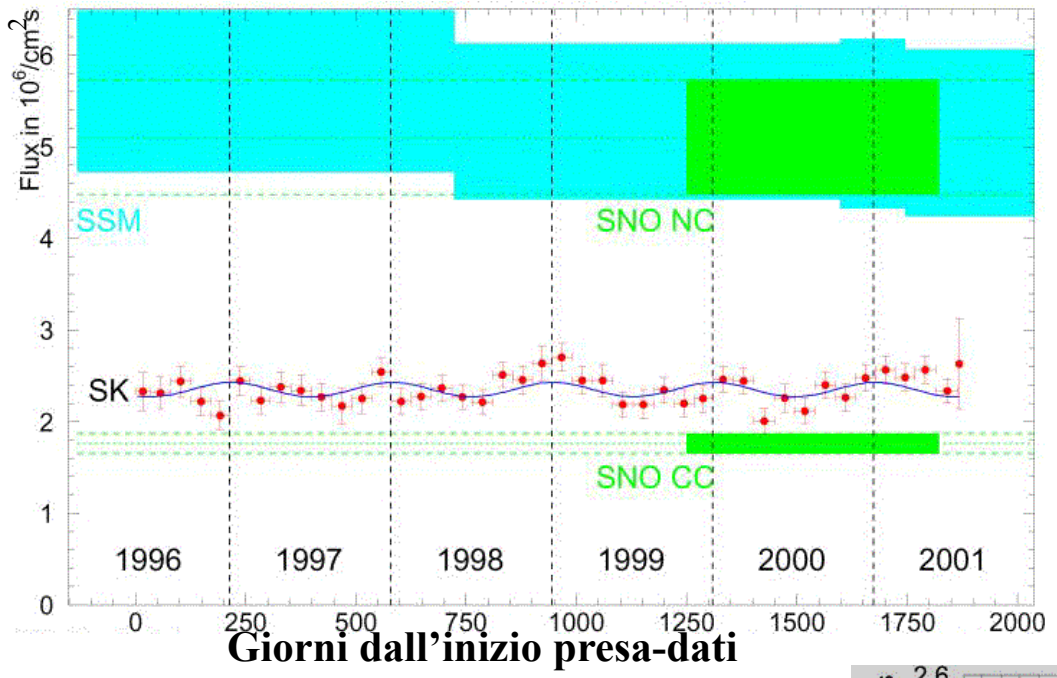


SNO: $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$
distribuzione energia elettrone

SNO: dati / predizione SSM

deficit ν_e indipendente dall'energia entro gli errori di misura (assenza di distorsioni dello spettro)

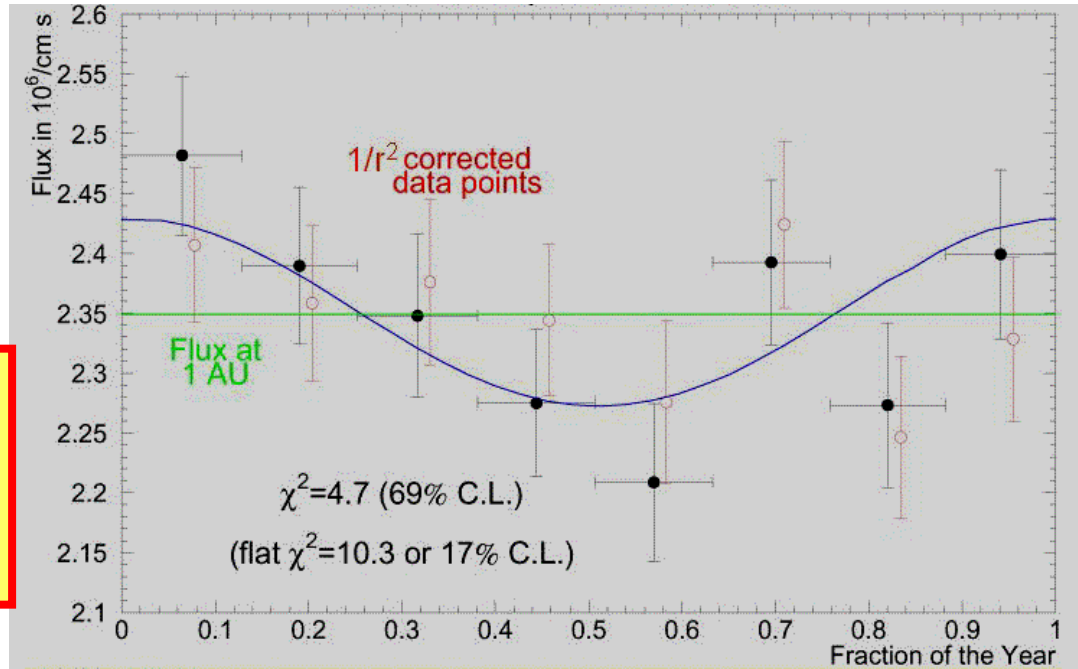
Modulazione stagionale



Variazione annuale della distanza Sole - Terra: 3.3% ⇒ modulazione stagionale del flusso di neutrini solari

Modulazione stagionale in assenza di oscillazioni dovuta alla variazione dell'angolo solido: ~ 6.6%

Effetto osservato compatibile con la sola variazione di angolo solido



Le oscillazioni di neutrini nel vuoto non descrivono il deficit di ν_e solari osservato

OSCILLAZIONI DI NEUTRINI NELLA MATERIA

Rifrazione dei neutrini nella materia (L. Wolfenstein, 1978)

Indice di rifrazione : $$n = 1 + \varepsilon = 1 + \frac{2\pi}{p^2} N f(0)$$

p: impulso del neutrino
N: densità dei centri di diffusione
$f(0)$: ampiezza di diffusione a $\theta = 0°$

Nel vuoto: $$E = \sqrt{p^2 + m^2}$$

Onda piana nella materia: $\Psi = e^{i(n\mathbf{p}\bullet\mathbf{r} - Et)}$

$$\Rightarrow \quad E' = \sqrt{(np)^2 + m^2} \approx E + \frac{p^2}{E}\varepsilon \qquad (|\varepsilon| << 1)$$

Conservazione dell'energia:

$$E = E' + V$$

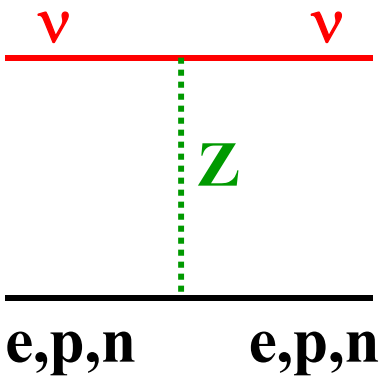
V ≡ energia potenziale del neutrino nella materia

$$\Rightarrow \quad V = -\frac{p^2}{E}\varepsilon = -\frac{2\pi}{E} N f(0)$$

$V < 0$: potenziale attrattivo ($n > 1$)
$V > 0$: potenziale repulsivo ($n < 1$)

Energia potenziale del neutrino nella materia

1. Contributo da scambio Z (identico per i tre tipi di neutrino)



$$V_Z(p) = -V_Z(e) = \frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_p (1 - 4\sin^2\theta_w)$$

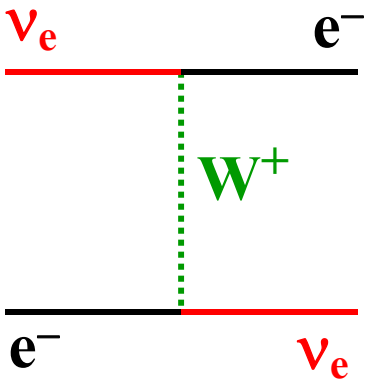
$$V_Z(n) = -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_n$$

G_F: costante di Fermi

N_p (N_n): densità protoni (neutroni)

θ_w: angolo di mixing debole

2. Contributo da scambio W (soltanto per ν_e!)



$$V_W[eV] = \sqrt{2} G_F N_e \approx 7.63 \times 10^{-14} \frac{Z}{A} \rho$$

densità elettroni

densità di materia [g/cm^3]

NOTA: $V(\nu) = -V(\bar{\nu})$

<u>Esempio</u>: mixing $\nu_e - \nu_\mu$ in un mezzo di densità costante

(risultati identici per mixing $\nu_e - \nu_\tau$)

Nella base del "flavour": $\nu = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$

Equazione che descrive l'evoluzione dello stato: $H\nu = i\dfrac{\partial \nu}{\partial t}$

matrice 2x2

$$H = (E + V_Z)\begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} + \frac{1}{2E}\begin{vmatrix} M_{ee}^{\ 2} & M_{e\mu}^{\ 2} \\ M_{\mu e}^{\ 2} & M_{\mu\mu}^{\ 2} \end{vmatrix} + V_W \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}$$

(Ricordare: $\sqrt{p^2 + M^2} \approx p + \dfrac{M^2}{2p} \approx E + \dfrac{M^2}{2E}$ **per $M << p$)**

$$M_{ee}^{\ 2} = \frac{1}{2}(\mu^2 - \Delta m^2 \cos 2\theta)$$

$$\mu^2 = m_1^{\ 2} + m_2^{\ 2}$$

$$\Delta m^2 = m_2^{\ 2} - m_1^{\ 2}$$

$$M_{e\mu}^{\ 2} = M_{\mu e}^{\ 2} = \frac{1}{2}\Delta m^2 \sin 2\theta$$

$$M_{\mu\mu}^{\ 2} = \frac{1}{2}(\mu^2 + \Delta m^2 \cos 2\theta)$$

<u>NOTA</u>: m_1, m_2, θ definiti nel vuoto

$$H = \underbrace{(E+V_Z)\begin{vmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{vmatrix}}_{\text{termine diagonale: nessun mixing}} + \underbrace{\frac{1}{2E}\begin{vmatrix}M_{ee}^{\ 2}+2EV_W & M_{e\mu}^{\ 2}\\ M_{\mu e}^{\ 2} & M_{\mu\mu}^{\ 2}\end{vmatrix}}_{\text{termine responsabile del mixing } \nu_e-\nu_\mu}$$

ρ = costante $\longrightarrow$ H indipendente dal tempo

Diagonalizzazione di H $\Rightarrow$ autovalori e autostati

Autovalori nella materia

$$\boxed{M^2 = \frac{1}{2}(\mu^2+\xi) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta m^2\cos 2\theta - \xi)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta}}$$

$$\xi \equiv 2EV_W \approx 1.526\times 10^{-7}\,\frac{Z}{A}\,\rho E \quad [\mathrm{eV}^2]$$

(ρ in g/cm^3, E in MeV)

Angolo di mixing nella materia

$$\boxed{\tan 2\theta_m = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi}}$$

$\xi = \Delta m^2 \cos 2\theta \equiv \xi_{res} \Rightarrow$ mixing massimo ($\theta_m = 45°$) anche nel caso di angolo di mixing nel vuoto molto piccolo: "risonanza MSW"

(scoperta da Mikheyev e Smirnov nel 1985)

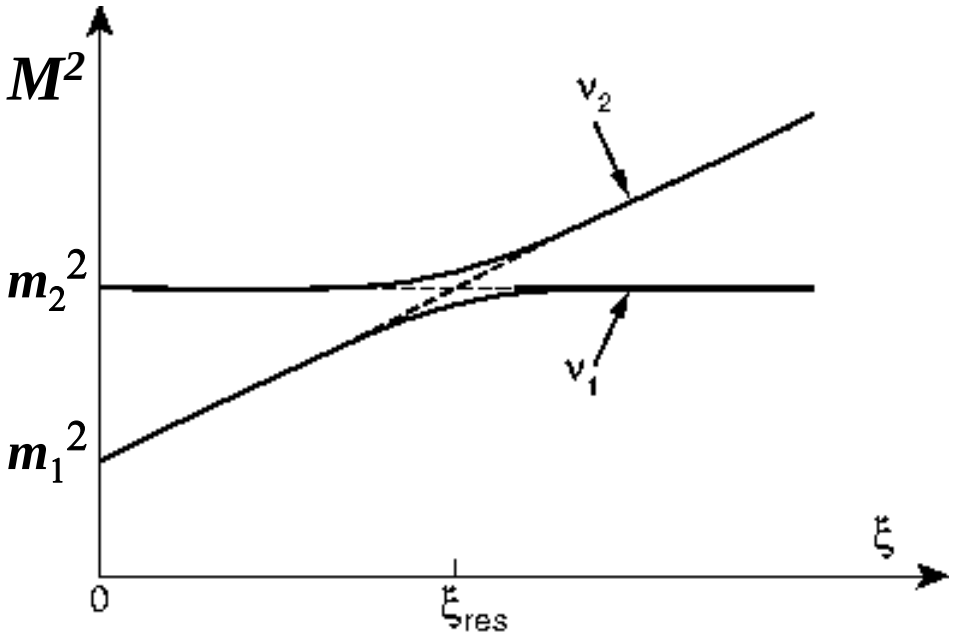
Nota 1: la risonanza MSW può esistere solo se $\theta < 45°$ (altrimenti $\cos 2\theta < 0$)

Nota 2: Per $\bar{\nu}_e$ $\xi < 0 \Rightarrow$ assenza di risonanza MSW se $\theta < 45°$

Autovalori della massa in funzione di ξ

$$\xi \equiv 2EV_W \approx 1.526\times10^{-7}\frac{Z}{A}\rho E$$

$$\boxed{\xi_{res} = \Delta m^2 \cos 2\theta}$$



Lunghezza di oscillazione nella materia:

$$\lambda_m = \lambda \frac{\Delta m^2}{\sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta}}$$

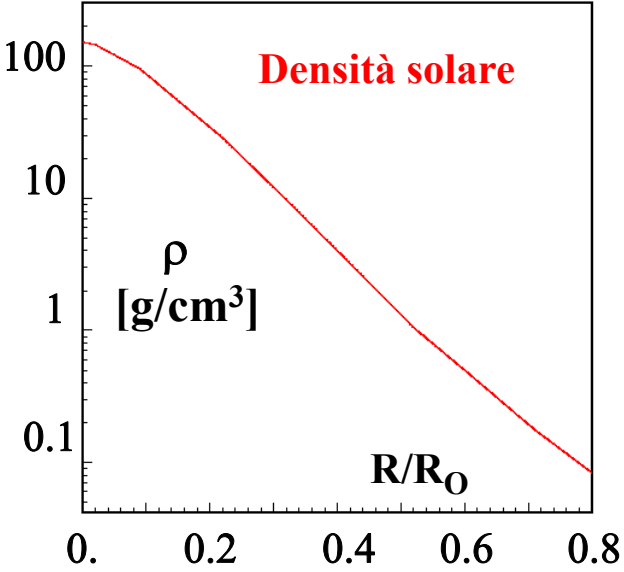
(λ ≡ lunghezza di oscillazione nel vuoto)

Per $\xi = \xi_{res}$: $$\lambda_m = \frac{\lambda}{\sin\ 2\theta}$$

Effetto di materia sulle oscillazioni dei neutrini solari

Neutrini solari: prodotti in un mezzo di alta densità (il nucleo del Sole).

Densità variabile lungo il percorso nel Sole: $\rho = \rho(t)$



Formalismo delle oscillazioni nella materia

Evoluzione temporale: $H\nu = i\,\partial\nu / \partial t$

H (matrice 2 x 2) dipende dal tempo attraverso $\rho(t)$

→ **non esistono autostati di H**

Risoluzione numerica dell'equazione di evoluzione:

$$\nu(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

(puro ν_e alla produzione)

$$\nu(\delta) = \nu(0) + \left(\frac{\partial \nu}{\partial t}\right)_{t=0} \delta = \nu(0) - iH(0)\nu(0)\delta$$

(δ = intervallo temporale molto piccolo)

.....

$$\nu(t+\delta) = \nu(t) + \left(\frac{\partial \nu}{\partial t}\right)_{t} \delta = \nu(t) - iH(t)\nu(t)\delta$$

.....

(fino all'uscita del neutrino dal Sole)

Soluzione generica:

$$\nu(t) = a_1(t)\nu_1 + a_2(t)\nu_2 \qquad (|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1)$$

ν_1, ν_2 : autostati "<u>locali</u>" dell'Hamiltoniana indipendente dal tempo (ρ fissato)

Alla produzione ($t = 0$, nel nucleo del Sole):

$$\boxed{\nu_e = \cos\theta_m^0 \nu_1(0) + \sin\theta_m^0 \nu_2(0)}$$

dove: $\theta_m^0 = \theta_m(0)$; **$\nu_1(0)$, $\nu_2(0)$ autostati di H per $\rho=\rho(0)$**

Ipotesi: θ (angolo di mixing nel vuoto) < 45°: $\cos\theta > \sin\theta$ <u>nel vuoto</u>

Se $\xi > \xi_{res}$ <u>alla produzione</u>, $\theta_m(0) > 45°$

$$\boxed{a_1(0) = \cos\theta_m^0 < a_2(0) = \sin\theta_m^0}$$

(componente ν_2 del ν_e > componente ν_1)

$\xi > \xi_{res}$ $\rightarrow$ $$E[MeV] > \frac{\xi_{res}}{2V_W} \approx \frac{6.6\times10^6 \Delta m^2 \cos 2\theta}{(Z/A)\rho}$$

Δm^2 [eV^2]
ρ [g/cm^3]

Soluzioni "adiabatiche"

(variazione di ρ trascurabile su una lunghezza di oscillazione)

$$a_1(t) \approx a_1(0) \;\; ; \;\; a_2(t) \approx a_2(0)$$

a ogni istante *t*

All'uscita dal Sole ($t = t_E$):

$$\nu(t_E) = a_1(0)\nu_1(t_E) + a_2(0)\nu_2(t_E)$$

$\nu_1(t_E)$, $\nu_2(t_E)$: autostati di massa nel vuoto

Se $a_1(0) < a_2(0)$: $\left|\langle \nu_\mu | \nu(t_E) \rangle\right| > \left|\langle \nu_e | \nu(t_E) \rangle\right|$

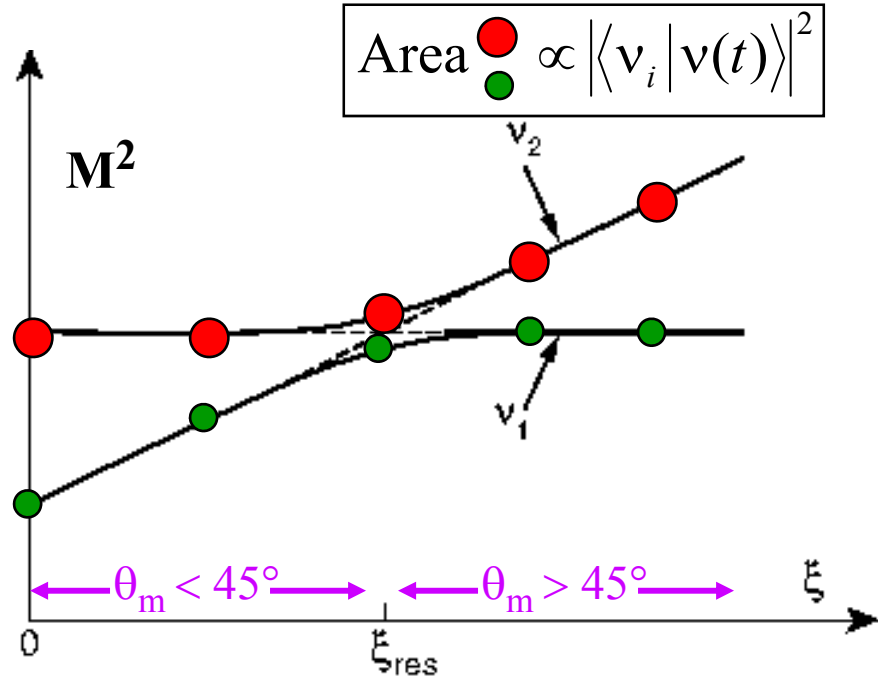
perchè nel vuoto ($\theta < 45°$)

$$\left|\langle \nu_\mu | \nu_2 \rangle\right| > \left|\langle \nu_e | \nu_2 \rangle\right|$$

DEFICIT DI ν_e ALL'USCITA DAL SOLE

$$\xi \equiv 2EV_W \approx 1.526 \times 10^{-7} \frac{Z}{A} \rho E$$

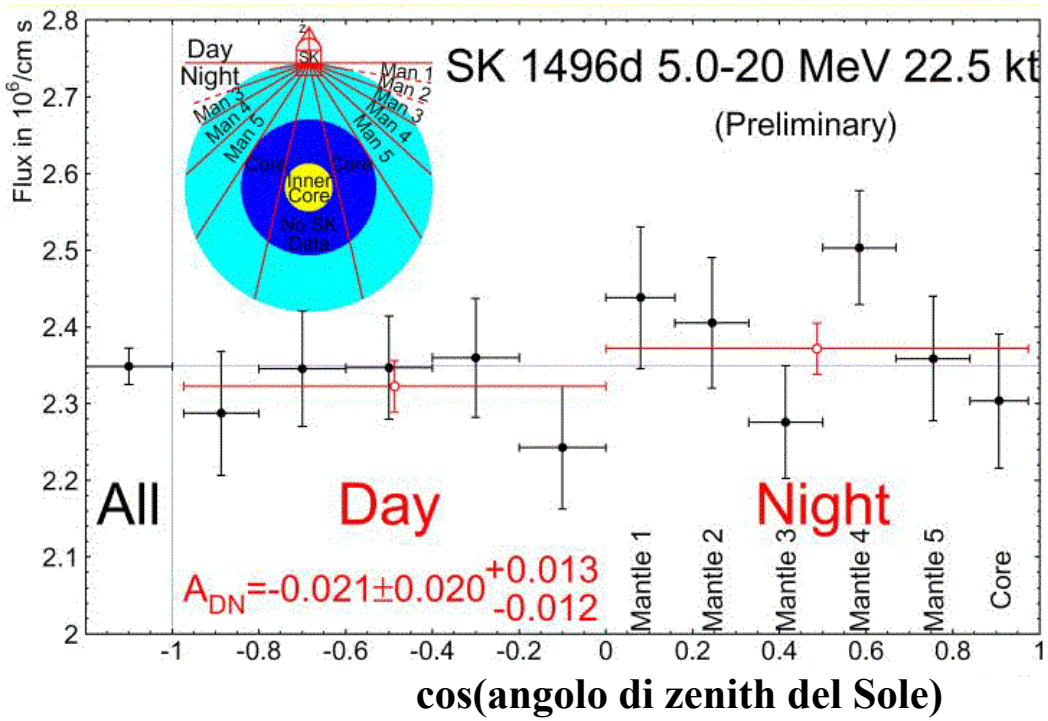
$$\xi_{res} \equiv \Delta m^2 \cos(2\theta)$$

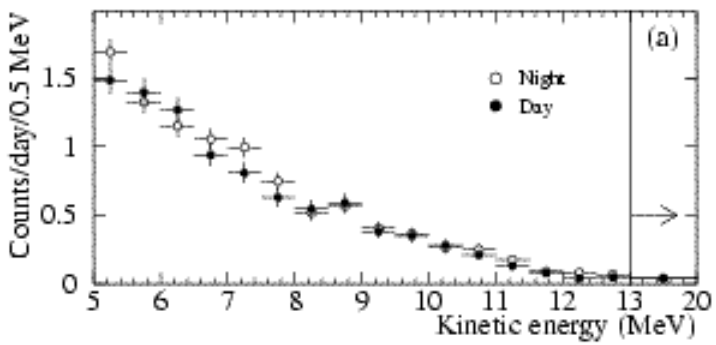


Modulazione Notte-Giorno (da oscillazioni per effetto di materia nell'attraversare la Terra di notte → aumento del flusso ν_e di notte per alcune regioni dei parametri di oscillazione)

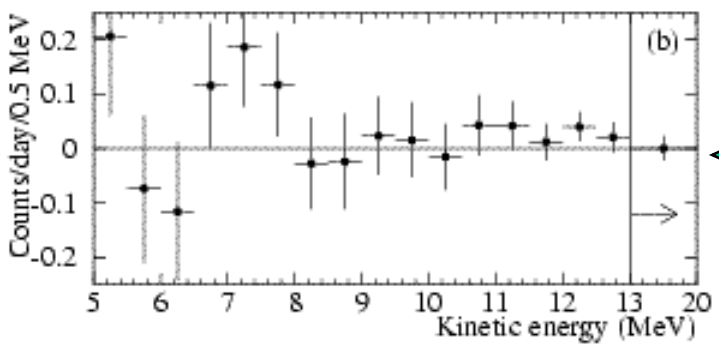
Studio della dipendenza dal percorso nella Terra (lunghezza e densità) mediante suddivisione dello spettro notturno in intervalli di angolo di zenith (rispetto alla verticale)

$$A_{DN} = \frac{D - N}{0.5(D + N)}$$





SNO: Spettro diurno e notturno (CC + ES + NC events)



Differenze Notte – Giorno

“Best fit” ai dati di SNO

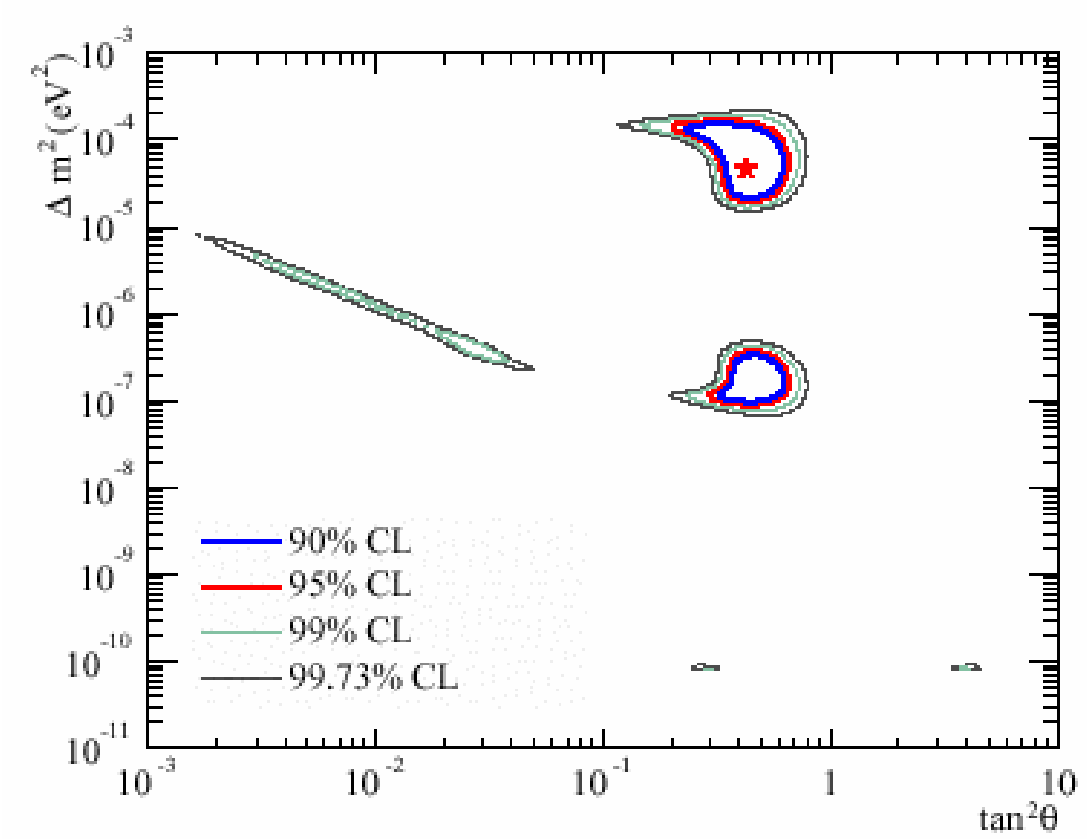
★ **Best fit:**

$$\Delta m^2 = 5.0 \times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2$$

$$\tan^2\theta_{12} = 0.45$$

$$\chi^2 / N_{dof} = 68.9/69$$

Livelli di confidenza per “fits” con 2 parametri liberi	
CL	$\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{min}$
68.27%	2.30
90%	4.61
95%	5.99
99%	9.21
99.73%	11.83



<u>NOTA</u>: $\tan^2\theta$ preferita a $\sin^2 2\theta$ perchè $\sin^2 2\theta$ è simmetrico rispetto a $\theta = 45°$

$$\sin 2(45^0 - \theta) = \sin(90^0 - 2\theta) = \sin(90^0 + 2\theta) = \sin 2(45^0 + \theta)$$

e le soluzioni MSW esistono solo se $\theta < 45°$

“Best fit” globale

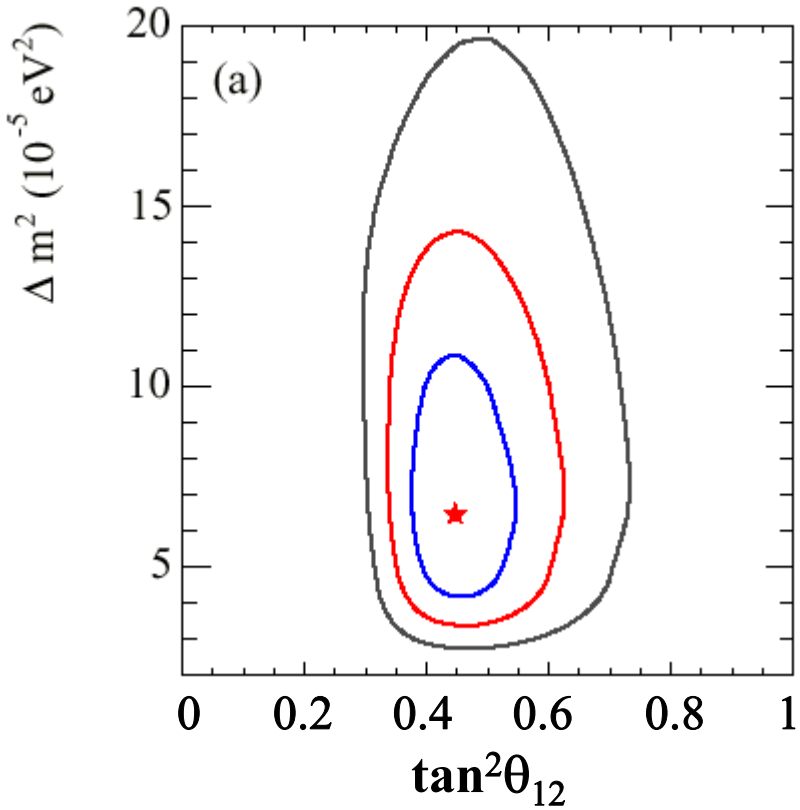
ai risultati di tutti gli esperimenti sui neutrini solari

★ **Best fit:**

$$\Delta m^2 = (\, 6.5 \,^{+4.4}_{-2.3} \,) \times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2$$

$$\tan^2\theta_{12} = 0.45\ ^{+0.09}_{-0.08}$$

$$\chi^2 / N_{dof} = 113.1 / 116$$



KAMLAND

Verifica della scomparsa dei ν_e solari con antineutrini da reattori nucleari

Invarianza CPT: $\mathcal{P}_{osc}(\nu_\alpha - \nu_\beta) = \mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_\beta - \bar{\nu}_\alpha)$

probabilità di scomparsa uguali per ν_e e $\bar{\nu}_e$

Reattori nucleari: sorgenti intense, isotrope di $\bar{\nu}_e$ da decadimento β dei frammenti di fissione.

Spettro in energia ($E \leq 10$ MeV, $\langle E \rangle \approx 3$ MeV) determinato sperimentalmente.

Frequenza di produzione $\bar{\nu}_e$: $1.9 \times 10^{20}\ P_{th}\ s^{-1}$ (P_{th}: potenza termica del reattore in GW)

Incertezza sul flusso $\bar{\nu}_e$: ± 2.7 %

Rivelazione:

$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (sui protoni liberi di scintillatore liquido contenente idrogeno)

"termalizzazione" da collisioni multiple ($\langle t \rangle \approx 180\ \mu s$), seguita da cattura

$n + p \rightarrow d + \gamma$ ($E_\gamma = 2.2$ MeV)

segnale ritardato

$e^+ e^- \rightarrow 2\gamma$

segnale iniziale

$E = E_\nu - 0.77$ MeV

KamLAND (KAMioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector)

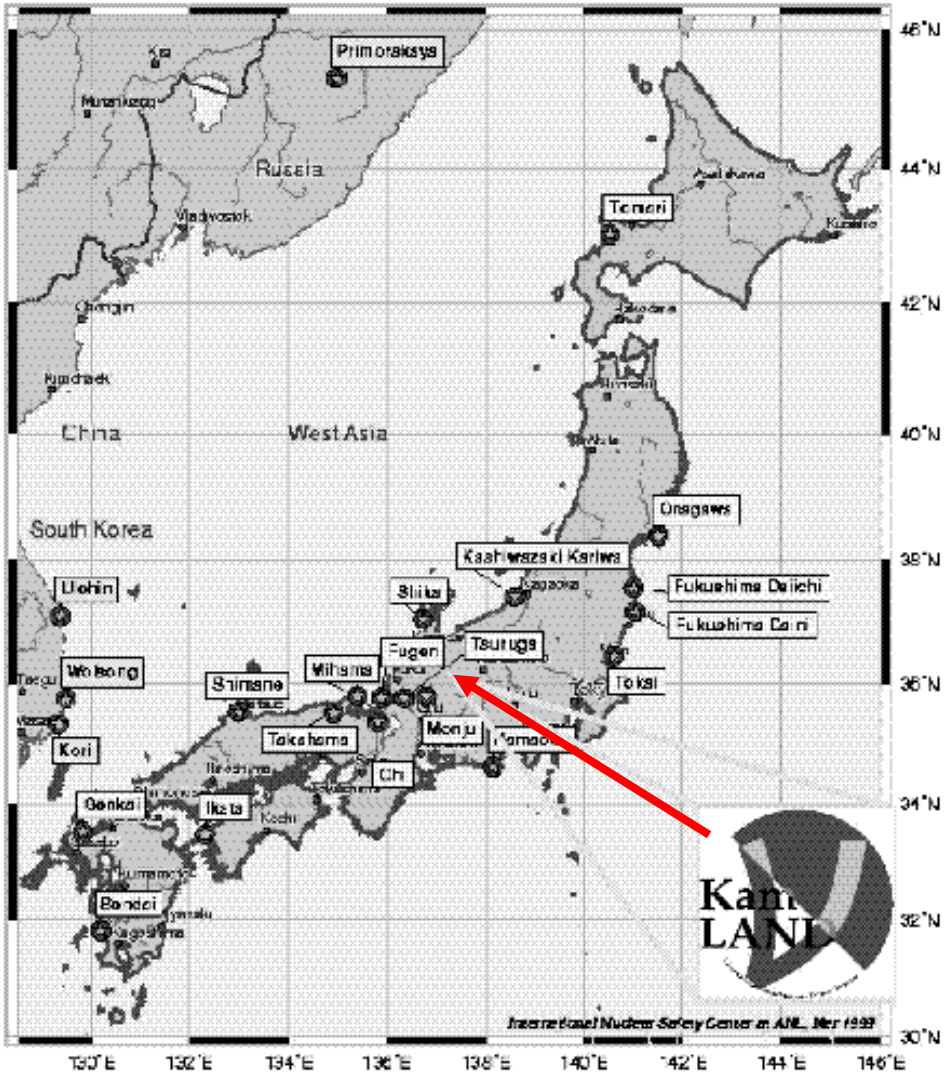
Sorgente $\overline{\nu}_e$: reattori nucleari in Giappone

Potenza termica totale 70 GW
>79% del flusso $\overline{\nu}_e$ prodotto da 26 reattori, 138 < *L* < 214 km
Media pesata delle distanze:
<*L*>: 180 km (peso = flusso $\overline{\nu}_e$)

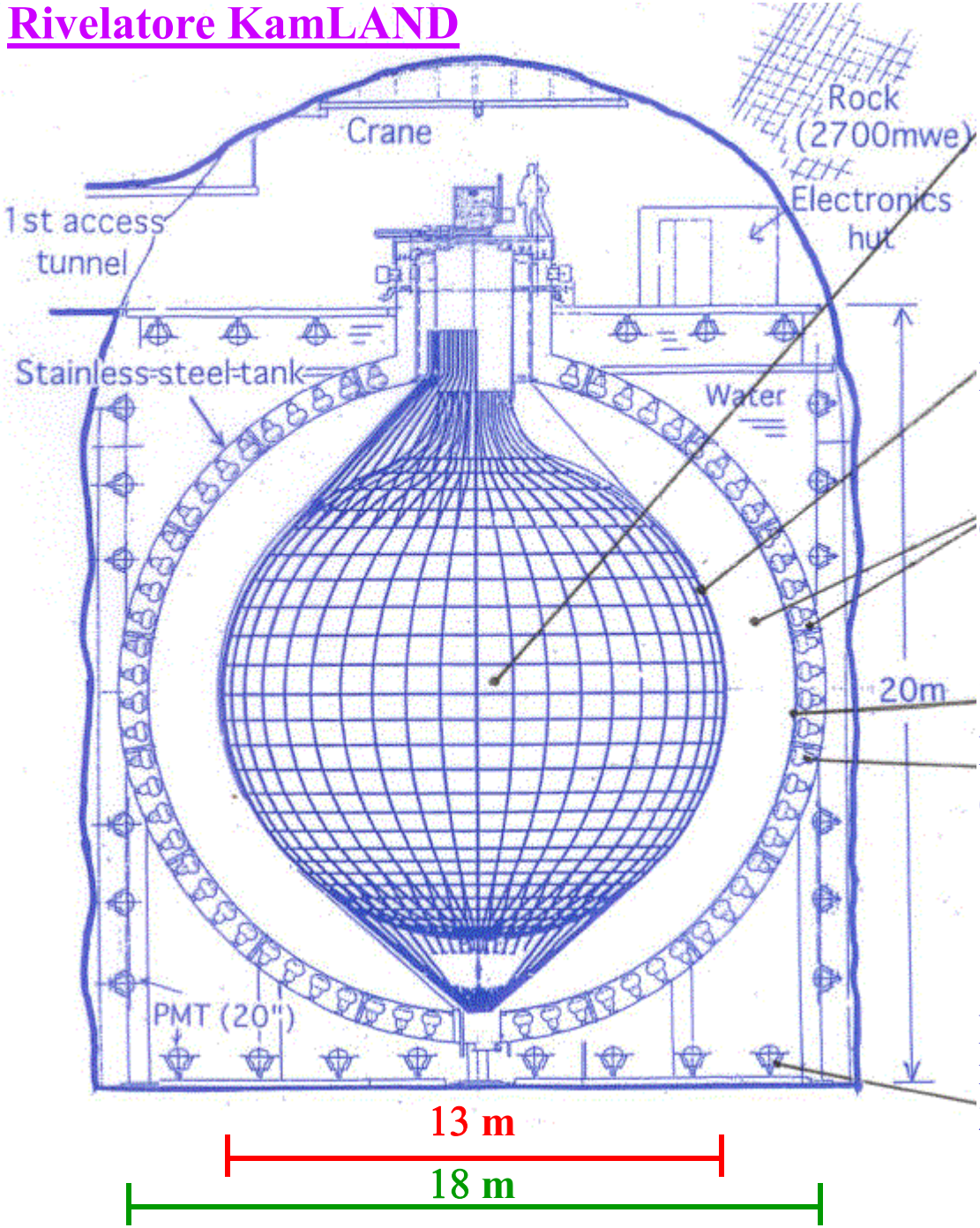
Flusso $\overline{\nu}_e$ predetto ≈ 1.3×10^6 cm^{-2} s^{-1}
(tutti i reattori a potenza massima, assenza di oscillazioni)

Lunghezza d'oscillazione media per $\Delta m^2 = 6.5 \times 10^{-5}$ eV^2 :

$$< \lambda_{osc} > \approx 120 \text{ km}$$



Rivelatore KamLAND



1000 tonn. scintillatore liquido

Pallone transparente in nylon

Olio minerale

Sfera acrilica

Fotomoltiplicatori (1879)
(copertura: 35% di 4π)

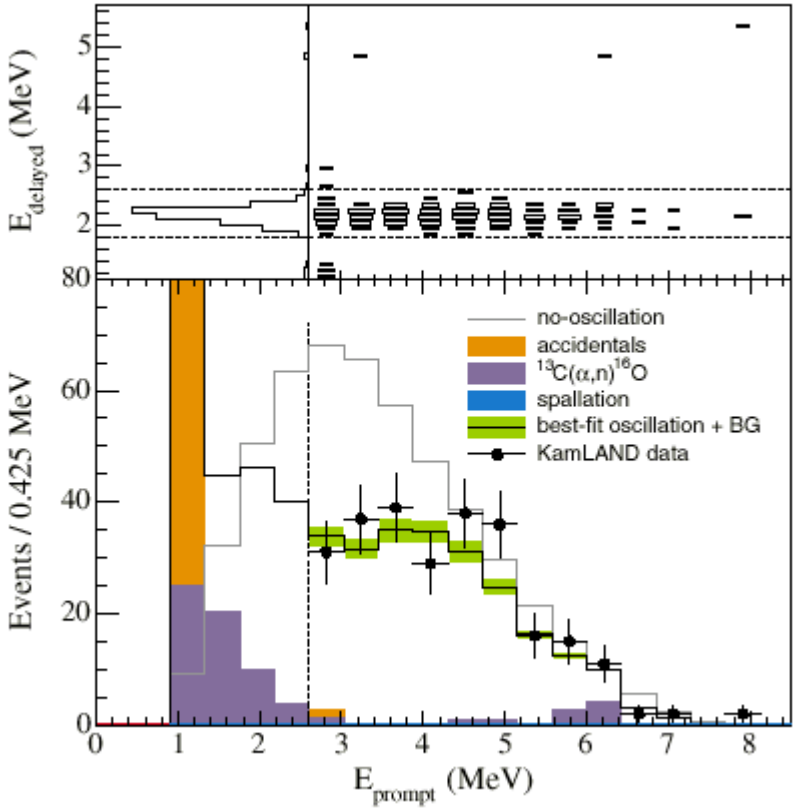
Rivelatore esterno
in anticoincidenza (H_2O pura)
225 fotomoltiplicatori

KamLAND: analisi dati Marzo 2002 – Gennaio 2004

Selezione eventi:

Segnale iniziale: $2.6 < E < 8.5$ **MeV, distanza dal centro < 5.5 m**

Segnale ritardato: $0.5 < \Delta t < 660\ \mu s$, $\Delta R < 1.6$ **m rispetto al segnale iniziale**



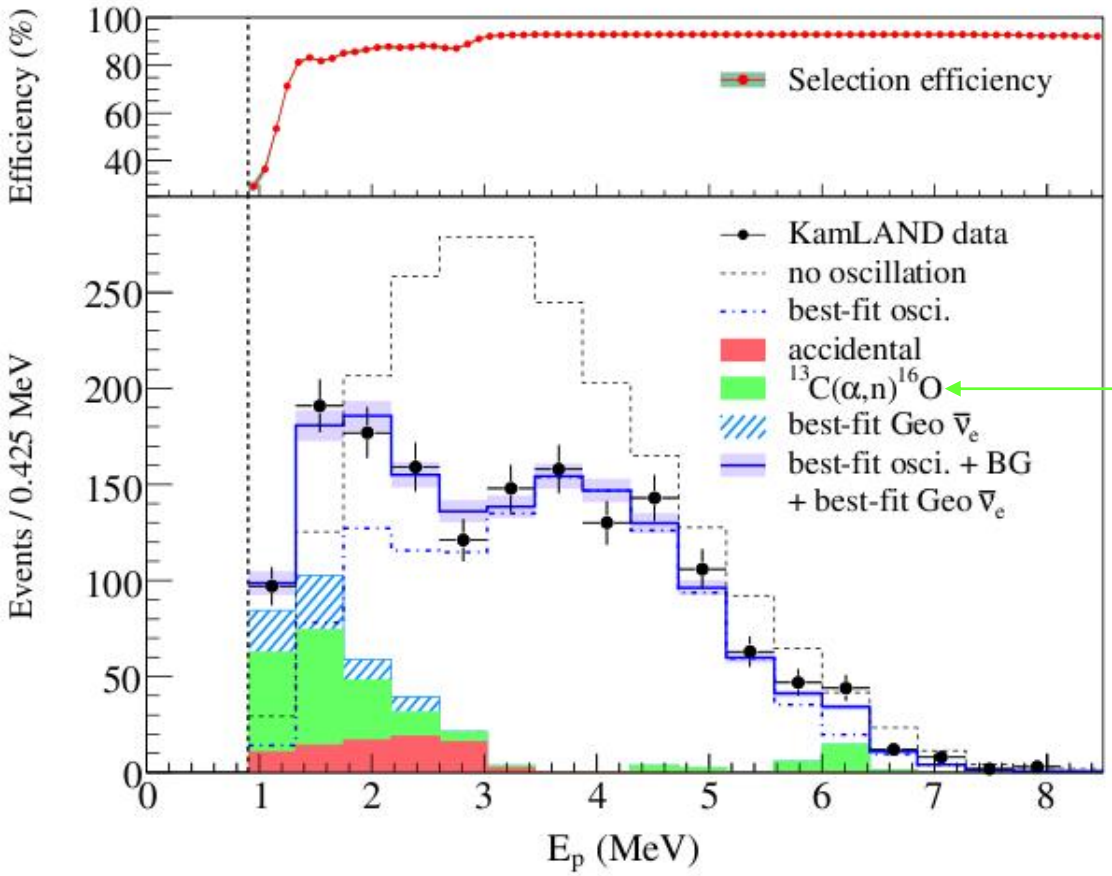
258 eventi compatibili con $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ (segnale iniziale)

+ segnale ritardato $n + p \rightarrow d + \gamma$ ($E_\gamma = 2.2$ MeV)

Fondo 17.8 ± 7.3 **eventi**

Numero eventi aspettati in assenza di oscillazioni: 365.2 ± 23.7

KamLAND: risultati recenti
(febbraio 2008)



Contaminazione dello scintillatore da radioattività α

Numero di eventi aspettati in assenza di oscillazioni: 2179 ± 89 (sist.)

Eventi di fondo: 276.1 ± 23.5

Numero di eventi osservati : 1609

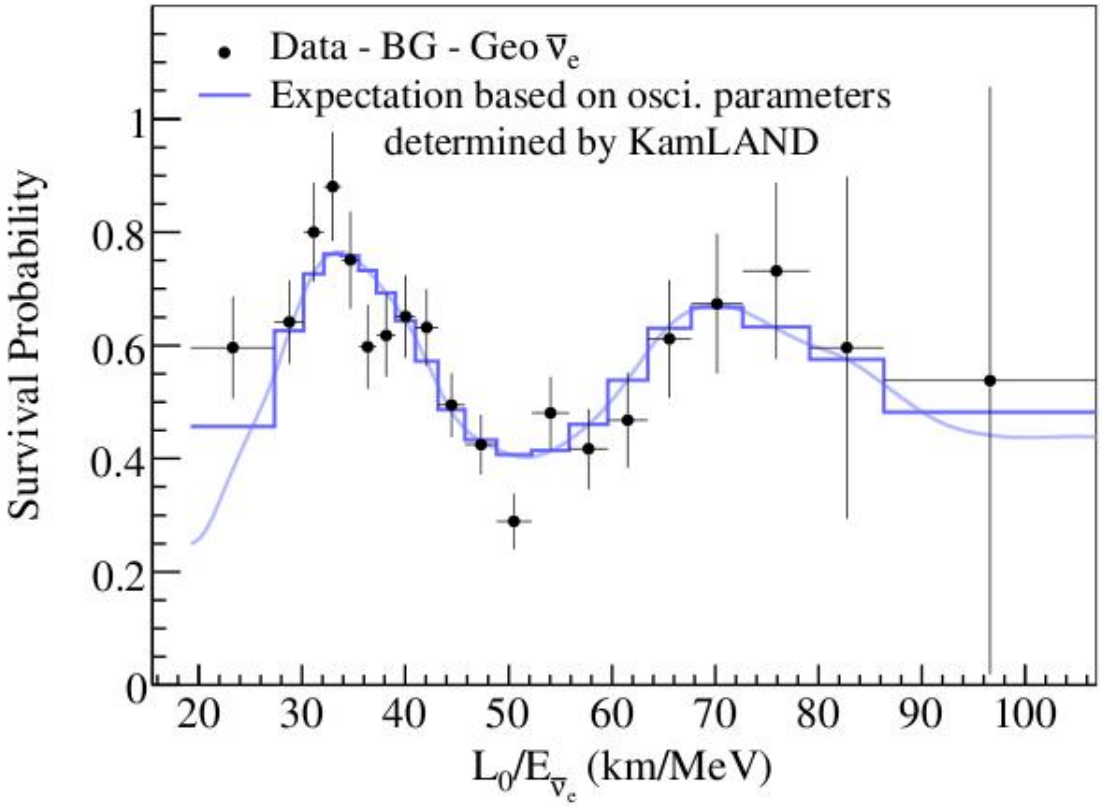
KamLAND: probabilità di scomparsa di $\bar{\nu}_e$

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2(1.267\Delta m^2 \frac{L_0}{E})$$

Best fit

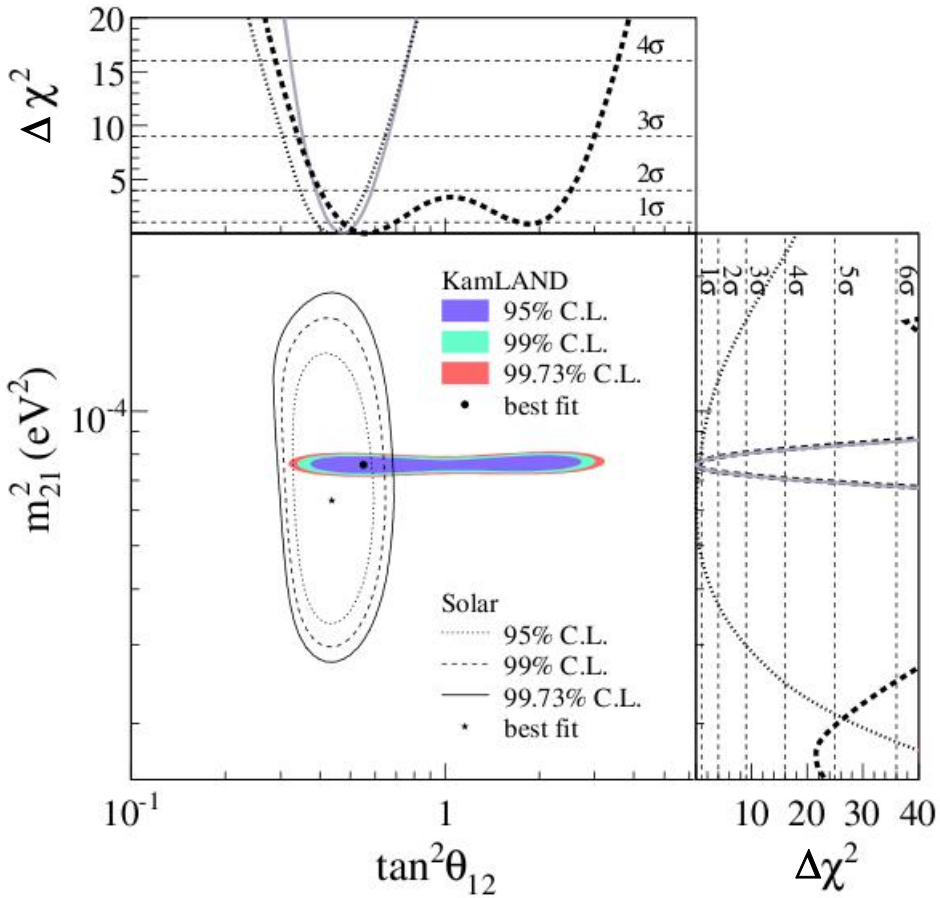
$$\Delta m^2 = (7.58^{+0.14}_{-0.13} \pm 0.15) \times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2$$

$$\tan^2\theta = 0.56^{+0.10}_{-0.07}(\mathrm{stat})^{+0.10}_{-0.06}(\mathrm{sist})$$



L_0 = 180 km
distanza media
sorgente - rivelatore

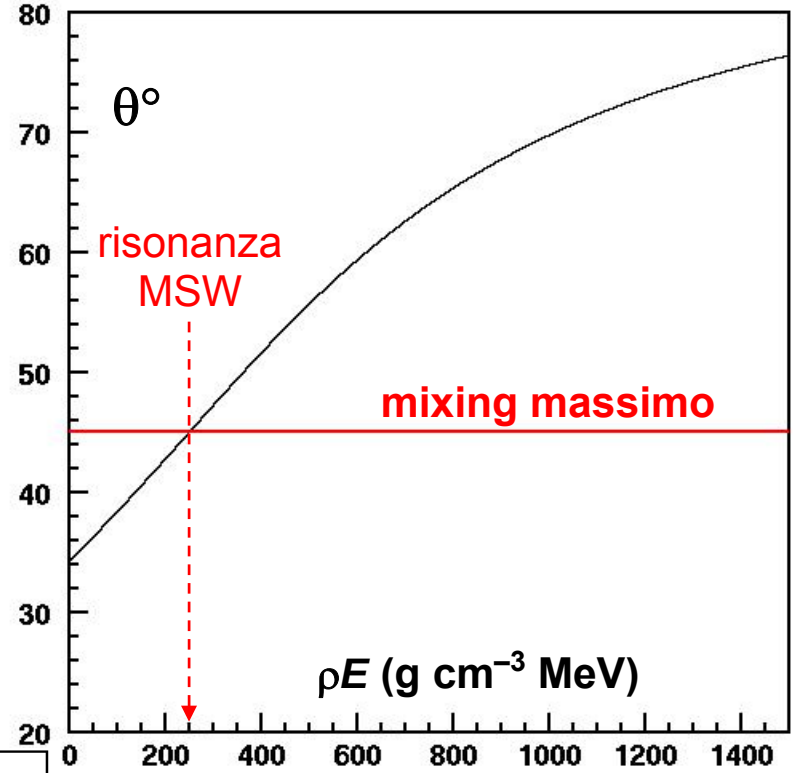
Best fit a tutti i dati sui neutrini solari + KamLAND



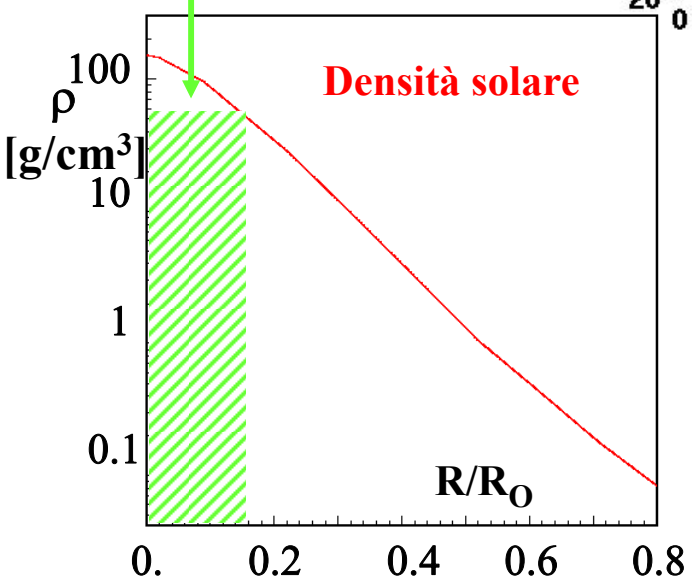
Best fit combinato: $\Delta m^2 = (7.59 \pm 0.21) \times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2$

$$\tan^2\theta = 0.47\ ^{+0.06}_{-0.05} \Rightarrow \theta = 34.4^\circ\ ^{+1.6^\circ}_{-1.5^\circ}$$

Angolo di mixing nella materia solare



$R/R_O < 0.15$
regione di produzione
dei ν_e solari
$R_O \approx 6.96 \times 10^5$ km

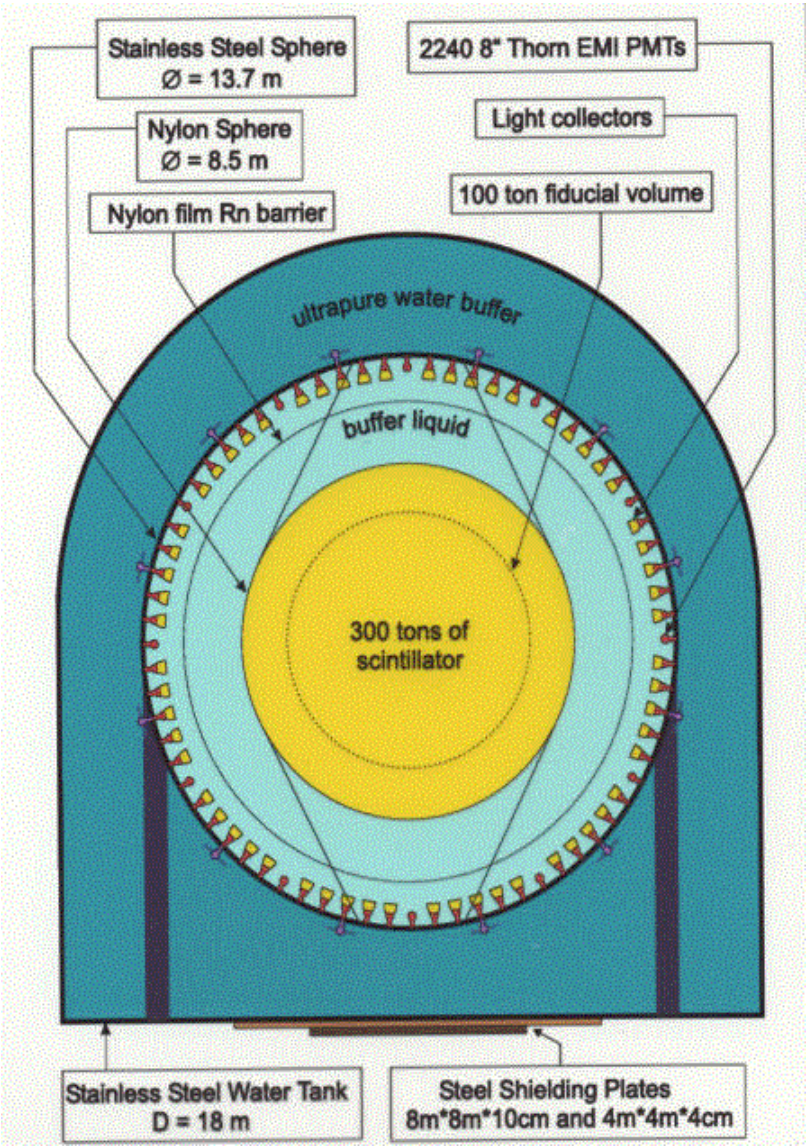


$\Delta m^2 \approx 7.6 \times 10^{-5}$ eV^2 $\Rightarrow$ lunghezza di oscillazione

λ (m) = 2.48 E (Mev) / $\Delta m^2 \approx 330$ km per E = 10 MeV

$\lambda \approx 4.7 \times 10^{-4}$ R_0 $\Rightarrow$ variazione di ρ su lunghezza λ trascurabile $\Rightarrow$ soluzione "adiabatica"

Esperimento BOREXINO
presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso



Motivazione:

Rivelazione della diffusione elastica

$\nu + e \rightarrow \nu + e$ (dominata da ν_e)

in scintillatore liquido

Luce di scintillazione >> luce Cerenkov

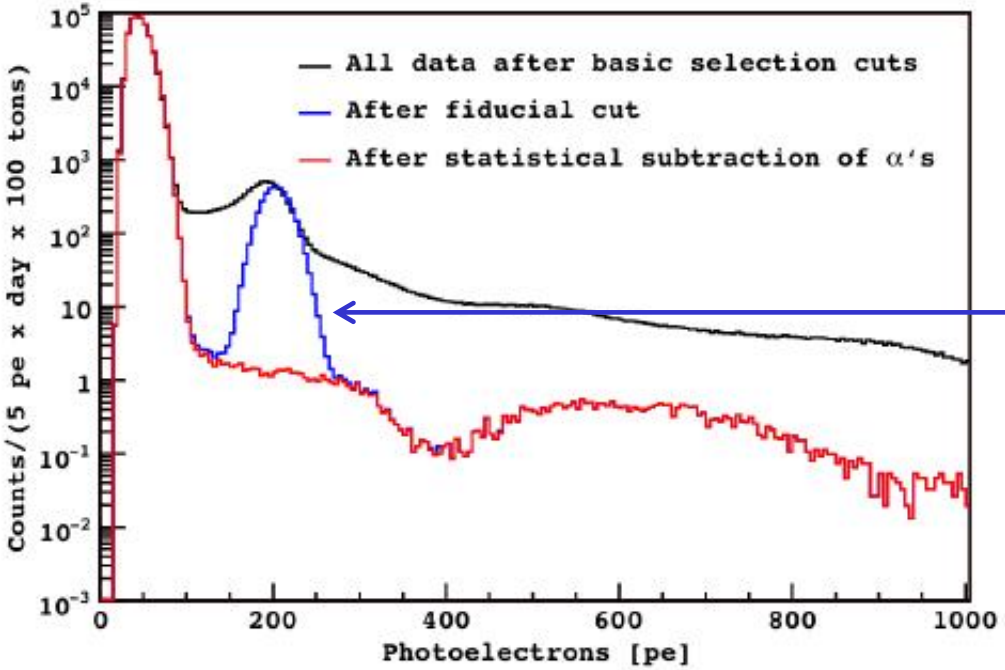
$\rightarrow$ soglia di rivelazione < < 1 MeV

Esperimento in tempo reale

Luce di scintillazione ISOTROPA

$\rightarrow$ assenza di correlazione del segnale con la direzione Sole – rivelatore

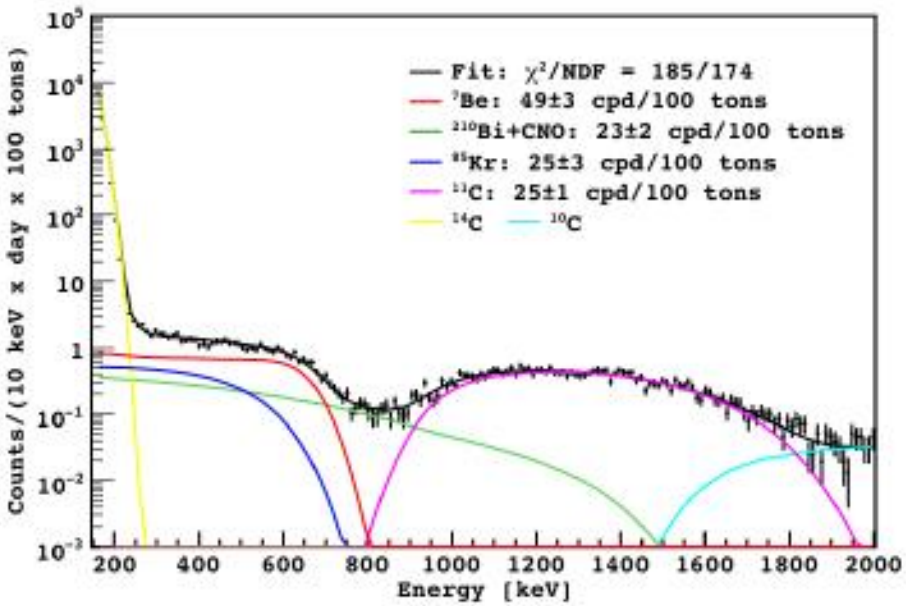
(verifica dell'origine solare del segnale possibile dopo qualche anno di presa-dati dall'osservazione della modulazione stagionale dovuta all'eccentricità dell'orbita terrestre)



Risultati dopo ~ 200 giorni di presa - dati

Contaminanti radioattivi α nello scintillatore

Forma del segnale α diversa da segnale di elettrone

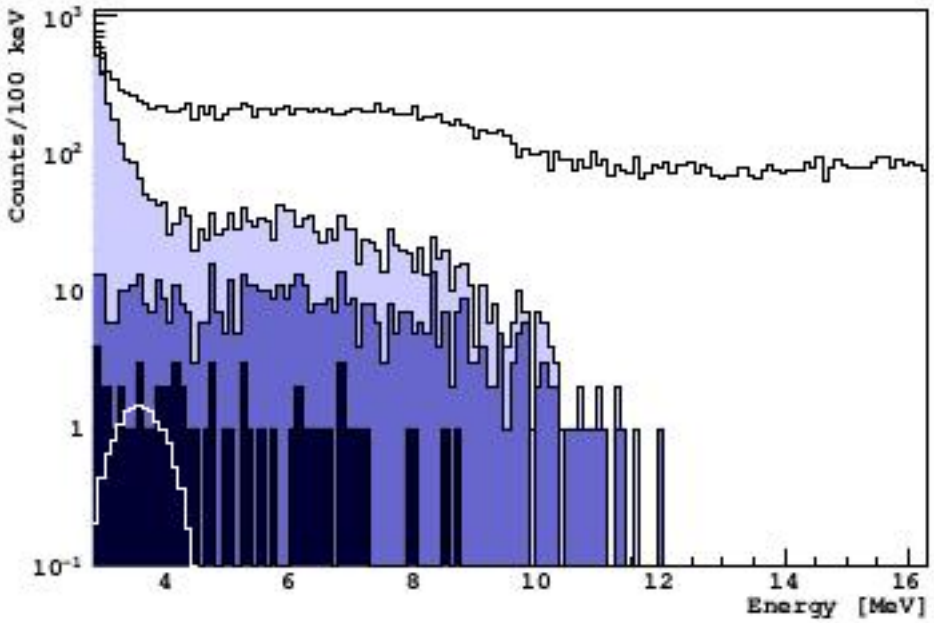


Dopo sottrazione dei fondi: evidenza di neutrini solari monoenergetici dalla reazione

$$e^- + Be^7 \rightarrow \nu_e + Li^7$$

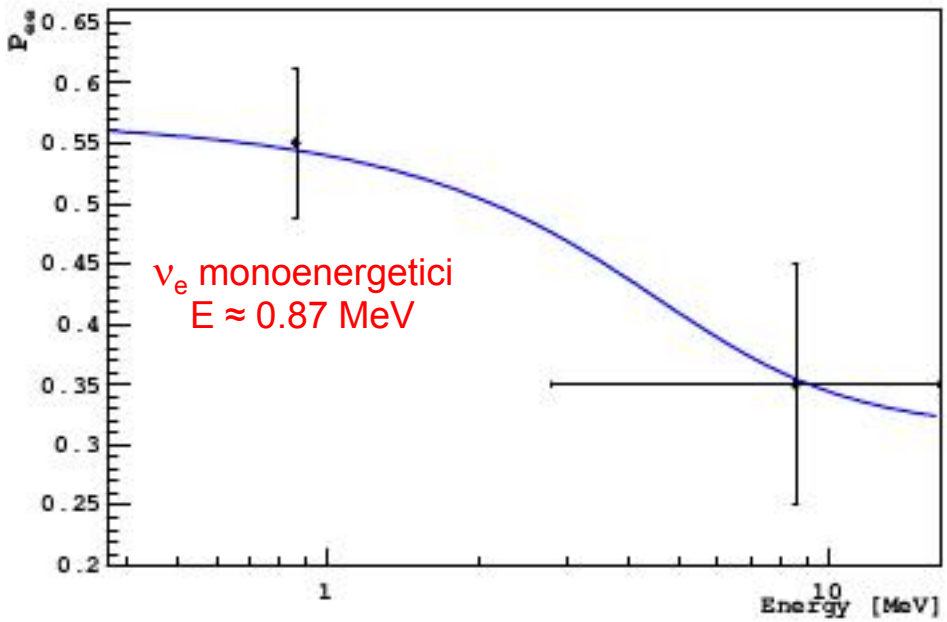
$E(\nu_e) \approx 0.87$ MeV

Distribuzione in energia degli elettroni da $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ praticamente piatta fino a ~0.67 MeV



BOREXINO
Spettro misurato , E > 2 MeV

- **Tutti gli eventi**
- **Dopo esclusione raggi cosmici (anticoincidenza esterna)**
- **Esclusione di eventi a < 1m dal bordo**
- **Dopo sottrazione degli eventi da contaminanti radioattivi**



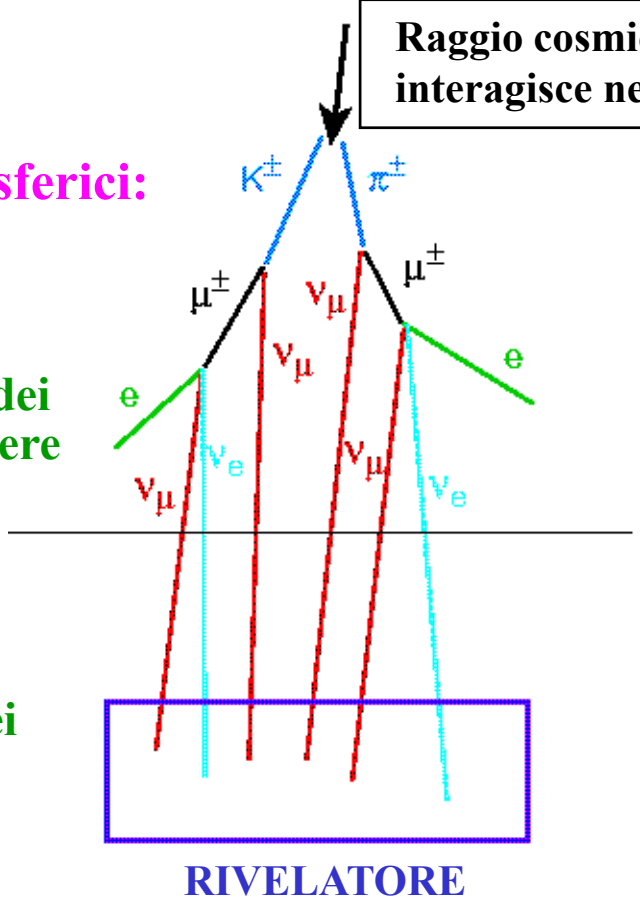
Misura del deficit di ν_e solari in funzione dell'energia

$$P_{ee} = \frac{N(\text{eventi misurati})}{N(\text{eventi predetti dal MSS})}$$

Effetti di materia trascurabili per $E(\nu_e)$ = 0.87 MeV

$$P_{ee} = 1 - \frac{1}{2}\sin^2(2\theta) \approx 0.56 \quad (\text{per } \theta = 34.4^\circ)$$

Neutrini atmosferici



Sorgenti principali di neutrini atmosferici:

$$\pi^{\pm}, K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu})$$
$$\hookrightarrow e^{\pm} + \nu_{e}(\bar{\nu}_{e}) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu})$$

Ad energie $E < 2$ GeV la maggior parte dei pioni e muoni decade prima di raggiungere la Terra:

$$\frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_{e} + \bar{\nu}_{e}} \approx 2$$

Ad energie più alte, la maggior parte dei muoni raggiunge la Terra prima di decadere:

$$\frac{\nu_{\mu} + \bar{\nu}_{\mu}}{\nu_{e} + \bar{\nu}_{e}} > 2$$

(funzione crescente di E)

Intervallo di energie dei neutrini atmosferici: 0.1 — 100 GeV

Frequenza di eventi molto bassa: ~100 /anno per un rivelatore di 1000 tonn.

Incertezza sui flussi dei neutrini atmosferici: tipicamente ± 30%

(da incertezze sullo spettro primario, sulla produzione di adroni, ecc.)

Incertezza sul rapporto ν_{μ} / ν_{e} : ± 5%

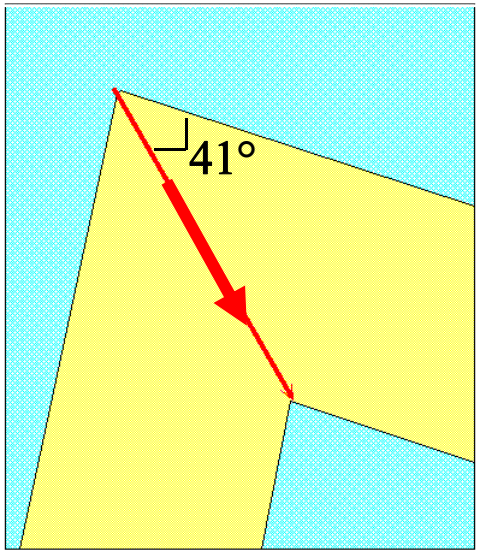
Rivelazione dei neutrini atmosferici

ν_μ + Nucleone $\rightarrow$ μ + adroni: presenza di una traccia lunga al minimo della ionizzazione (il muone)

$\nu_e + n \rightarrow e^- + p$, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$: presenza di uno sciame electromagnetico

(interazioni ν_e con produzione multipla di adroni in pratica indistinguibili dalle interazioni di Corrente Neutra)

Identificazione in contatori Čerenkov ad acqua



traccia muonica:

d*E*/d*x* compatibile col minimo della ionizzazione;
anello di luce Čerenkov con bordi ben definiti

sciame elettromagnetico:

d*E* / d*x* elevato (molti elettroni secondari);
bordi dell'anello di luce Čerenkov mal definiti
(dall'apertura angolare dello sciame)

Misura della discriminazione elettrone / muone in un contatore Čerenkov ad acqua di 1000 tonn. (copia ridotta di Super-K) esposto a fasci di elettroni e muoni presso acceleratori. Probabilità di identificazione erronea <u>misurata</u> ~2%

ν_μ / ν_e: primi indizi di un fenomeno nuovo

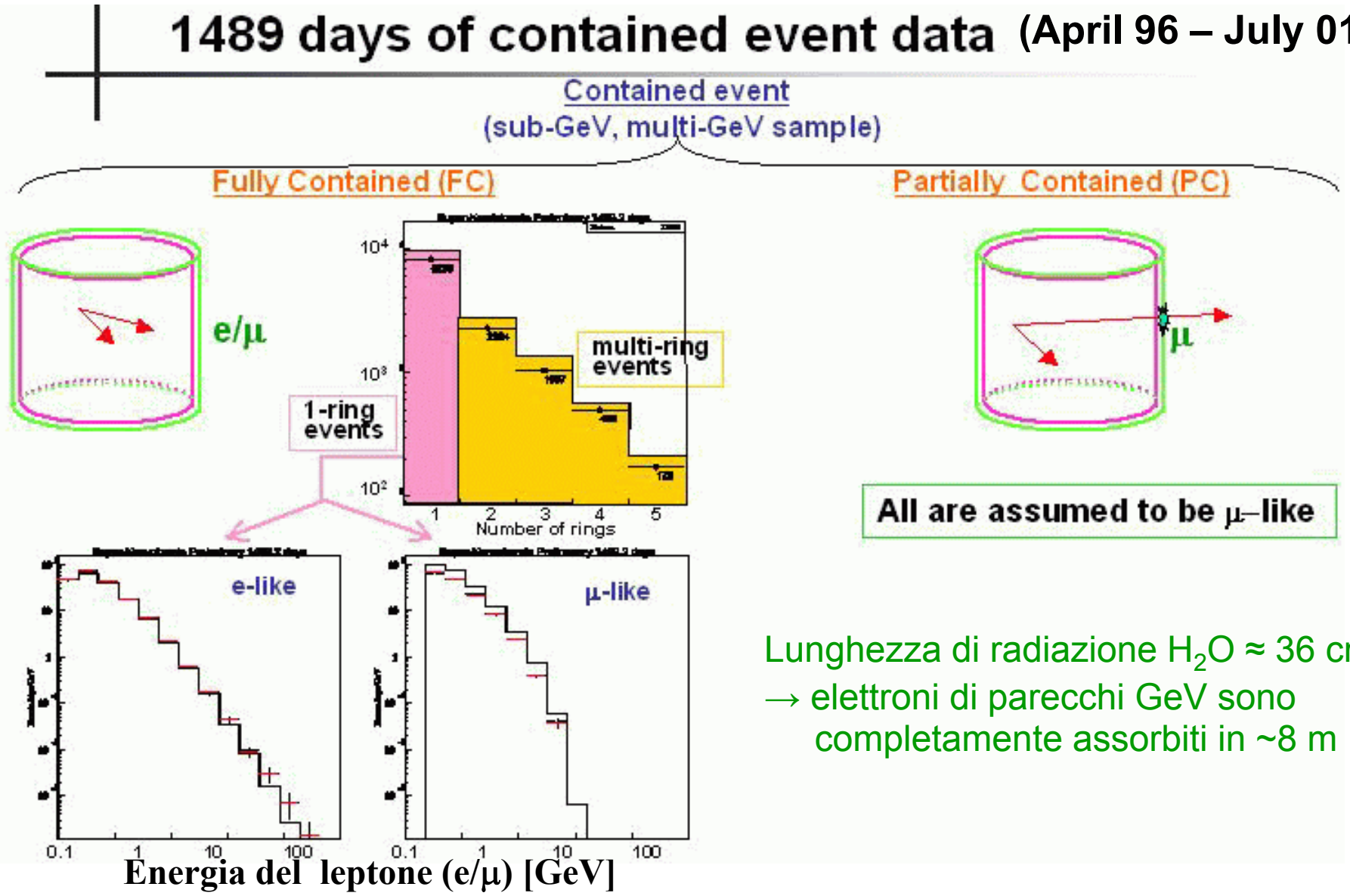
Contatori Čerenkov ad acqua: Kamiokande (1988), IMB (1991), Super-K (1998)

Calorimetri convenzionali (lastre di ferro + tubi proporzionali): Soudan2 (1997)

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{misurato}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{predetto}} = 0.65 \pm 0.08$$

Neutrini atmosferici in Super-K

Distanza tra il punto di interazione e la parete del rivelatore interno ≥1 metro

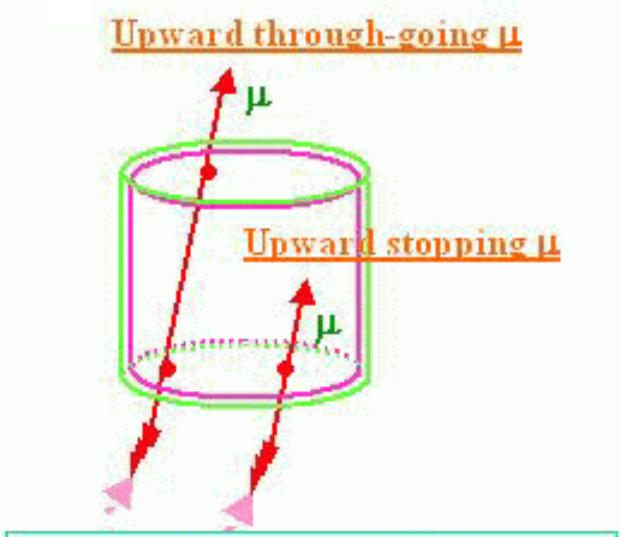


Lunghezza di radiazione $H_2O \approx 36$ cm

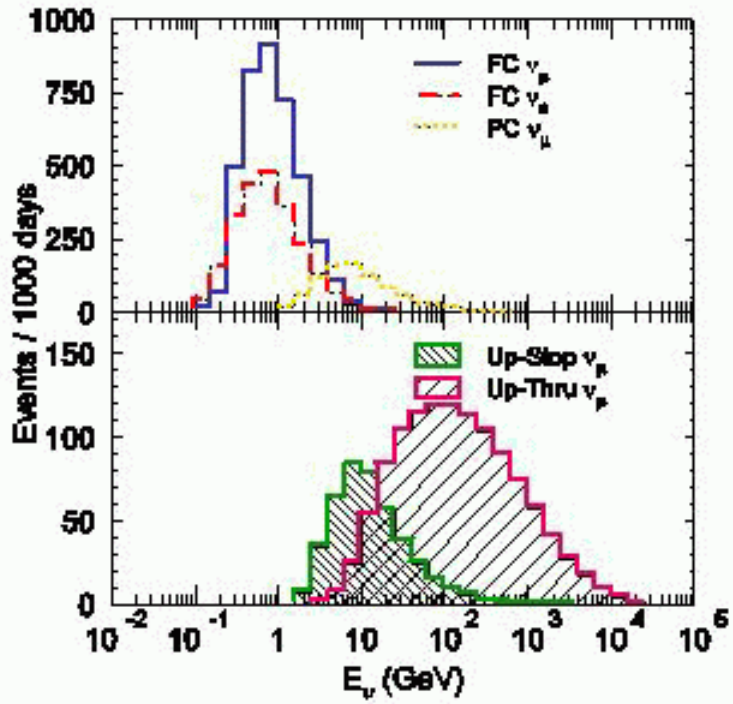
→ elettroni di parecchi GeV sono completamente assorbiti in ~8 m

Un altro campione di eventi:

Muoni diretti verso l'alto prodotti da interazioni di ν_μ nella roccia



- different energy scale
- different detection technique

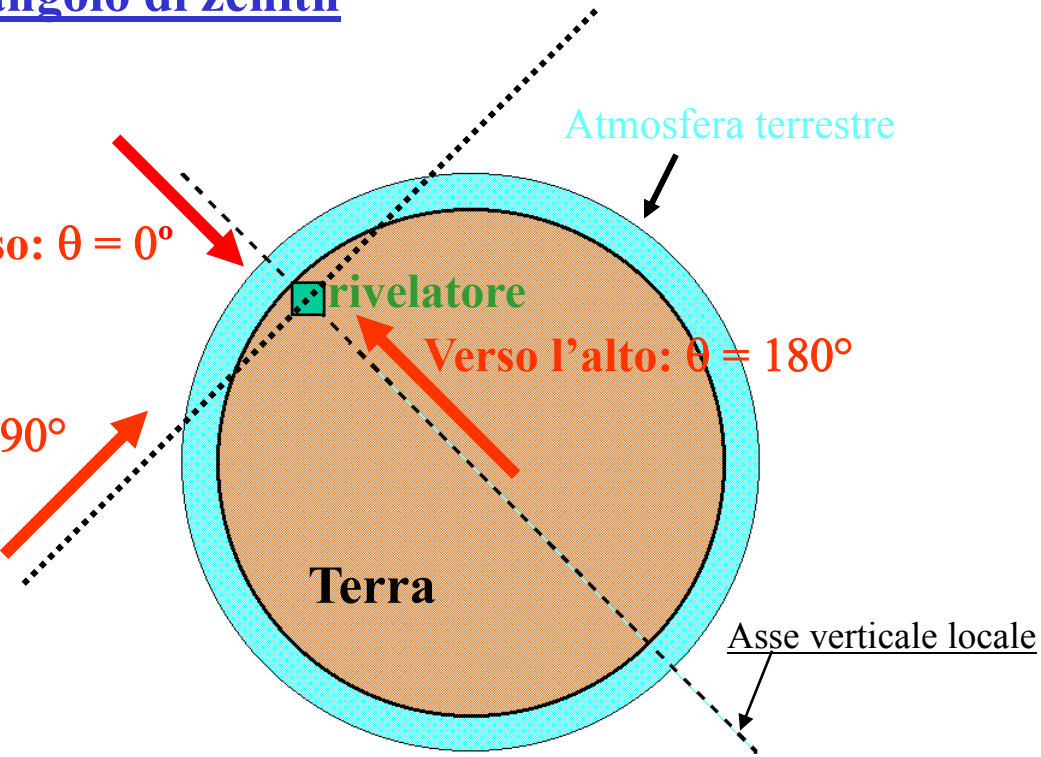


Up through-going μ, 1678days,	Obs. 1.7 +- 0.04 +- 0.02 ($\times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)
	Exp. 1.97+-0.44
Up stopping μ, 1657days,	Obs. 0.41+-0.02+-0.02 ($\times 10^{-13} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1}$)
	Exp. 0.73+-0.16

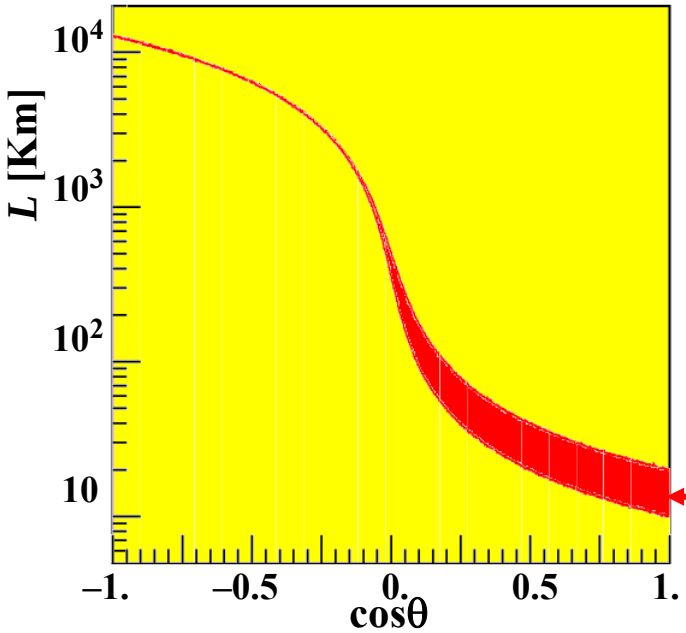
Nota: i muoni diretti verso il basso sono principalmente muoni prodotti nel decadimento $\pi \rightarrow \mu$ che attraversano la montagna fino al rivelatore

Misura della distribuzione dell'angolo di zenith

Definizione dell' angolo di zenith θ :
Asse polare parallelo alla verticale locale, diretto verso il basso



L **(distanza tra il punto di produzione del neutrino e il rivelatore) dipende dall' angolo di zenith**

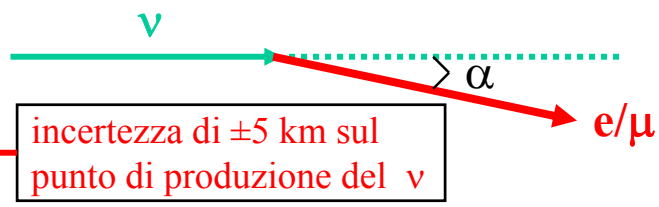


θ = 0º — 180º
L = ~10 — ~12800 km

➡ **Ricerca di oscillazioni su distanza *L* variabile**

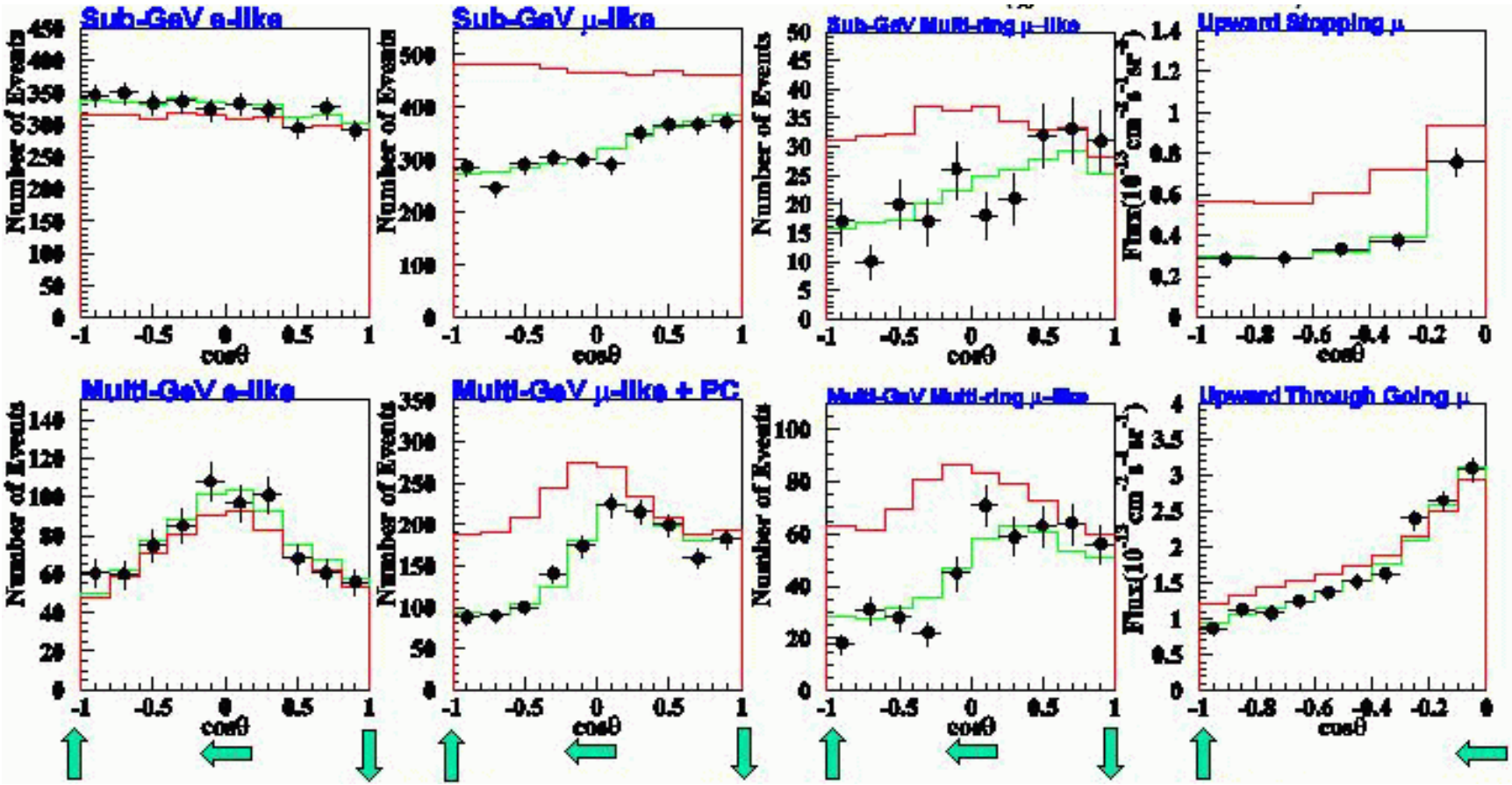
Forte correlazione angolare tra neutrino incidente ed elettrone/muone prodotto per *E* > 1 GeV:

α ≈ 25° per *E* = 1 GeV;
α → 0 per *E* crescente



incertezza di ±5 km sul punto di produzione del ν

Distribuzioni dell'angolo di zenith in Super-K



Assenza di oscillazioni (χ^2 = 456.5 / 172 gradi di libertà)

Oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$ (best fit): $\Delta m^2 = 2.5\times10^{-3}$ eV^2, $\sin^2 2\theta = 1.0$

χ^2 = 163.2 / 170 gradi di libertà

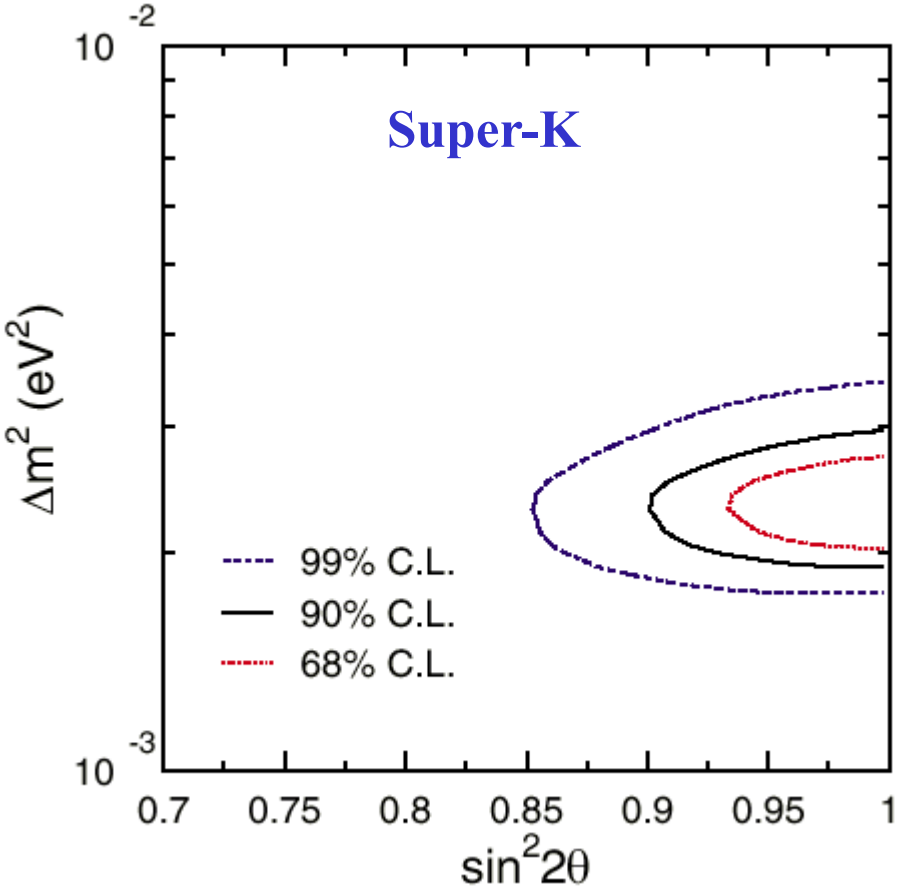
Distribuzioni dell'angolo di zenith in Super-K:

evidenza per scomparsa di ν_μ su distanze di ~1000 — 10000 km

L'oscillazione responsabile non è $\nu_\mu - \nu_e$:

- **Esclusa dall'esperimento CHOOZ con reattori nucleari (discusso in seguito)**
- **La distribuzione dell'angolo di zenith per eventi "e-like" dovrebbe mostrare un'asimmetria di segno opposto (eccesso di eventi "e-like" verso l'alto) perchè $\nu_\mu / \nu_e \geq 2$ alla produzione**

L'ipotesi più plausibile: oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$



$\nu_\tau + N \rightarrow \tau + X$ richiede $E(\nu_\tau) > 3.5$ GeV;
frazione di decadimenti $\tau \rightarrow \mu \approx 18\%$

Regione dei parametri di oscillazione (livello confidenza 90%):
$1.9 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.0 \times 10^{-3}$ eV^2
$\sin^2 2\theta > 0.90$

CHOOZ

Esperimento di scomparsa di $\bar{\nu}_e$ su una distanza di ~1 km
Effetto osservabile per $\Delta m^2 > 7 \times 10^{-4}$ eV^2

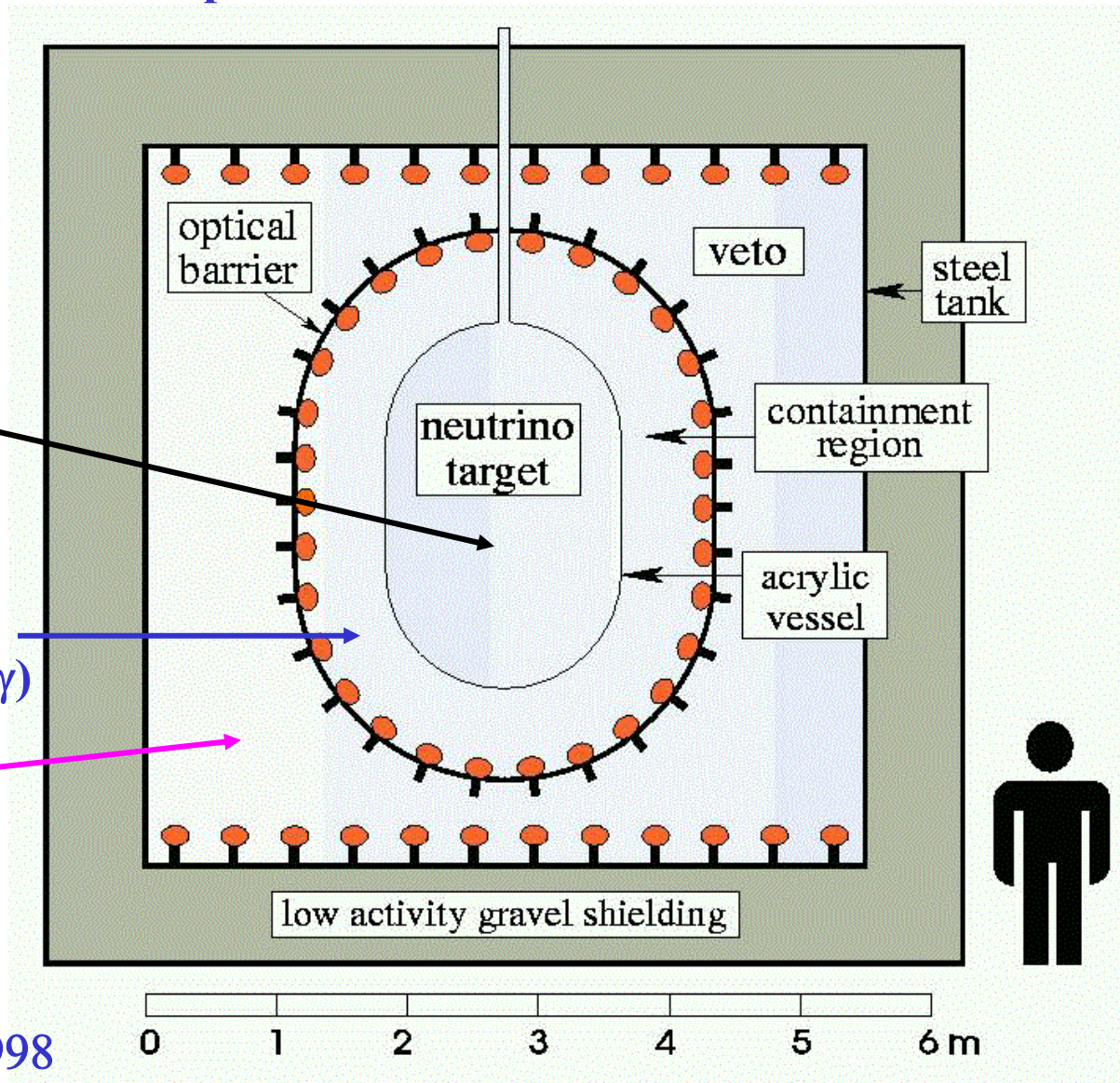
Due reattori presso la centrale elettrica di CHOOZ (EDF)
Potenza termica totale 8.5 GW
***L* = 998, 1114 m**

<u>Rivelatore:</u>
5 tonn. di scintillatore liquido arricchito in Gadolinio
n + Gd → raggi γ
Energia totale 8.1 MeV

17 tonn. scintillatore liquido senza Gd (contenimento raggi γ)

90 tonn. scintillatore liquido
(anticoincidenza raggi cosmici)

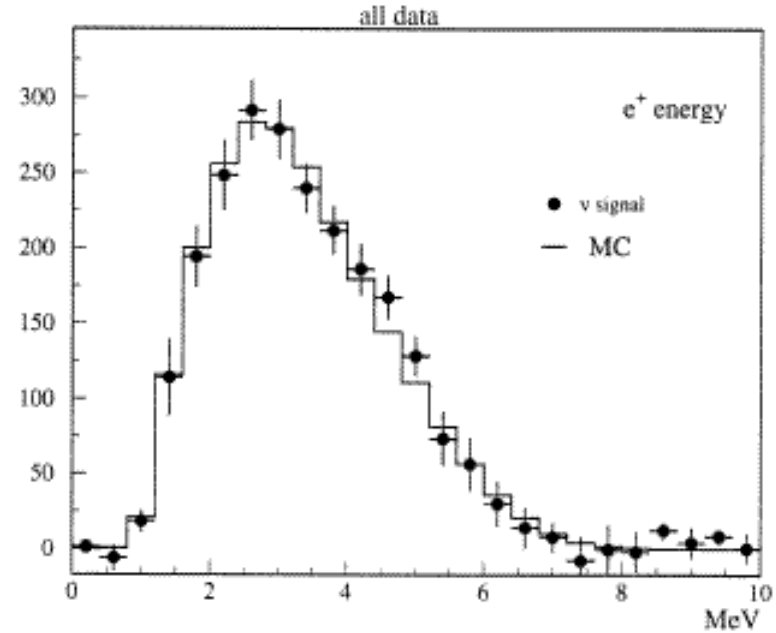
Sito sotterraneo:
profondità 300 m H_2O eq.
Presa-dati: 1997–98
Esperimento completato nel 1998



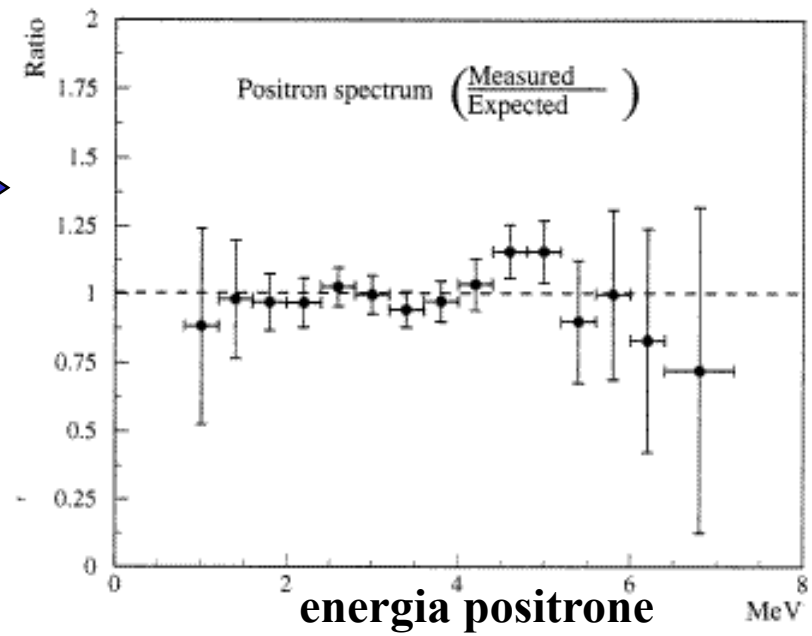
Frequenza eventi (potenza massima): 25 / giorno

Fondo (reattori spenti): 1.2 / giorno

Spettro d'energia di positroni
(segnale iniziale da $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$)
Confronto con lo spettro predetto in assenza di oscillazioni



$$\frac{\text{Spettro misurato}}{\text{Spettro predetto (senza oscillazione)}}$$



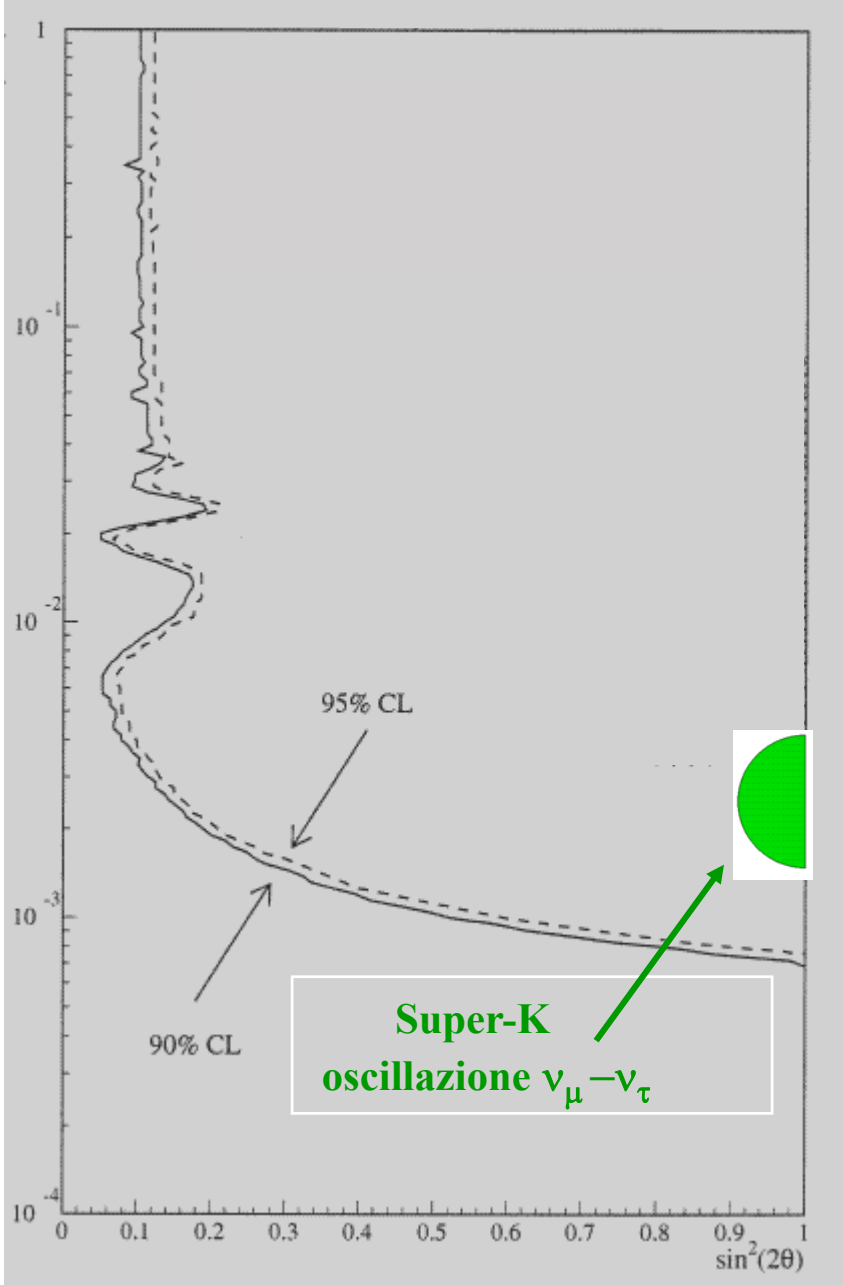
Rapporto integrato sullo spettro d'energia
$= 1.010 \pm 0.028 \pm 0.027$

nessuna evidenza di scomparsa $\bar{\nu}_e$

Esperimento CHOOZ

Oscillazioni $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu$ ($\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\tau$): regione esclusa

Δm^2 [eV^2]



Riassunto

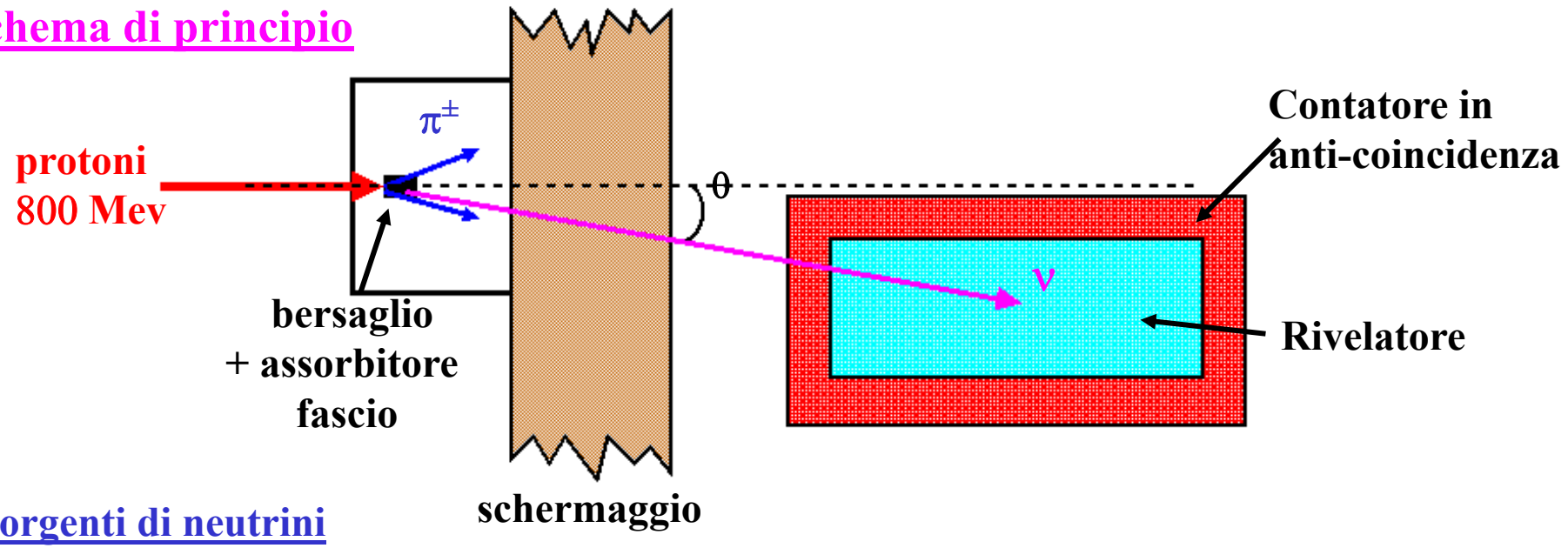
- **Oscillazione di ν_e solari:**
  $\Delta m^2 \approx 7.6 \times 10^{-5}$ eV^2 , $\theta \approx 34°$

- **Oscillazione di ν_μ atmosferici,**
  $\Delta m^2 \approx 2.5 \times 10^{-3}$ eV^2 , $\theta \approx 45°$

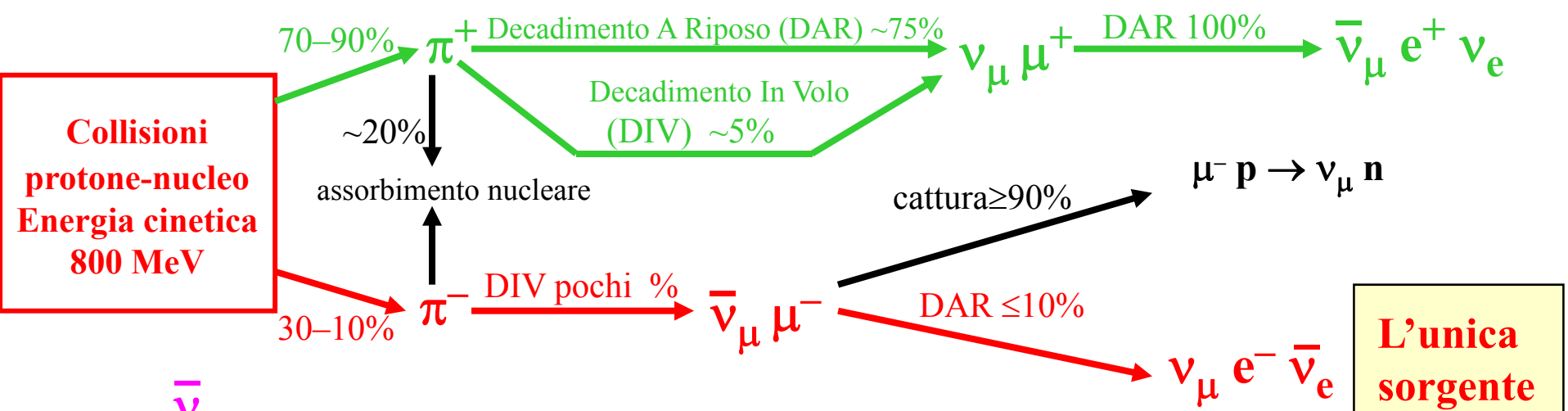
- **Oscillazione di ν_e con $\Delta m^2 \approx 2.5 \times 10^{-3}$ eV^2**
  non osservata: $\theta < 12°$

Esperimenti LSND e KARMEN : ricerca di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

Schema di principio



Sorgenti di neutrini



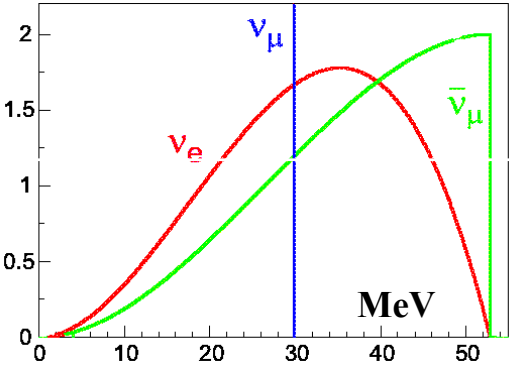
$$\frac{\bar{\nu}_e}{\nu_e} \leq 10^{-3}$$

Parametri degli esperimenti LSND e KARMEN

	LSND	KARMEN
Acceleratore	Los Alamos Neutron Science Centre	Neutron Spallation Facility ISIS , R.A.L. (U.K.)
Energia cin. protoni	800 MeV	800 MeV
Corrente protoni	1000 μA	200 μA
Rivelatore	Cilindro riempito di scintillatore liquido Luce di scintillazione e luce Čerenkov	512 celle indipendenti riempite di scintillatore liquido
Massa rivelatore	167 tonn.	56 tonn.
Localizzazione evento	misura tempo PMT	dimensione cella
Distanza dalla sorgente ν	29 m	17 m
Angolo θ tra direzione fascio protoni e neutrini	11°	90°
Presa - dati	1993 – 98	1997 – 2001
Protoni su bersaglio	4.6×10^{23}	1.5×10^{23}

Spettri d'energia dei neutrini dal decadimento a riposo

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$$
$$\hookrightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$$



Esperimento LSND: evidenza di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

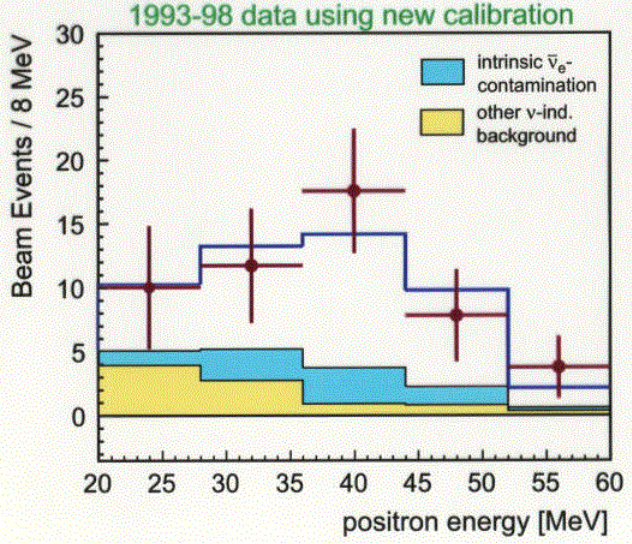
Positroni con $20 < E < 60$ MeV

N(beam-on) – N(beam-off) = 49.1 ± 9.4 eventi

Fondo da neutrini = 16. 9 ± 2.3

Segnale $\bar{\nu}_e$ = 32.2 ± 9.4 eventi

$$\mathcal{P}_{osc} = (0.264 \pm 0.067 \pm 0.045) \times 10^{-2}$$

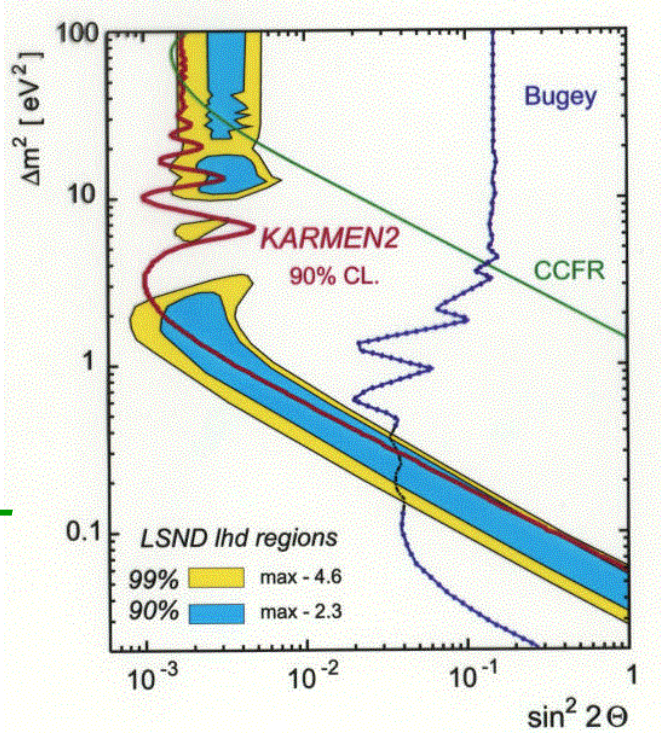


Esperimento KARMEN: nessuna evidenza di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$

Positroni con $16 < E < 50$ MeV selezionati : 15

Fondo previsto totale: 15.8 ± 0.5 eventi

$$\mathcal{P}_{osc} < 0.085 \times 10^{-2} \text{ (livello conf. 90\%)}$$



Compatibilità tra KARMEN e LSND possibile soltanto in una regione limitata dei parametri di oscillazione perchè la distanza *L* è diversa per i due esperimenti:

***L* = 29 m (LSND);**

***L* = 17 m (KARMEN)**

Segnale di oscillazione $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$ in LSND : un problema serio

Definizione: $\Delta m_{ik}^2 = m_k^2 - m_i^2$ (i,k = 1, 2, 3)

$$\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2 = 0$$

Segnali di oscillazione:

- **Neutrini solari:** $\Delta m_{12}^2 \approx 7.6 \times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2$
- **Neutrini atmosferici:** $\Delta m_{23}^2 \approx 2.5 \times 10^{-3}\ \mathrm{eV}^2$
- **LSND:** $|\Delta m_{31}^2| = 0.2 — 2\ \mathrm{eV}^2$

$$|\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2| = 0.2 — 2\ \mathrm{eV}^2$$

L'interpretazione dei tre risultati richiede almeno quattro neutrini.

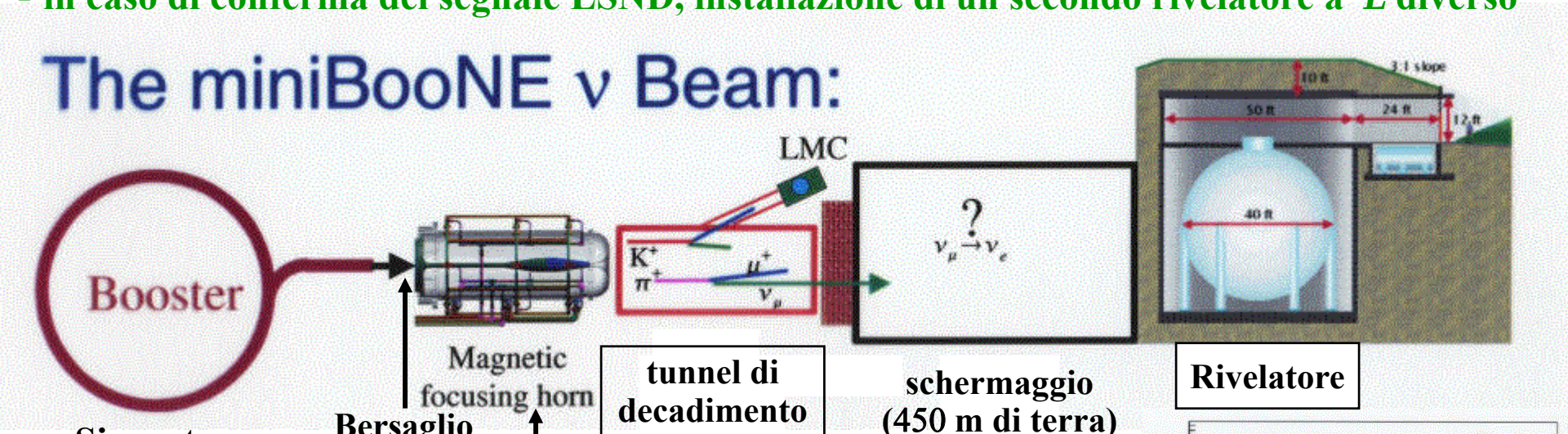
Risultati degli esperimenti LEP: numero di neutrini leggeri = 3

$\Rightarrow$ altri neutrini, se esistono, devono essere "sterili":
costante di accoppiamento ai bosoni W e Z = 0
$\Rightarrow$ nessuna interazione con la materia

MiniBooNE

Scopo: conferma del segnale LSND

- fase iniziale: ricerca di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$;
- fase successiva: ricerca di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$;
- in caso di conferma del segnale LSND, installazione di un secondo rivelatore a *L* diverso



Sincrotrone a protoni (8 GeV) al Fermilab

Bersaglio in Berillio

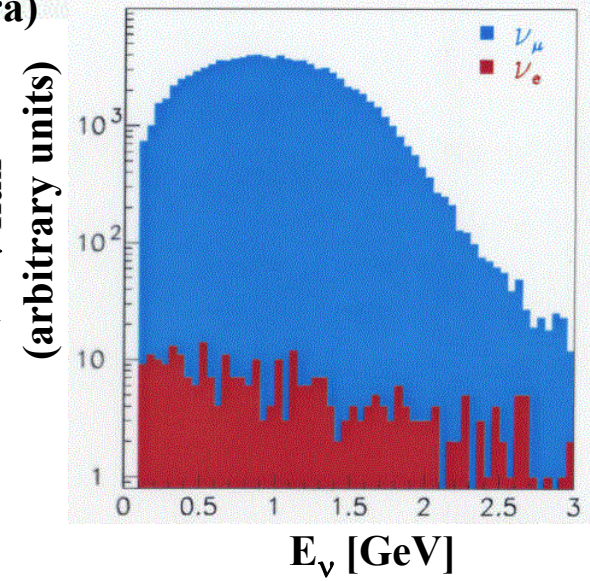
focalizzazione dei π^+ in un fascio parallelo

tunnel di decadimento (50 m)

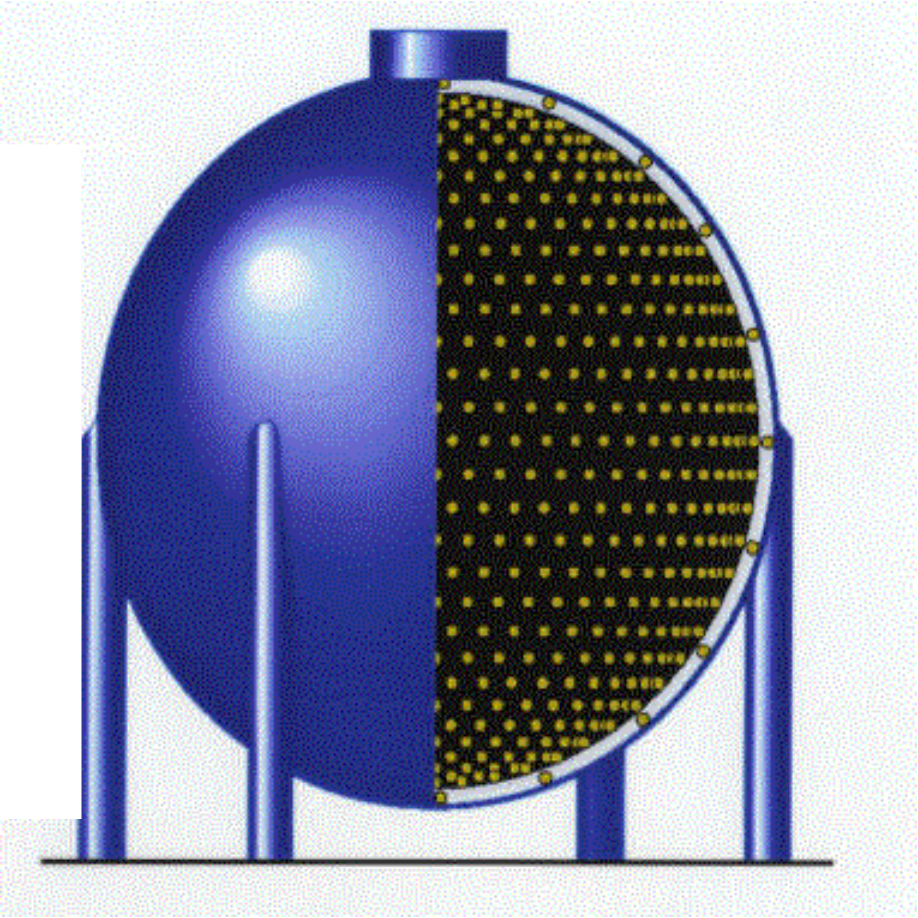
schermaggio (450 m di terra)

Rivelatore

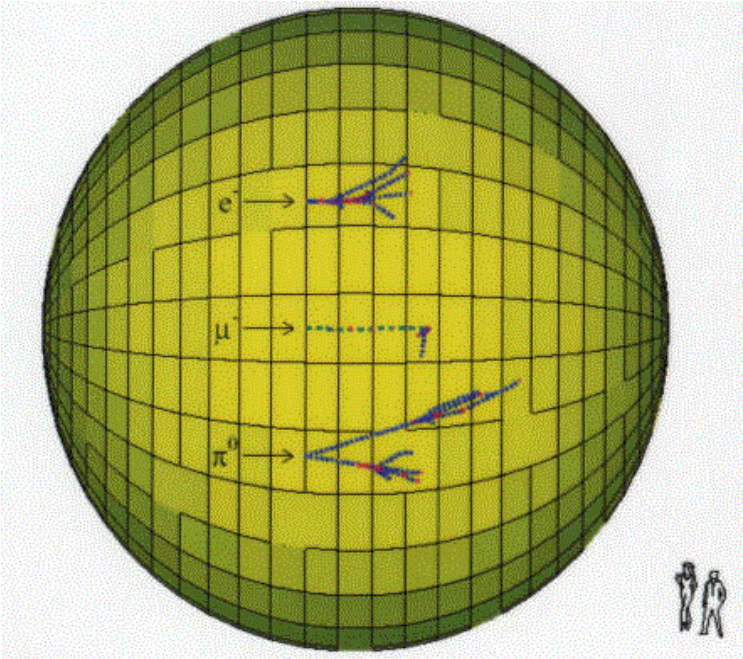
Flussi ν (calcolati)



Rivelatore MiniBooNE



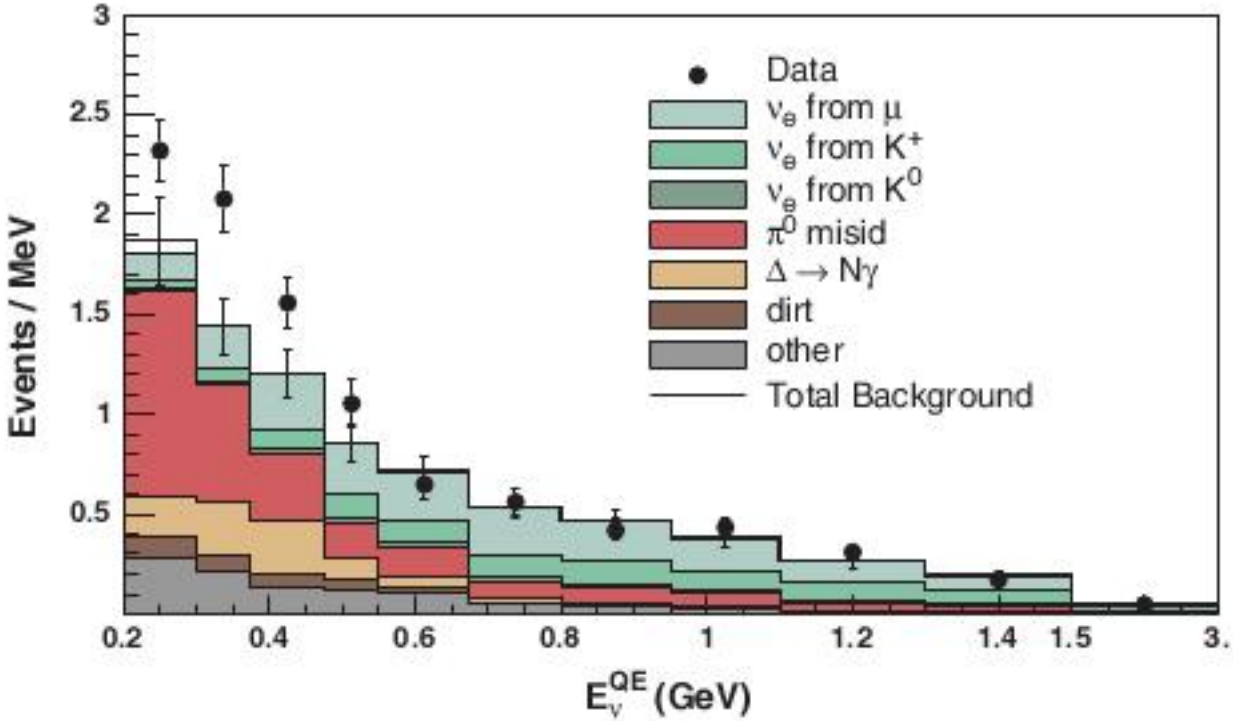
- Contenitore sferico, diametro 12 m
  807 tonn. olio minerale poco scintillante.
- Raccolta della luce Čerenkov (direzionale)
  e della luce da scintillazione.
- Massa fiduciale 445 tonn.
- Regione interna isolata otticamente
  (1280 fototubi, diam. 20 cm)
- Regione esterna in anticoincidenza
  (240 fototubi)



Identificazione delle particelle secondarie
basata sul comportamento diverso di elettroni, muoni, pioni e sulla configurazione degli anelli di luce Čerenkov

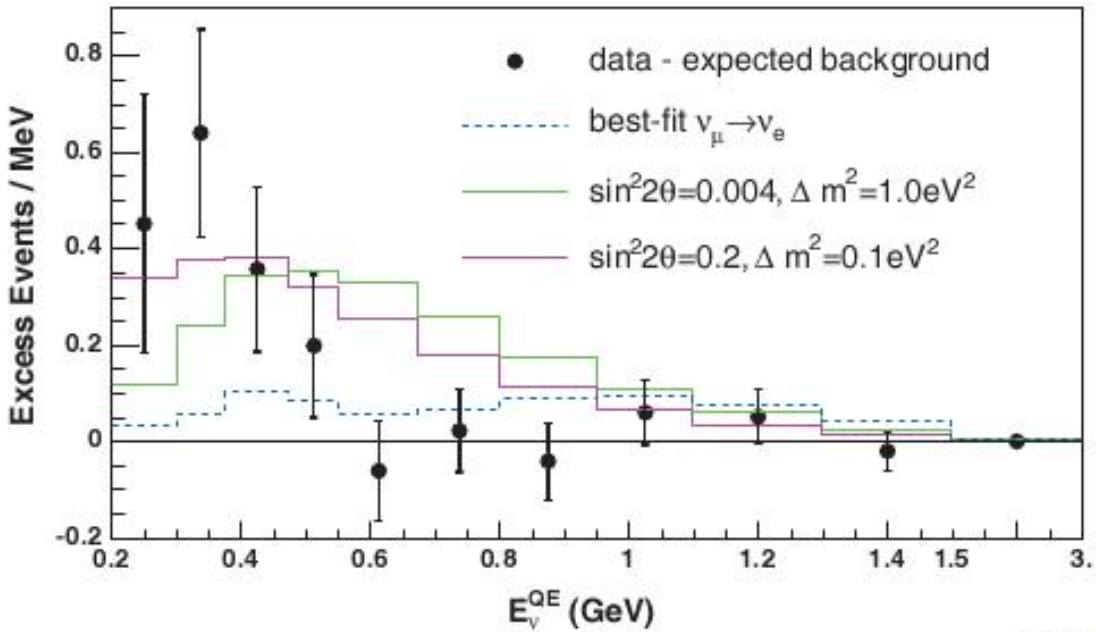
MiniBOOne: misura della distribuzione di energia dei ν_e; confronto con le predizioni

(Marzo 2009)



Eccesso di eventi osservato nella regione $0.2 < E_\nu < 0.475$ GeV: 128.8 ± 43.4

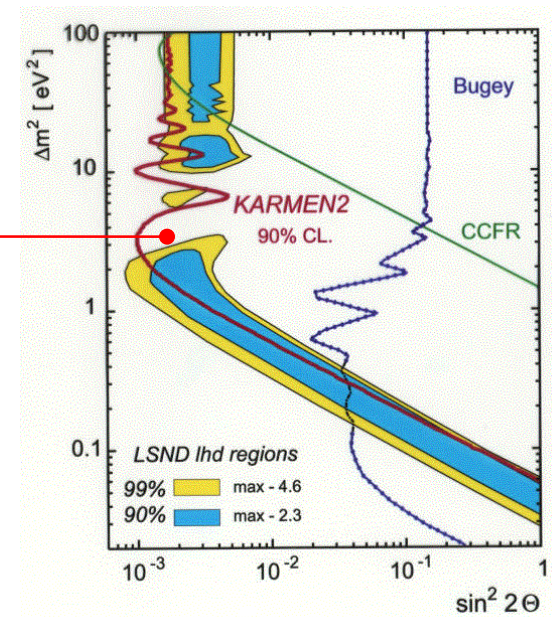
Distribuzione di energia dei ν_e dopo sottrazione degli eventi di fondo. Confronto con tre ipotesi di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$.



"Best fit" all'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$ sull'intervallo 0.2 GeV < E_ν < 2 GeV :

$\sin^2 2\theta$ = 0.0017 ; Δm^2 = 3.14 eV^2

Valori esclusi da KARMEN

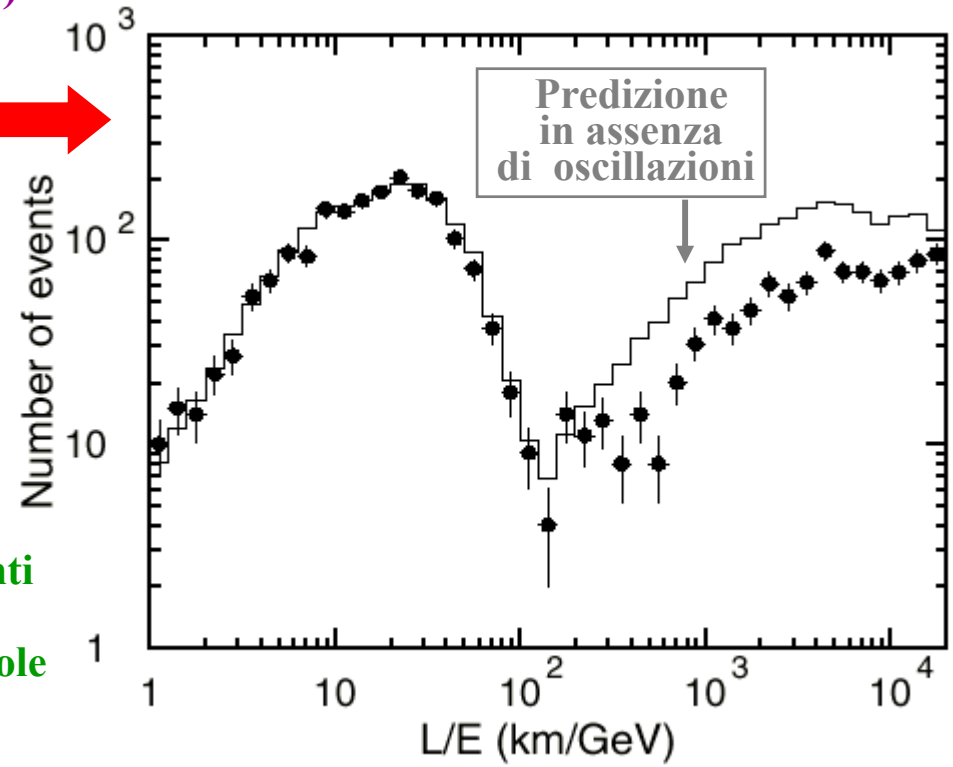


- **Risultati di MiniBOOne incompatibili con i valori dei parametri di oscillazione del segnale LSND;**
- **Origine dell'eccesso di eventi a bassi valori E_ν ?**

Ricerche di oscillazioni su lunga distanza con acceleratori

Scopo: dimostrazione conclusiva che il deficit di ν_μ atmosferici è dovuto a oscillazioni di neutrini mediante l'uso di fasci di ν_μ prodotti da acceleratori (Neutrini direzionali, spettro d'energia noto)

Distribuzione della variabile *L/E* nei dati Super-K sui neutrini atmosferici



Nel caso di risoluzione perfetta:

$$\frac{\text{Dati}}{\text{Predizione}} = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2\left(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E}\right)$$

Valore massimo di $L \approx 12800$ km $\Rightarrow$ per studiare la regione $L/E > 10^4$ km/GeV sono necessari eventi con $E < 1$ GeV per cui la correlazione angolare tra il neutrino incidente e il muone uscente è debole $\Rightarrow$ grande incertezza sperimentale su L/E

Misure in esperimenti di oscillazione su lunga distanza:

- **Distorsioni dello spettro d'energia dei ν_μ (misura di Δm^2, $\sin^2 2\theta$);**
- **Frequenza di interazioni di Corrente Neutra (per distinguere oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ da oscillazioni in un neutrino "sterile" ν_s);**
- **Apparizione di ν_τ a grande distanza in un fascio privo di ν_τ alla produzione.**

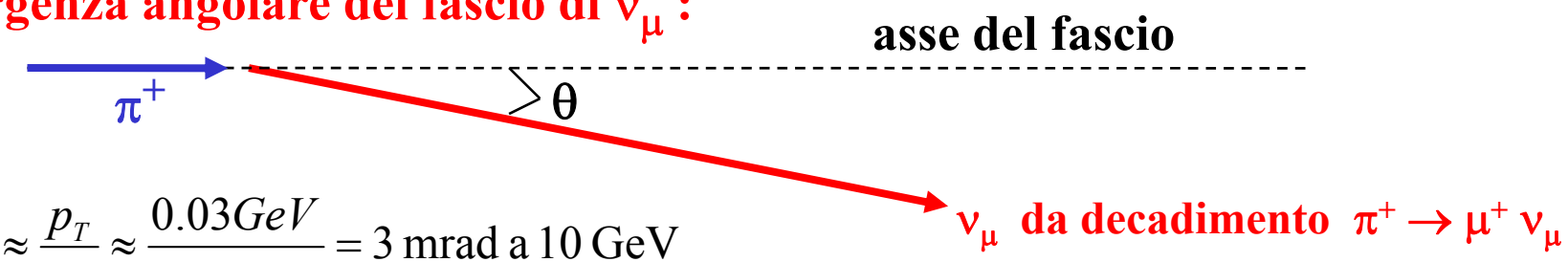
Esperimenti su lunga distanza con acceleratori

(completati, in corso o in preparazione)

Progetto	Distanza L	$\langle E_\nu \rangle$	Stato
K2K (KEK ⇒ KAMIOKA)	250 km	1.3 GeV	Esperimento completato
MINOS (Fermilab ⇒ Soudan)	735 km	qualche GeV	Primi risultati pubblicati
CERN ⇒ Gran Sasso	732 km	17 GeV	Inizio presa-dati : 2008

- **Soglia d'energia per $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$: $E_\nu > 3.5$ GeV**
- **Frequenza eventi ~1 evento $\nu_\mu \rightarrow \mu^-$ / anno per tonn. di massa del rivelatore**

  ⟶ **sono necessari rivelatori con masse di parecchie kilotonn.**
- **Divergenza angolare del fascio di ν_μ :**



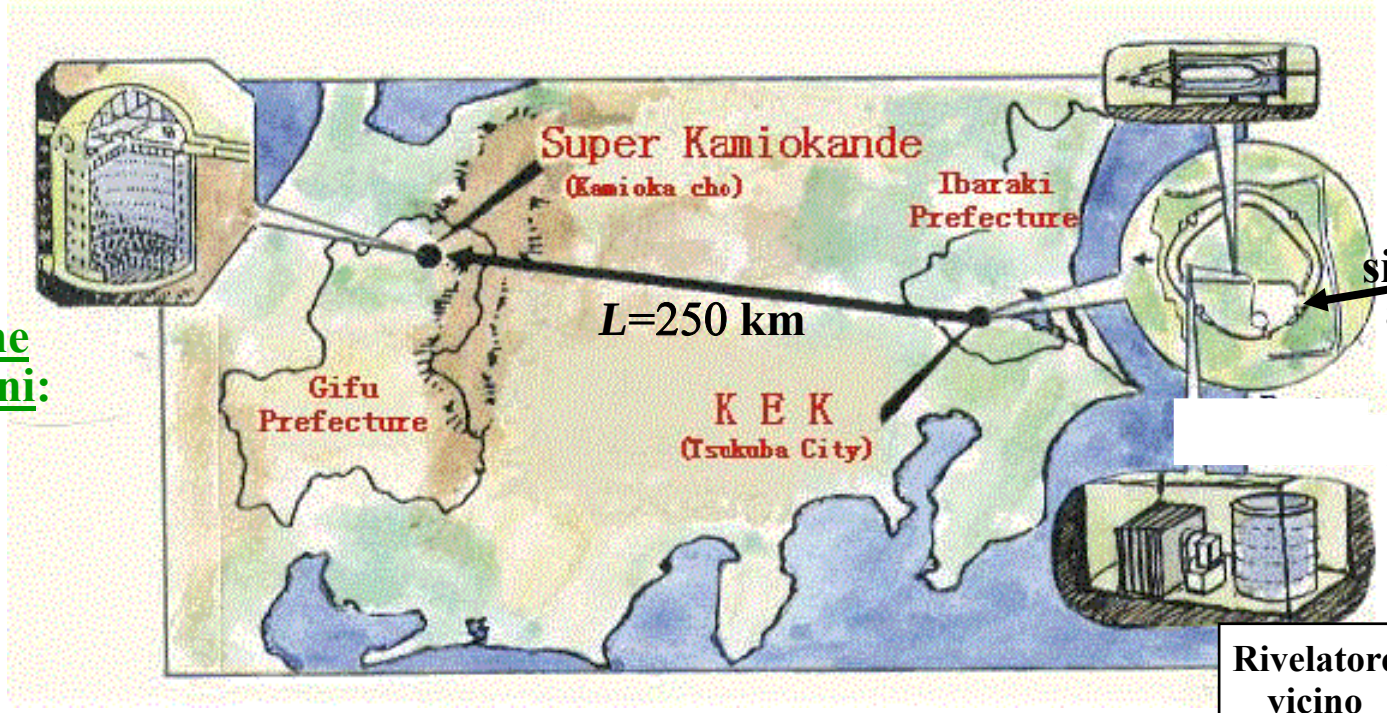
$$\theta \approx \frac{p_T}{p_L} \approx \frac{0.03 GeV}{E_\nu [GeV]} = 3 \text{ mrad a } 10 \text{ GeV}$$

Dimensioni trasversali del fascio: 100 m – 1 km per $L > 100$ km

⟶ **nessun problema per colpire il rivelatore.**

Il flusso dei neutrini decresce come L^{-2} per grandi valori di L

K2K



Composizione fascio neutrini:

95% ν_μ

4% $\bar{\nu}_\mu$

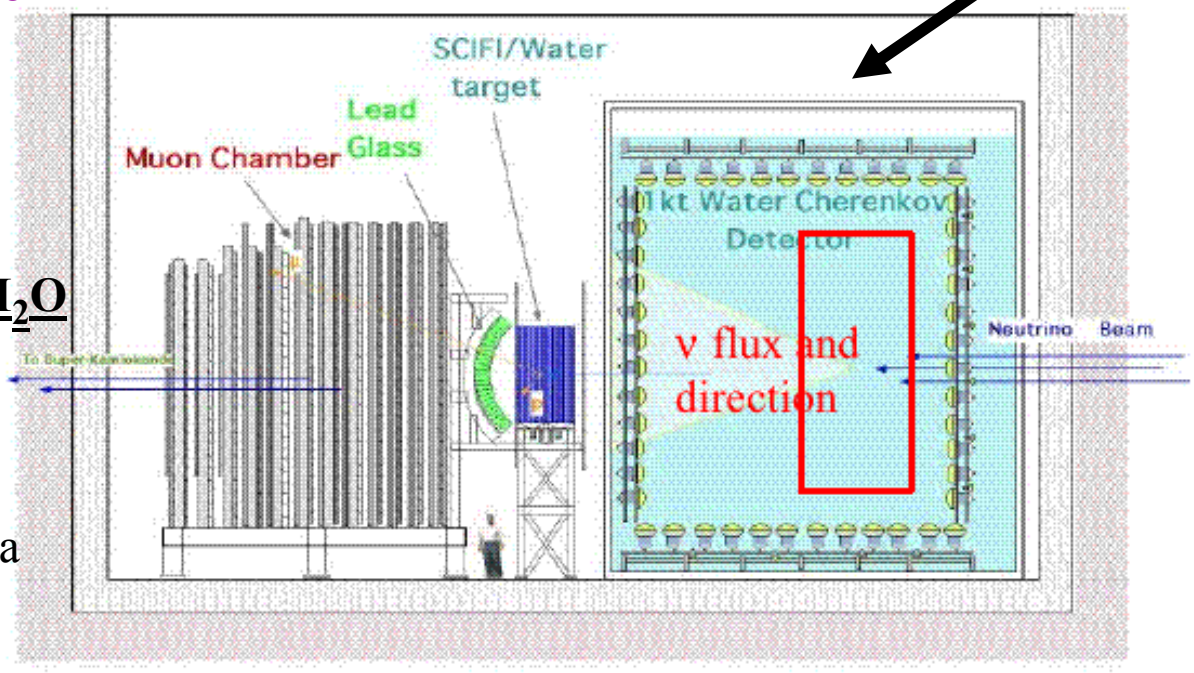
1% ν_e

Rivelatore vicino: misura del flusso ν_μ e misura della frequenza di interazioni ν_μ senza oscillazioni

Čerenkov ad acqua da 1 ktonn.:
Simile a Super-K;
massa fiduciale 25 tonn.

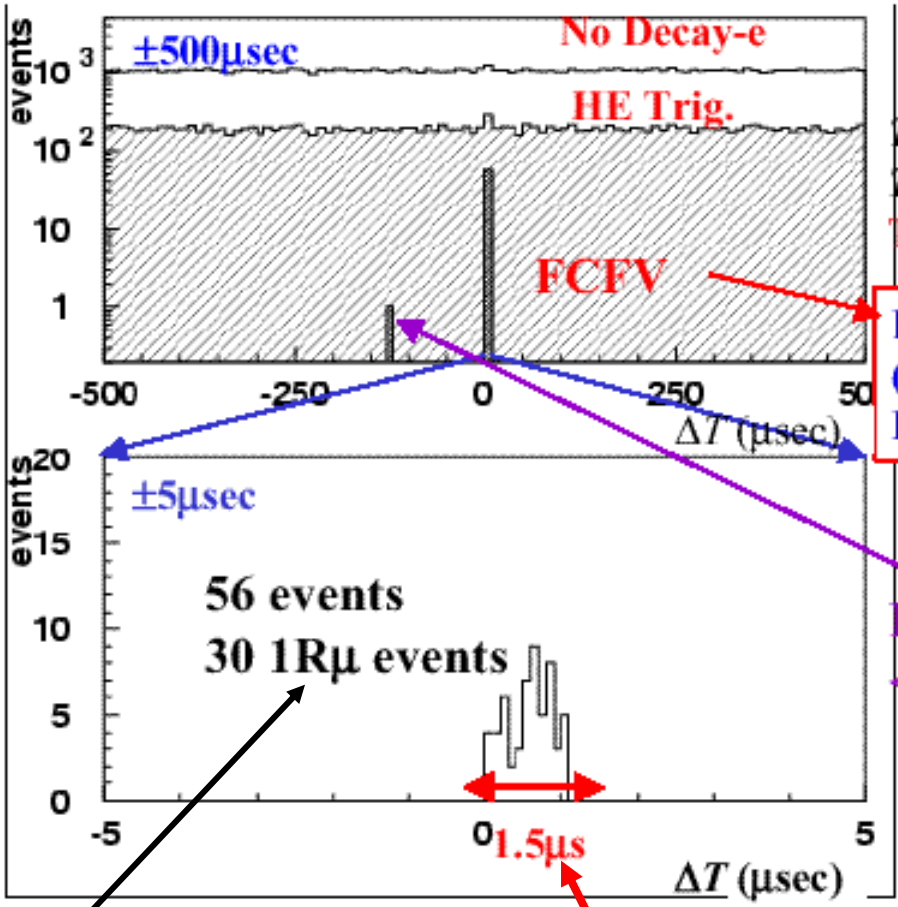
Rivelatore a Fibre Scintillanti in H_2O (SciFi):
Eventi con tracce multiple;
massa fiduciale 6 tonn.

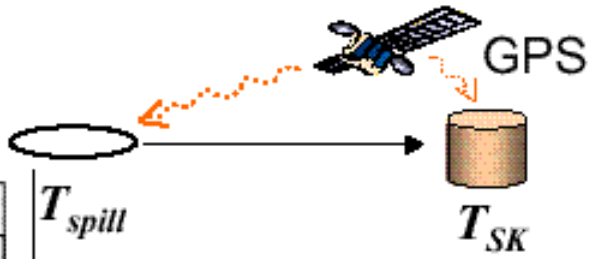
Camere a muoni:
Misura del percorso residuo dei μ da decadimento dei π;
massa 700 tonn.; misura flusso ν_μ



Selezione eventi in Super-K

$$-0.2 \le \Delta T \equiv T_{SK} - T_{Spill} - \mathrm{TOF} \le 1.3\mu\,\mathrm{sec}$$





T_{Spill}: Abs. time of spill start
T_{SK}: Abs. time of SK event
TOF: 0.83ms (KEK to Kamioka)

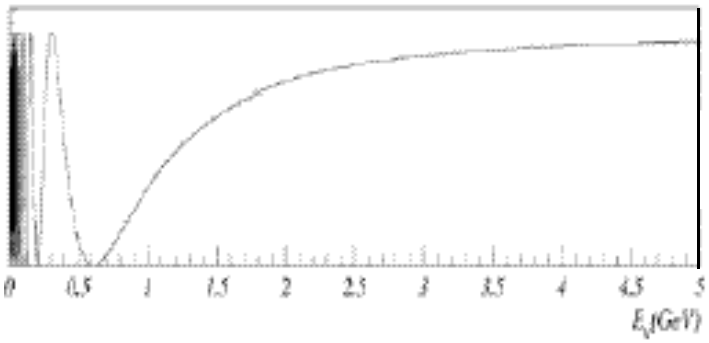
FC: fully contained
(No activity in Outer Detector)
FV: 22.5kt Fiducial Volume

Expected Atm. ν BG
$<10^{-3}$ within 1.5μs.

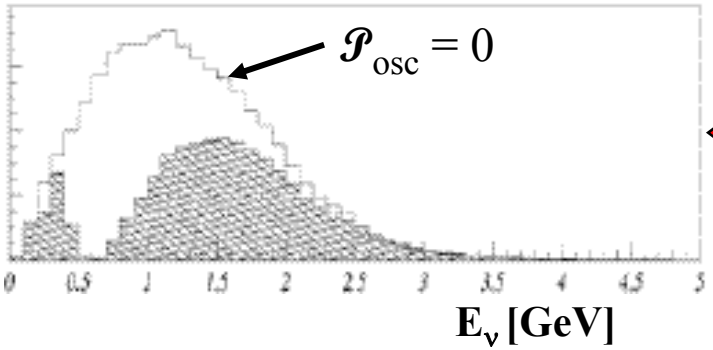
durata estrazione fascio

1Rμ: eventi μ, un solo anello di luce Čerenkov

Predizioni



$\mathcal{P}_{osc}(\nu_\mu - \nu_\mu)$ in funzione di E_ν a $L = 250$ km per $\Delta m^2 = 3\times10^{-3}$ eV^2, $\sin^2 2\theta = 1$



Forma dello spettro ν_μ prevista in Super-K con e senza scomparsa di ν_μ

DATI

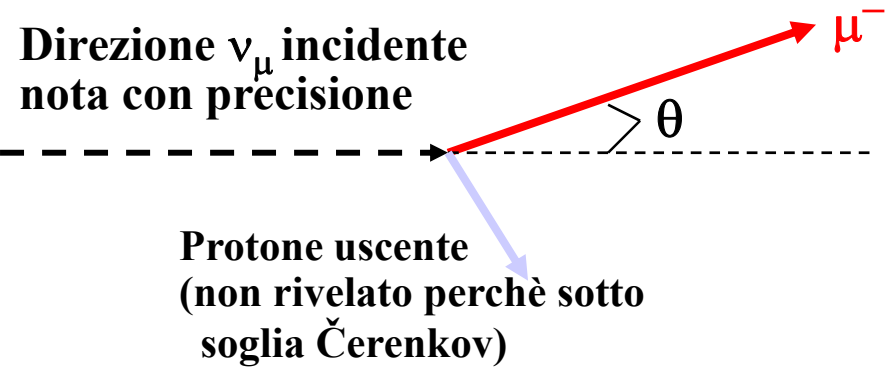
Giugno 1999 – febbraio 2004 (8.9×10^{19} protoni su bersaglio)

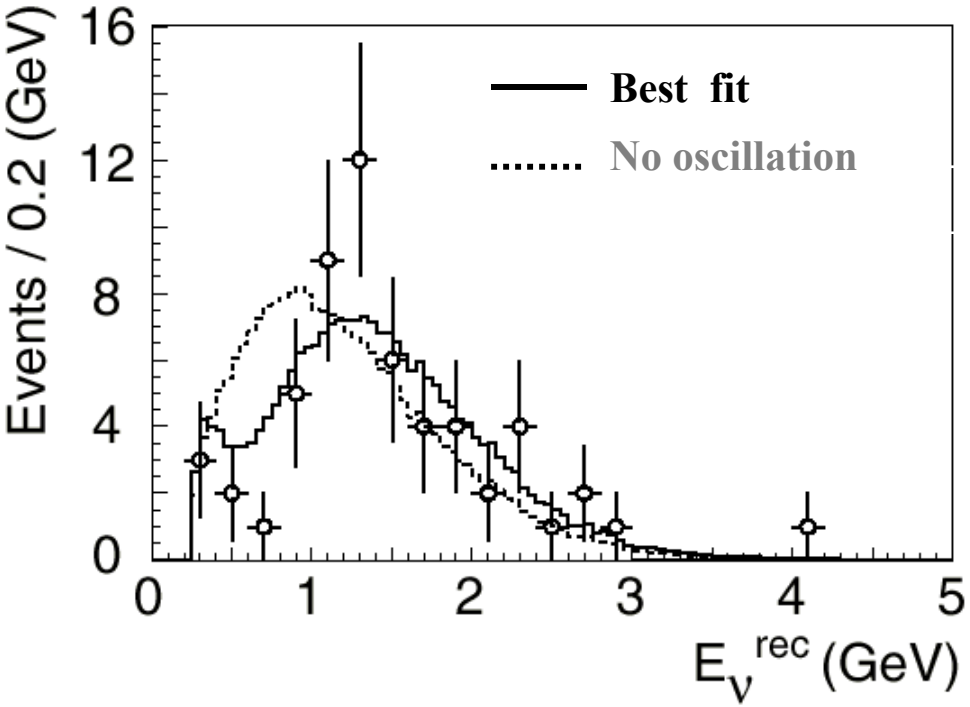
Eventi completamente contenuti, $E_{vis} > 30$ MeV: previsti ($\mathcal{P}_{osc} = 0$): 151^{+12}_{-10} eventi

osservati: 107 eventi

Eventi contenuti con un solo μ prodotto: 57

Misura dello spettro d'energia dei ν_μ in Super-K dal campione di 57 eventi 1μ nell'ipotesi di diffusione quasi-elastica $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$





Ipotesi: neutrone iniziale <u>a riposo</u>, cinematica della diffusione quasi–elastica ⇒ determinazione dell' energia del ν_μ :

$$E_\nu = \frac{ME_\mu - 0.5m_\mu^2}{M - E_\mu + p_\mu \cos\theta}$$

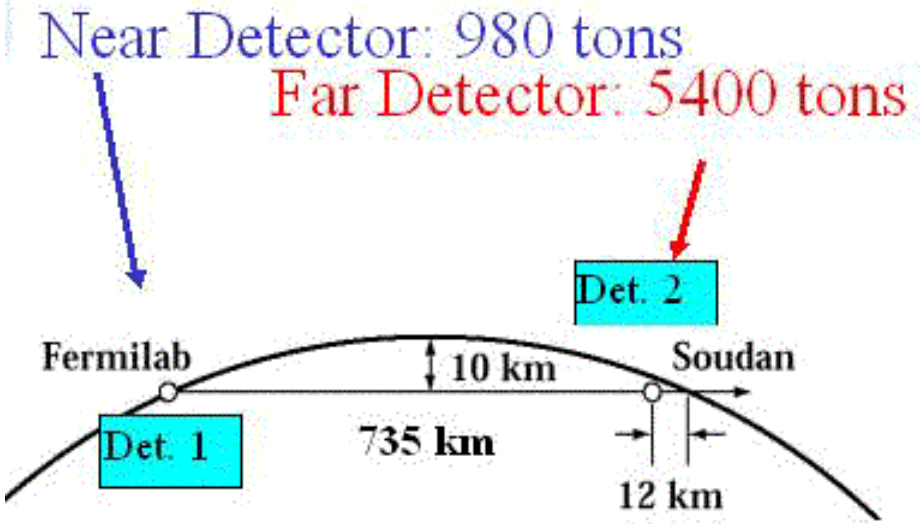
($M \equiv$ nucleon mass)

Best fit: $\Delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3}$ eV^2
$\sin^2 2\theta = 1$
(in accordo con i dati sui ν_μ atmosferici)

Probabilità di assenza di oscillazioni 5×10^{-5}
(equivalente a 4 deviazioni standard)

Esperimento MINOS

Fascio neutrini da Fermilab a Soudan (miniera di ferro abbandonata nel Minnesota): L = 735 km



Acceleratore:

Fermilab Main Injector (MI)

Sincrotrone a protoni

120 GeV

Alta intensità (0.4 MW):

4×10^{13} protoni per ciclo

Durata del ciclo: 1. 9 s

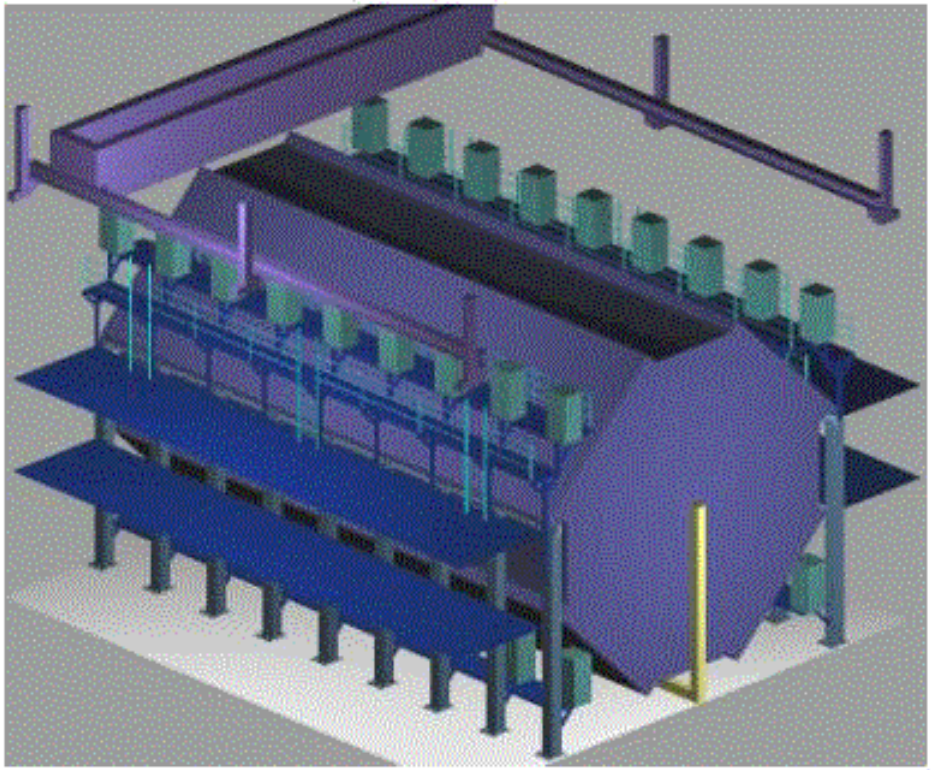
4×10^{20} protoni / anno

Tunnel di decadimento: 700 m

MINOS: Rivelatore lontano

- Calorimetro tracciatore ottagonale diametro 8 m
- Lastre di Ferro, spessore 2.54 cm
- Strisce di scintillatore (larghezza 4 cm) tra le piastre
- 2 moduli, lunghezza di un modulo 15 m
- Massa totale 5400 tonn., massa fiduciale 3300 tons.
- 484 piani di scintillatore (26000 m^2)
- Le lastre di Ferro sono magnetizzate: campo toroidale, B = 1.5 T

Costruzione completata nel giugno 2003

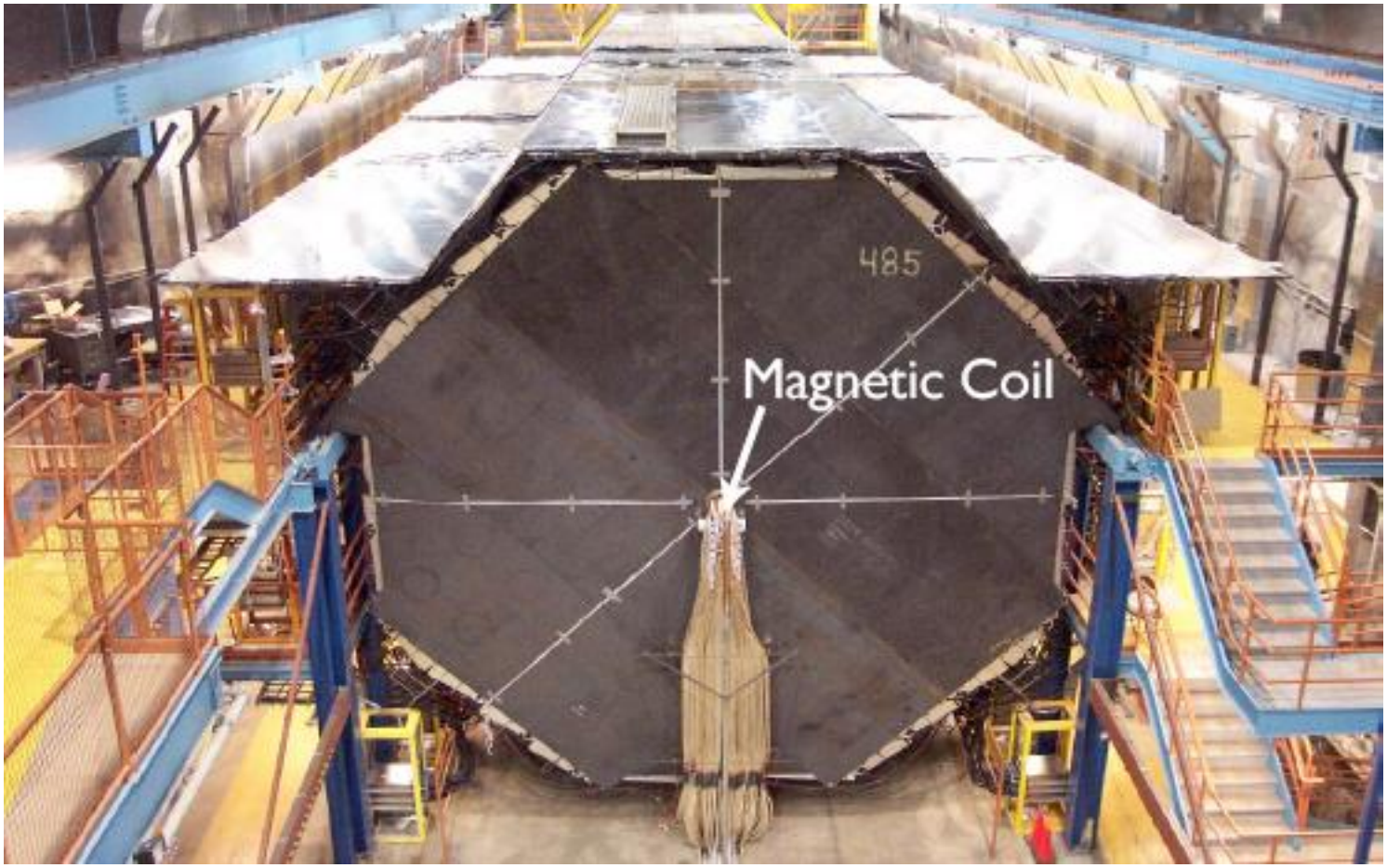


MINOS: Rivelatore vicino

- Calorimetro tracciatore "ottagonale" in Ferro, 3.8x4.8 m
- Costruzione identica a quella del rivelatore lontano
- 282 lastre di Ferro magnetizzato
- Massa totale 980 tonn. (massa fiduciale 100 tonn.)
- Installato a 250 m dalla fine del tunnel di decadimento

Inizio presa – dati: 2005

MINOS: rivelatore lontano

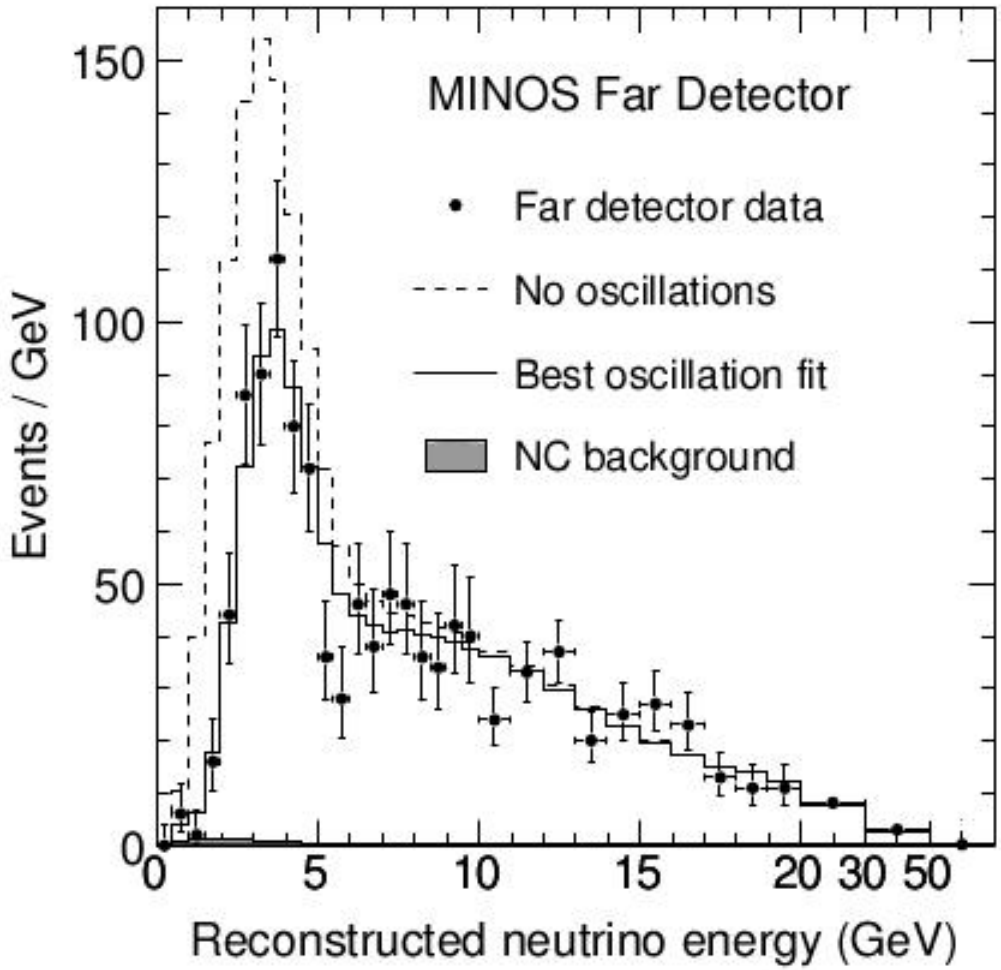


Risultati MINOS (giugno 2008)

3.36 x10^{20} protoni su bersaglio (maggio 2005 → luglio 2007)

Due fasci di neutrini: bassa energia ($<E_\nu>$ ≈5 GeV); alta energia ($<E_\nu>$ ≈13 GeV)

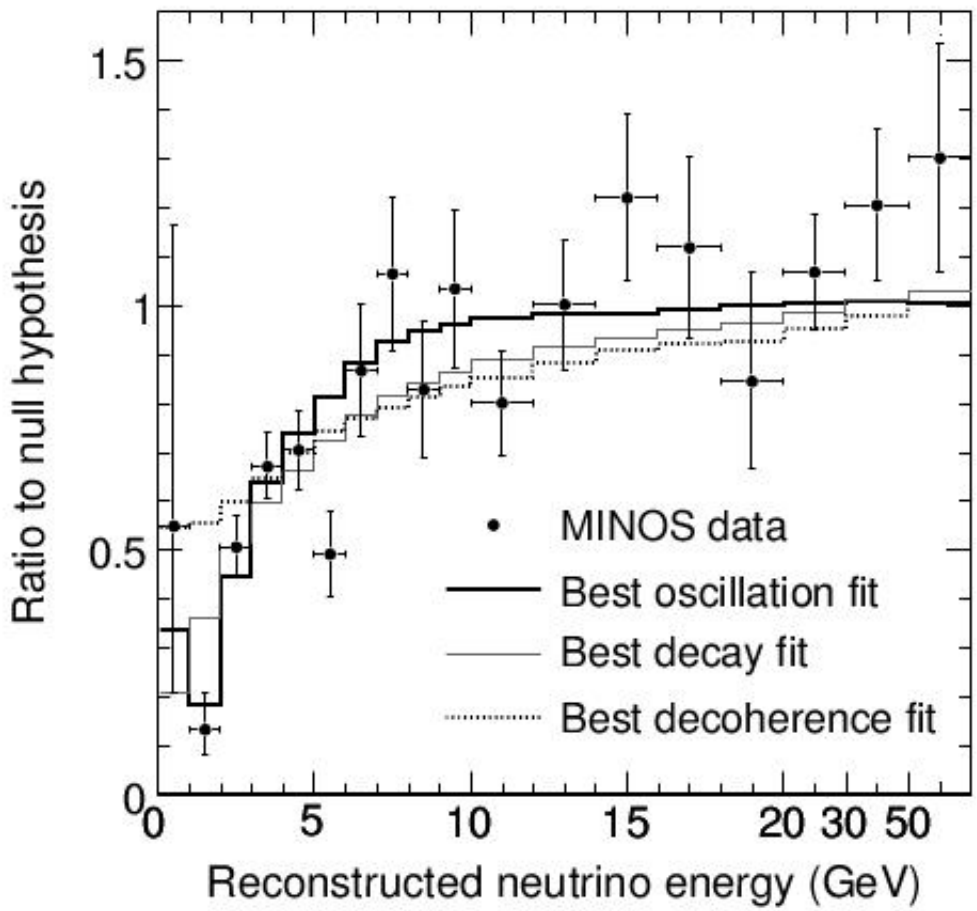
Composizione tipica fascio ν : 93% ν_μ , 6% $\bar{\nu}_\mu$, 1.2% ν_e , 0.1% $\bar{\nu}_e$



Eventi $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$

Fascio di bassa energia: 730 eventi;
Fascio di alta energia: 848 eventi

$$\text{Rapporto} \quad \frac{\text{Dati}}{\text{Predizione } \mathcal{P}_{osc} = 0}$$



Best fit :

$\Delta m^2 = (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3}\ eV^2$

$\sin^2(2\theta) > 0.95$

(livello di confidenza 68%)

MINOS: discriminazione tra oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$ e $\nu_\mu - \nu_s$

Misura della frequenza di eventi di Corrente Neutra (NC)

$$\nu + N \rightarrow \nu + \text{adroni}$$

nel rivelatore lontano.

Eventi NC: assenza di traccia μ $\Rightarrow$ eventi contenuti in un numero limitato di piani consecutivi

(contengono anche eventi $\nu_e + N \rightarrow e^- +$ adroni)

Oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$:

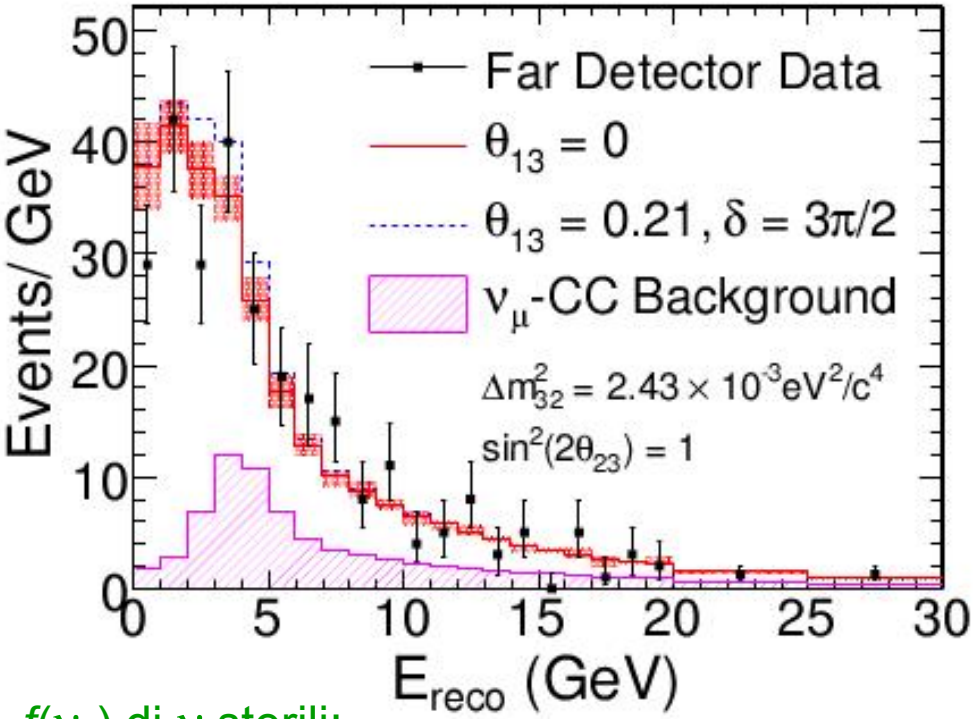
Frequenza di eventi NC invariata

(identica per i tre tipi di neutrino)

Oscillazioni $\nu_\mu - \nu_s$:

ν_s non interagisce con la materia
$\Rightarrow$ deficit di eventi NC

Distribuzione misurata compatibile con assenza di deficit
$\Rightarrow$ nessuna evidenza per ν_s



Risultati di un fit che include una frazione $f(\nu_s)$ di ν sterili:

$f(\nu_s) = 0.28 \pm 0.28$; $f(\nu_s) < 0.68$ (livello di confidenza 90%)

CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso)

Ricerca di apparizione di ν_τ a L = 732 km

Numero previsto di eventi $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ (N_τ):

$$N_\tau = A \int_{3.5\,GeV}^{E_{max}} \Phi_\mu(E)\mathcal{P}_{\mu\tau}(E)\sigma_\tau(E)dE$$

Normalizzazione: dipende da massa rivelatore, durata presa dati, efficienza di rivelazione, ecc.

flusso ν_μ

sezione d'urto per produzione di τ^-

Probabilità di oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$ ($\mathcal{P}_{\mu\tau}$):

$$\mathcal{P}_{\mu\tau} = \sin^2(2\theta)\sin^2(1.27\Delta m^2 \frac{L}{E}) \approx \underbrace{1.27^2 \sin^2(2\theta)(\Delta m^2)^2\left(\frac{L}{E}\right)^2}$$

Buona approssimazione per: L = 732 km, E > 3.5 GeV, $\Delta m^2 < 4\text{x}10^{-3}$ eV^2

$$\Rightarrow N_\tau \approx 1.61\sin^2(2\theta)(\Delta m^2)^2 L^2 \int_{3.5\,GeV}^{E_{max}} \Phi_\mu(E)\frac{\sigma_\tau(E)}{E^2}dE$$

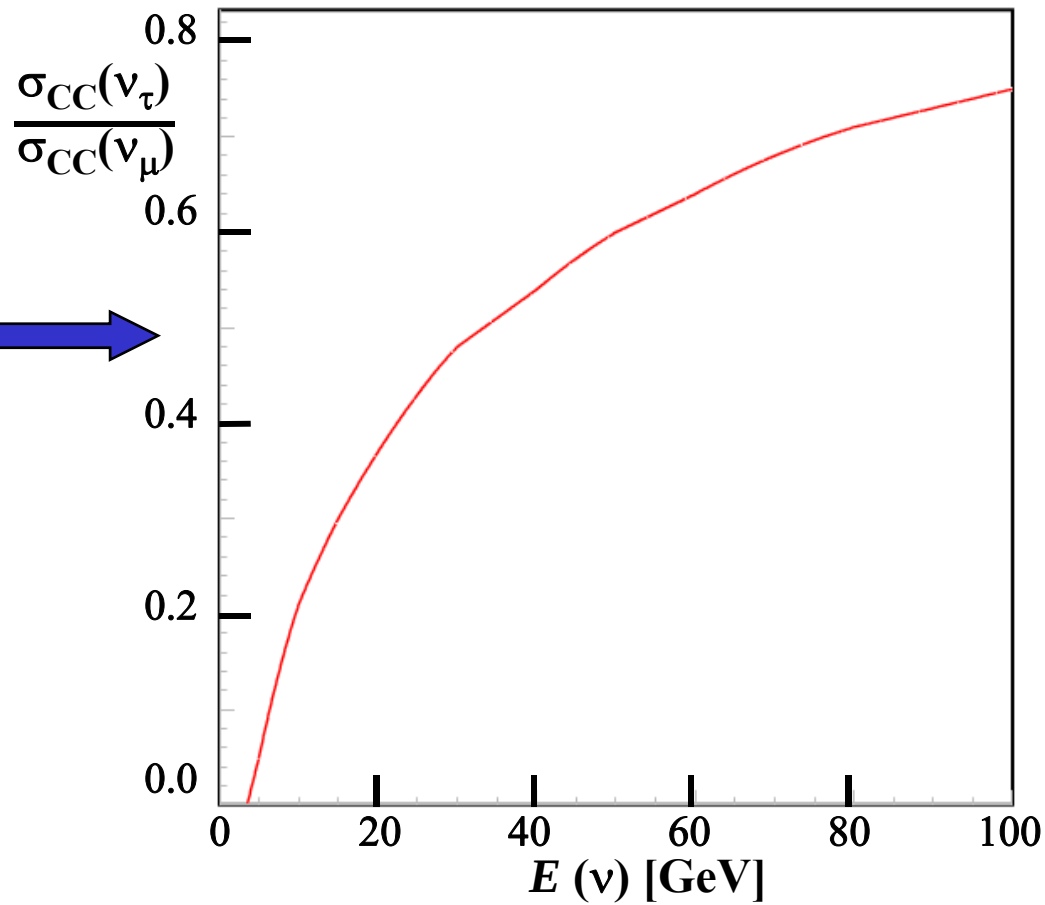
Svantaggi:

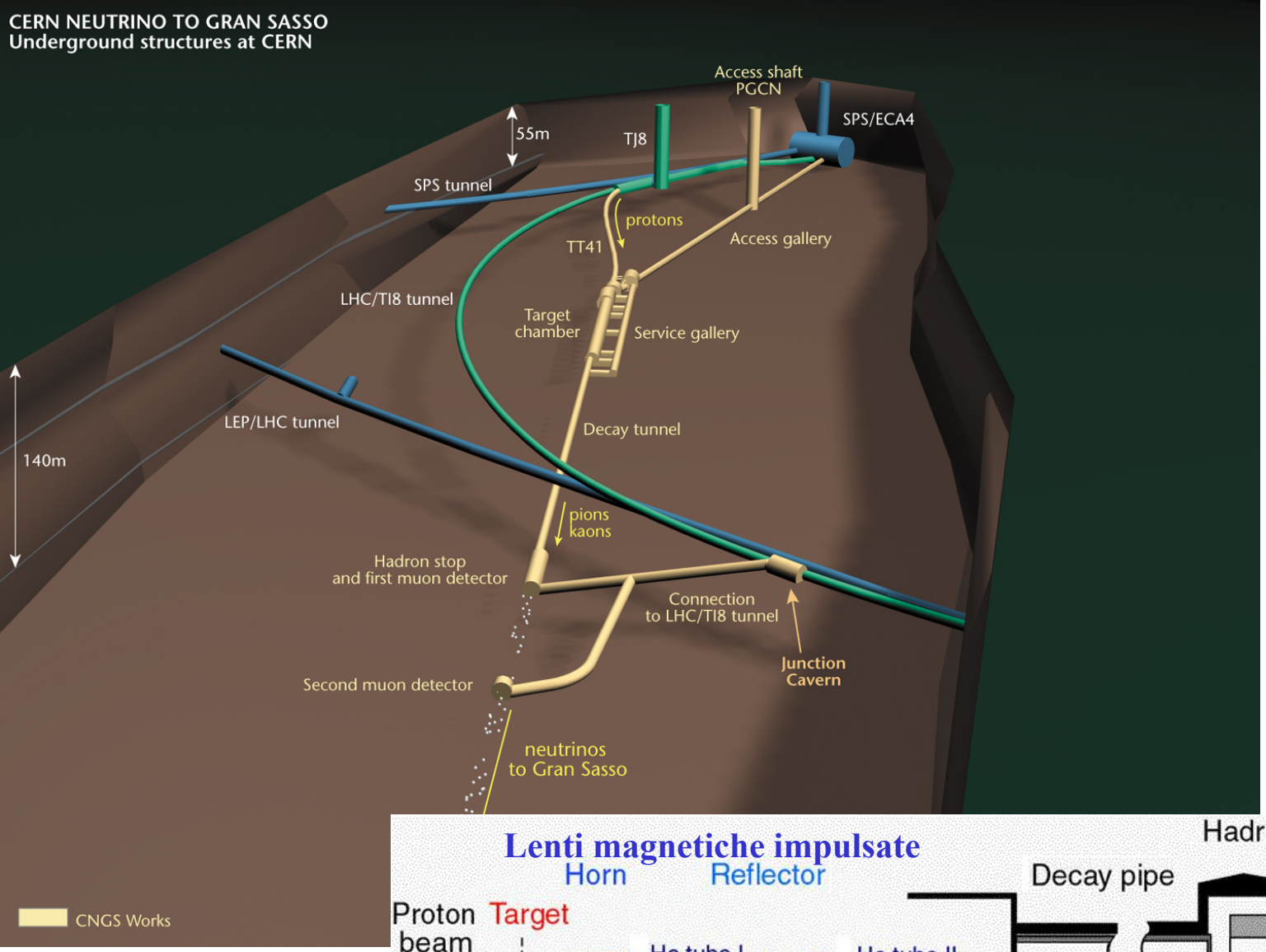
- **L = 732 km: distanza << lunghezza d'oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$**
- **N_τ dipende da $(\Delta m^2)^2$ $\Rightarrow$ frequenza eventi molto bassa per Δm^2 piccolo**

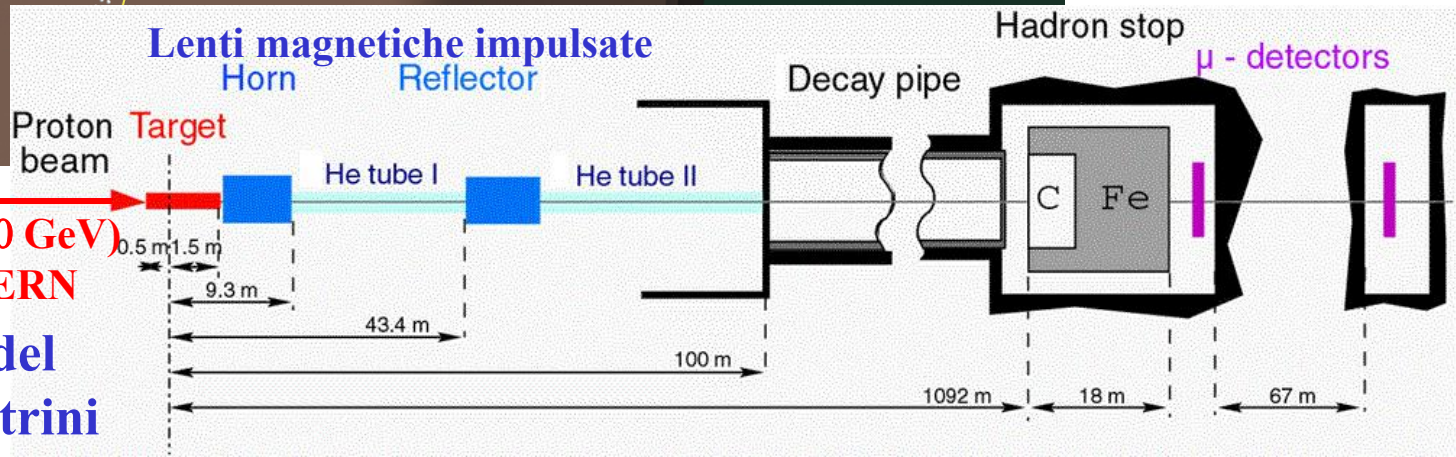
Vantaggi:

- **L'ottimizzazione del fascio non dipende da Δm^2**

Produzione di τ da interazioni CC di ν_τ : fattore di riduzione rispetto a interazioni CC di ν_μ per effetto della massa del τ





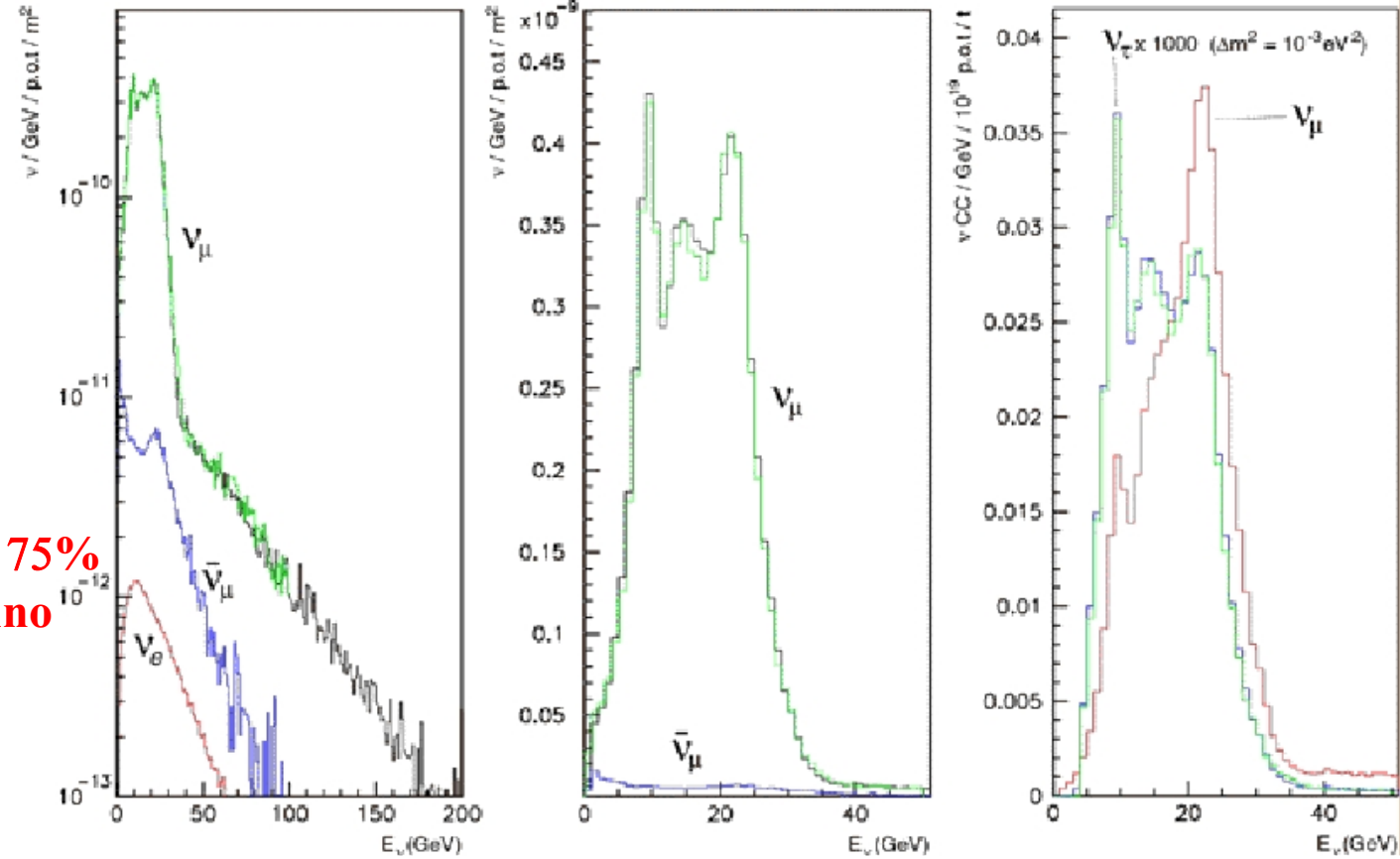


fascio protoni (400 GeV) dall' SPS del CERN

Produzione del fascio di neutrini

Spettro d'energia del fascio e frequenza d'interazioni al Gran Sasso

Protoni primari:
400 GeV;
$4 \times 2.3 \times 10^{13}$ / ciclo SPS
Ciclo SPS : 26.4 s
Efficienza d'operazione 75%
Presa-dati 200 giorni/anno
Protoni su bersaglio:
4.5×10^{19} / anno
(in presenza di altri utenti SPS)



Process	Rates (events/kton/year)
ν_μ CC	2450
$\bar{\nu}_\mu$ CC	49
ν_e CC	20
$\bar{\nu}_e$ CC	1.2
ν NC	823
$\bar{\nu}$ NC	17

No oscillations

Δm^2 (eV^2)	Rates (events/kton/year)
1×10^{-3}	2.4
2.5×10^{-3}	15.1
3.5×10^{-3}	29.4
5×10^{-3}	58.6
1×10^{-2}	209.0

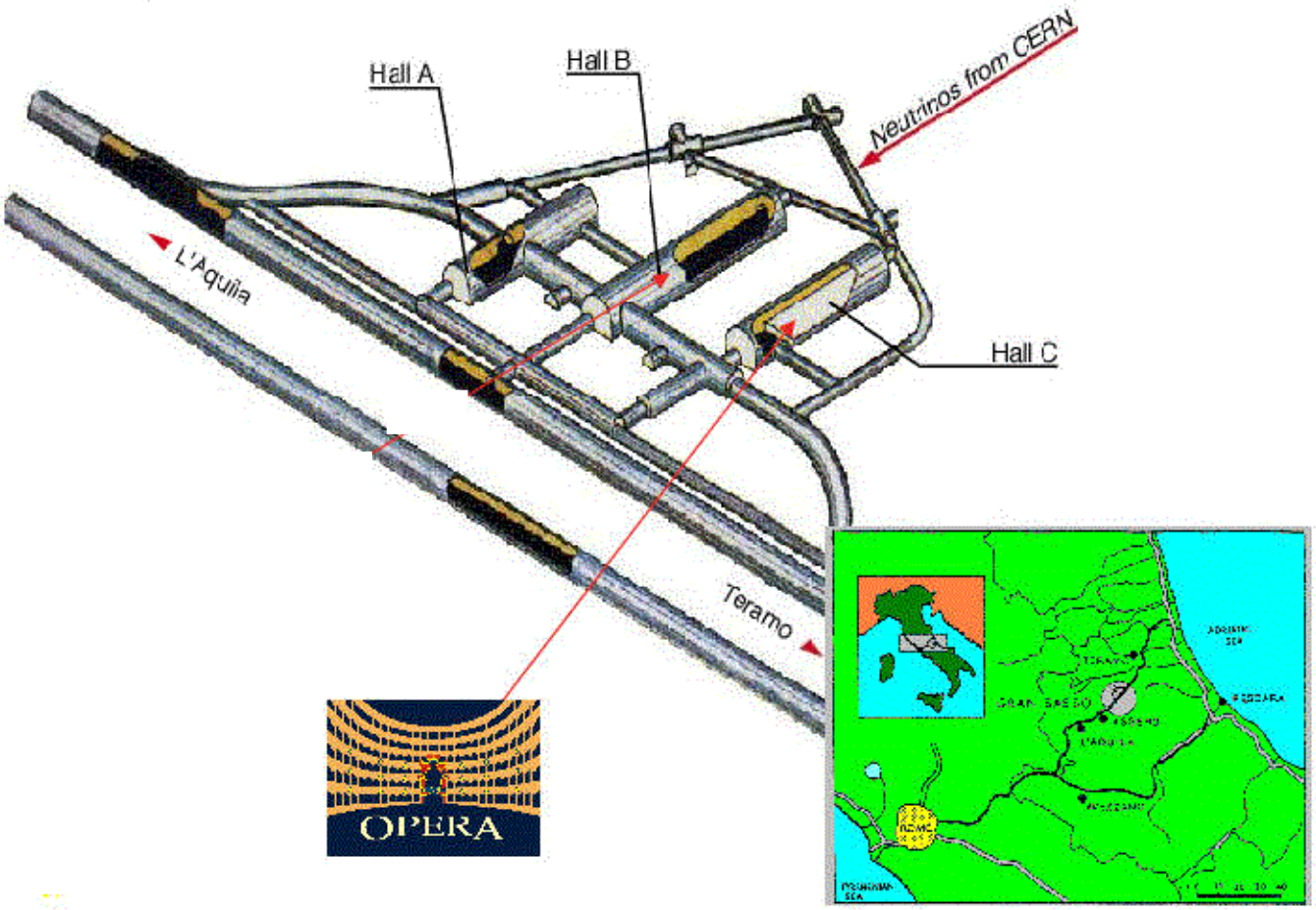
ν_τ CC event rates

In assenza di altri utenti dell'SPS: 7.6×10^{19} protoni su bersaglio / anno

Ricerca di apparizione di ν_τ al Gran Sasso

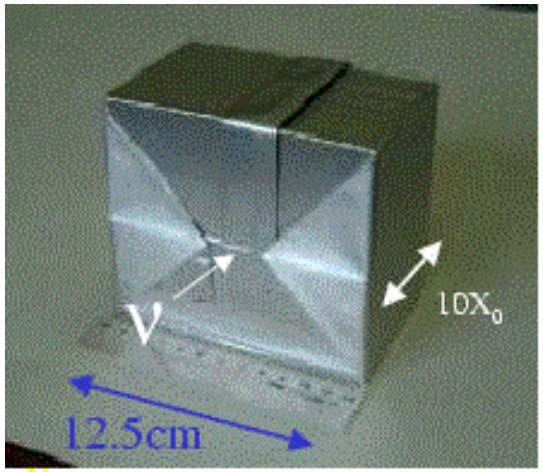
Esperimento OPERA

Nessun rivelatore vicino (produzione di ν_τ da protoni trascurabile)

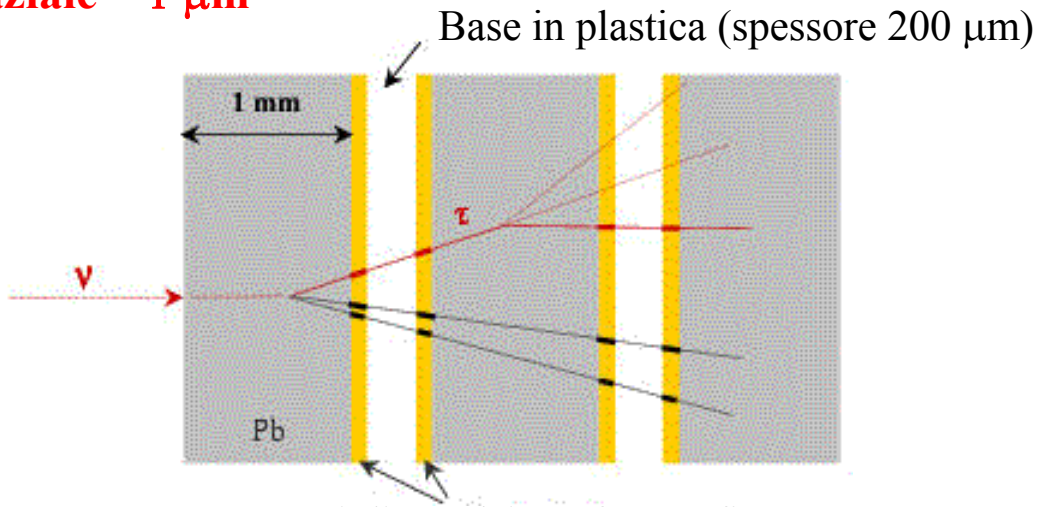


Esperimento OPERA: rivelazione di τ^- mediante osservazione dei decadimenti con un secondario carico (~85%)

Percorso medio di decadimento del $\tau \approx 1$ mm $\Rightarrow$ alta risoluzione spaziale
Emulsione fotografica: risoluzione spaziale ~1 μm



"Mattone": 56 pellicole separate da lastre di Pb (spessore 1 mm) impacchettate sotto pressione



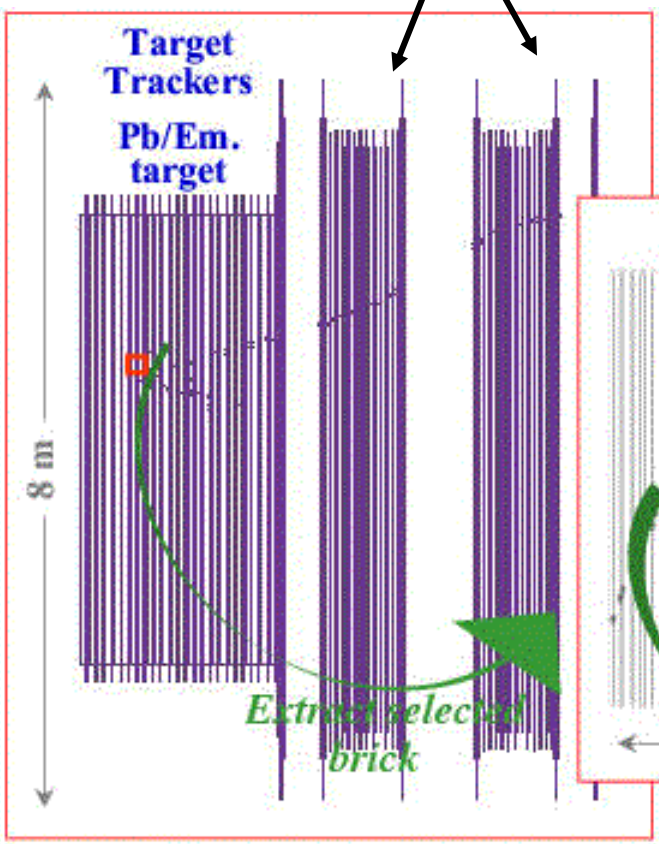
Struttura interna di un mattone

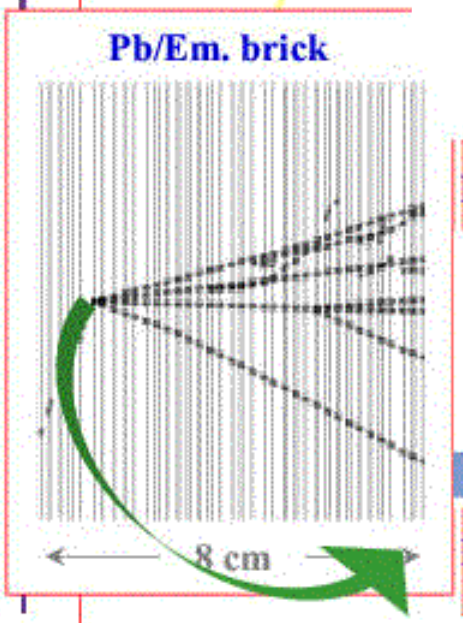
"Mattoni": disposti in "muri" di 52 x 64 mattoni
"Muri": disposti in "super-moduli": 31 muri / super-modulo
Due supermoduli, uno spettrometro magnetico dopo ogni super-modulo
206 336 mattoni, massa totale 1800 tonn.
Tracciatori (piani ortogonali di strisce scintillanti) inseriti tra i muri per fornire il trigger e per identificare il mattone dove il neutrino ha interagito.
Rimozione immediata del mattone, sviluppo dell' emulsione, analisi e misure automatiche mediante microscopi controllati da calcolatori

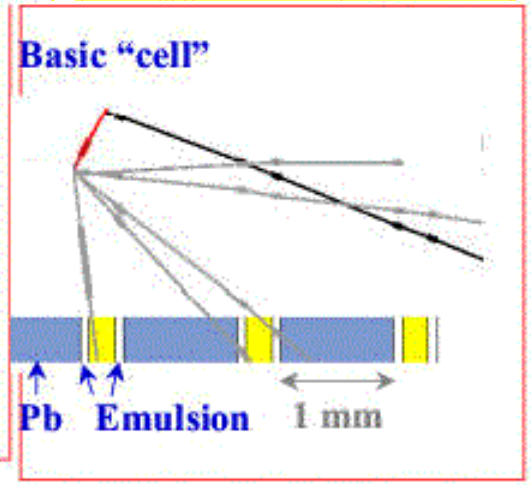
Super-modulo OPERA

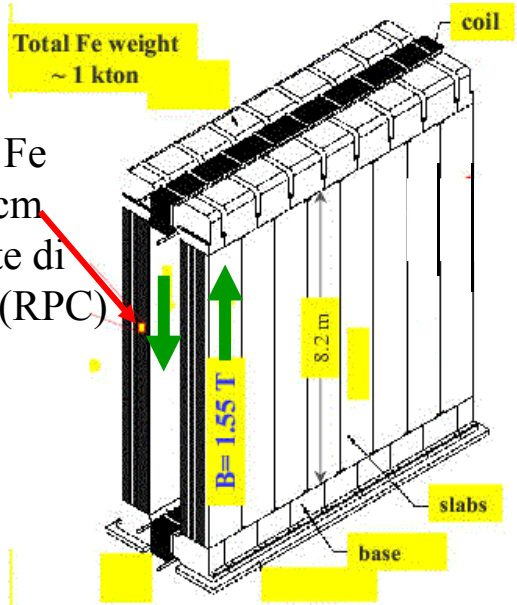
Spettrometro magnetico:
dipolo di ferro magnetizzato

12 lastre di Fe
spessore 5 cm
equipaggiate di
tracciatori (RPC)

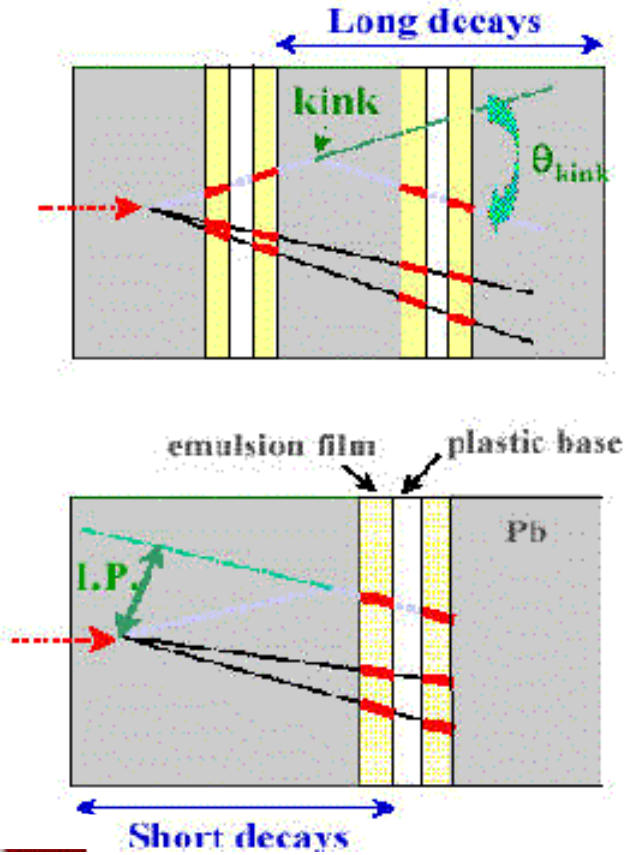








OPERA: fondi e segnale



Expected background events

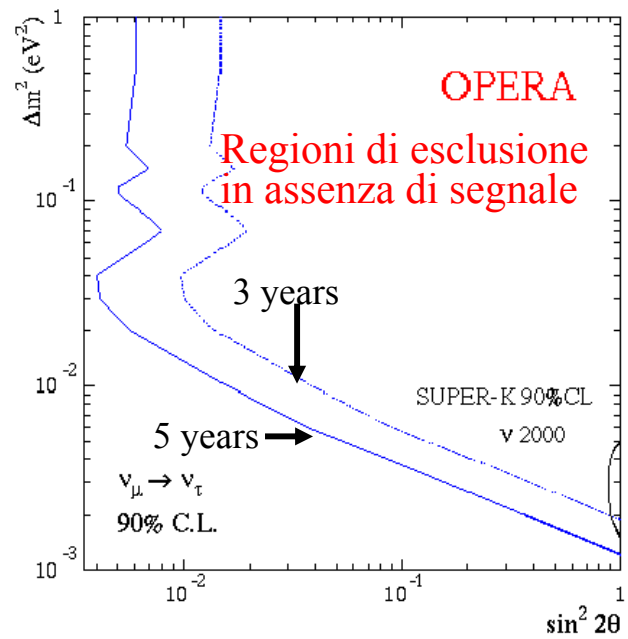
(5 year run with 1.8kton average target mass)

		$\tau \to e$	$\tau \to \mu$	$\tau \to h$	Total
LONG DECAYS	*Charm production*	0.14	0.03	0.14	0.31
	ν_e *CC and* π^0	0.01	-	-	0.01
	Large angle μ *scattering*		0.10	-	0.10
	Hadron reinteractions	-	-	0.10	0.10
	ν_μ CC		0.06		0.06
	ν_μ NC		0.10		0.10
	Total	0.15	0.29	0.24	0.67
SHORT DECAYS	*Charm production*	0.03	0.02	-	0.05
	Large angle μ *scattering*	-	0.02	-	0.02
	ν_e *CC and* π^0	« 0.01	-	-	« 0.01
	Total	0.03	0.04	-	0.07
	Total	0.18	0.33	0.24	0.75

Presa-dati: 5 anni
Massa 1800 tonn.
2.25×10^{20} protoni

$\nu_\mu - \nu_\tau$ oscillation signal

Decay mode	Signal 1.2*10-3	Signal 2.4*10-3	Signal 5.4*10-3	Bkgnd.
$\tau \to e$ long	0.8	3.1	15.4	0.15
$\tau \to \mu$ long	0.7	2.9	14.5	0.29
$\tau \to h$ long	0.9	3.4	16.8	0.24
$\tau \to e$ short	0.2	0.9	4.5	0.03
$\tau \to \mu$ short	0.1	0.5	2.3	0.04
Total	2.7	10.8	53.5	0.75



Progetti futuri

- **Misura precisa della matrice di mixing**
- **Ricerca di violazione CP nelle oscillazioni di neutrini**

Ipotesi: soltanto tre neutrini

$m_1 < m_2 < m_3$; **due valori indipendenti di** Δm^2

$m_2^2 - m_1^2 \equiv \Delta_{12} = (7-8)\times 10^{-5}\ \mathrm{eV}^2$ **(oscillazioni dei neutrini solari)**

$m_3^2 - m_2^2 \equiv \Delta_{23} = (1.3-3.9)\times 10^{-3}\ \mathrm{eV}^2$ **(oscillazioni dei neutrini atmosferici)**

Oscillazioni tra tre neutrini descritte da tre angoli (θ_{12}, θ_{13}, θ_{23})
+ una fase complessa (δ) responsabile della violazione CP

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & c_{13}s_{12} & s_{13} \\ -c_{23}s_{12}e^{i\delta} - c_{12}s_{13}s_{23} & c_{12}c_{23}e^{i\delta} - s_{12}s_{13}s_{23} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23}e^{i\delta} - c_{12}c_{23}s_{13} & -c_{12}s_{23}e^{i\delta} - c_{23}s_{12}s_{13} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

$(c_{ik} \equiv \cos\theta_{ik};\ \ s_{ik} \equiv \sin\theta_{ik})$

Informazione sperimentale disponibile:

1. **Neutrini solari, KamLAND: scomparsa di ν_e associata con Δ_{12}, mixing grande ($\theta_{12} \approx 34°$)**
2. **Neutrini atmosferici : scomparsa di ν_μ associata con Δ_{23}, mixing grande ($\theta_{23} \approx 45°$)**
3. **Esperimento CHOOZ: nessuna evidenza per scomparsa di $\bar{\nu}_e$ associata con Δ_{23}**

Conseguenze dell'esperimento CHOOZ sulla matrice di mixing

Evoluzione di un ν_e a distanza *L* dalla sorgente:

$$\nu(L) = U_{e1}\nu_1 e^{-iE_1 L} + U_{e2}\nu_2 e^{-iE_2 L} + U_{e3}\nu_3 e^{-iE_3 L}$$

Probabilità di scomparsa di ν_e:

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \left|\left\langle \nu_\mu \middle| \nu(L) \right\rangle\right|^2 - \left|\left\langle \nu_\tau \middle| \nu(L) \right\rangle\right|^2$$

Ipotesi (per semplificare le formule): simmetria CP $\Rightarrow$ matrice di mixing REALE

$$\left\langle \nu_\mu \middle| \nu(L) \right\rangle = e^{-iE_1 L}\left(U_{e1}U_{\mu 1} + U_{e2}U_{\mu 2}e^{-i(E_2-E_1)L} + U_{e3}U_{\mu 3}e^{-i(E_3-E_1)L}\right)$$

Ricordare: per *E* >> *m*

$$E_i - E_k \approx \frac{m_i^{\,2} - m_k^{\,2}}{2E}$$

Ignorando la fase *exp(–iE$_1$L)* :

$$\left\langle \nu_\mu \middle| \nu(L) \right\rangle = U_{e1}U_{\mu 1} + U_{e2}U_{\mu 2}e^{-i\frac{\Delta_{12}}{2E}L} + U_{e3}U_{\mu 3}e^{-i\frac{\Delta_{13}}{2E}L}$$

Nelle condizioni dell'esperimento CHOOZ <*E*> ≈ 3 MeV , *L* ≈ 1000 m

$$\frac{\Delta_{12}}{2E}L << 1 \Rightarrow e^{-i\frac{\Delta_{12}}{2E}L} \approx 1$$

$$\Delta_{13} = m_3^{\ 2} - m_1^{\ 2} = m_3^{\ 2} - m_2^{\ 2} + m_2^{\ 2} - m_1^{\ 2} = \Delta_{23} + \Delta_{12}$$

$$e^{-i\frac{\Delta_{13}}{2E}L} = e^{-i\frac{\Delta_{12}+\Delta_{23}}{2E}L} = e^{-i\frac{\Delta_{12}}{2E}L} e^{-i\frac{\Delta_{23}}{2E}L} \approx e^{-i\frac{\Delta_{23}}{2E}L}$$

$$\Rightarrow \langle \nu_\mu | \nu(L) \rangle = U_{e1}U_{\mu 1} + U_{e2}U_{\mu 2} + U_{e3}U_{\mu 3} e^{-i\frac{\Delta_{23}}{2E}L}$$

La matrice di mixing è UNITARIA: $U_{e1}U_{\mu 1} + U_{e2}U_{\mu 2} + U_{e3}U_{\mu 3} = 0$

$$\langle \nu_\mu | \nu(L) \rangle = U_{e3}U_{\mu 3}\left(e^{-i\frac{\Delta_{23}}{2E}L} - 1 \right)$$

In modo analogo si dimostra che

$$\langle \nu_\tau | \nu(L) \rangle = U_{e3}U_{\tau 3}\left(e^{-i\frac{\Delta_{23}}{2E}L} - 1 \right)$$

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \left|\langle \nu_\mu | \nu(L) \rangle\right|^2 - \left|\langle \nu_\tau | \nu(L) \rangle\right|^2 = 1 - U_{e3}{}^2 (U_{\mu 3}{}^2 + U_{\tau 3}{}^2) \left| e^{-i\frac{\Delta_{23}}{2E}L} - 1 \right|^2$$

$$= 1 - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\Delta_{23} \frac{L}{4E}\right)$$

Limite CHOOZ : $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ per $\Delta_{23} \approx 2.5 \times 10^{-3}$ eV^2 $\Rightarrow$ $\theta_{13} < 11.5°$

Matrice di mixing compatibile
con i parametri di oscillazione misurati

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(34^0) & \sin(34^0) & 0 \\ -\sin(34^0)/\sqrt{2} & \cos(34^0)/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \\ \sin(34^0)/\sqrt{2} & -\cos(34^0)/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix}$$

< 0.2
limite
esperimento
CHOOZ

Condizione di Unitarietà: $\sum_m \mathbf{U}_{im} (\mathbf{U}_{mk})^* = \delta_{ik}$

Oscillazioni dei ν_e solari nell'ipotesi U_{e3} =0

(compatibile con il risultato negativo dell'esperimento CHOOZ)

$$\nu(L) = U_{e1}\nu_1 e^{-iE_1 L} + U_{e2}\nu_2 e^{-iE_2 L}$$

Probabilità di scomparsa di ν_e:

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \left|\left\langle \nu_\mu \middle| \nu(L) \right\rangle\right|^2 - \left|\left\langle \nu_\tau \middle| \nu(L) \right\rangle\right|^2$$

$$\left\langle \nu_\mu \middle| \nu(L) \right\rangle = U_{e1}U_{\mu 1} + U_{e2}U_{\mu 2} e^{-i\frac{\Delta_{12}}{2E}L}$$

$$\left\langle \nu_\tau \middle| \nu(L) \right\rangle = U_{e1}U_{\tau 1} + U_{e2}U_{\tau 2} e^{-i\frac{\Delta_{12}}{2E}L}$$

θ_{23} = 45º $\rightarrow$ sin(θ_{23}) = cos(θ_{23}) $\Rightarrow$ $\boxed{\left\langle \nu_\mu \middle| \nu(L) \right\rangle = -\left\langle \nu_\tau \middle| \nu(L) \right\rangle}$

$\Rightarrow$ **I ν_e solari oscillano in ν_μ e ν_τ con probabilità uguali**

Violazione CP nel mixing di tre neutrini

Violazione CP : $\mathcal{P}_{osc}(\nu_\alpha - \nu_\beta) \neq \mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_\alpha - \bar{\nu}_\beta)$

Invarianza CPT: $\mathcal{P}_{osc}(\nu_\alpha - \nu_\beta) = \mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_\beta - \bar{\nu}_\alpha)$ $(\alpha, \beta = e, \mu, \tau)$

$\Rightarrow$ $\mathcal{P}_{osc}(\nu_\alpha - \nu_\alpha) = \mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_\alpha - \bar{\nu}_\alpha)$ **(invarianza CPT)**

$\Rightarrow$ **La violazione CP nelle oscillazioni di neutrini può essere misurata soltanto in esperimenti di apparizione**

Misura del segno della carica elettrica del leptone prodotto

CRUCIALE per separare ν da $\bar{\nu}$ in fasci di neutrini da acceleratori.

La misura del segno della carica elettrica richiede un rivelatore con campo magnetico (tipo MINOS). In un rivelatore di grande massa e densità, questo e' possibile soltanto per muoni

$\nu_e \Rightarrow$ elettrone $\Rightarrow$ sciame elettromagnetico composto di e^+, e^- , γ

$\Rightarrow$ perdita dell'informazione sulla carica elettrica dell'elettrone primario;

$\nu_\tau \Rightarrow \tau$: misura del segno della carica del τ possibile soltanto per decadimenti $\tau \rightarrow \mu$ (~18%)

Violazione CP nelle oscillazioni $\nu_e - \nu_\mu$

Definizione: $\mathcal{P}_{e\mu} \equiv \mathcal{P}_{osc}(\nu_e - \nu_\mu)$; $\overline{\mathcal{P}}_{e\mu} \equiv \mathcal{P}_{osc}(\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu)$

$$\mathcal{P}_{e\mu} = A\sin^2(1.27\Delta_{23}\frac{L}{E}) + B\sin^2(1.27\Delta_{12}\frac{L}{E}) + C\cos(\delta - 1.27\Delta_{23}\frac{L}{E})\sin(1.27\Delta_{23}\frac{L}{E})\sin(1.27\Delta_{12}\frac{L}{E})$$

$$\overline{\mathcal{P}}_{e\mu} = A\sin^2(1.27\Delta_{23}\frac{L}{E}) + B\sin^2(1.27\Delta_{12}\frac{L}{E}) + C\cos(-\delta - 1.27\Delta_{23}\frac{L}{E})\sin(1.27\Delta_{23}\frac{L}{E})\sin(1.27\Delta_{12}\frac{L}{E})$$

$$A = (\sin\theta_{23}\,\sin 2\theta_{13})^2$$
$$B = (\cos\theta_{23}\,\sin 2\theta_{12})^2$$
$$C = \cos\theta_{13}\,\sin 2\theta_{12}\,\sin 2\theta_{13}\,\sin 2\theta_{23}$$

Termini che violano CP (nota il segno della fase δ)

La violazione CP nelle oscillazioni $\nu_e - \nu_\mu$ è misurabile solo se $\theta_{13} \neq 0$ e l'esperimento è sensibile simultaneamente a Δ_{12} and Δ_{23}

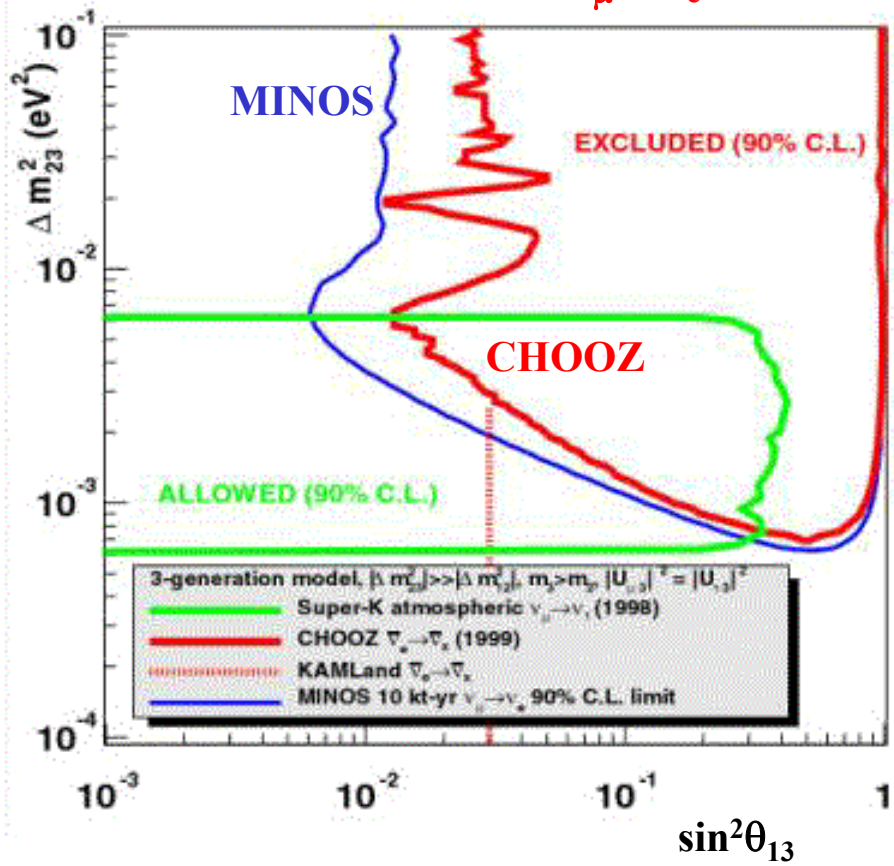
Misura di θ_{13} : nuove ricerche di oscillazioni ν_e più sensibili a θ_{13} dell'esperimento CHOOZ

Ricerche di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$ di grande sensibilità: distanza rivelatore $L \approx \frac{1}{2}\lambda_{23}$
$\Rightarrow$ fasci di neutrini di bassa energia (1 – 2 GeV) per i rivelatori esistenti

K2K: flusso neutrini insufficiente malgrado la grande massa del rivelatore (Super-K)

CNGS: programma ottimizzato per apparizione di ν_τ (energia fascio >> soglia per produzione di τ, troppo alta per una ricerca di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$), assenza di rivelatore vicino per misurare la contaminazione di ν_e alla produzione

MINOS: sensibilità prevista alle oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$ appena superiore a CHOOZ



Esperimenti di scomparsa di $\bar{\nu}_e$ in preparazione

(con rivelatore vicino per misurare direttamente il flusso di $\bar{\nu}_e$)

DOUBLE-CHOOZ (con rivelatore vicino identico al rivelatore lontano)

Costruzione del sito per il rivelatore vicino non ancora iniziata

Daya Bay (in Cina, sulla costa orientale 55 km a Nord Est di Hong Kong)

Due centrali nucleari a 1100 m di distanza:

Daya Bay (due reattori vicini, 2 x 2.9 GW)

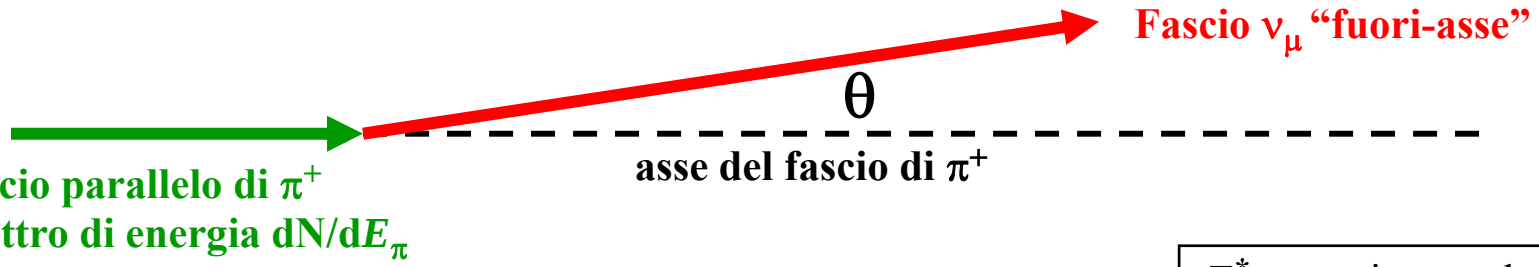
Ling Ao (due reattori vicini, 2 x 2.9 GW + 2 in costruzione)

Potenza termica totale 17.4 GW dopo il 2010

8 rivelatori identici a scintillatore liquido (tipo CHOOZ) in 8 siti diversi

(4 vicini, 4 a ~2 km dai reattori)

Fasci quasi – monoenergetici di neutrini "fuori–asse"



Energia ν_μ ad angolo θ <u>fissato</u>:
(si ricava facilmente utilizzando le trasformazioni di Lorentz)

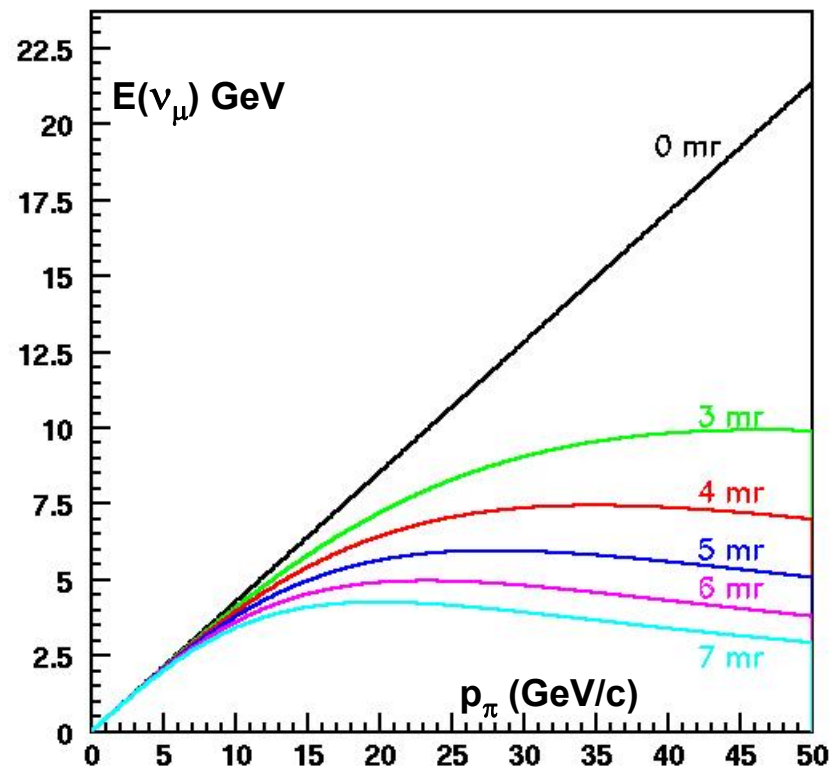
$$E = \frac{E^*}{\gamma_\pi (1 - \beta_\pi \cos\theta)}$$

E^*: energia ν_μ nel sistema di riposo del π^+ (0.03 GeV)
$\gamma_\pi = E_\pi / m_\pi$
$\beta_\pi = v_\pi / c$

Decadimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
Dipendenza dell'energia del ν_μ dall'impulso del π^+ variando l'angolo θ del ν_μ

Per angoli θ > 0 è possibile ottenere fasci di neutrini arricchiti in neutrini monoenergetici ma con flusso ridotto per un fattore ~4

Neutrini monoenergetici:
segnale d'oscillazione massimo per $L = \lambda_{osc} / 2$



Esperimenti di apparizione $\nu_\mu - \nu_e$ di grande sensibilità ($\mathcal{P}_{osc} \propto \sin^2 2\theta_{13}$)

J-PARC: sincrotrone a protoni da 50 GeV di alta intensità in costruzione a Tokay (Giappone)

Inizio funzionamento previsto per il 2010.

Misura di $\sin^2\theta_{13}$ con alta sensibilità mediante fascio di neutrini diretto al rivelatore Super-K (L = 270 km) (experimento T2K)

NOνA: esperimento approvato nel 2008 al Fermilab a 810 km di distanza,

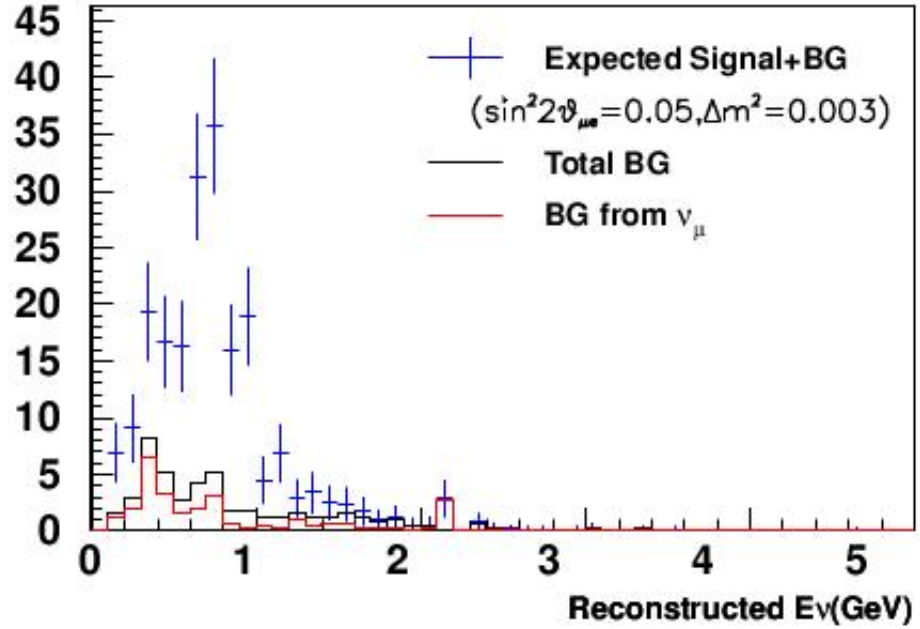
a 12 km dall'asse del fascio (θ = 14.8 mr), in superficie

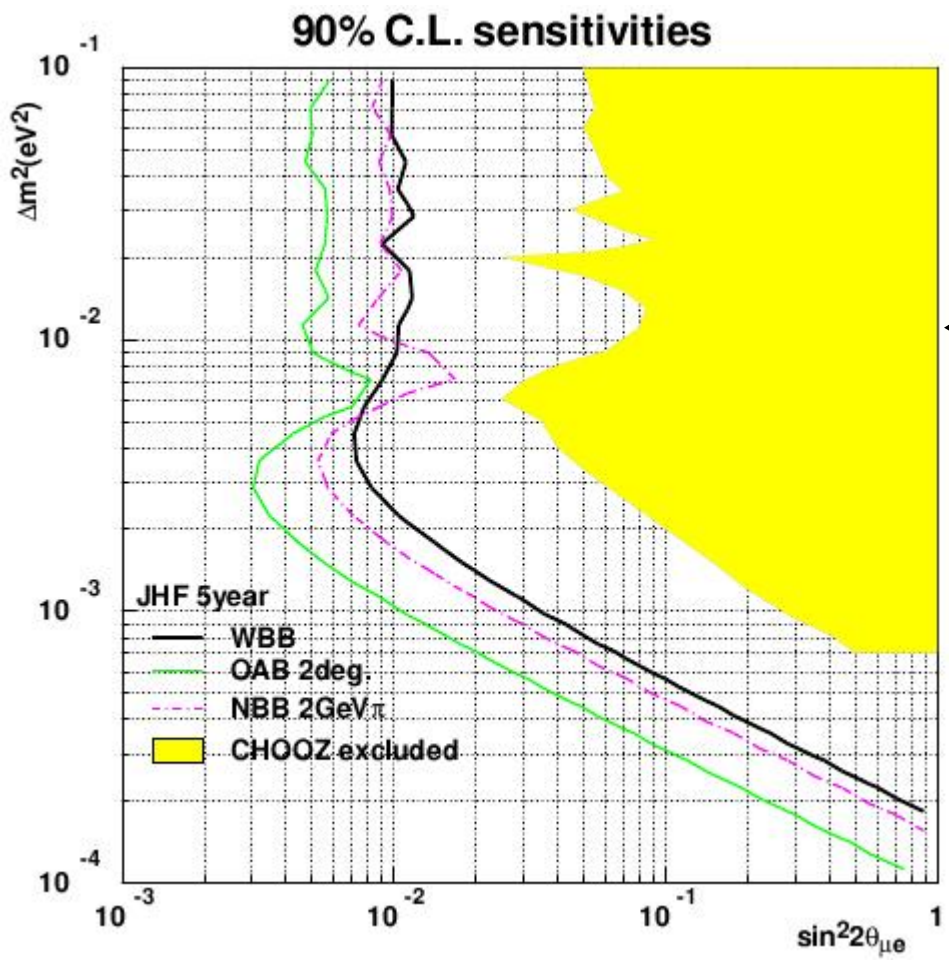
30,000 tonnellate di scintillatore liquido contenuto in tubi rettangolari

di plastica, 3.9 x 6 x 1500 cm

Ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nell'esperimento J-PARC Previsioni (simulazioni)

Distribuzione eventi $\nu_e \rightarrow e^-$ dopo 5 anni di presa-dati con fascio fuori-asse, θ = 2º





Sensibilità (limite ottenuto se N(eventi ν_e) = N(eventi di fondo)

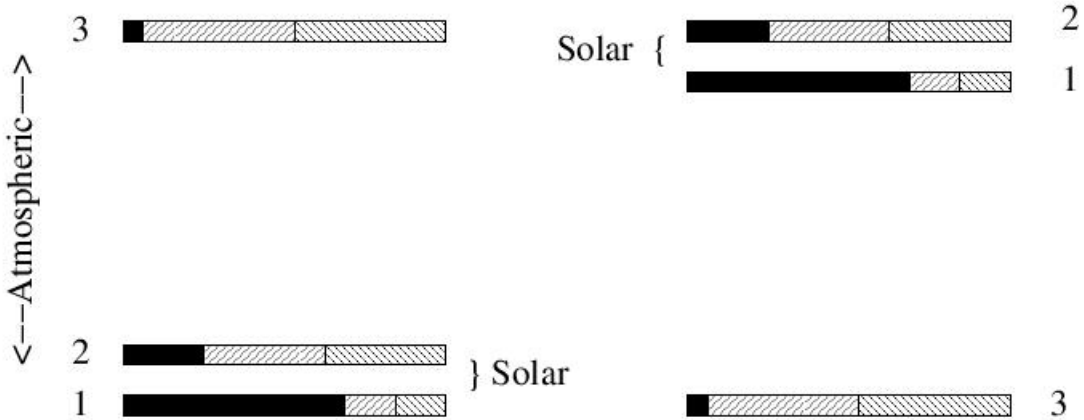
NOTA:

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}) = \sin^2(2\theta_{13})\sin^2(\theta_{23}) = \frac{1}{2}\sin^2(2\theta_{13})$$

(θ_{23} = 45º)

Osservazione di un segnale di oscillazione $\mu_\nu \rightarrow \nu_e$ associato con Δ_{23}:

- $\theta_{13} > 0$
- **misura possibile del segno di $\Delta_{23} = m_3^2 - m_2^2$**
  $\rightarrow$ discriminazione tra "spettro normale" e "spettro invertito" degli autostati di massa dei neutrini



spettro normale **spettro invertito**

Effetti di materia nell'attraversare la crosta terrestre:

$$\tan 2(\theta_{\mu e})_{materia} = \frac{\Delta m_{23}^{\ 2} \sin 2\theta_{\mu e}}{\Delta m_{23}^{\ 2} \cos 2\theta_{\mu e} - \xi}$$

$$\xi \equiv 2EV_W \approx 1.526 \times 10^{-7} \frac{Z}{A} \rho E \quad [\mathrm{eV}^2]$$

(ρ in g/cm^3, E in MeV)

Spettro normale: $\mathcal{P}(\nu_\mu - \nu_e)$ aumenta ; $\mathcal{P}(\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e)$ diminuisce;

Spettro invertito: $\mathcal{P}(\nu_\mu - \nu_e)$ diminuisce ; $\mathcal{P}(\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e)$ aumenta.

La misura della violazione della simmetria CP nelle oscillazioni di neutrini richiede fasci di neutrini almeno 100 volte più intensi dei fasci esistenti.

<u>FABBRICA DI NEUTRINI</u>: anello magnetico per muoni con sezioni diritte lunghe dirette verso rivelatori di neutrini a grande distanza. N(μ): $\geq 10^{21}$ per anno

<u>Componenti di una Fabbrica di Neutrini</u>:

- **Acceleratore a protoni di alta intensità (fino a 10^{15} protoni/s, energia qualche GeV) ;**
- **Canale magnetico solenoidale di grande apertura a valle del bersaglio dei protoni per cattura dei $\pi^{\pm}$ prodotti nel bersaglio e dei $\mu^{\pm}$ da decadimento dei $\pi^{\pm}$;**
- **Raffreddamento dei muoni ("cooling") per ridurre la divergenza angolare del fascio e l'intervallo d'impulsi;**
- **Due o più acceleratori per muoni in serie;**
- **Un anello magnetico per muoni con sezioni diritte lunghe.**

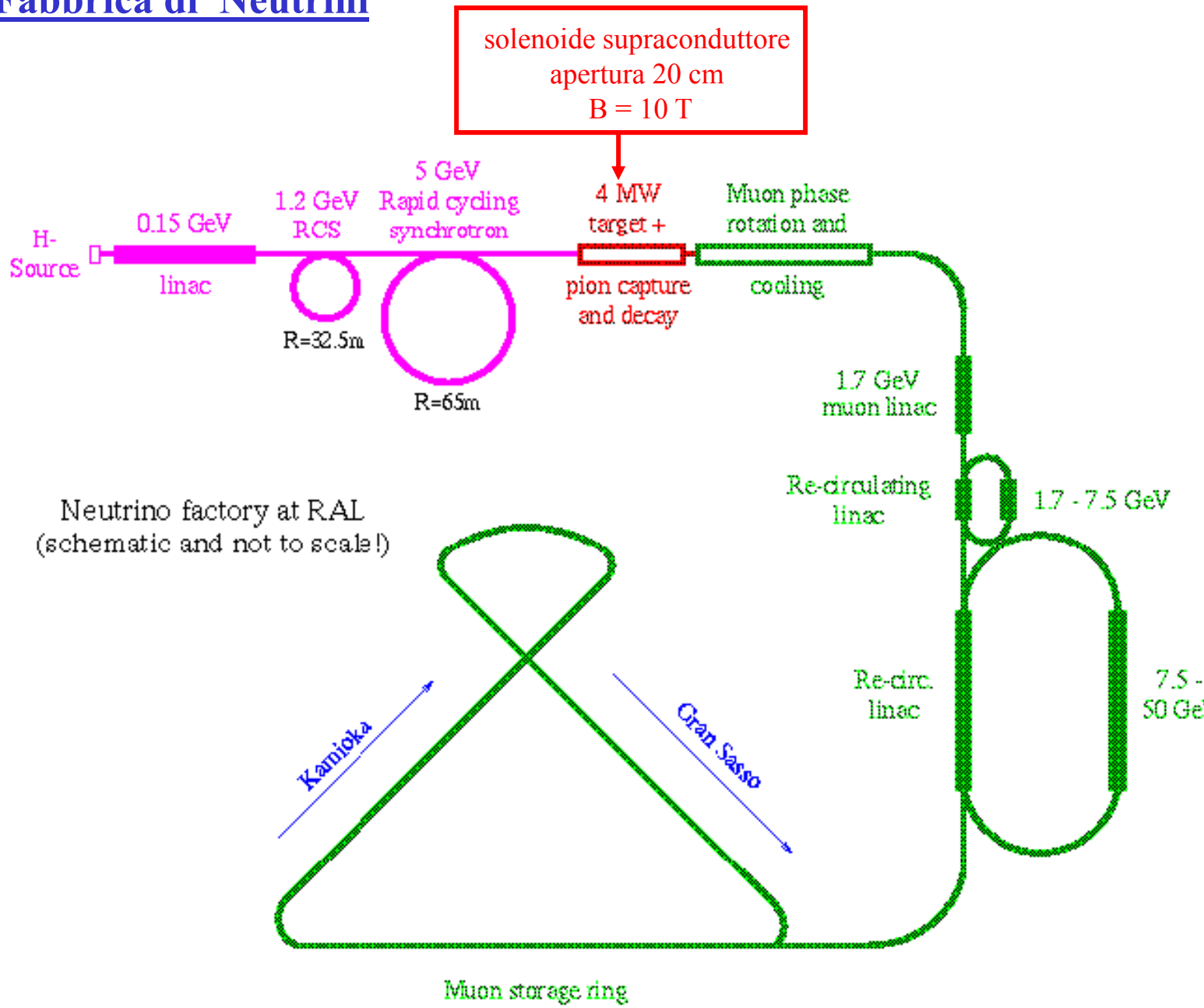
μ^+ circolanti nell'anello $\Rightarrow$ fasci puri di $\bar{\nu}_\mu$, ν_e

μ^- circolanti nell'anello $\Rightarrow$ fasci puri di ν_μ , $\bar{\nu}_e$

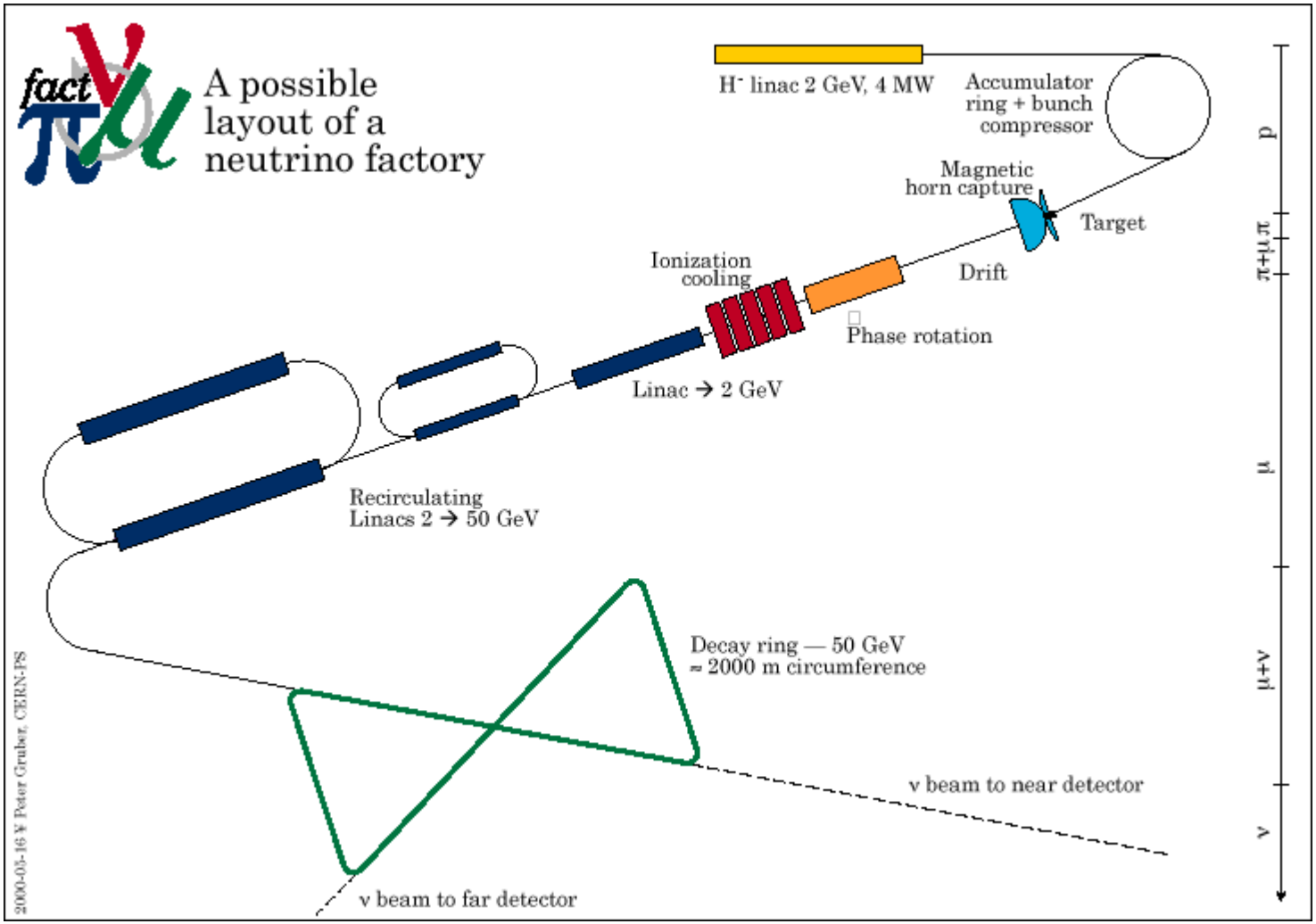
Flussi e spettri d'energia calcolabili con precisione dalla cinematica del decadimento μ

Studio delle oscillazioni $\nu_e - \nu_\mu$: rivelazione di muoni di "segno sbagliato" (carica opposta a quella dei muoni circolanti) $\Rightarrow$ RIVELATORE MAGNETICO

Schema di una Fabbrica di Neutrini

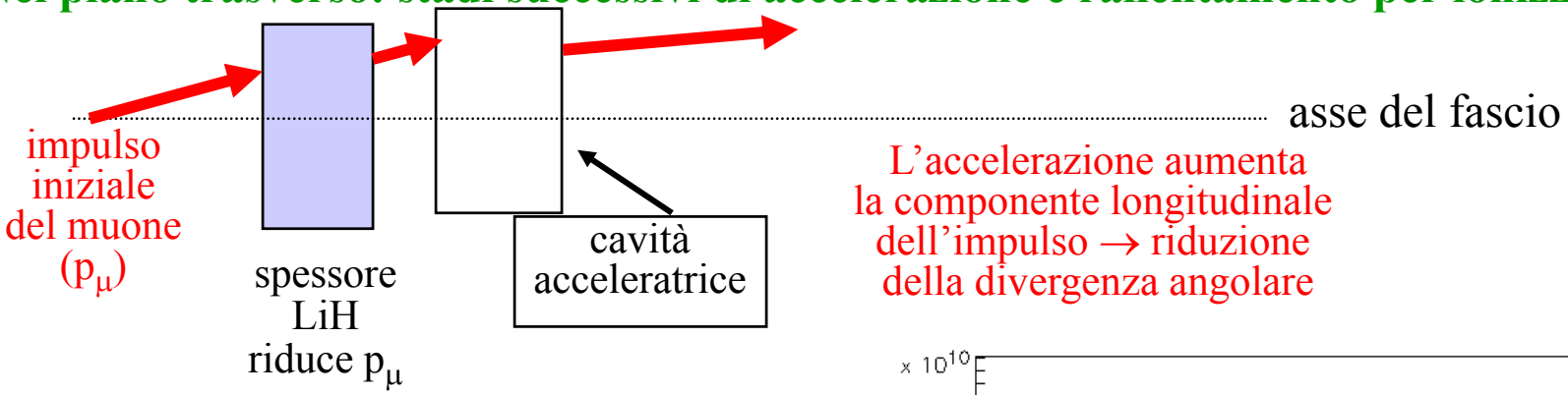


Schema alternativo di una fabbrica di neutrini



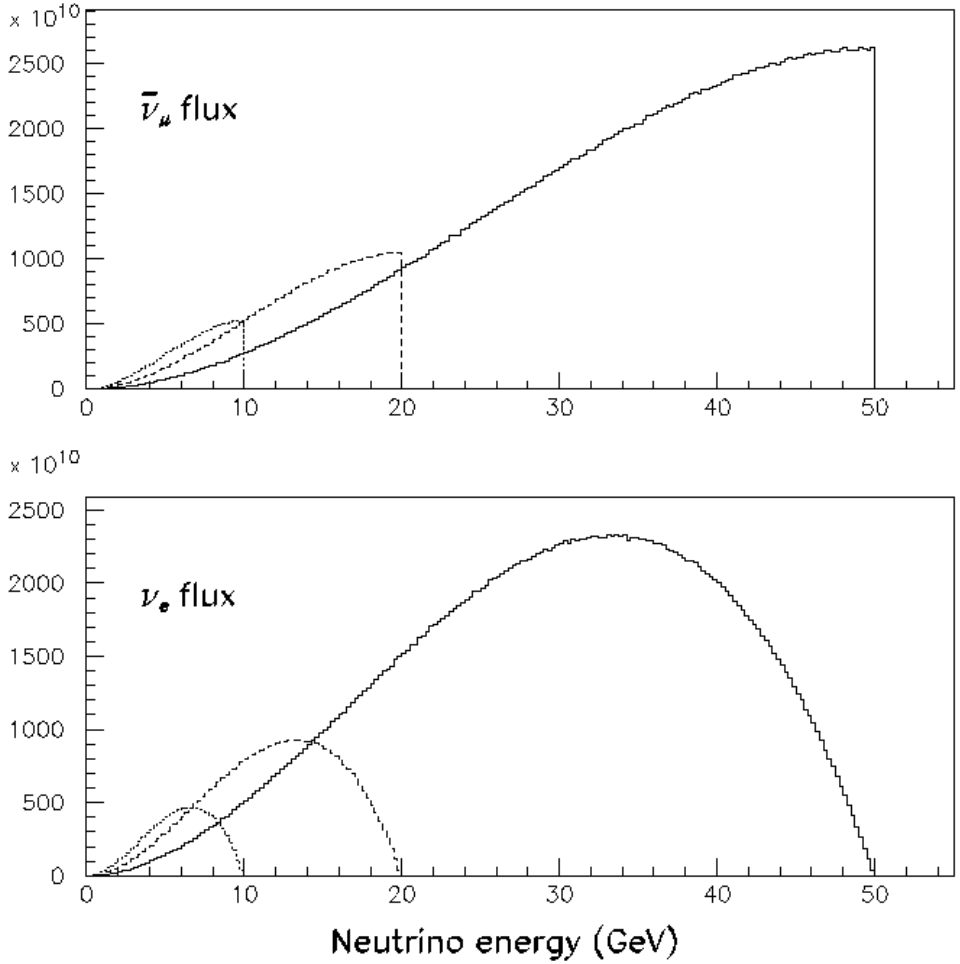
Raffreddamento ("cooling") dei muoni

Nel piano trasverso: stadi successivi di accelerazione e rallentamento per ionizzazione



Riduzione dell'intervallo di impulsi:
Cavità acceleratrice con campo elettrico modulato:
Campo debole per muoni in anticipo (rapidi);
Campo forte per muoni in ritardo (lenti)

Flussi previsti
(neutrini / (anno x 0.25 GeV)
Diametro rivelatore 10 m
Distanza *L* = 732 km;
μ^+ , E_μ = 10, 20, 50 GeV



Misura della violazione CP con una Fabbrica di Neutrini

Problema n. 1: la sensibilità decresce rapidamente con θ_{13}

assenza di effetti misurabili per $\theta_{13} < 1°$

Problema n. 2: Distanza ottimale per misurare la fase δ : $L \approx 2000 - 4000$ km

→ il fascio di neutrini attraversa la crosta terrestre

Effetti di materia: segno opposto per neutrini e antineutrini

→ violazione apparente di CP

Soluzione del problema n. 2: Effetti di materia e violazione CP nella matrice di mixing hanno dipendenze diverse da *E* and *L* → esperimenti con due rivelatori a distanze diverse, studio della violazione CP in funzione di *E*

Numero di eventi per anno previsto in un rivelatore di 40 kton.
per 2.5×10^{20} decadimenti μ^+ nella sezione diritta
di una Fabbrica di Neutrini da 50 GeV

L [km]	$\bar{\nu}_\mu N \to \mu^+ X$	$\nu_e N \to e^- X$	$\nu N \to \nu X$
730	8.8×10^6	1.5×10^7	8×10^6
3500	3×10^5	6×10^5	3×10^5
7000	3×10^4	1.3×10^5	5×10^4

Fasci "beta"

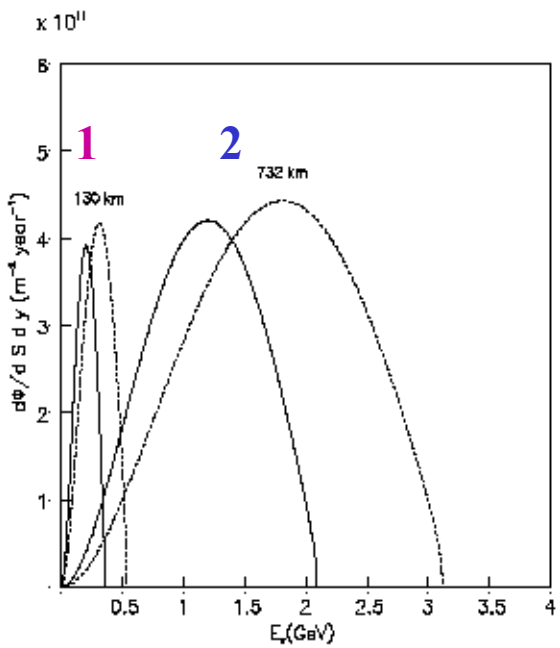
Una nuova idea per realizzare una fabbrica di neutrini (P. Zucchelli, 2001)

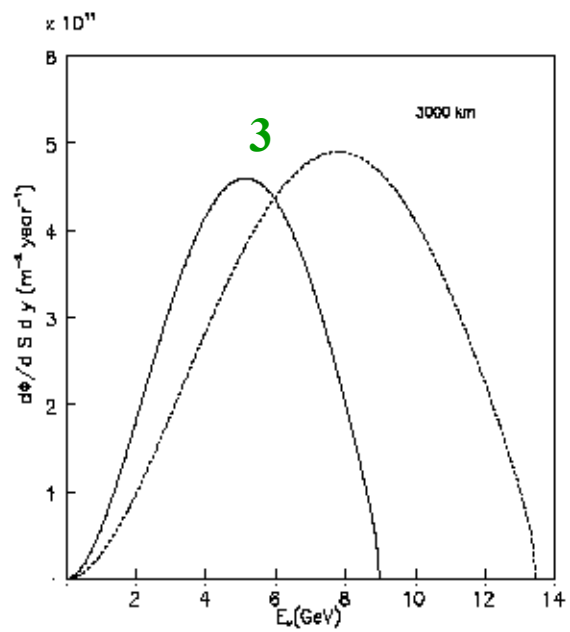
- **Produzione di fasci intensi di isotopi radioattivi (decadimento β)**
- **Accelerazione e iniezione in un anello magnetico con sezioni diritte lunghe**

$$He^6 \rightarrow Li^6 + e^- + \bar{\nu}_e \quad : \qquad E_{max}(\bar{\nu}_e) = 3.5 \text{ MeV} ; \tau_{1/2} = 0.807 \text{ s}$$
$$Ne^{18} \rightarrow F^{18} + e^+ + \nu_e : \qquad E_{max}(\nu_e) = 3.4 \text{ MeV}; \tau_{1/2} = 1.672 \text{ s}$$

Configurazioni sperimentali studiate:

1. **Accelerazione: $\gamma = 60$ (He^6), $= 100$ (Ne^{18}). L = 130 km (CERN – Tunnel Frejus)**
2. **Accelerazione: $\gamma = 350$ (He^6), $= 580$ (Ne^{18}). L = 732 km (CERN – Gran Sasso)**
3. **Accelerazione: $\gamma = 1500$ (He^6), $= 2500$ (Ne^{18}). L = 3000 km (CERN – ?)**





Frequenza eventi tipica: 10 – 800 per anno per un rivelatore di 1000 tonn.

CONCLUSIONI

- **Evidenza di oscillazioni dallo studio di neutrini solari e atmosferici $\Rightarrow$ evidenza del mixing di neutrini**
- **Massa dei neutrini: se $m_1 << m_2 << m_3$ (in analogia con i leptoni carichi), masse molto piccole: $m_2 \approx 9\text{x}10^{-3}$ eV, $m_3 \approx 5\text{x}10^{-2}$ eV**
- **Schemi alternativi: neutrini "degeneri": $|\Delta m_{ik}| << m_i, m_k$. Importanza della misura diretta di $m(\nu_e)$ e delle ricerche di doppio decadimento β senza emissione di neutrini**
- **Limite superiore alla massa dei neutrini da dati di astrofisica (non discussi in questo corso): $m_1 + m_2 + m_3 < 0.75$ eV**

- **Angoli di mixing dei neutrini > angoli di mixing dei quarks. Risultati sperimentali compatibili con mixing massimo per ν_μ atmosferici ($\theta_{23} \approx 45°$); angolo massimo di mixing per i quarks $\approx 13°$ (angolo di Cabibbo)**
- **ν_e: componenti principali ν_1 , ν_2; componente ν_3 piccola (zero?); ν_μ , ν_τ : ~50% ν_3 .**
- **Ampiezza della componente ν_3 del ν_e: misura di θ_{13} <u>cruciale</u> per definire il futuro a lungo termine della fisica dei neutrini**
- **Fabbriche di Neutrini, fasci "beta": strumenti ideali per misurare la violazione CP in fenomeni puramente leptonici. Fattibilità non dimostrata, costi certamente elevati e per ora molto incerti. Programmi R&D in corso.**