

Fisica dei Neutrini

Corso per il Dottorato di Ricerca
in Fisica delle Particelle Elementari

L. Di Lella

Pisa, 10-13 giugno 2011

- 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: oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$
 - misure dell'angolo θ_{13}
 - ricerca di violazione della simmetria CP

Bibliografia

- www.nu.to.infn.it (lista aggiornata di libri e articoli sulla fisica dei neutrini)
- **Neutrino 2010** (congresso biennale), Atene, 14 – 19 giugno 2010
<http://indico.cern.ch/conferenceTimeTable.py?confId=73981#all.detailed>
<http://www.neutrino2010.gr>

Unità di misura

$$\hbar = c = 1$$



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

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

Conversione a unità più “familiari”:

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

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

Sezioni d’urto: $[\sigma] = [E^{-2}]$

Per ottenere cm^2 moltiplicare per:

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

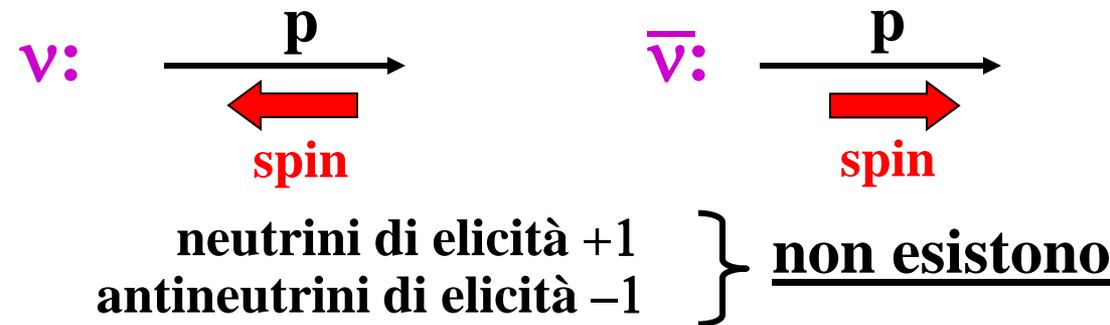
I neutrini nel Modello Standard

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

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

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

+1 (antineutrini)



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) \longrightarrow 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 : $\nu \neq \bar{\nu} \longrightarrow$ 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)

\longrightarrow numero leptonico NON conservato

Massa dei neutrini: misure dirette



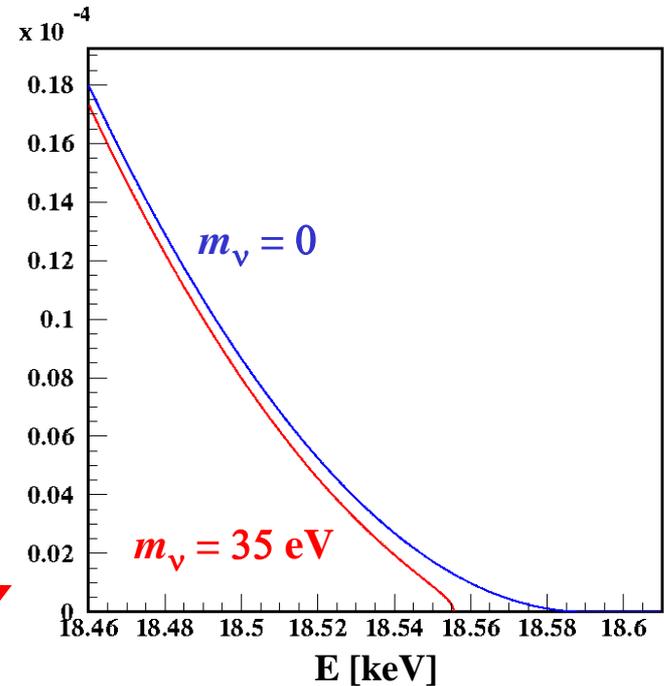
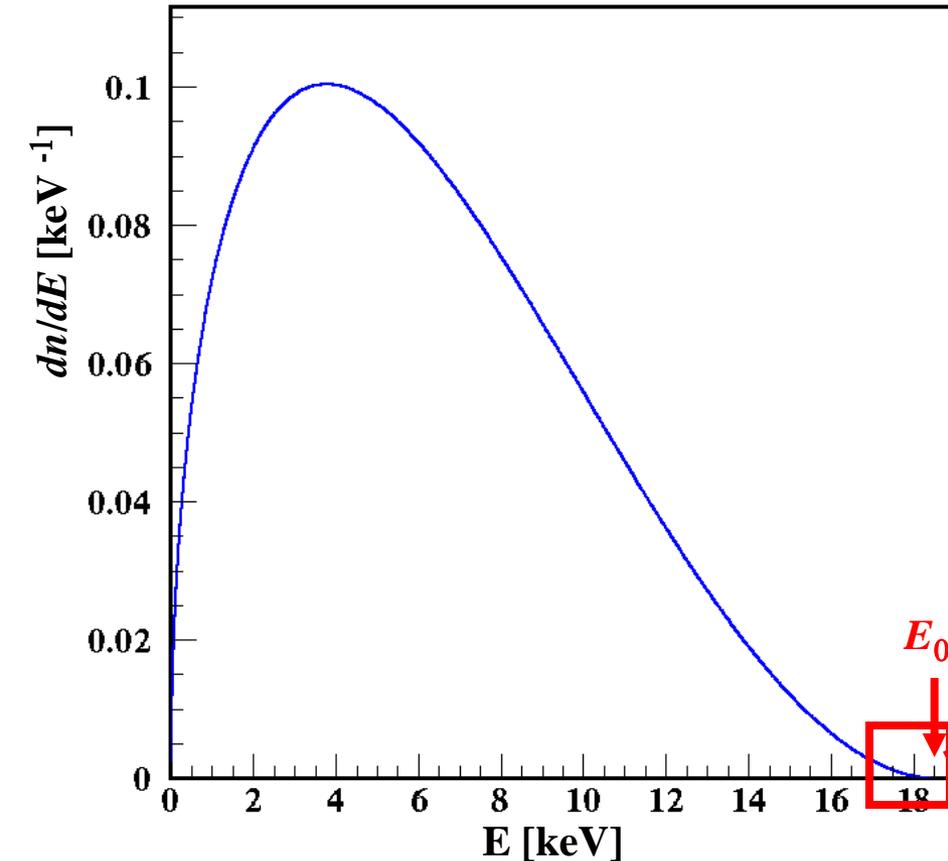
Misura dello spettro di energia degli elettroni dal decadimento β del Trizio



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

Per il Trizio: $E_0 = 18.59$ keV; $\tau_{1/2} = 12.33$ anni

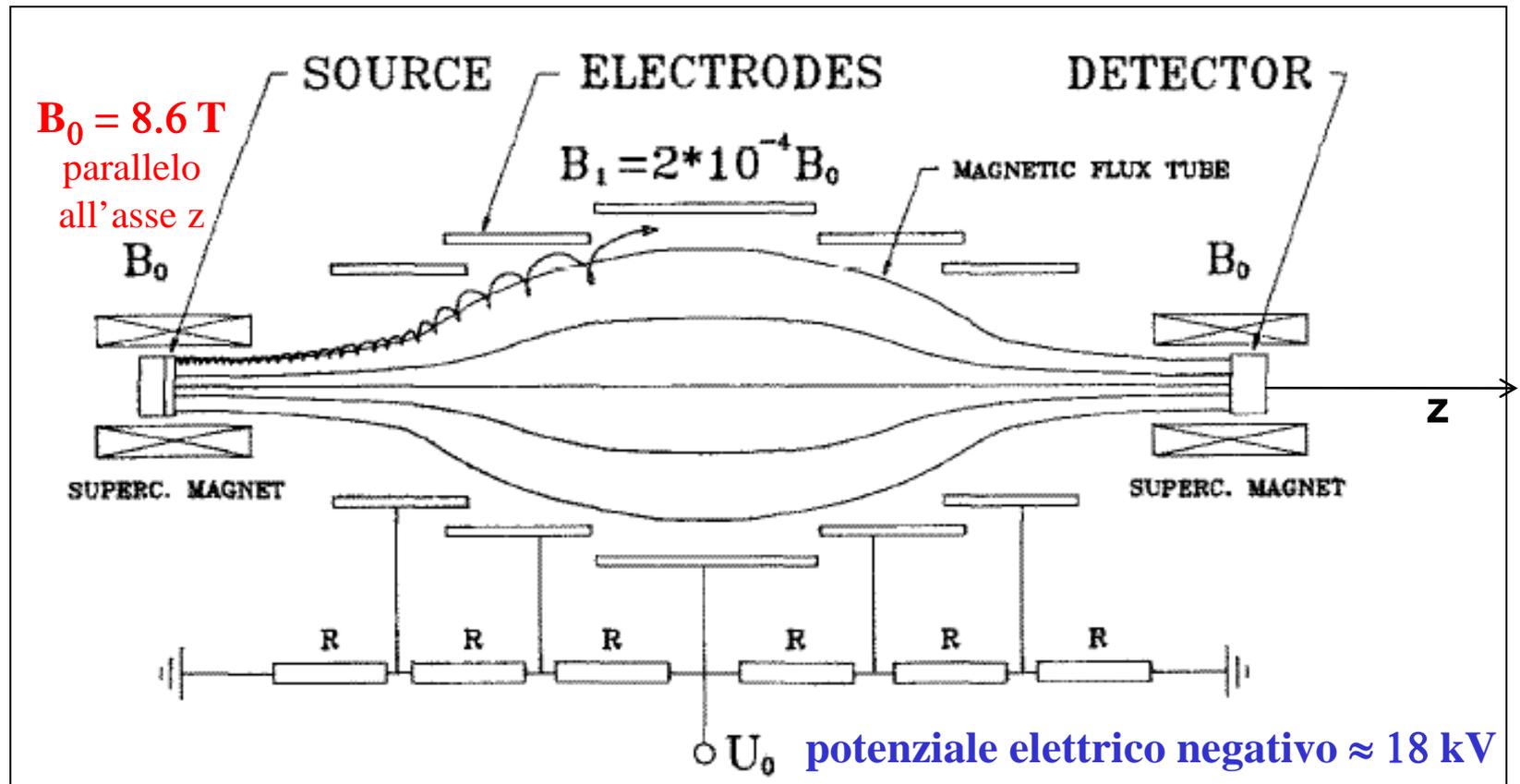
$F(Z, E)$: correzione Coulombiana calcolabile
 p : impulso dell'elettrone
 E : energia cinetica dell'elettrone
 E_0 : energia massima ("end point")



Problemi sperimentali

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

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



Velocità dell'elettrone nel campo B_0 :

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

$$v_n = \omega r = \frac{eB}{m_e} r \quad \text{(componente perpendicolare all'asse z: } r : \text{raggio di curvatura (qualche } \mu\text{m})$$

Energia dell'elettrone: $E = \frac{1}{2} m_e v^2 = \frac{1}{2} m_e v_z^2 + \frac{1}{2} m_e v_n^2 = E_z + E_n$
(costante in un campo magnetostatico)

Transizione "adiabatica" da B_0 a B_1

"Adiabatica": componente $B_n \ll B_z$ lungo tutta la traiettoria ($\text{div } \mathbf{B} = 0 \Rightarrow B_n \neq 0$)

Componente della forza di Lorentz parallela all'asse z trascurabile

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

→ momento angolare dell'elettrone rispetto all'asse z: $m_e v_n r = \text{costante}$

$$E_n = \frac{1}{2} m_e v_n^2 = \frac{1}{2} \underbrace{m_e v_n r}_{\text{costante}} \omega \quad \text{proporzionale a } \mathbf{B} \quad (\omega = eB/m_e)$$

⇒ 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:

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

Traiettorie degli elettroni trasmessi simmetriche rispetto alla barriera di potenziale

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

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

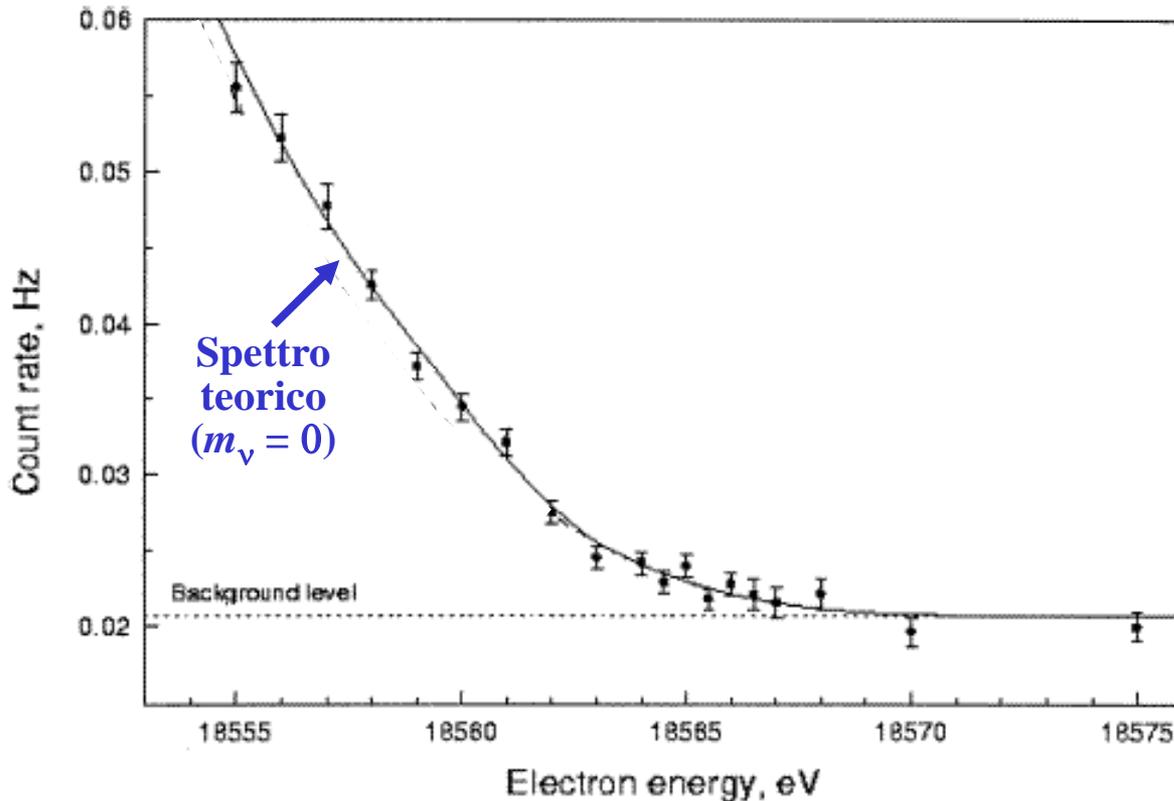
**Misura di $N(E_{\min})$ in funzione di E_{\min}
⇒ misura dello spettro**

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

Esperimento di Troitsk: V. M. Lobashev et al., Phys. Lett. **B 460** (1999) 227

Trizio gassoso, spessore sorgente 10^{17} molecole/cm²

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

(KARlsruhe TRItium Neutrino experiment)

Trizio gassoso:

spessore sorgente 5×10^{17} molecole/cm²

Spettrometro magnetico:

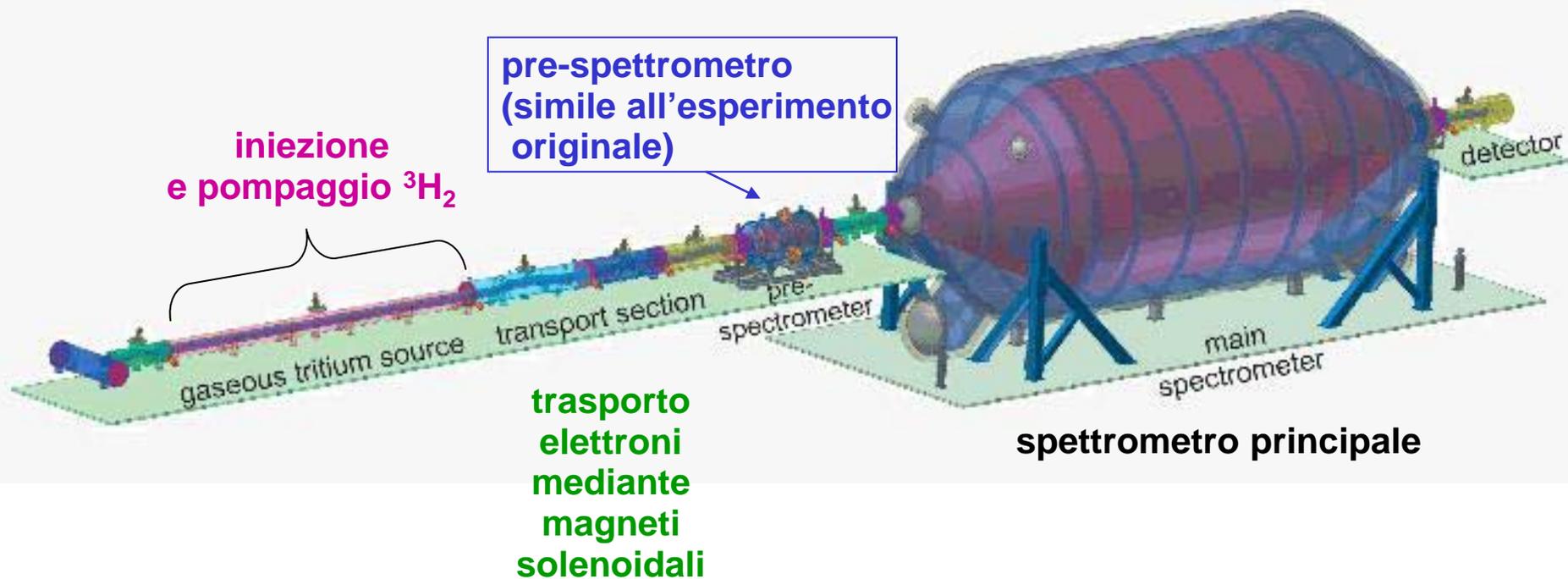
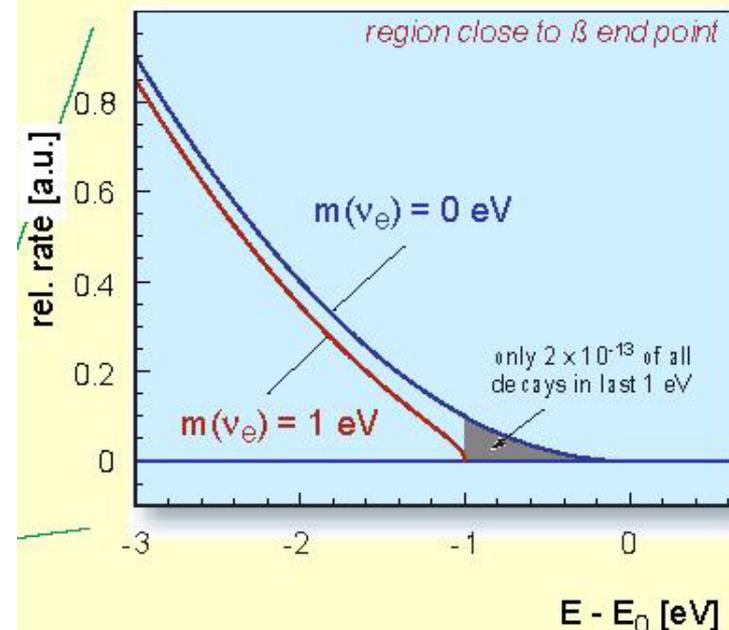
lunghezza 23.3 m, diametro 9.8 m

Risoluzione in energia ≈ 1 eV per $E = 18$ keV

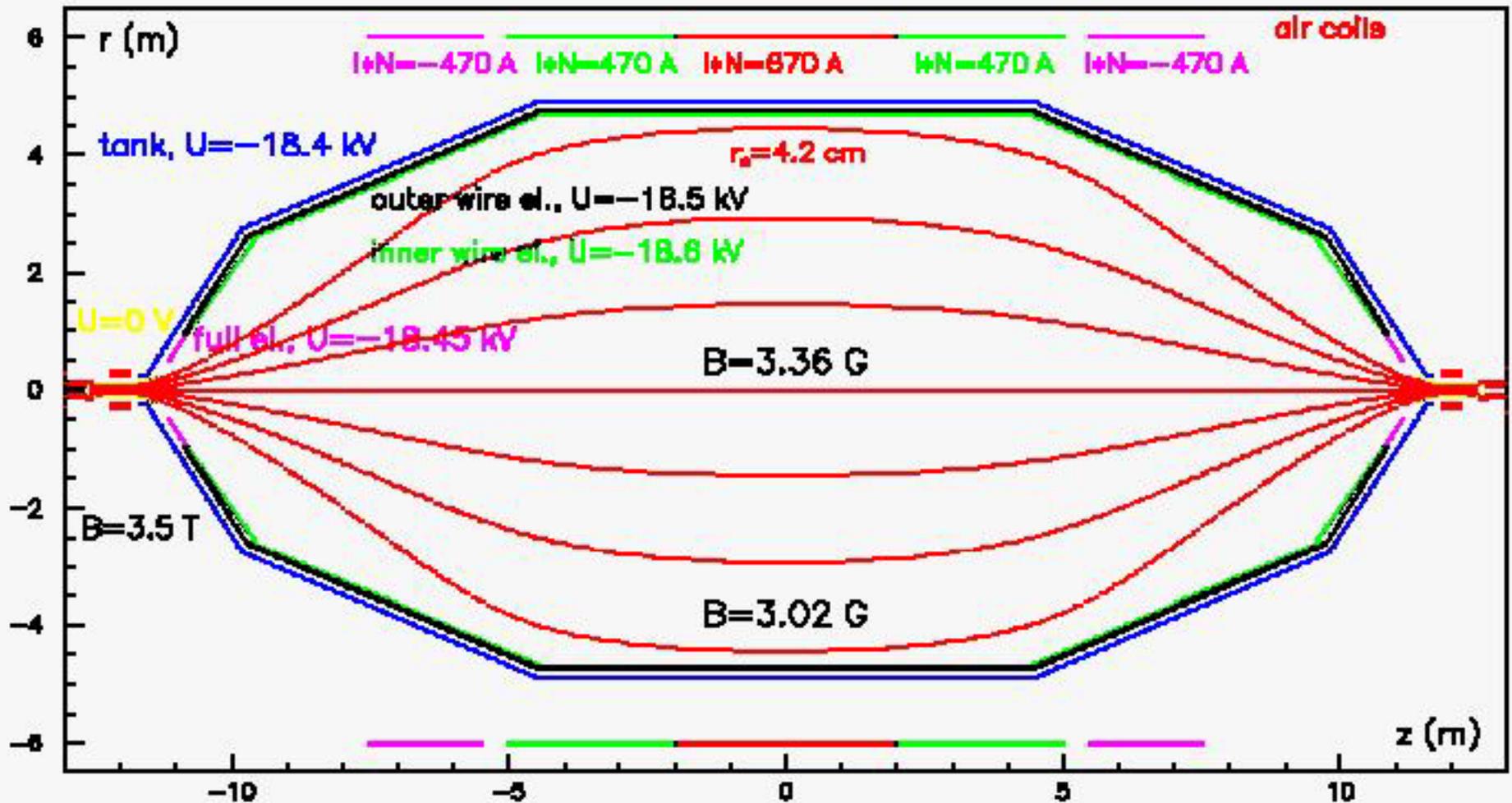
Risultati previsti dopo tre anni di misura:

per $m_\nu = 0$ limite superiore $m_\nu < 0.35$ eV;

per $m_\nu > 0$, errore statistico su $m_\nu \approx 0.08$ eV



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**





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

K. Assamagan et al., Phys. Rev. **D53** (1996) 6065

Esperimento eseguito al ciclotrone da 590 Mev del PSI, Villigen, Svizzera)

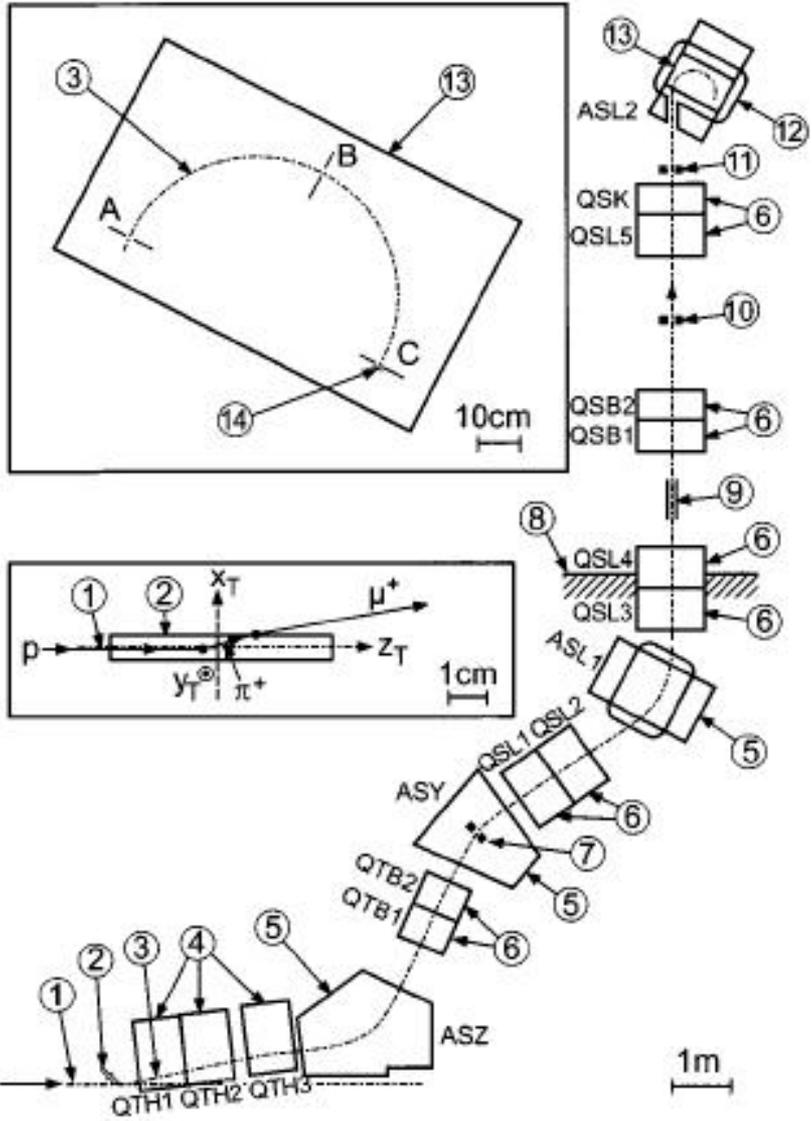


FIG. 1. Experimental setup. (1) Central trajectory of 590 MeV proton beam; (2) graphite target; (3) central trajectory of muon beam; (4) half-quadrupole magnets; (5) dipole magnets; (6) quadrupole magnets; (7) collimator defining the beam momentum acceptance; (8) concrete shielding of proton channel; (9) crossed-field particle separator; (10) lead collimator; (11) remotely movable collimator system (normally open); (12) magnetic spectrometer; (13) pole of spectrometer; (14) muon detectors (silicon microstrip and single surface-barrier detectors); A, B, C: copper collimators.

**Percorso residuo dei μ^+ in Carbonio:
 $0.15 \text{ g/cm}^2 \approx 0.86 \text{ mm}$ nel bersaglio
di grafite**

Cinematica del decadimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ a riposo:

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

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

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

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

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

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

+ misura precisa indipendente del fattore g (esperimenti $g-2$)

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

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

Contributi all'errore $\pm 0.022 \text{ MeV}^2$:
 0.021 MeV^2 da m_π **ERRORE DOMINANTE**
 0.008 da p_μ
 0.0003 da m_μ



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

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

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

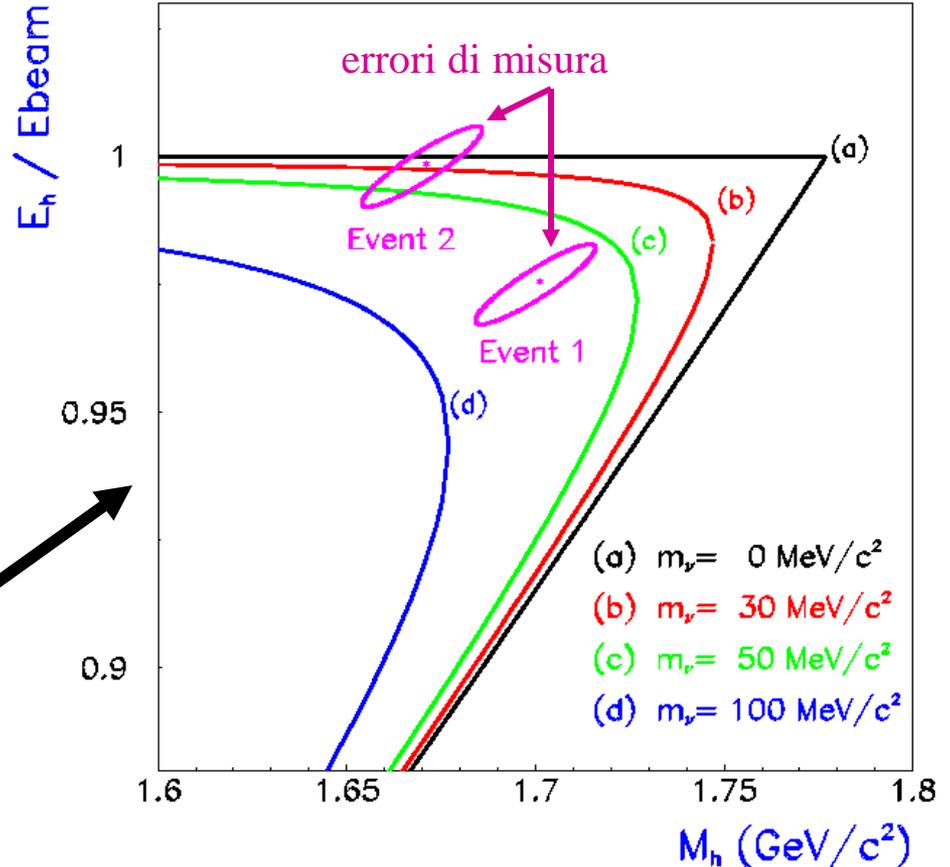
- $\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^-$ **2939 eventi**
- $\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ **52 eventi**
- $\rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ **2 eventi**

$$E_h = \sum E_\pi$$

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

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

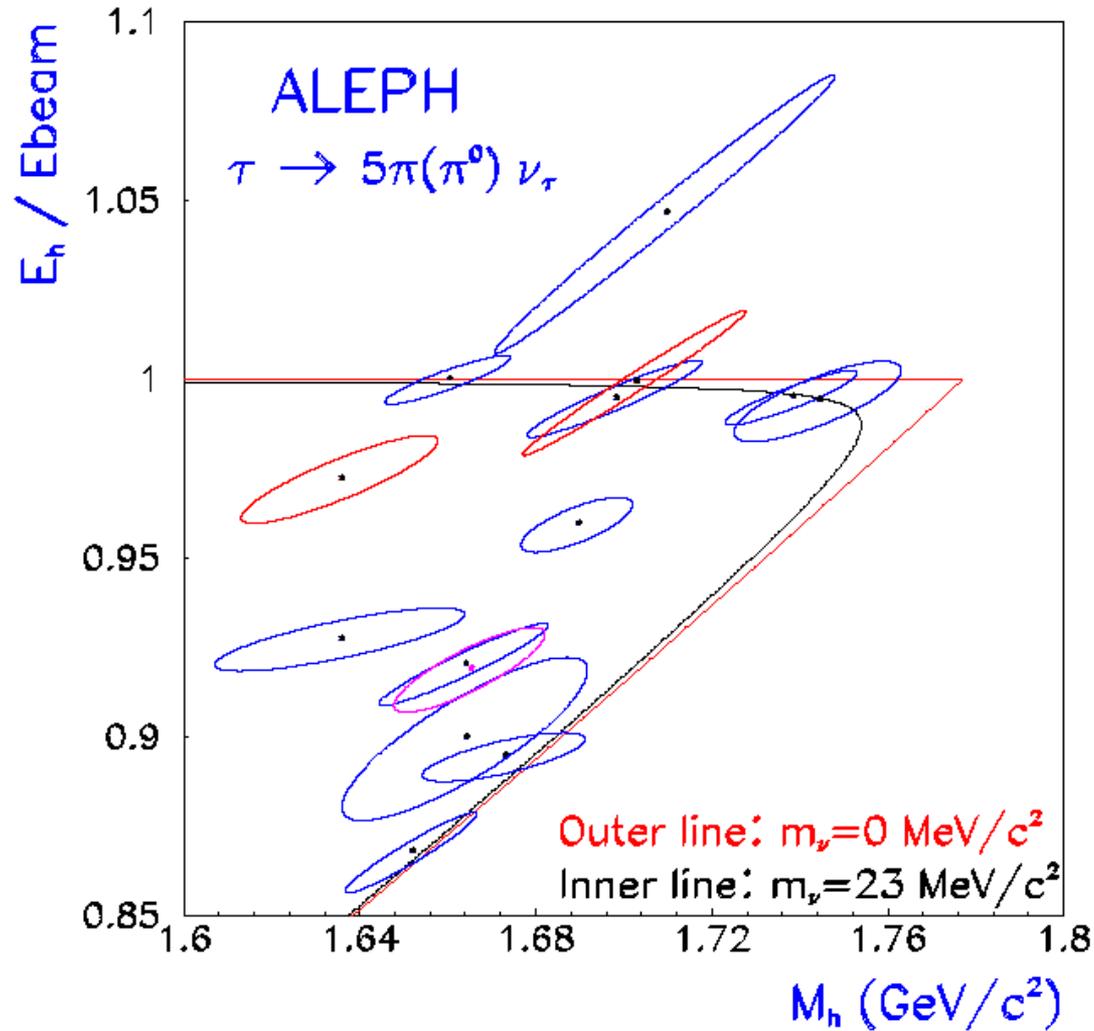
Limiti cinematici
in funzione di m_ν



$$m_\tau = 1776.84 \pm 0.17 \text{ MeV}$$

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

R. Barate et al., Europhys. Journal C2 (1998) 395



$m(\nu_\tau) < 18.2 \text{ MeV}$ (livello di confidenza 95%)

Masse dei neutrini

Interesse cosmologico

**Cosmologia del Big-Bang: l'Universo è riempito di neutrini e antineutrini
(mai rivelati sperimentalmente)**

Densità nell'Universo di oggi:

$$N(\nu + \bar{\nu}) \approx 360 \text{ cm}^{-3} = 3.6 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$$

Ogni specie di neutrino o antineutrino costituisce un gas di Fermi con $T_\nu \approx 1.9^\circ\text{K}$.

Energia media $\langle E_\nu \rangle \approx 4 \times 10^{-4} \text{ eV}$ per $m_\nu = 0$; $\langle E_\nu \rangle = m_\nu$ per $m_\nu \gg 4 \times 10^{-4} \text{ eV}$

Densità di energia: $\rho_\nu \approx 0.144 \text{ eV/cm}^3$ per $m_\nu = 0$;

$$\rho_\nu \approx 120 \sum_\nu m_\nu \text{ eV/cm}^3 \text{ per } m_\nu \gg 0.0004 \text{ eV}$$

**L'Universo è anche riempito di un fondo di fotoni isotropo (entro $\sim 10^{-5}$).
Densità e distribuzione in energia dei fotoni descritte dalla formula di Planck
per un Corpo Nero con $T = (2.725 \pm 0.001)^\circ\text{K}$**

(fondo scoperto da Penzias e Wilson nel 1965 e misurato con grande precisione
nell'ultimo decennio mediante rivelatori a bordo di satelliti artificiali)

$$\text{Densità di energia: } \rho_\gamma = 4.73 \times 10^{-3} T^4 \text{ eV/cm}^3 = 0.2608 \text{ eV/cm}^3$$

L'unità preferita in Cosmologia per misurare le densità di energia:
la “densità critica dell'Universo” ρ_c

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

$H = h \times (9.778 \times 10^9 \text{ anni})^{-1}$ parametro di Hubble (descrive l'espansione dell'Universo) ;
 $h = 0.73 \pm 0.03$ parametro di Hubble rinormalizzato ;
 G : costante di Newton

$$\rho_c = (1.05368 \pm 0.00011) \times 10^4 h^2 \text{ eV/cm}^3$$

(equivalente a ~ 6 protoni / m^3)

In unità della densità critica dell'Universo:

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\rho_\nu h^2}{\rho_c} = \frac{\sum_\nu m_\nu}{93 \text{ eV}}$$

Limiti da “best fit” di modelli cosmologici a varie osservazioni astrofisiche:

$$0.001 < \Omega_\nu < 0.05$$

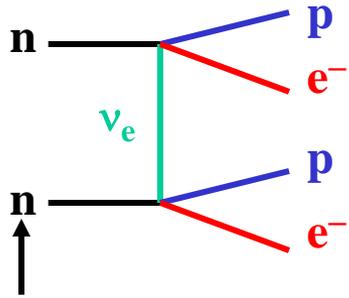
$$0.05 \text{ eV} < \sum_\nu m_\nu < 2.5 \text{ eV}$$

Doppio decadimento β senza emissione di neutrini ($\beta\beta 0\nu$)

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



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



Ampiezza di transizione $\propto G_F^2$

“Flip” di elicità del neutrino tra emissione e assorbimento

Decadimento del neutrone \rightarrow neutrini di elicità positiva;

$v_e + n \rightarrow p + e^-$ richiede neutrini di elicità negativa

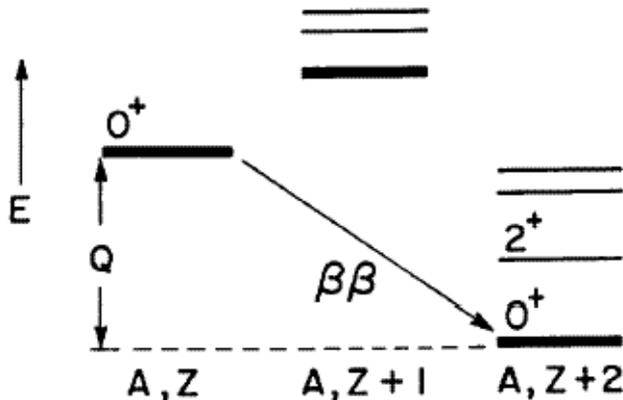
} V - A

Condizione necessaria per $\beta\beta 0\nu$: $m(v_e) > 0$

Ampiezza di transizione $\propto m(v_e)$

due neutroni
nello stesso nucleo

Scelta del nucleo



proibito dalla conservazione dell'energia

$$Q > 2m_e c^2$$

Un metodo per ricercare il decadimento $\beta\beta 0\nu$ (E. Fiorini, 1967)



Esperimento Heidelberg–Mosca:

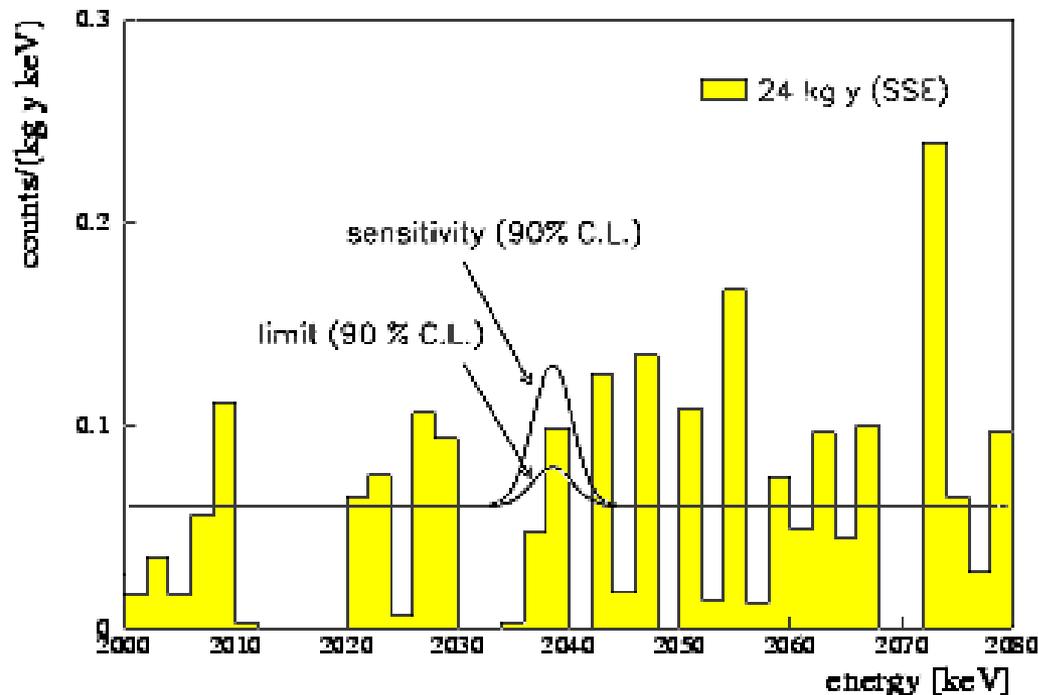
5 cristalli di Germanio arricchiti in ${}^{76}\text{Ge}$ (rivelatori a stato solido)

Massa totale: 19.96 kg , 86% ${}^{76}\text{Ge}$ (${}^{76}\text{Ge}$ contenuto nel Germanio naturale: $\sim 7.7\%$)

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

\Rightarrow limite sulla vita media del ${}^{76}\text{Ge}$

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

\Rightarrow limite sulla massa del ν_e

$$m(\nu_e) < 0.35 \text{ eV}$$

se ν_e è un neutrino di Majorana

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



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

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

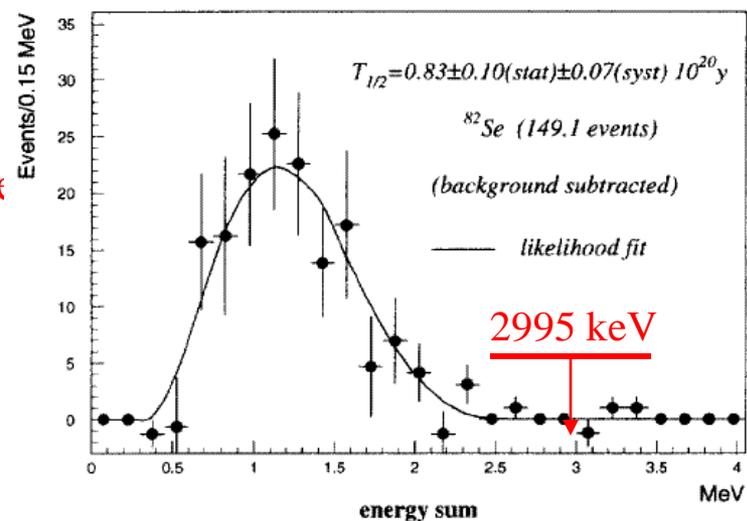
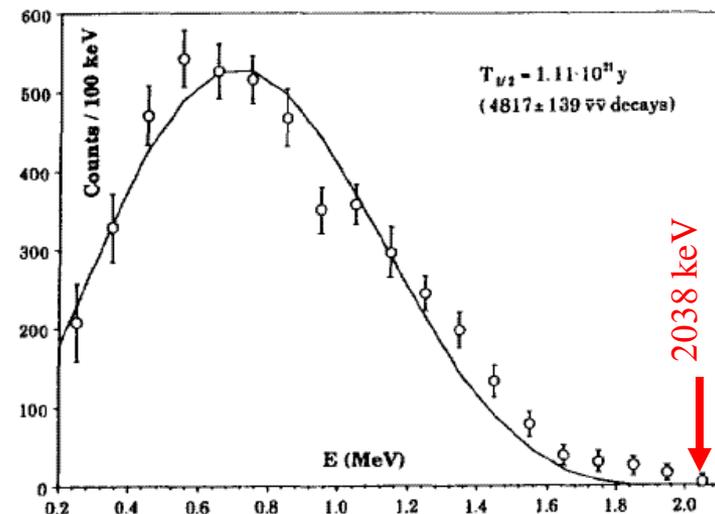
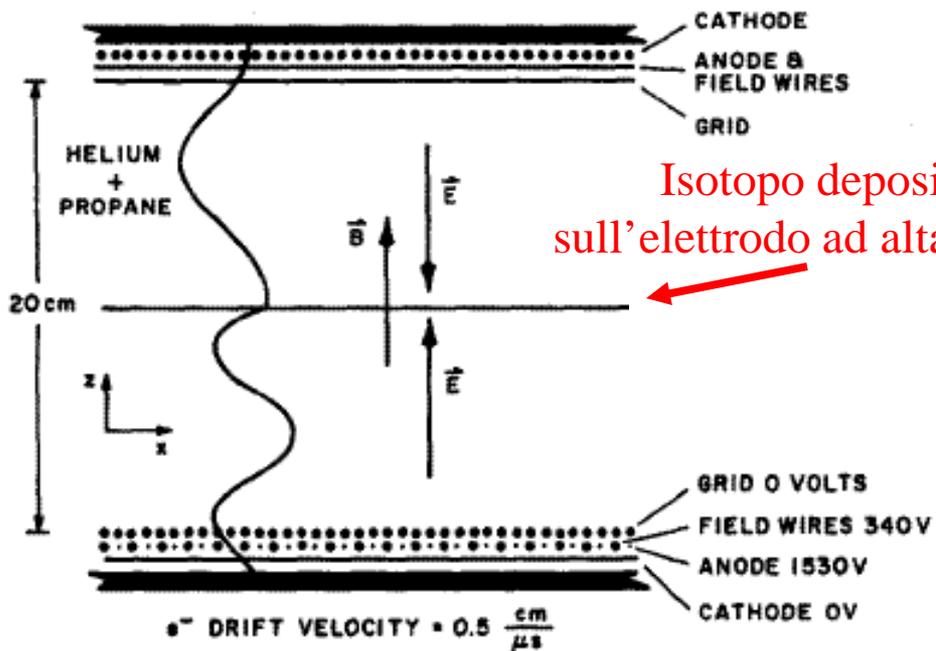
Esposizione di 1.8 kg x anno $\Rightarrow 4817 \pm 139$ eventi



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

Rivelazione delle tracce dei due elettroni

Esempio: camera a proiezione temporale (TPC)



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

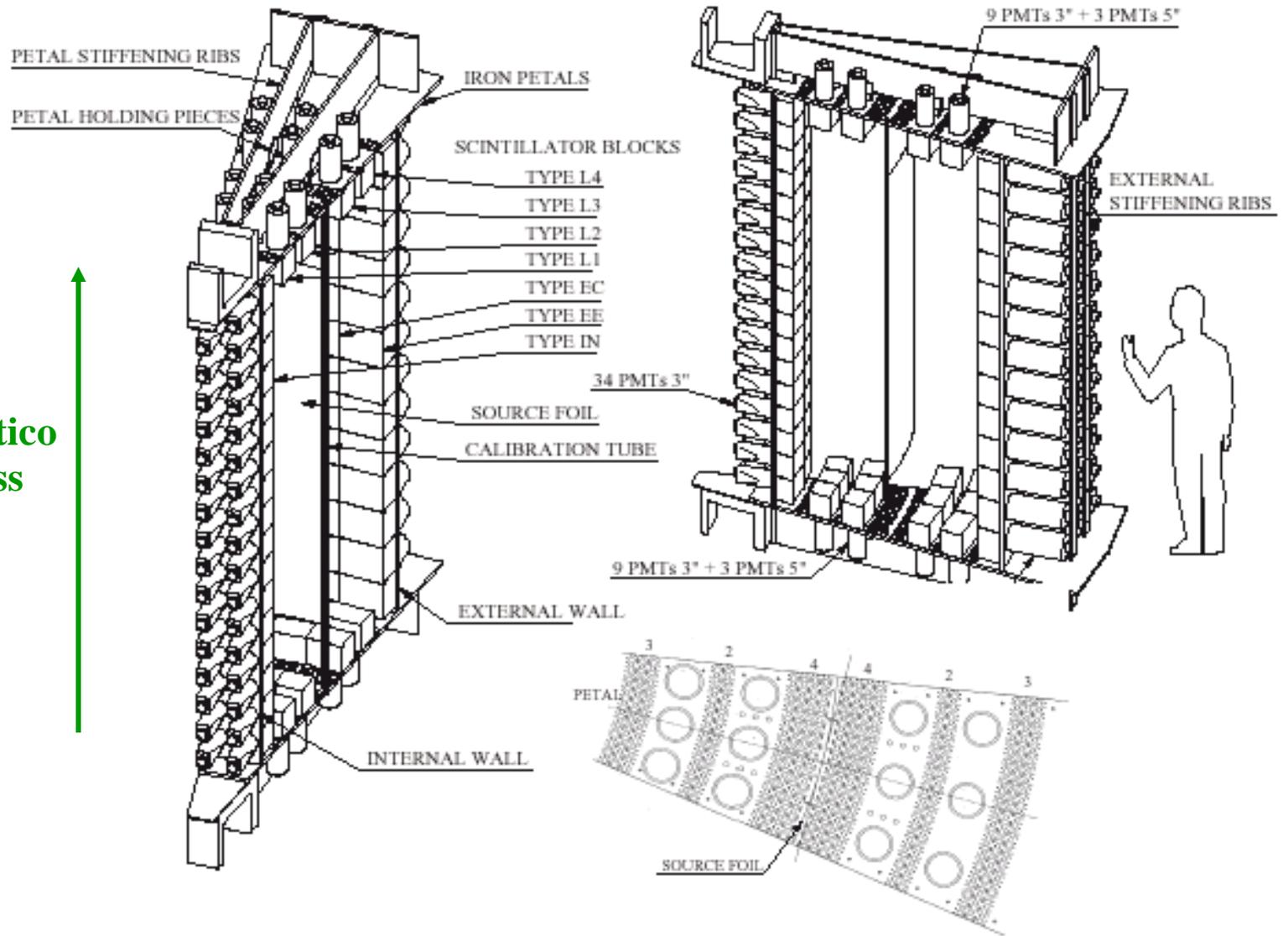
20 settori indipendenti con tracciatori a gas di bassa densità (principalmente He^4) e scintillatori

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

Spessore del deposito: $30 - 60 \text{ mg cm}^{-2}$

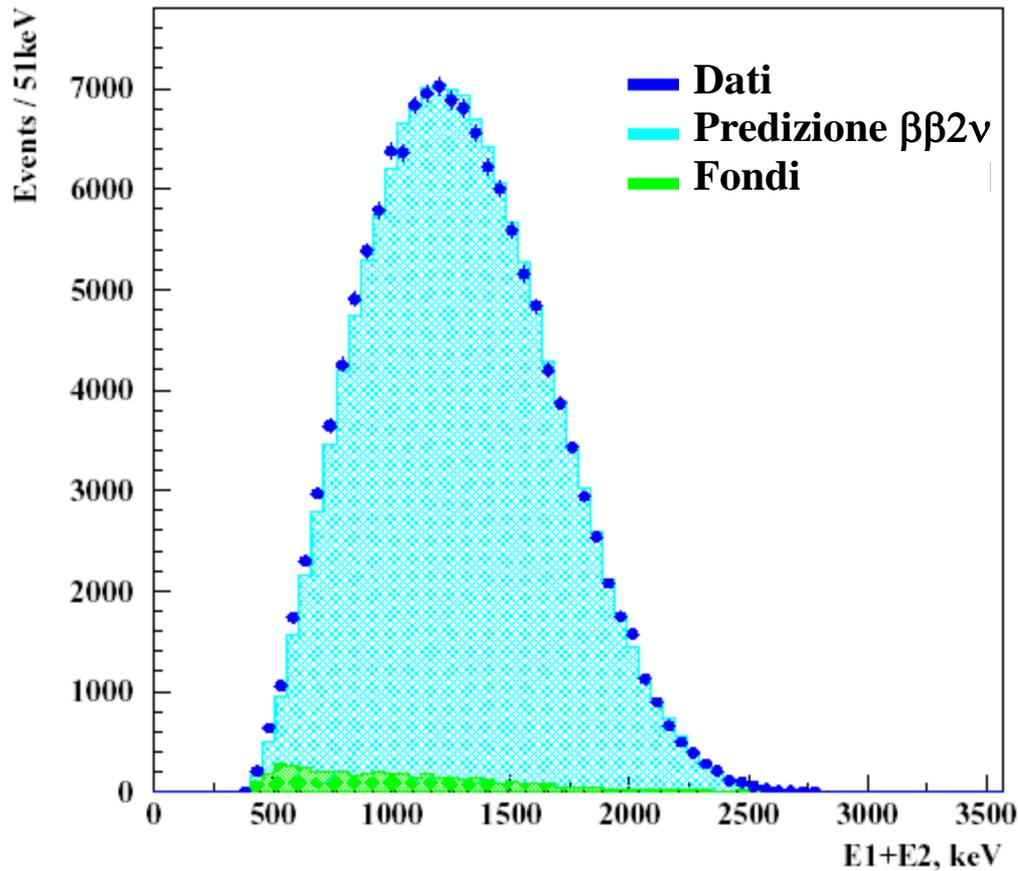
Isotopi studiati:

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



direzione
 campo magnetico
 $B = 25$ Gauss

NEMO3: dettagli di un settore



Risultati
da circa un anno
di presa – dati
con ~7 kg di Mo¹⁰⁰

Nessun segnale
da decadimento $\beta\beta 0\nu$
osservato

Limiti inferiori al tempo di dimezzamento per decadimento $\beta\beta 0\nu$:

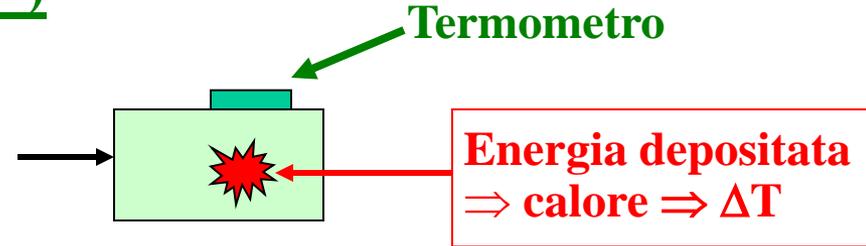
$$\begin{array}{l}
 \text{Mo}^{100}: \tau_{1/2} > 3.5 \times 10^{23} \text{ anni} \Rightarrow m(\nu_e) < 0.7 - 1.2 \text{ eV} \\
 \text{Se}^{82}: \tau_{1/2} > 1.9 \times 10^{23} \text{ anni} \Rightarrow m(\nu_e) < 1.3 - 3.2 \text{ eV}
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \text{Mo}^{100} \\ \text{Se}^{82} \end{array}} \right\} \begin{array}{l} \text{Incertezze teoriche} \\ \text{sull'elemento di} \\ \text{matrice nucleare} \end{array}$$

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

Rivelatori Criogenici (“Bolometri”)

Principio di funzionamento:

Cristallo (Ge, TeO₂, Al₂O₃, CaWO₄, ...)
raffreddato a $12 \times 10^{-3} \text{ °K} = 12 \text{ mK}$



Esempio: cristallo di TeO₂, massa 0.76 kg

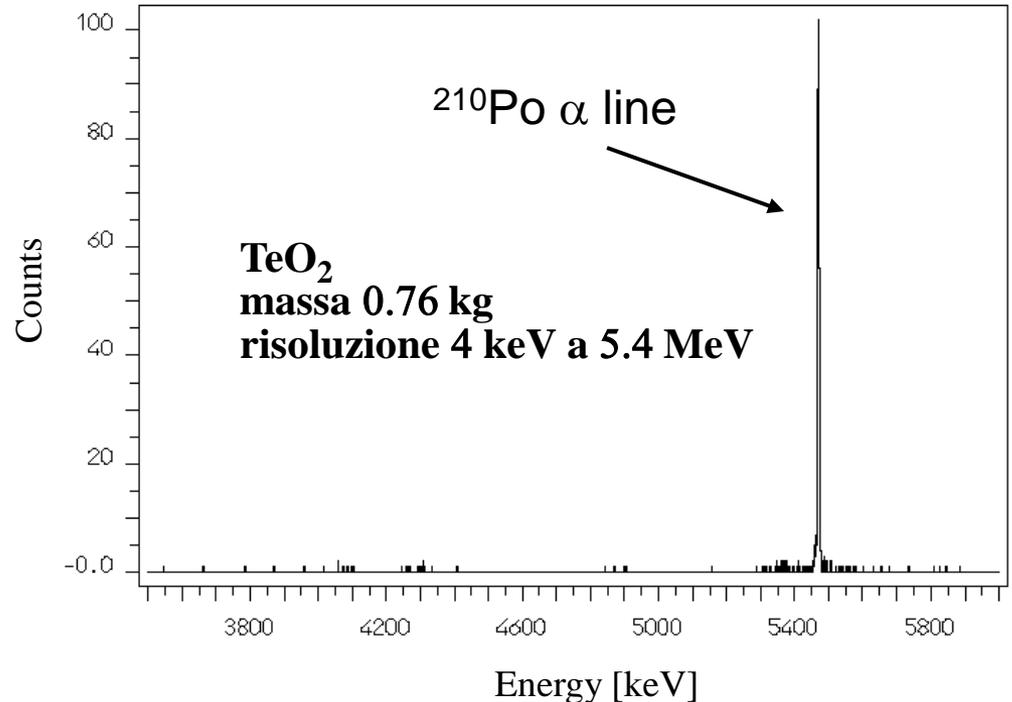
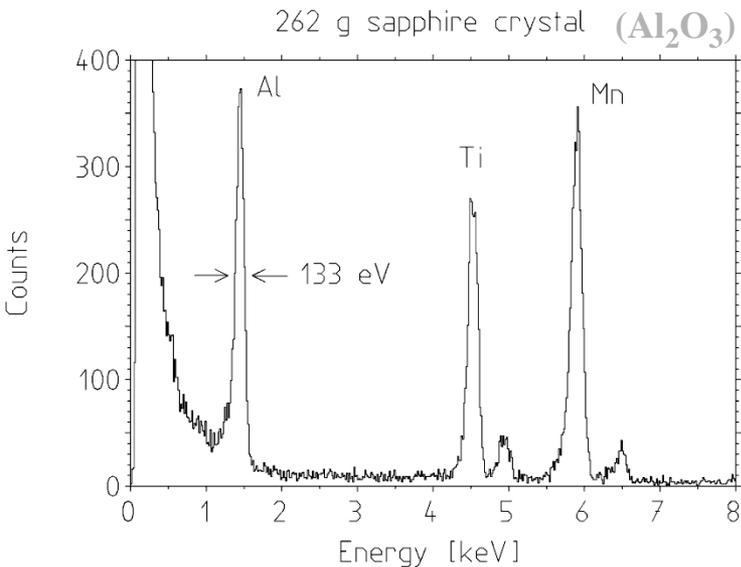
Capacità termica: $C = \delta Q / dT \approx 1 \text{ MeV} / 0.1 \text{ mK}$ (per $T \rightarrow 0$ $C \sim T^3$)

Termometro: termistore al Ge, $R = 100 \text{ M}\Omega$, $dR/dT \approx 100 \text{ k}\Omega / \mu\text{K}$

Energia depositata $E = 1 \text{ MeV} \rightarrow \Delta T = 100 \mu\text{K} \rightarrow \Delta R = 10 \text{ M}\Omega$

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 $\beta\beta$ in corso o in progetto

CARVEL	Ca-48	100 kg $^{48}\text{CaWO}_4$ 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 $\beta\beta$ 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 ₂ SiO 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 $\beta\beta$ 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")

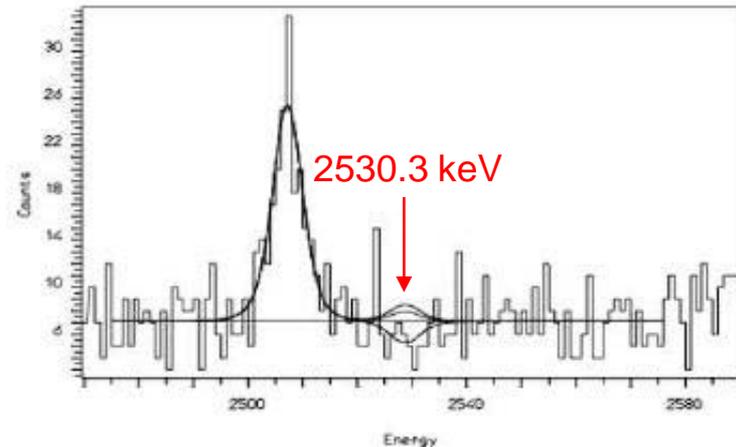
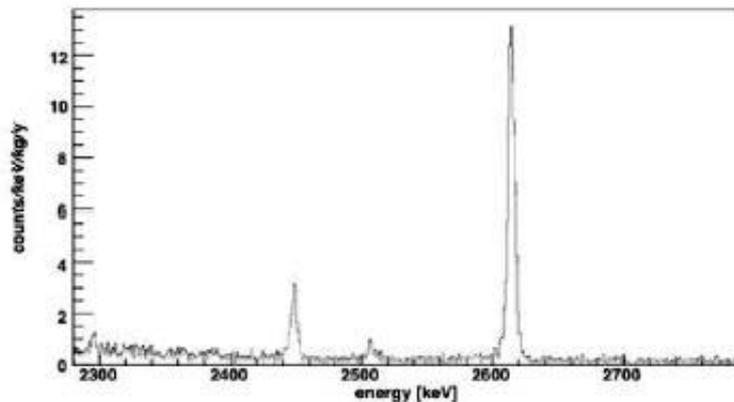
44 cristalli di TeO_2 $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ + 18 cristalli $3 \times 3 \times 6 \text{ cm}^3$ (massa 40.7 kg)



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

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

C. Arnaboldi et al., Phys. Rev. C78 (2008) 035502



Origine del picco a 2505.68 keV: somma dei due fotoni (1173.21 + 1332.47 keV) dal decadimento β del $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni}^* \rightarrow ^{60}\text{Ni} + \gamma + \gamma$. (^{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:

$$\tau_{1/2}(^{130}\text{Te}) > 3.0 \times 10^{24} \text{ anni} \Rightarrow m(\nu_e) < \underbrace{0.19 - 0.68 \text{ eV}}$$

Incertezze teoriche
sull'elemento di matrice nucleare

Interazioni neutrino - materia

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

Diffusione quasi-elastica

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

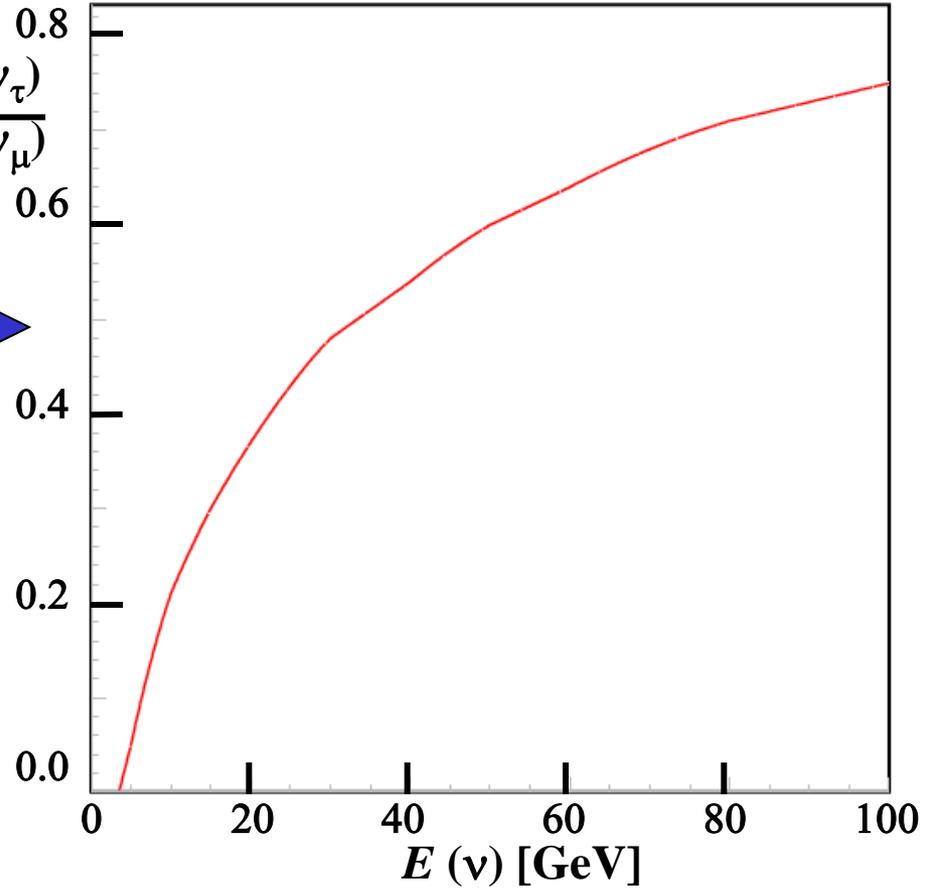
Sezioni d'urto:

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

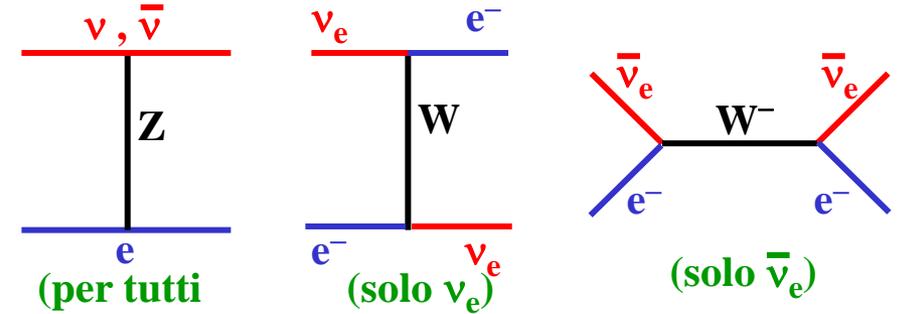
$$\sigma_{NC}(\bar{\nu}) \approx 0.37 \sigma_{CC}(\bar{\nu})$$

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

Sezione d'urto: $\sigma = A \times 10^{-42} E \text{ cm}^2$ (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 $\nu - \text{elettrone}$; $W^2 \approx 2m_N E_\nu$ per $\nu - \text{Nucleone}$
(W \equiv energia totale nel sistema del baricentro)

Oscillazioni di neutrini

Ipotesi: “mixing” di neutrini

(Pontecorvo 1958; Maki, Nakagawa, Sakata 1962)

$\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ non sono autostati di massa ma combinazioni lineari di autostati di massa $\nu_1 \nu_2 \nu_3$ con autovalori $m_1 m_2 m_3$

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

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

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

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

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

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

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

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

$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2}$ \longrightarrow le fasi $e^{-iE_k t}$ sono diverse se $m_j \neq m_k$

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

Esempio: mixing di due neutrini

$$|\nu_\alpha\rangle = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle$$

$$|\nu_\beta\rangle = -\sin\theta |\nu_1\rangle + \cos\theta |\nu_2\rangle$$

$\theta \equiv$ 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 $m \ll p$ $E = \sqrt{p^2 + m^2} \approx p + \frac{m^2}{2p}$ **(nel vuoto!)**

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

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

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

$$\hbar = c = 1$$

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

In unità più familiari:

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

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

Unità: Δm^2 [eV²]; L [km]; E [GeV] (oppure L [m]; E [MeV])

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

Se $m_1 \ll m_2$, $\Delta m^2 \equiv m_2^2 - m_1^2 \approx m_2^2$

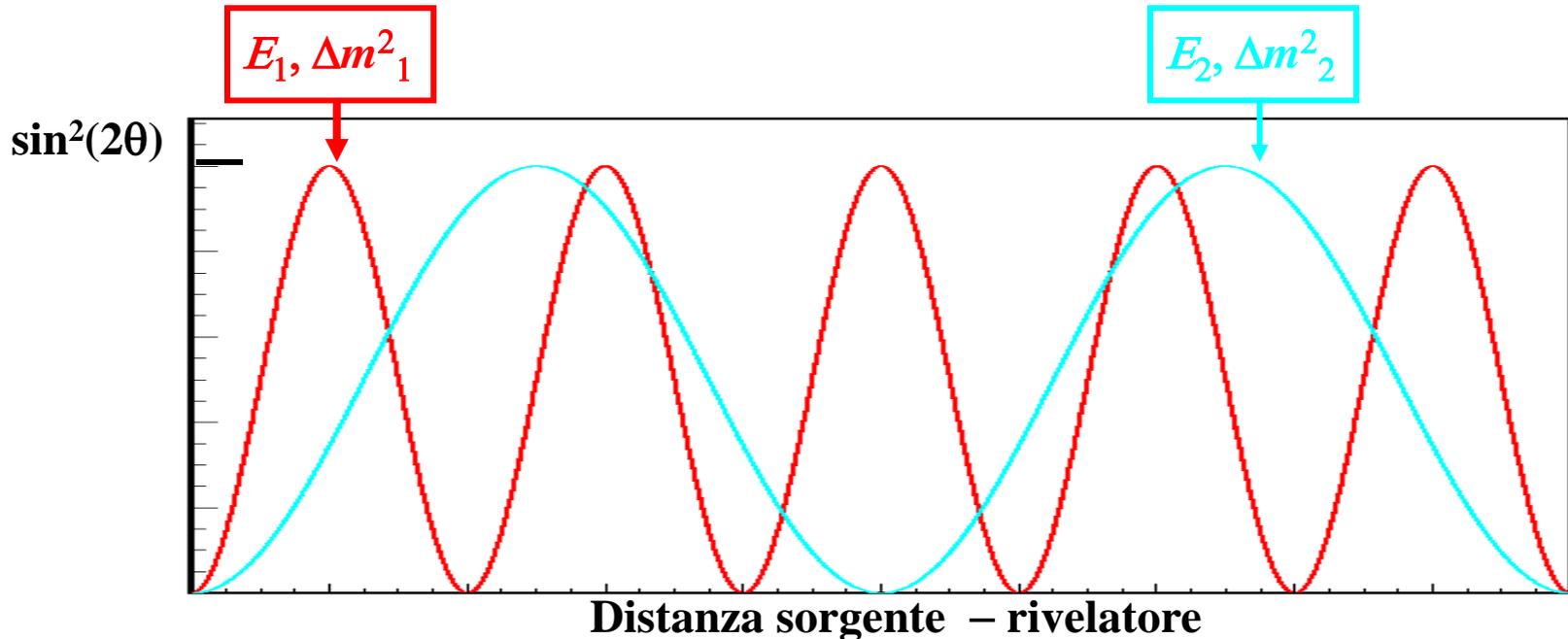
Definizione di lunghezza d'oscillazione λ :

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

Unità: λ [km]; E [GeV]; Δm^2 [eV²]
(oppure λ [m]; E [MeV])



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



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

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** (esempio: ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \Rightarrow \nu_\tau$ per E_ν inferiore alla soglia di produzione di τ)

Incertezza sistematica dominante: conoscenza del flusso di neutrini in assenza di oscillazioni \longrightarrow 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 $\nu_e + N \rightarrow e^- + \text{adroni}$ in un fascio di ν_μ
- Rivelazione di $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + \text{adroni}$ 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) **→ uso di un rivelatore vicino consigliabile**

Nell'ipotesi di mixing di due neutrini:

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

Δm^2 grande \rightarrow lunghezza d'oscillazione λ corta

Media sulle dimensioni della sorgente e del rivelatore:

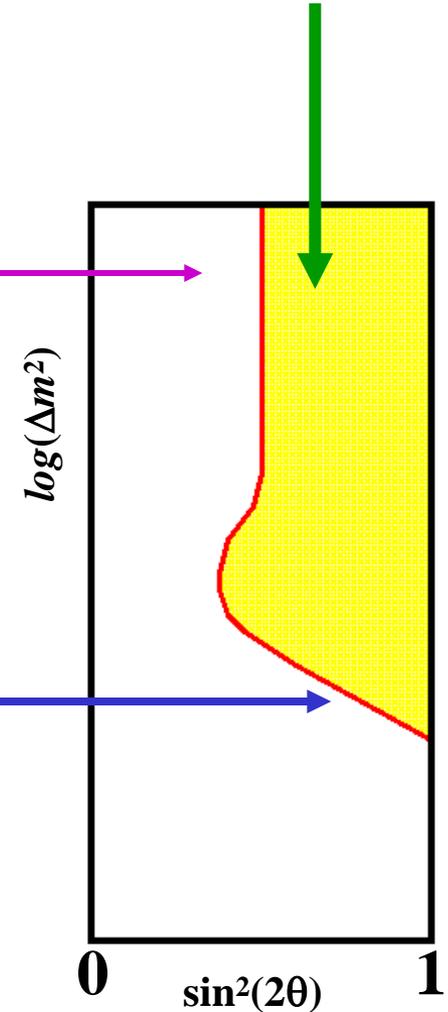
$$\mathcal{P}_{\alpha\beta}(L) = \sin^2(2\theta) \left\langle \sin^2\left(\pi \frac{L}{\lambda}\right) \right\rangle \approx \frac{1}{2} \sin^2(2\theta)$$

Δm^2 piccola \rightarrow λ grande: per $L \ll \lambda$ $\sin\left(\pi \frac{L}{\lambda}\right) \approx \pi \frac{L}{\lambda}$

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

(inizio della prima oscillazione)

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



Ricerche di oscillazioni: parametri sperimentali

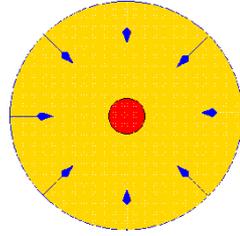
Sorgente ν	Flavour	Distanza L	Energia	Min. Δm^2 accessibile
Sole	ν_e	$\sim 1.5 \times 10^8$ km	0.2-15 MeV	$\sim 10^{-11}$ eV ²
Raggi cosmici	ν_μ $\bar{\nu}_\mu$ ν_e $\bar{\nu}_e$	10 – 13000 km	0.2 – 100 GeV	$\sim 10^{-4}$ eV ²
Reattori nucleari	$\bar{\nu}_e$	20m – 250 km	$\langle E \rangle \approx 3$ MeV	$\sim 10^{-6}$ eV ²
Acceleratori	ν_μ $\bar{\nu}_\mu$ ν_e $\bar{\nu}_e$	15m – 730 km	20 MeV – 100 GeV	$\sim 10^{-3}$ eV ²

EVIDENZA / INDIZI DI OSCILLAZIONI DEI NEUTRINI

- **Deficit dei neutrini solari: scomparsa dei ν_e tra il Sole e la Terra**
Evidenza sperimentale convincente
Conferma da un esperimento con reattori nucleari
Misura dei parametri di oscillazione
- **Deficit dei neutrini “atmosferici” : scomparsa dei ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ nella radiazione cosmica su distanze dell’ordine del diametro terrestre**
Evidenza sperimentale convincente
Conferma da esperimenti con acceleratori
Misura dei parametri di oscillazione
- **Esperimento LSND a Los Alamos (1996): eccesso di $\bar{\nu}_e$ in un fascio contenente ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e**
In attesa di conferma – risultati recenti dell’esperimento MiniBoone al Fermilab (progettato per verificare i risultati dell’esperimento LSND) poco chiari e inconclusivi

Neutrini solari

Nascita di una stella: contrazione gravitazionale di una nuvola di gas primordiale (principalmente ~75% H₂, ~25% He) ⇒ aumento di densità e temperatura nel nucleo ⇒ FUSIONE NUCLEARE



Equilibrio idrostatico fra pressione e forza gravitazionale

Risultato finale di una catena di reazioni di fusione:



Energia media prodotta sotto forma di radiazione elettromagnetica:

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

└─ (2e⁺ + 2e⁻ → 4γ)

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

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

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

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

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

MODELLO SOLARE STANDARD (SSM)

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

- 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” (percorso medio dei fotoni) 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

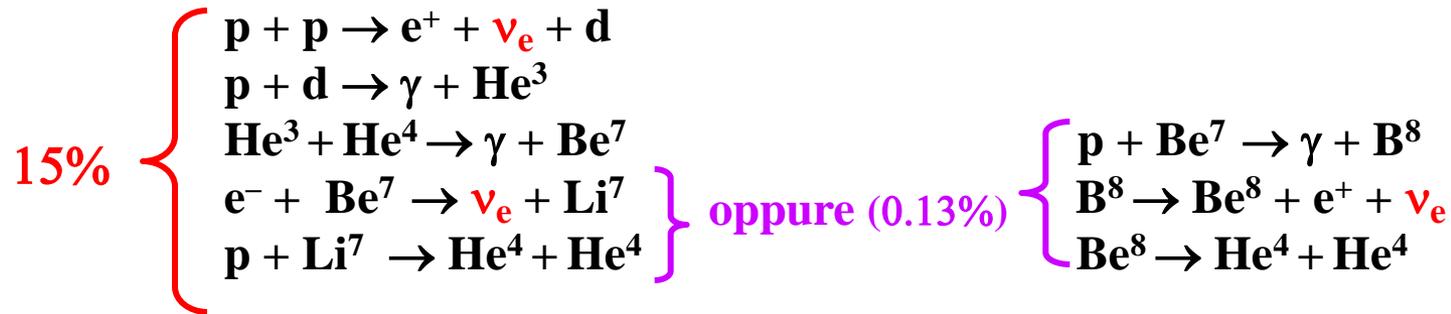
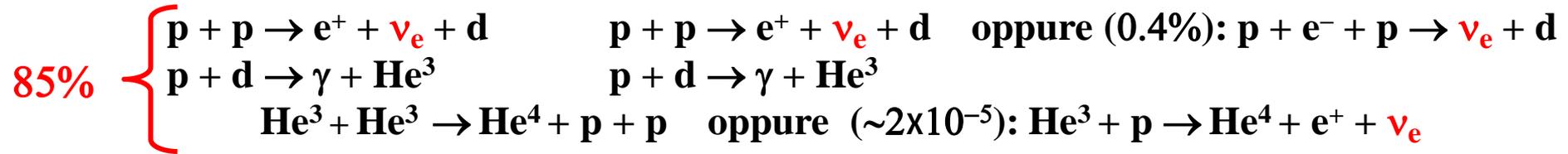
Idrogeno nel nucleo = 34.1% (inizialmente 71%)

Elio nel nucleo = 63.9% (inizialmente 27.1%)

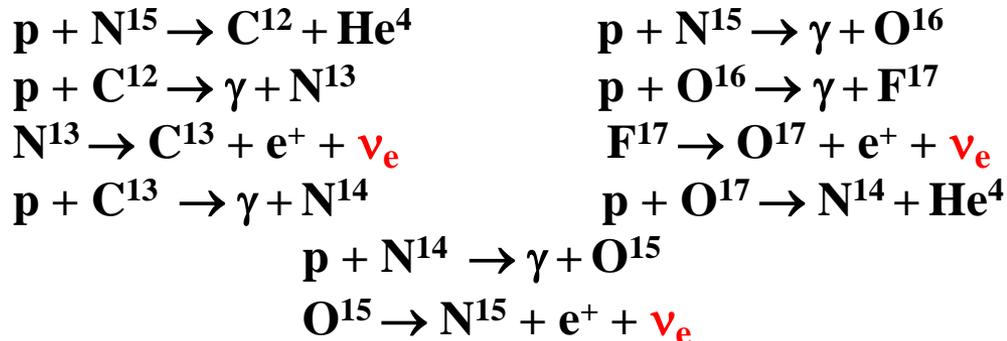
} da misure della
superficie solare

Due cicli di reazioni

Ciclo p – p (0.985 \mathcal{L}_\odot)



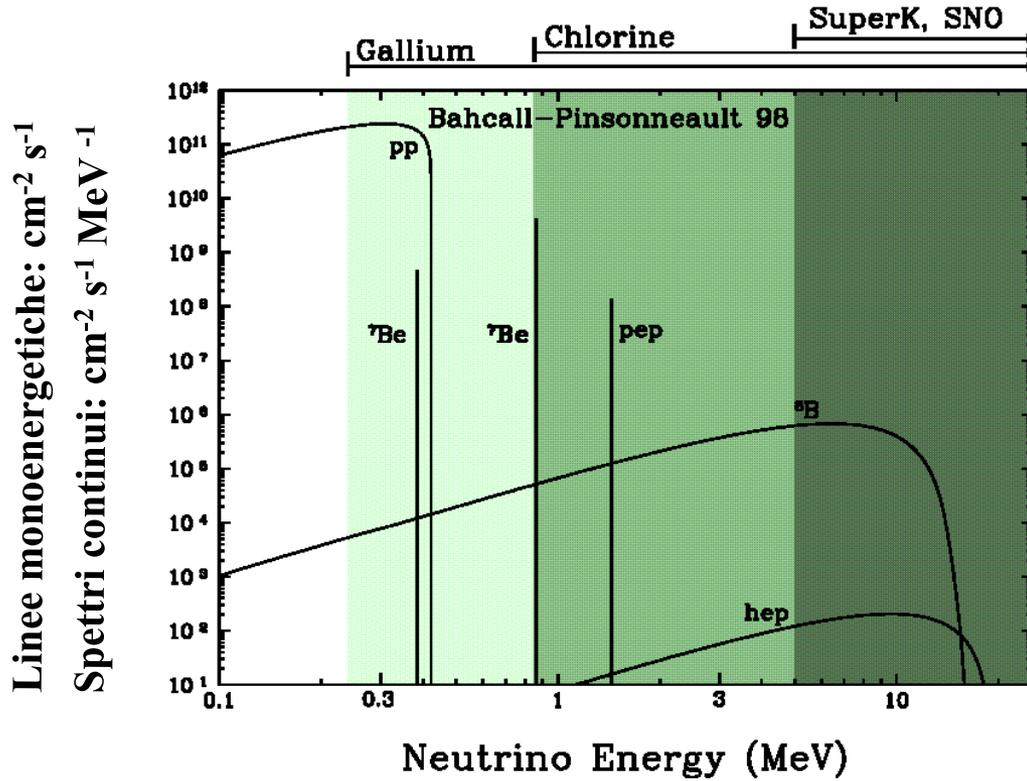
Ciclo CNO (due rami)



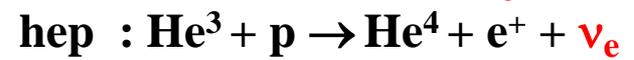
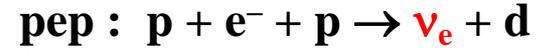
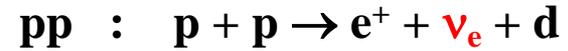
NOTA #1: per entrambi i cicli $4\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{He^4} + 2\mathbf{e^+} + 2\mathbf{\nu_e}$

NOTA #2: sorgente della luminosità solare oggi: reazioni di fusione avvenute nel nucleo del Sole $\sim 10^6$ anni fa . Il Sole è una stella appartenente alla “sequenza principale”: praticamente stabile su $\sim 10^8$ anni).

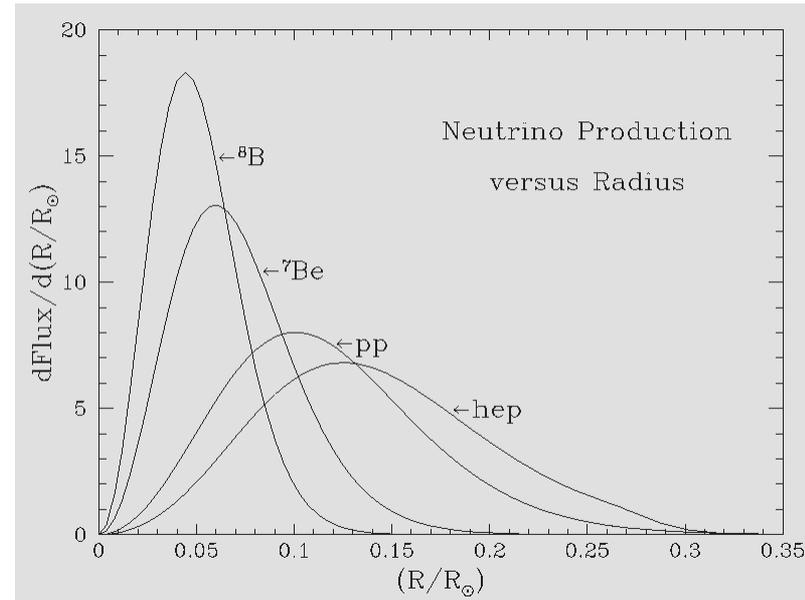
Predizione del flusso e dello spettro dei neutrini solari sulla Terra (ciclo p – p)



Notazioni



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)

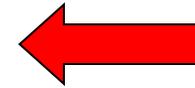


Energia alla soglia: $E(\nu_e) > 0.814 \text{ MeV}$

Rivelatore: recipiente contenente $390 \text{ m}^3 \text{ C}_2\text{Cl}_4$ (percloroetilene) nella miniera di Homestake (South Dakota, U.S.A.): profondità equivalente a $4100 \text{ m H}_2\text{O}$.

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

Frequenza di produzione di atomi di ${}^{37}\text{Ar}$ prevista $\approx 1.5 / \text{giorno}$

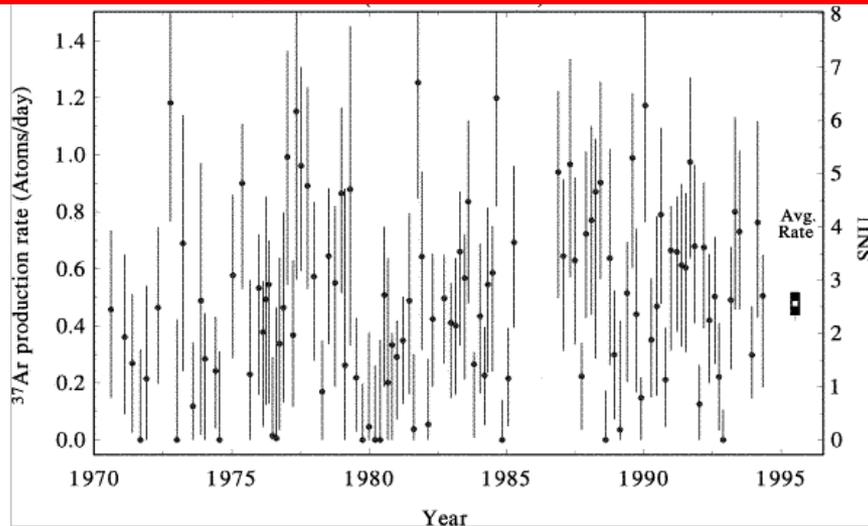


Metodo sperimentale: ogni 2 – 3 mesi estrazione di ${}^{37}\text{Ar}$ mediante flusso di N_2 attraverso il serbatoio. Purificazione, miscelazione con Argon naturale, riempimento di un contatore proporzionale e rivelazione della cattura elettronica $e^- + {}^{37}\text{Ar} \rightarrow \nu_e + {}^{37}\text{Cl}$ (tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} = 34 \text{ giorni}$)

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

Misura dell'efficienza mediante iniezione di quantità note di ${}^{37}\text{Ar}$ 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:

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

(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: $\sigma(\nu_e) \approx 6 \sigma(\nu_\mu) \approx 6 \sigma(\nu_\tau)$



Due esperimenti:

Kamiokande (1987 – 94)

Volume utile: $680 \text{ m}^3 H_2O$

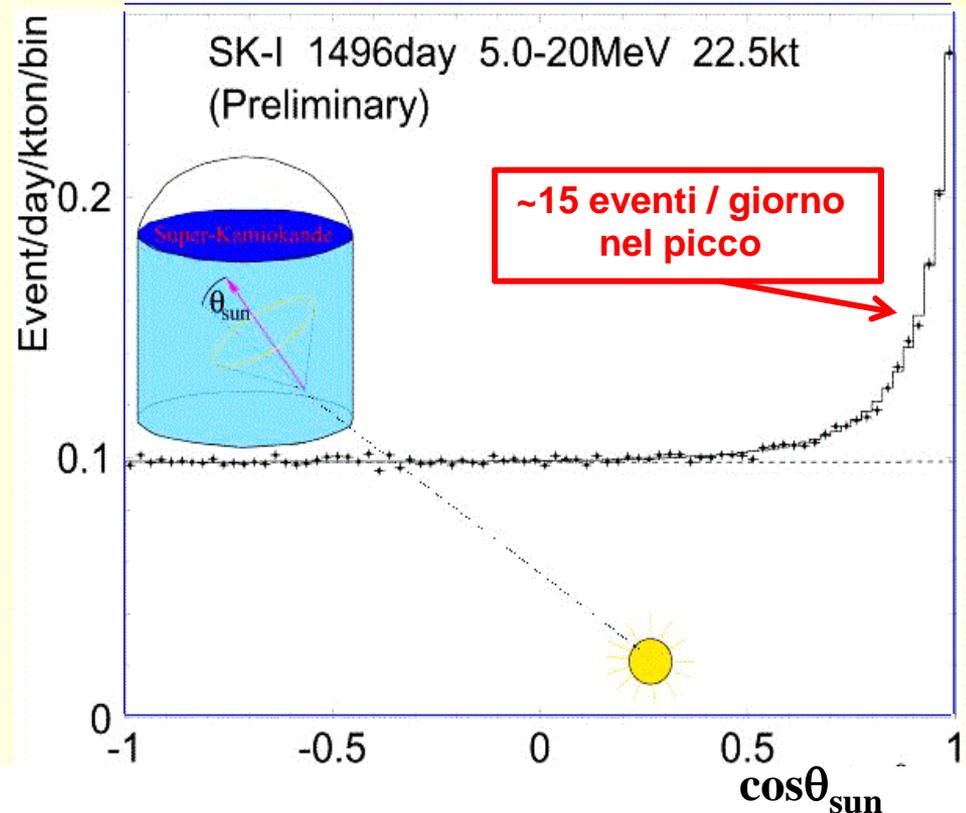
Super-Kamiokande (1996 –)

Volume utile: $22500 \text{ m}^3 H_2O$

nella miniera Kamioka (Giappone)

Profondità $2670 \text{ m } H_2O \text{ eq.}$

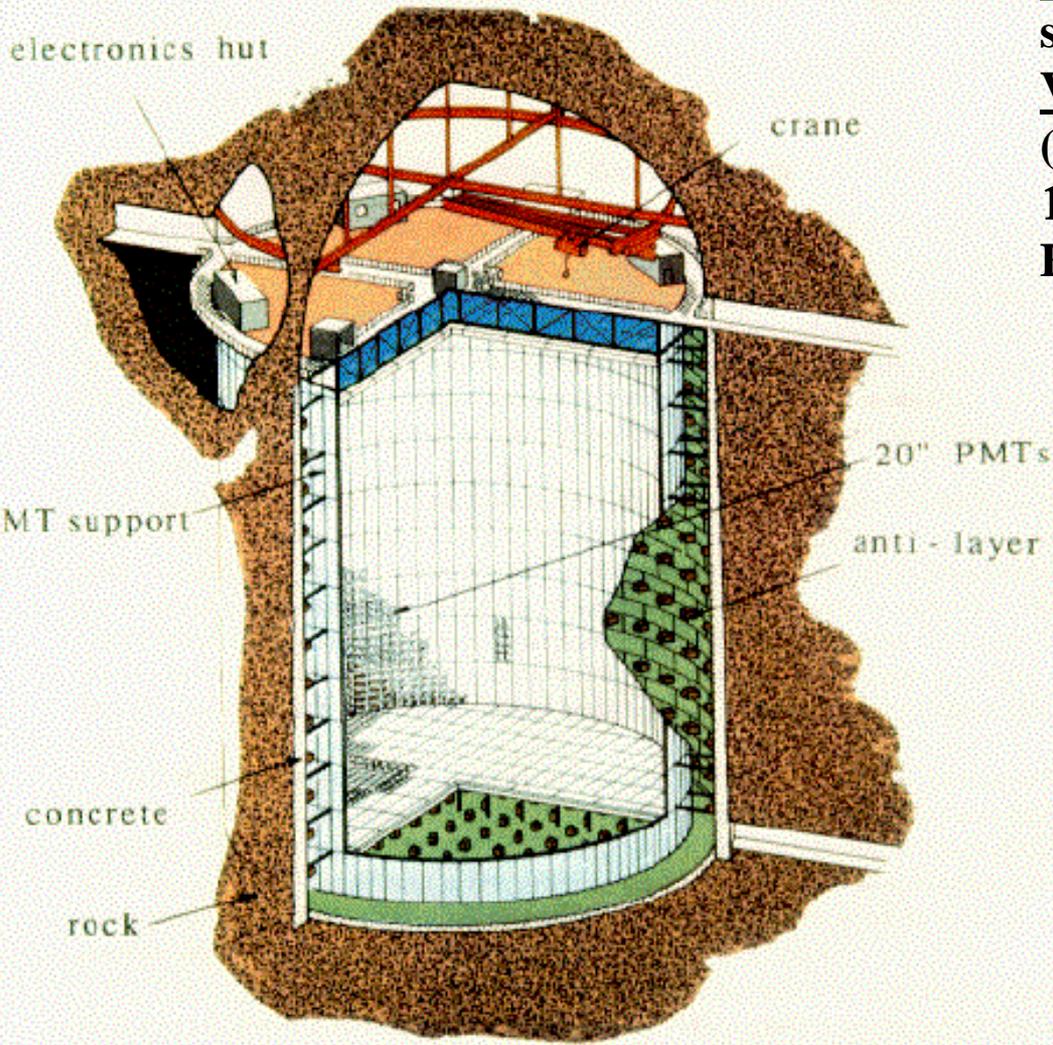
Verifica dell’origine solare del segnale dalla correlazione angolare tra le direzioni dell’elettrone rivelato e del neutrino incidente



Rivelatore Super-Kamiokande

50,000 ton Water Cherenkov Detector

11,200 20" PMTs



Serbatoio cilindrico

$h = 41.4 \text{ m}$, $\text{diam.} = 39.3 \text{ m}$

50 000 tonn. di H_2O pura

Volume esterno (anticoincidenza):

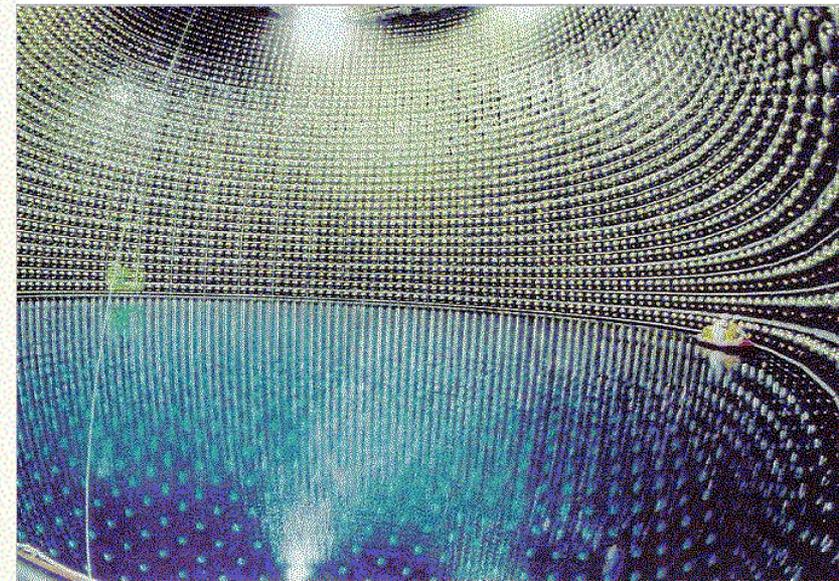
spessore $\sim 2.7 \text{ m}$

Volume interno: $\sim 32000 \text{ m}^3$

(massa fiduciale 22500 tonn.)

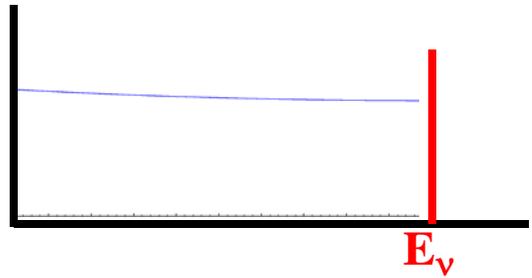
11200 fotomoltiplicatori, $\text{diam.} = 50 \text{ cm}$

Efficienza di raccolta della luce $\sim 40\%$

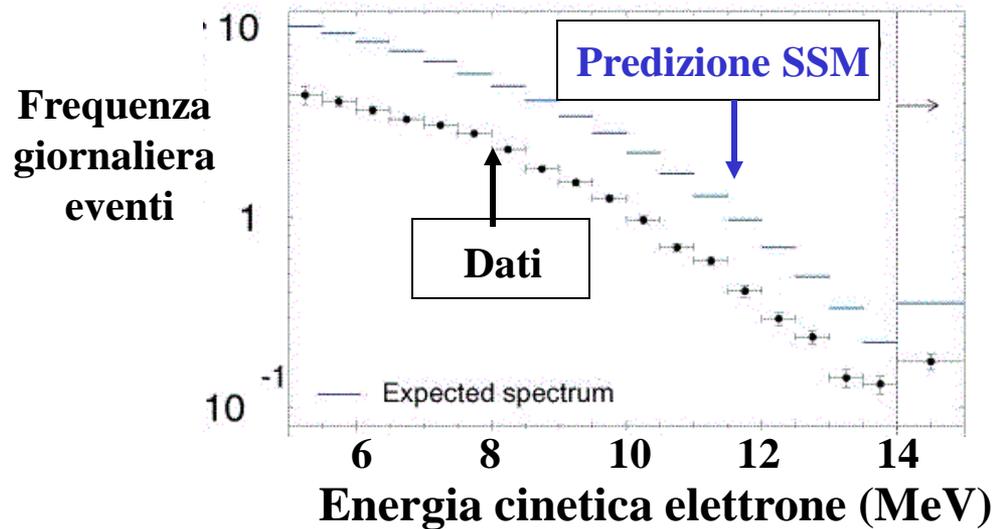


Volume interno durante
il riempimento con acqua

Distribuzione dell'energia cinetica dell'elettrone da diffusione elastica $\nu_e - e$ di neutrini mono-energetici: \Rightarrow praticamente piatta tra 0 e $2E_\nu/(2 + m_e/E_\nu)$



Convoluzione con lo spettro dei neutrini previsto \Rightarrow predizione SSM della distribuzione dell'energia degli elettroni



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

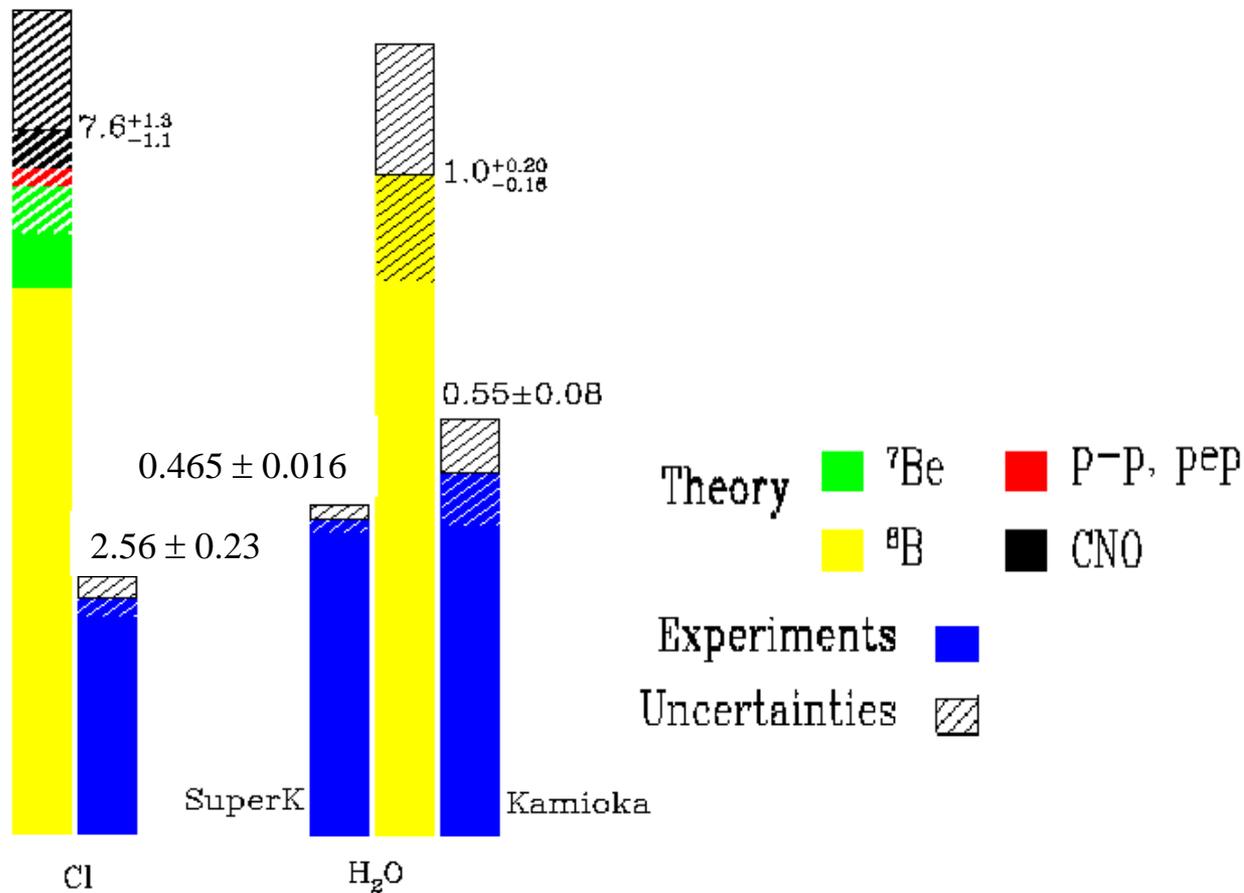
Flusso misurato (assumendo totalità di ν_e): $\Phi(\nu_e) = (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
 (stat) (sist)

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

Dati/SSM = 0.465 ± 0.005 (errore teorico incluso)
 (stat) -0.074

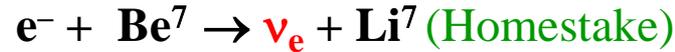
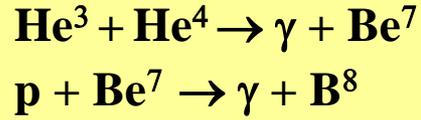
DEFICIT DI ν_e

Confronto dei risultati Homestake e Kamioka con le previsioni SSM

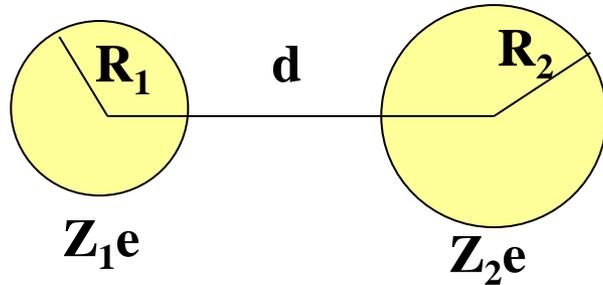


I risultati degli esperimenti Homestake e Kamioka erano noti negli anni 1980. Oscillazioni o problema del Modello Solare Standard?

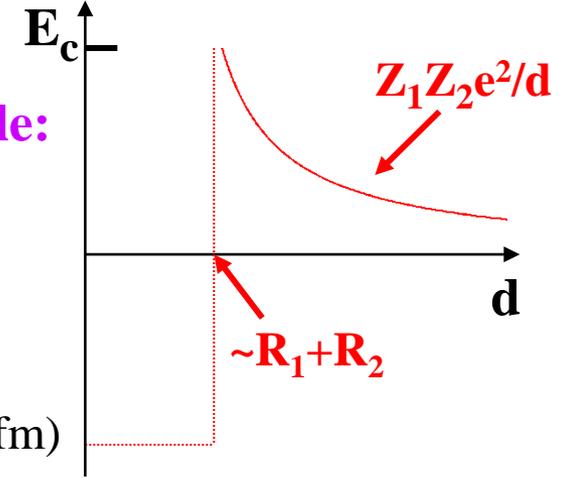
Le due sorgenti principali di ν_e solari negli esperimenti Homestake e Kamioka:



Reazioni di fusione fortemente sopresse dalla repulsione Coulombiana



Energia potenziale:



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

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

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

$$T_c = 15.6 \text{ MK}; \quad k_B \text{ (costante di Boltzmann)} = 8.6 \times 10^{-5} \text{ eV} / ^\circ\text{K}$$

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 $\sim 0.1 - 0.5$ 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

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = \frac{e^2}{\hbar c} \frac{Z_1 Z_2}{(v/c)} = \frac{Z_1 Z_2}{137(v/c)}$$

Predizione della dipendenza dei flussi ν_e da T_c :

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

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

$$\Phi \propto T_c^N \longrightarrow \Delta\Phi/\Phi = N \Delta T_c/T_c$$

**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



Soglia energetica $E(\nu_e) > 0.233 \text{ MeV} \Rightarrow$ 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 –)**
 - **SAGE (Soviet – American Gallium Experiment)**
- Nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso.
Profondità 3740 m H₂O eq.
- Nel Laboratorio Sotterraneo di Baksan (Caucaso, Russia)
Profondità 4640 m H₂O eq.

Rivelatore: 30.3 tonn. Gallio in soluzione di HCl (GALLEX, GNO)

50 tonn. Gallio metallico (liquido a 40°C) (SAGE)

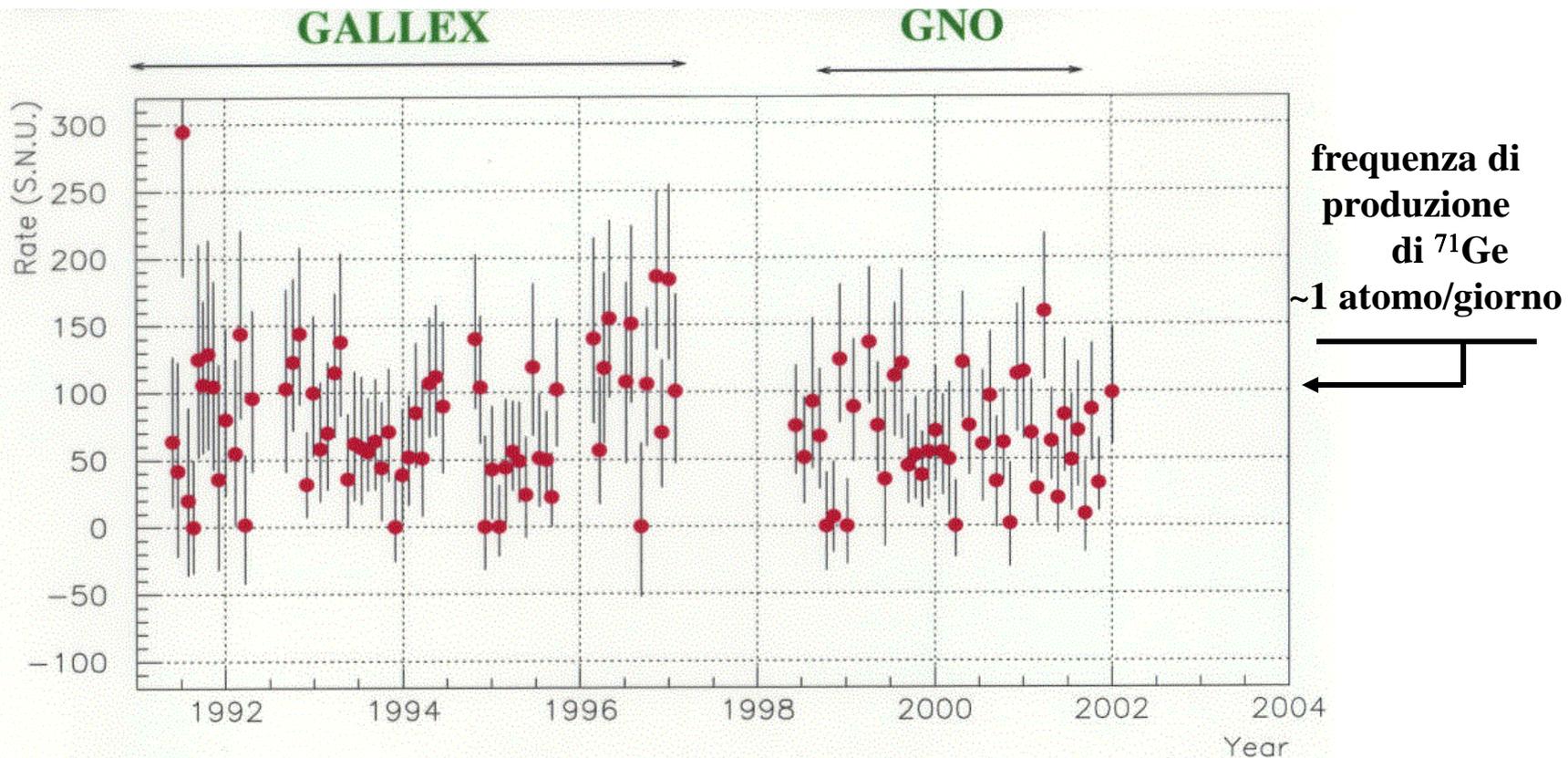
Metodo sperimentale: ogni ~3 settimane estrazione di ${}^{71}\text{Ge}$ sotto forma di GeCl_4 (sostanza altamente volatile). Conversione chimica in gas GeH_4 , iniezione del gas in un contatore proporzionale \Rightarrow rivelazione della cattura elettronica $e^- + {}^{71}\text{Ge} \rightarrow \nu_e + {}^{71}\text{Ga}$

(tempo di dimezzamento $\tau_{1/2} = 11.43$ giorni)

(Rivelazione delle transizioni atomiche K, L nello stato finale eccitato dell'atomo ${}^{71}\text{Ga}$)

Misure dell'efficienza di rivelazione:

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



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

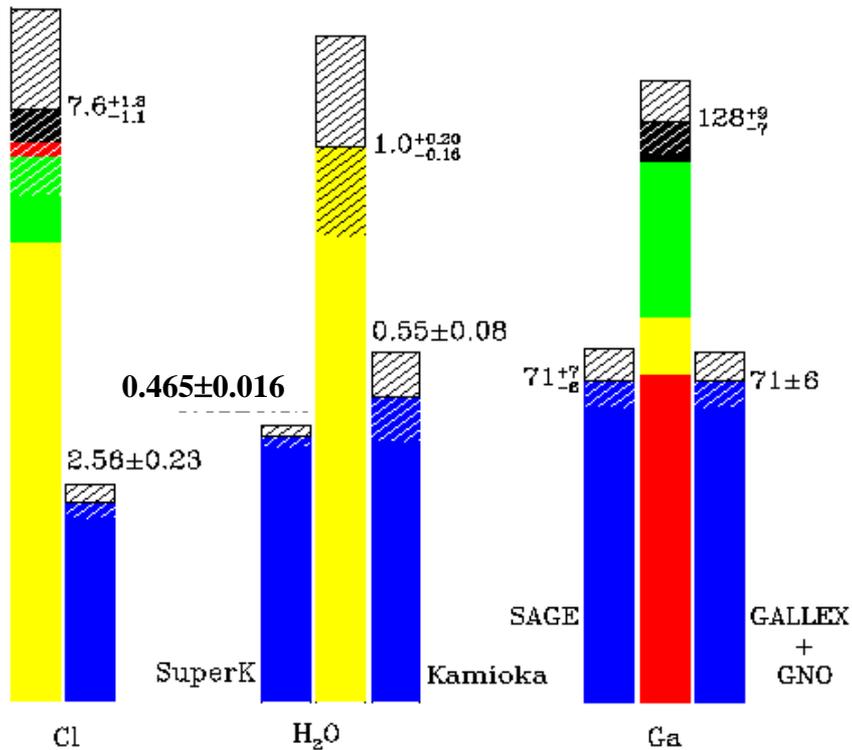
SAGE (1990 – 2001)

$70.8^{+6.5}_{-6.1}$ SNU

PREDIZIONE SSM :

128^{+9}_{-7} SNU

Dati/SSM = 0.56 ± 0.05



Theory

- ${}^7\text{Be}$
- P-P, pep
- ${}^8\text{B}$
- CNO

Experiments ■

Uncertainties

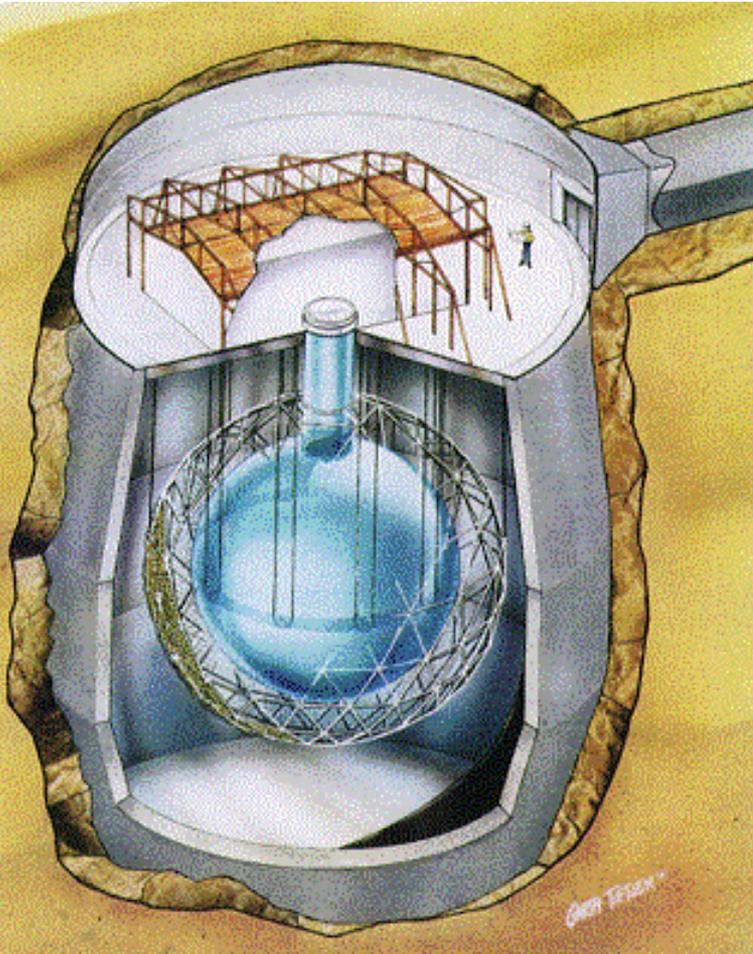
L'ENIGMA DEI NEUTRINI SOLARI

Soluzioni possibili dell'enigma:

- 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: 5.5 MeV (ridotta a 3.5 MeV in un'analisi recente)

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)

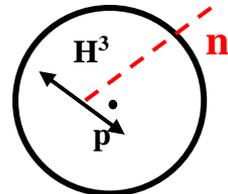
(CC) $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$
Direzionalità debole: distribuzione angolare elettroni $\propto 1 - (1/3) \cos(\theta_{\text{sun}})$
Misura dell'energia del ν_e (perchè la maggior parte dell'energia del ν_e è trasferita all'elettrone)

(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 DELLA REAZIONE $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$

Rivelazione della cattura nucleare del neutrone dopo “termalizzazione”

- **Fase I (Novembre 1999 – Maggio 2001):**
 $n + d \rightarrow H^3 + \gamma$ ($E_\gamma = 6.25 \text{ MeV}$, $\sigma = 5 \times 10^{-4} \text{ b}$); $\gamma \rightarrow$ elettrone Compton, coppia e^+e^-
- **Fase II (Luglio 2001 – Settembre 2003):** soluzione di 2 tonn. di *NaCl* ultra-puro in D_2O
 $n + Cl^{35} \rightarrow Cl^{36} + \text{alcuni } \gamma$ ($\langle N_\gamma \rangle \approx 2.5$, $\Sigma E_\gamma \approx 8.6 \text{ MeV}$, $\sigma = 44 \text{ b}$)
- **Fase III (Novembre 2004 – Novembre 2006):** inserimento di contatori proporzionali riempiti di He^3 (diametro 5 cm) nel volume di D_2O (senza *NaCl*)
 $n + He^3 \rightarrow p + H^3$ (0.764 MeV segnale mono-energetico, $\sigma = 5330 \text{ b}$)



Efficienza di rivelazione dei neutroni:

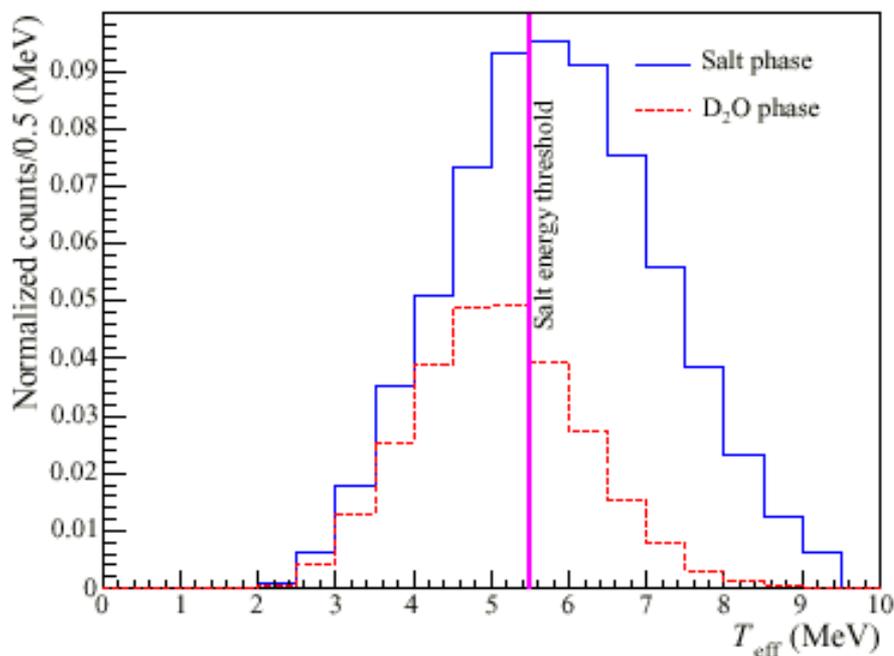
con D_2O pura: $n + d \rightarrow H^3 + \gamma$ ($E_\gamma = 6.25 \text{ MeV}$)

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

Calibrazione con sorgente di neutroni Cf^{252}

(fissione spontanea, $\tau_{1/2} = 2.6 \text{ anni}$)

Efficienza mediata sul volume di raggio $R < 550 \text{ cm}$ (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 $NaCl \approx 0.14$

Presadati con 2 tonn. di $NaCl$ ultra-puro disciolto in D_2O : un altro vantaggio

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

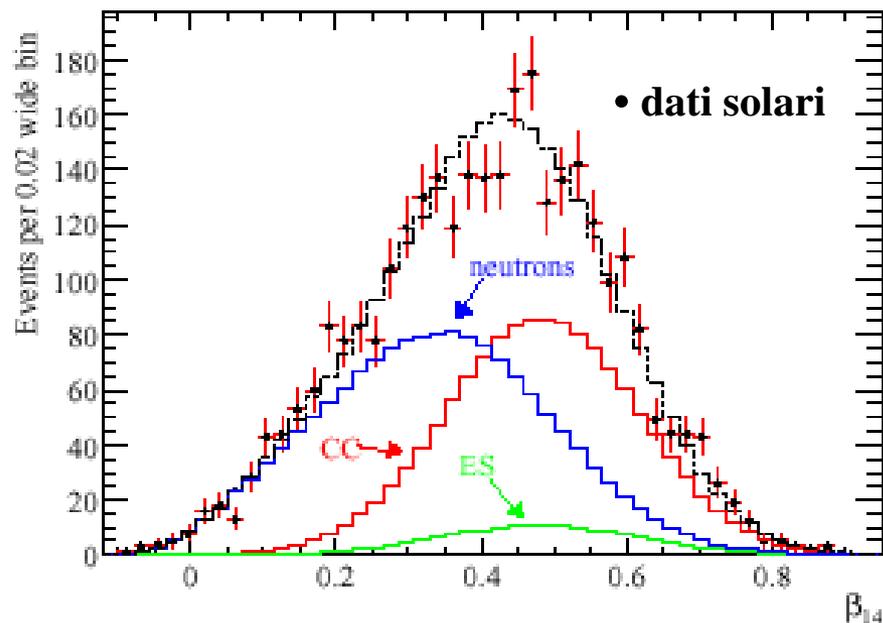
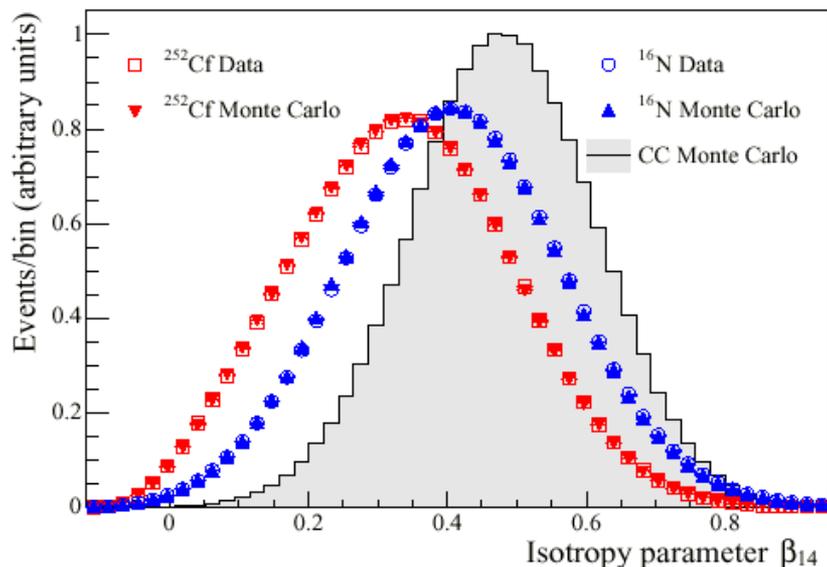
$\Sigma E_\gamma \approx 8.6 \text{ MeV}$; $\langle N_\gamma \rangle \approx 2.5 \Rightarrow$ maggiore isotropia della luce Čerenkov rispetto ai processi CC, ES (un solo elettrone nello stato finale)

Isotropia della luce emessa in ogni evento:

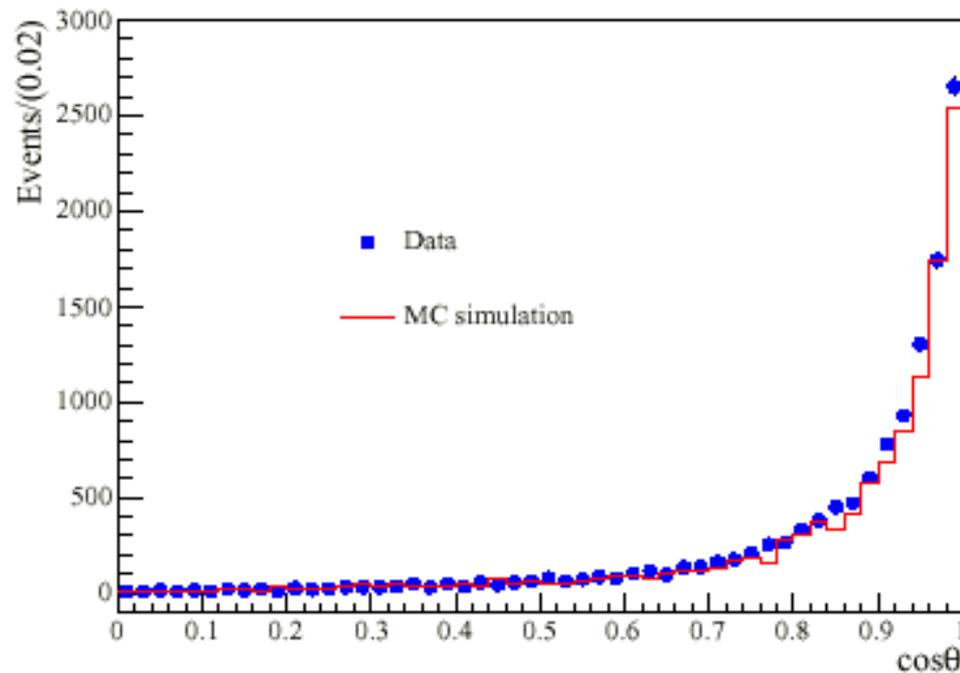
uso di un “parametro di isotropia” β_{14} basato sulla posizione dei fototubi colpiti

^{252}Cf : sorgente di neutroni da fissione spontanea (energie di qualche MeV)

^{16}N : sorgente raggi γ (6.13 MeV) \rightarrow elettrone Compton, coppia e^+e^- collineare



Misura diretta della risoluzione angolare sulla direzione dell'elettrone mediante sorgente di raggi γ N^{16}



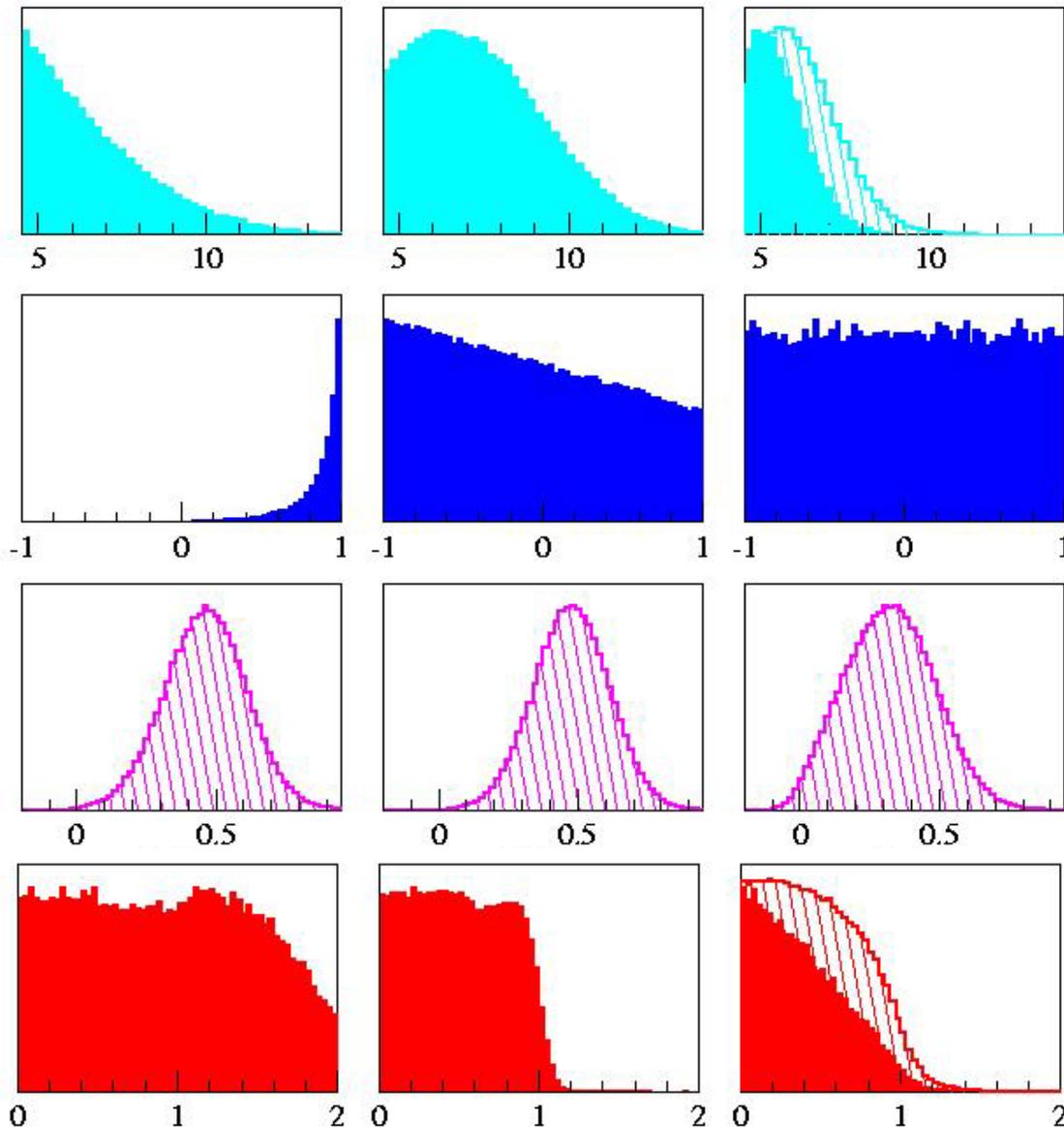
Quattro variabili indipendenti per separare le tre reazioni

ES

CC

NC

(L'istogramma tratteggiato corrisponde alla Fase II)



T_{eff}
Distribuzione energia
(dall'ampiezza del segnale)

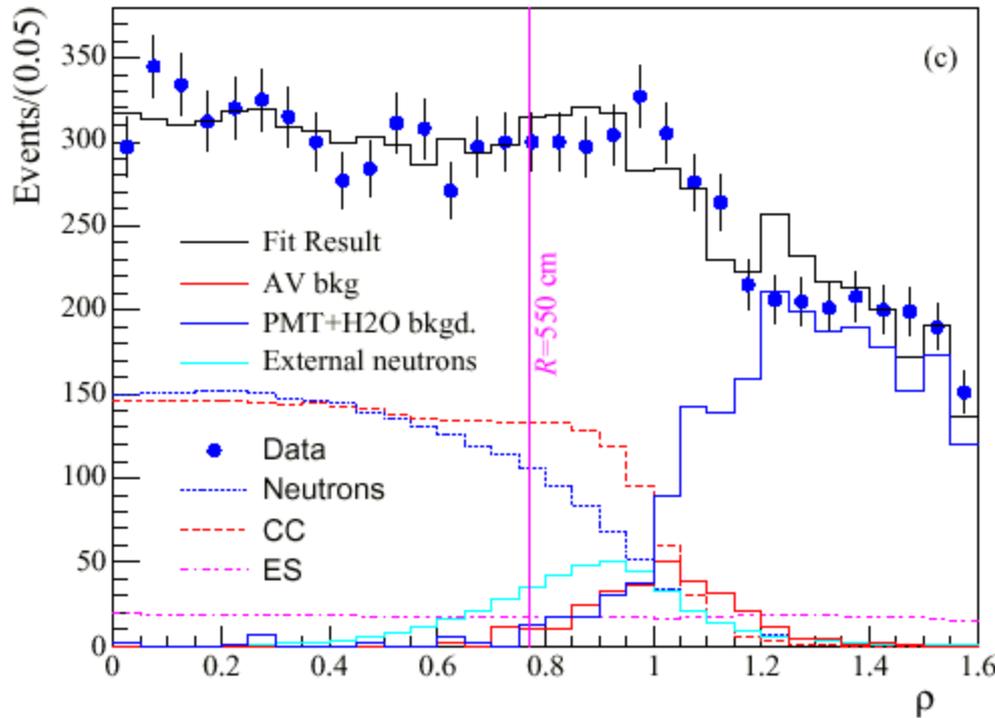
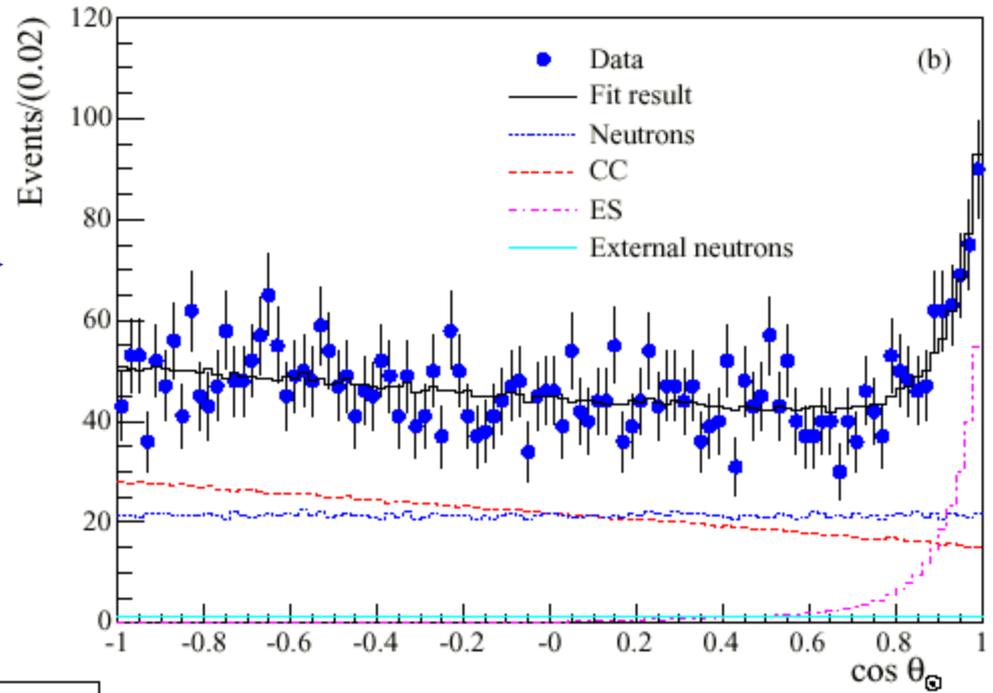
$\cos\theta_{\text{sun}}$
Direzionalità

β_{14}
Parametro d'isotropia

$\rho = (R/R_0)^3$
Posizione radiale
dell'evento
 $R_0 = 600.5$ cm
raggio della sfera di D_2O

DATI

Direzionalità dati
rispetto al Sole



Distribuzione eventi
in funzione della
distanza dal centro

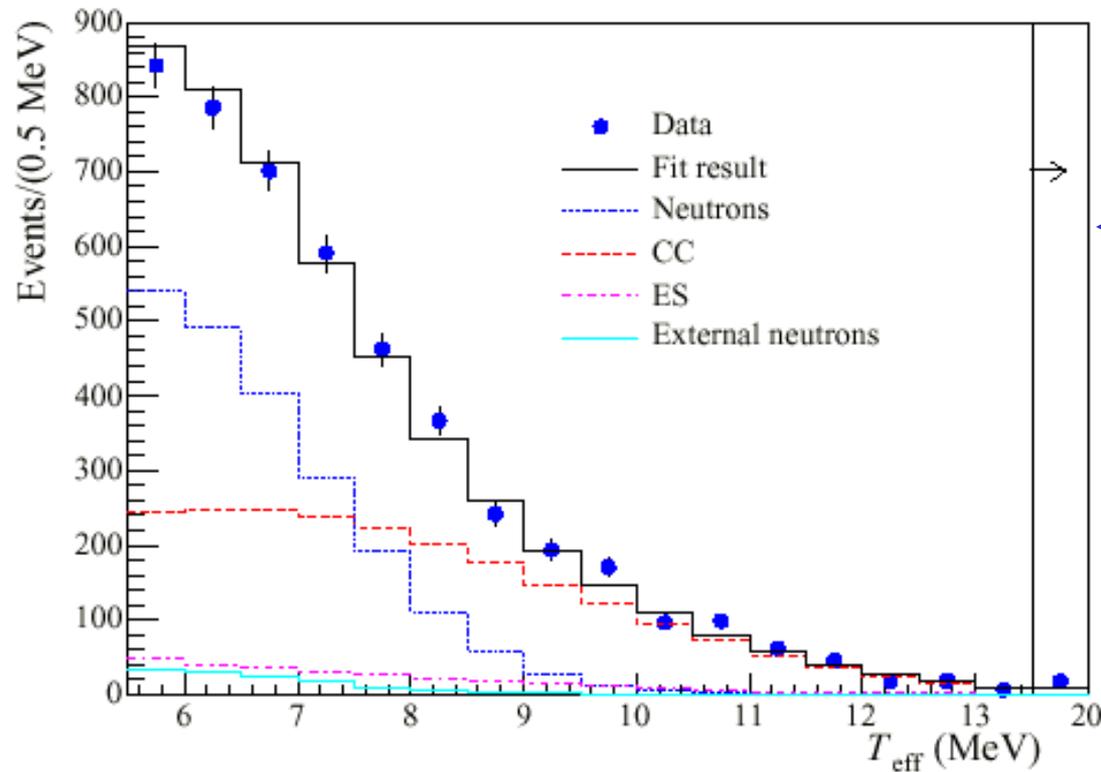


$$\rho = (R / R_0)^3$$

$R_0 = 600.5$ cm
raggio sfera D_2O

DATI

**Distribuzione
energia depositata
(ampiezza segnale)**



Estrazione delle tre componenti mediante metodo di massima verosimiglianza

Numero di eventi:

CC: 2176 ± 78

ES: 279 ± 26

NC: 2010 ± 85

Fondo (neutroni esterni): 128 ± 42

Flussi di neutrini solari, misurati separatamente dai tre segnali:

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

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

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

← Calcolato nell'ipotesi che tutti i neutrini incidenti sono ν_e

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

$$\longleftrightarrow \Phi_{SSM}(\nu) = 5.05 \begin{matrix} +1.01 \\ -0.81 \end{matrix} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

(stat) (sist)



$$\frac{\Phi_{CC}}{\Phi_{NC}} = 0.358 \pm 0.021 \begin{matrix} +0.028 \\ -0.029 \end{matrix}$$

(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 $\sim 0.5\%$)
- **Composizione neutrini solari all'arrivo sulla Terra:**
 $\sim 36\% \nu_e$; $\sim 64\% \nu_\mu + \nu_\tau$ (rapporto ν_μ / ν_τ ignoto)



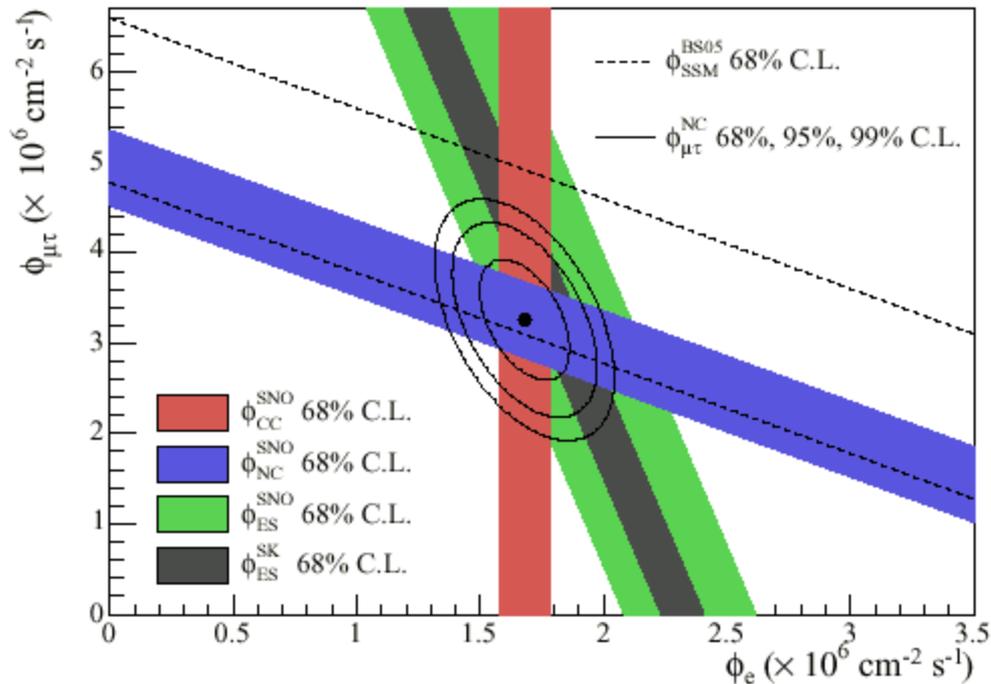
**EVIDENZA DEFINITIVA DI OSCILLAZIONE
DEI NEUTRINI SOLARI**

Differenza tra i valori misurati di Φ_{CC} e Φ_{ES}

$$\Phi_{CC} = \Phi(\nu_e) \equiv \Phi_e$$

$$\Phi_{NC} = \Phi(\nu_e) + \Phi(\nu_\mu) + \Phi(\nu_\tau) \equiv \Phi_e + \Phi_{\mu\tau}$$

$$\Phi_{ES} = \Phi(\nu_e) + \frac{\sigma_{ES}(\nu_{\mu,\tau})}{\sigma_{ES}(\nu_e)} [\Phi(\nu_\mu) + \Phi(\nu_\tau)] \approx \Phi_e + \frac{1}{6} \Phi_{\mu\tau}$$



Terza fase dell'esperimento SNO: inserzione nel volume di D₂O pura di 40 contatori cilindrici proporzionali (tubi) in posizione verticale (NCD)

B. Aharmim et al., Phys. Rev. Lett. 101, 111301 (2008)

Tubi in Ni ultra-puro, diam. 5.08 cm

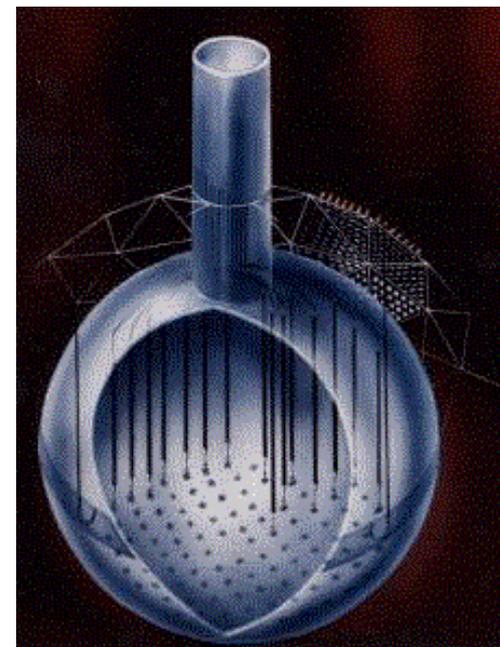
Spessore parete del tubo 370 μm

Pressione del gas 2.5 atm.

Lunghezza variabile

36 tubi riempiti con 85% He³, 15% CF₄;

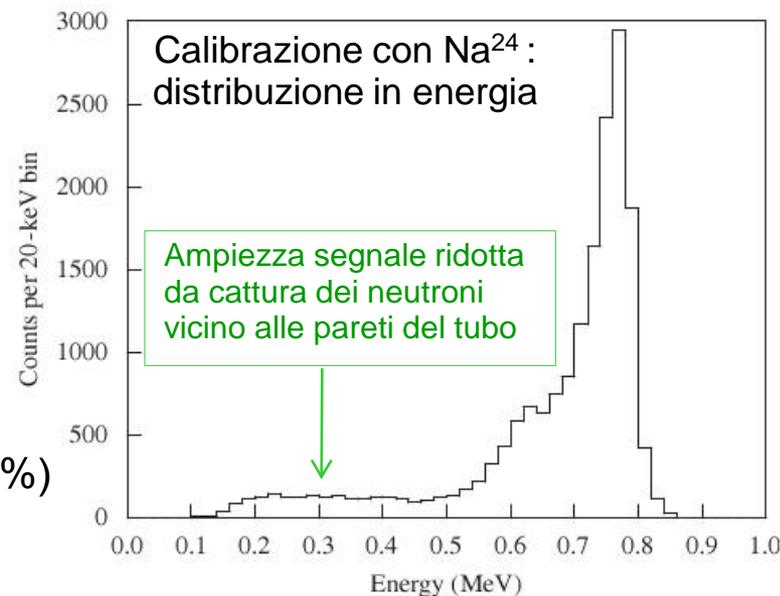
4 riempiti con 85% He⁴, 15% CF₄



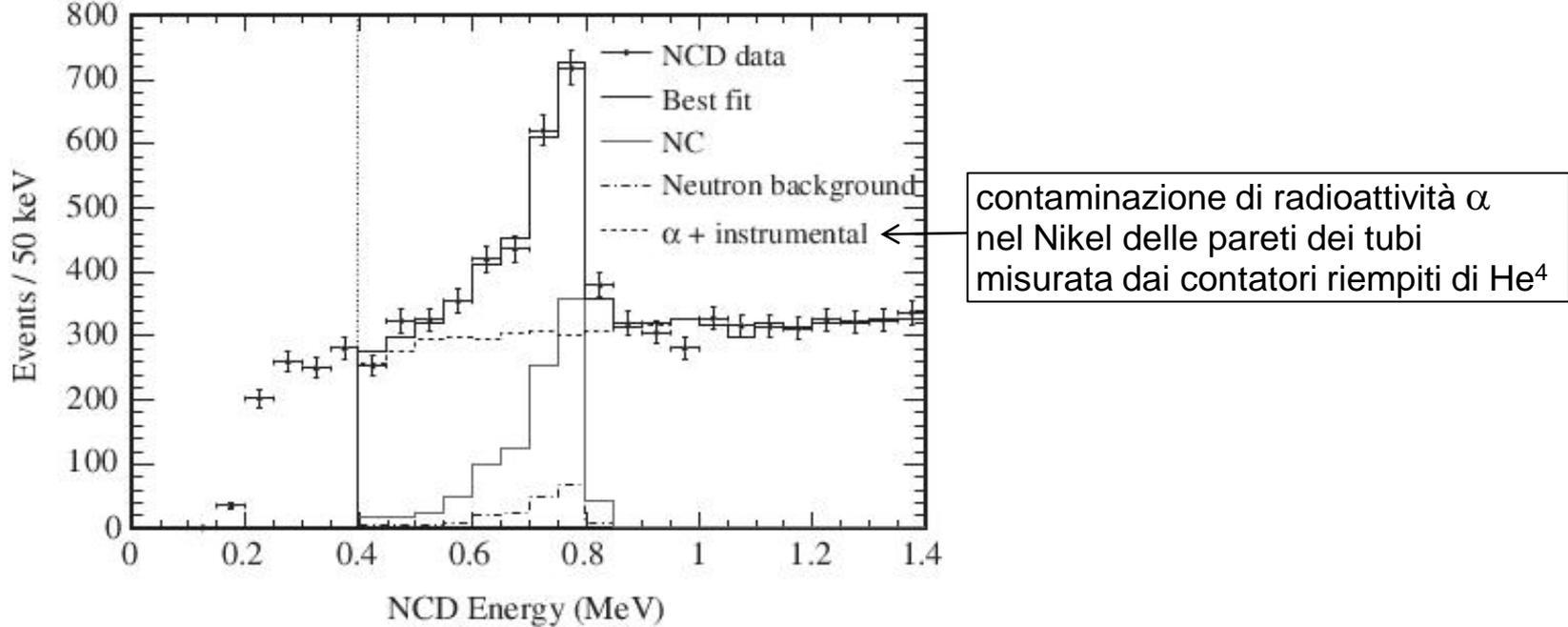
Rivelazione dei neutroni da $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$ dal segnale di cattura in He³ dopo rallentamento

$n + \text{He}^3 \rightarrow p + \text{H}^3 + 764 \text{ KeV}$

- segnale mono-energetico
(~ 20,000 coppie elettrone – ione nel gas)
- efficienza di rivelazione ~18%
misurata mediante sorgenti Na²⁴ (γ, 2.754 MeV)
inserite nel volume di D₂O:
 $\gamma + d \rightarrow p + n$
(efficienza rivelazione neutroni da $n + d \rightarrow \text{H}^3 + \gamma \approx 4.9 \%$)



Distribuzione in energia durante la presa-dati (Novembre 2004 – novembre 2006)



Numero di eventi da neutrini solari

Neutroni: 983 ± 77 (NCD); 267 ± 23 ($n + d \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$)

Elettroni CC: 1867^{+91}_{-101} ; **elettroni ES:** 171 ± 24

Fondo neutroni: 185 ± 24 (NCD); 77 ± 12 ($n + d \rightarrow \text{H}^3 + \gamma$)

$$\frac{\Phi_{\text{CC}}}{\Phi_{\text{NC}}} = 0.301 \pm 0.033$$

Conferma del deficit da misure con
effetti sistematici diversi

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 :

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right) \approx 0.33$$

$\left(\begin{array}{l} L \text{ [m]} \\ E \text{ [MeV]} \\ \Delta m^2 \text{ [eV}^2\text{]} \end{array} \right)$

Energia dei neutrini solari $E = 5 - 15 \text{ MeV}$

Variazione della distanza Sole – Terra durante le misure

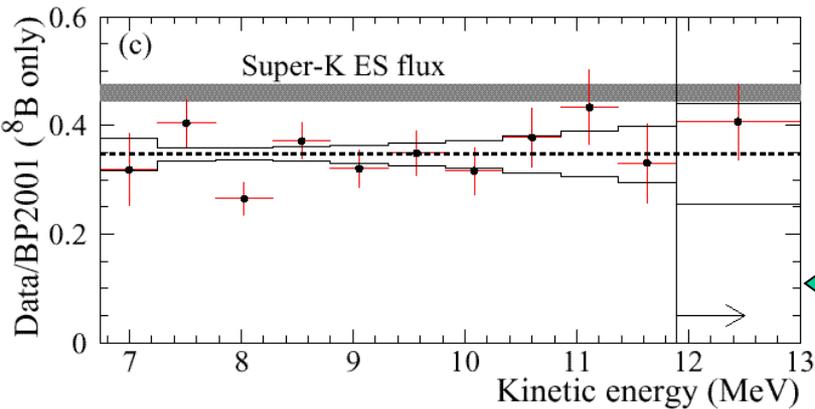
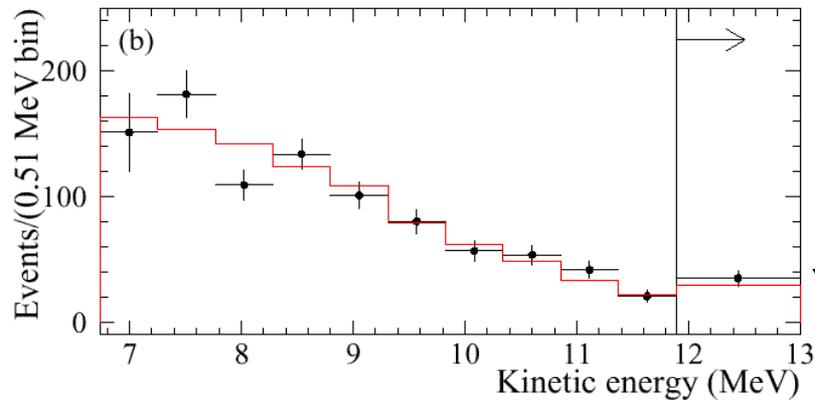
(dall'eccentricità dell'orbita terrestre) $\Delta L = 5.01 \times 10^9 \text{ m}$

(valor medio $L = 149.67 \times 10^9 \text{ m}$)

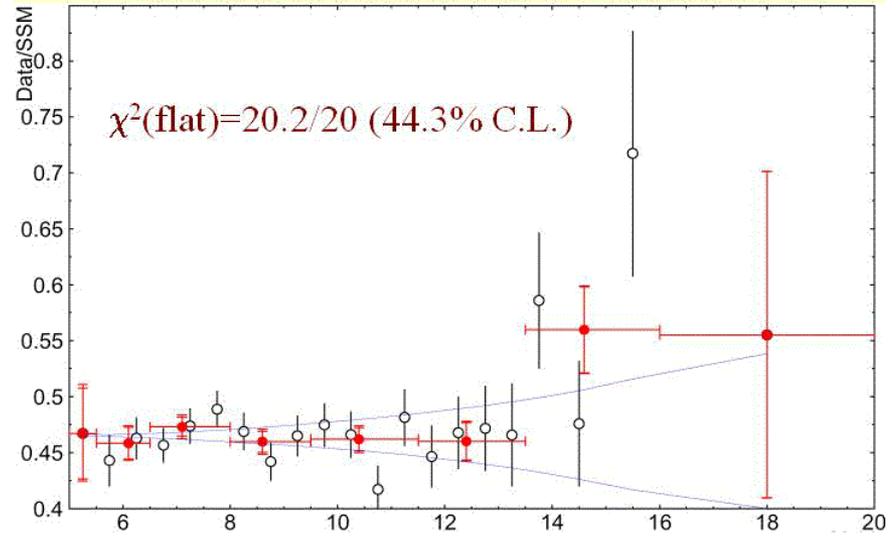
 Verifica della dipendenza di \mathcal{P}_{ee} da E e L

Distorsioni dello spettro

Super-K 2002



Data/SSM



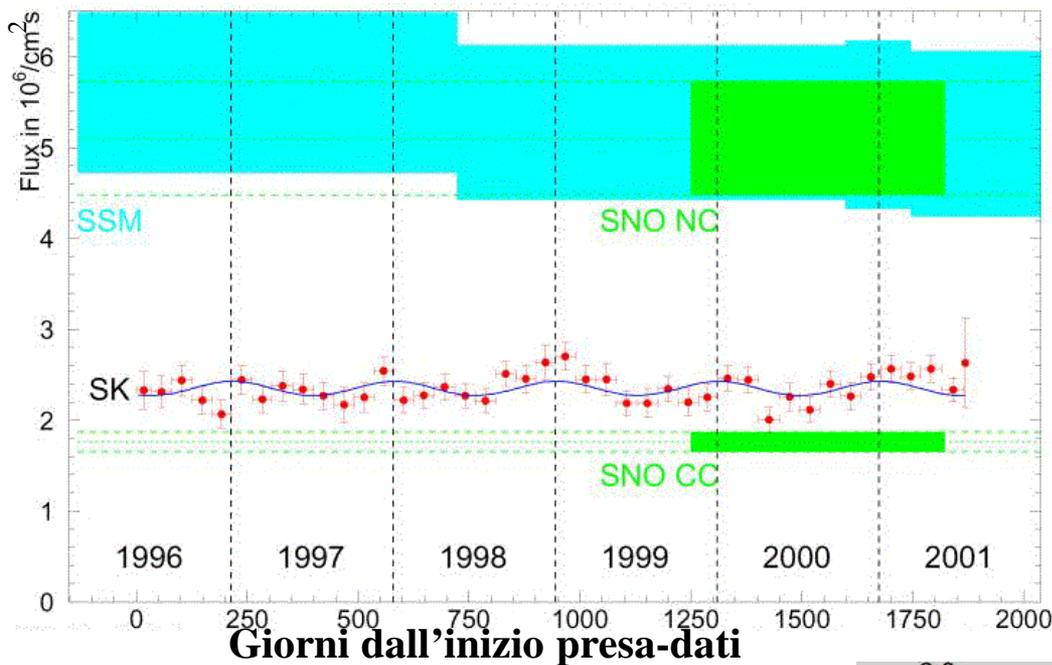
Energia cinetica elettrone (MeV)

**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

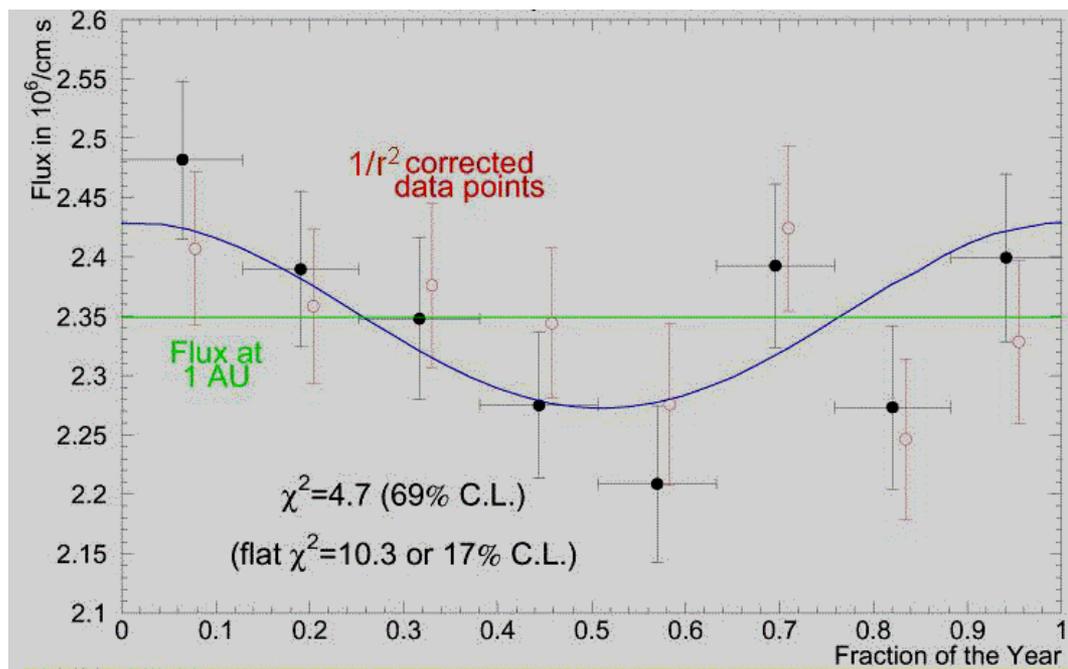


Variazione annuale della distanza
Sole - Terra: 3.3% \Rightarrow modulazione
stagionale del flusso di neutrini solari



Modulazione stagionale dalla
variazione dell'angolo solido
in assenza di oscillazioni : $\sim 6.6\%$

Effetto osservato compatibile con la
sola variazione di angolo solido



$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right) \approx 0.33$$

$\left(\begin{array}{l} L \text{ [m]} \\ E \text{ [MeV]} \\ \Delta m^2 \text{ [eV}^2] \end{array} \right)$

**Per lunghezze di oscillazione $\lambda_{osc} \ll$ dimensione sorgente ($\sim 0.15 R_{\odot} \approx 1 \times 10^8$ m);
 \ll diametro Terra ($\sim 1.3 \times 10^7$ m)**

\mathcal{P}_{ee} non dipende da E e L :

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \sin^2(2\theta) \left\langle \sin^2\left(1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E}\right) \right\rangle = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta) \geq 0.5$$

in disaccordo con il risultato sperimentale ~ 0.33

**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 :

$$n = 1 + \varepsilon = 1 + \frac{2\pi}{p^2} Nf(0)$$

p : impulso del neutrino

N : densità dei centri di diffusione

$f(0)$: ampiezza di diffusione a $\theta = 0^\circ$

Nel vuoto:

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

Onda piana nella materia: $\Psi = e^{i(np \cdot r - E't)}$

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

Conservazione dell'energia:

$$E = E' + V$$

$V \equiv$ energia potenziale del neutrino nella materia

→

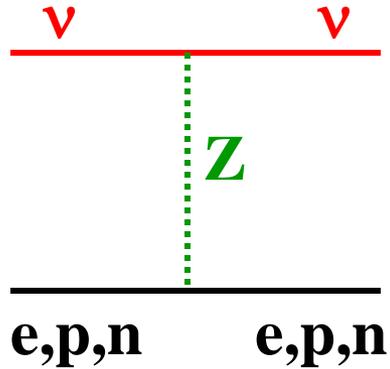
$$V = -\frac{p^2}{E} \varepsilon = -\frac{2\pi}{E} Nf(0)$$

$V < 0$: 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)



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

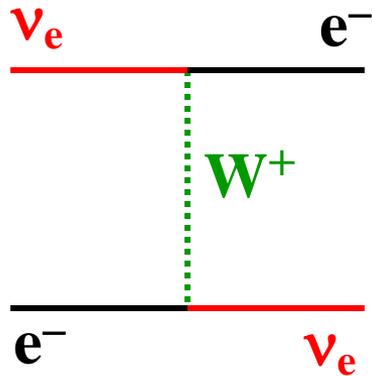
$$V_Z(n) = -\frac{\sqrt{2}}{2} G_F N_n$$

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/cm³]

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

Esempio: 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:

$$H\nu = i \frac{\partial \nu}{\partial t}$$

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: $\sqrt{p^2 + M^2} \approx p + \frac{M^2}{2p} \approx E + \frac{M^2}{2E}$ per $M \ll p$)

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

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

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

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

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

NOTA: m_1, m_2, θ definiti nel vuoto

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

termine diagonale:
nessun mixing
termine responsabile del mixing $\nu_e - \nu_\mu$

$\rho = \text{costante} \longrightarrow H$ indipendente dal tempo

Diagonalizzazione di $H \Rightarrow$ autovalori e autostati

Autovalori
nella materia

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

$$\xi \equiv 2EV_W \approx 1.526 \times 10^{-7} \frac{Z}{A} \rho E \quad [\text{eV}^2] \quad (\rho \text{ in g/cm}^3, E \text{ in MeV})$$

Angolo di mixing nella materia

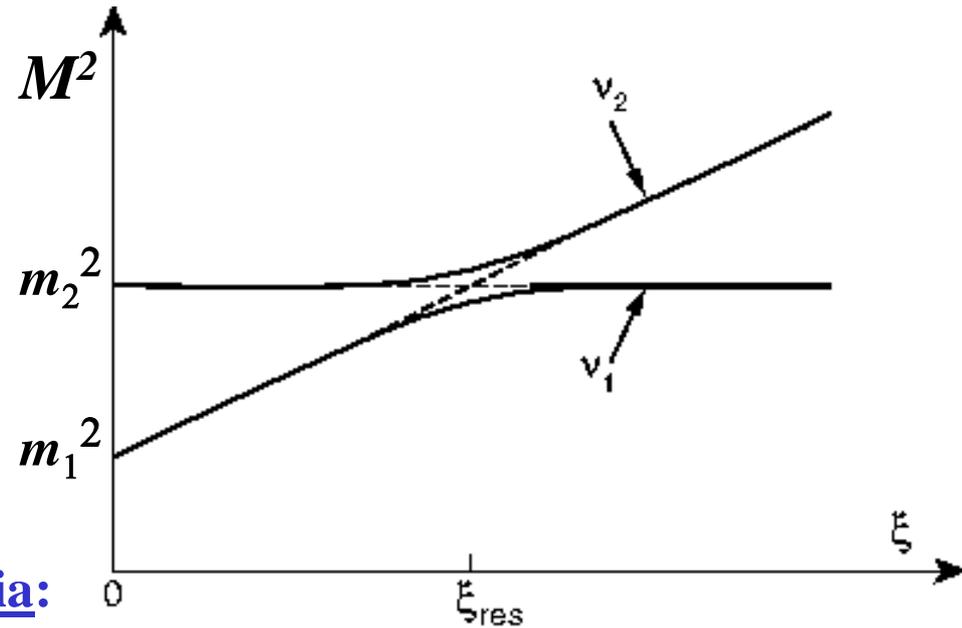
$$\tan 2\theta_m = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi}$$

$\xi = \Delta m^2 \cos 2\theta \equiv \xi_{\text{res}} \Rightarrow$ **mixing massimo**
($\theta_m = 45^\circ$) anche nel caso di angolo di mixing
nel vuoto molto piccolo: “risonanza MSW”
 (scoperta da Mikheyev e Smirnov nel 1985)

Autovalori della massa in funzione di ξ

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

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



Lunghezza di oscillazione nella materia:

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

($\lambda \equiv$ lunghezza di oscillazione nel vuoto)

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

NOTA: per le oscillazioni di ν_e la risonanza MSW esiste soltanto se $\Delta m^2 \cos 2\theta > 0$

$\Delta m^2 > 0, \cos 2\theta > 0$ ($\theta < 45^\circ$) oppure $\Delta m^2 < 0, \cos 2\theta < 0$ ($\theta > 45^\circ$)

DEFINIZIONE: $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 > 0$

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:

$$\nu(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{puro } \nu_e \text{ alla produzione})$$

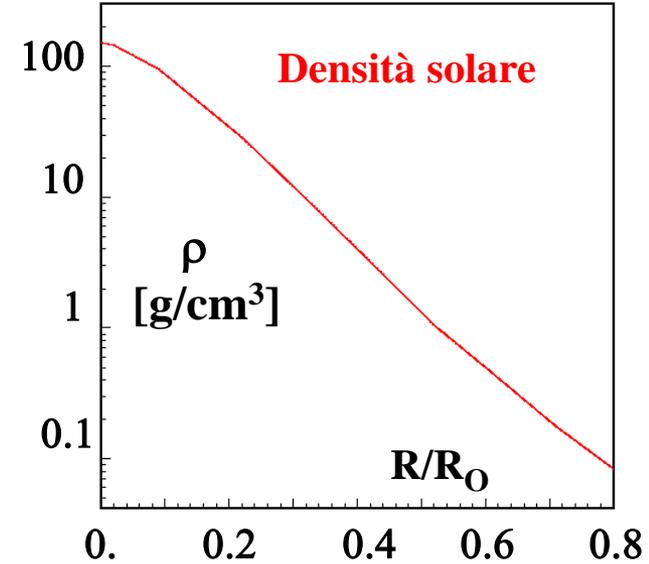
$$\nu(\delta) = \nu(0) + \left(\frac{\partial\nu}{\partial t} \right)_{t=0} \delta = \nu(0) - iH(0)\nu(0)\delta$$

.....

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

.....

(fino all'uscita del neutrino dal Sole)



(δ = intervallo temporale molto piccolo)

Soluzioni “adiabatiche”

Variazione della densità ρ su una lunghezza di oscillazione trascurabile

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

$\nu_1(t), \nu_2(t)$: autostati “locali” di massa ottenuti fissando $\rho = \text{costante} = \text{densità locale al tempo } t$ nell'Hamiltoniana H

$$a_1(0) = \cos \theta_m^0; \quad a_2(0) = \sin \theta_m^0 \quad \text{costanti su tutto il percorso all'interno del Sole}$$

$\theta_m^0 = \theta_m(0)$ angolo di mixing nella materia al punto di produzione del neutrino nel nucleo del sole

Ipotesi: angolo di mixing nel vuoto $\theta < 45^\circ \rightarrow \cos\theta > \sin\theta ; \cos 2\theta > 0$

Angolo di mixing nella materia:

$$\tan 2\theta_m = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi} \quad \xi \equiv 2EV_w \approx 1.526 \times 10^{-7} \frac{Z}{A} \rho [\text{g/cm}^3] E [\text{MeV}]$$

Se $\xi > \xi_{res} = \Delta m^2 \cos(2\theta)$: $\theta_m > 45^\circ \Rightarrow a_1(0) = \cos \theta_m^0 < \sin \theta_m^0 = a_2(0)$

 **Alla produzione** $|\langle \nu_2 | \nu_e \rangle| > |\langle \nu_1 | \nu_e \rangle|$

$$\xi > \xi_{res} \quad \rightarrow \quad E [\text{MeV}] > \frac{\xi_{res}}{2V_w} \approx \frac{6.6 \times 10^6 \Delta m^2 \cos 2\theta}{(Z/A)\rho} \quad \left(\begin{array}{l} \Delta m^2 [\text{eV}^2] \\ \rho [\text{g/cm}^3] \end{array} \right)$$

Per le soluzioni “adiabatiche”, all’uscita dal Sole ($t = t_E$):

$$\nu(t_E) = \cos \theta_m^0 \nu_1(t_E) + \sin \theta_m^0 \nu_2(t_E)$$

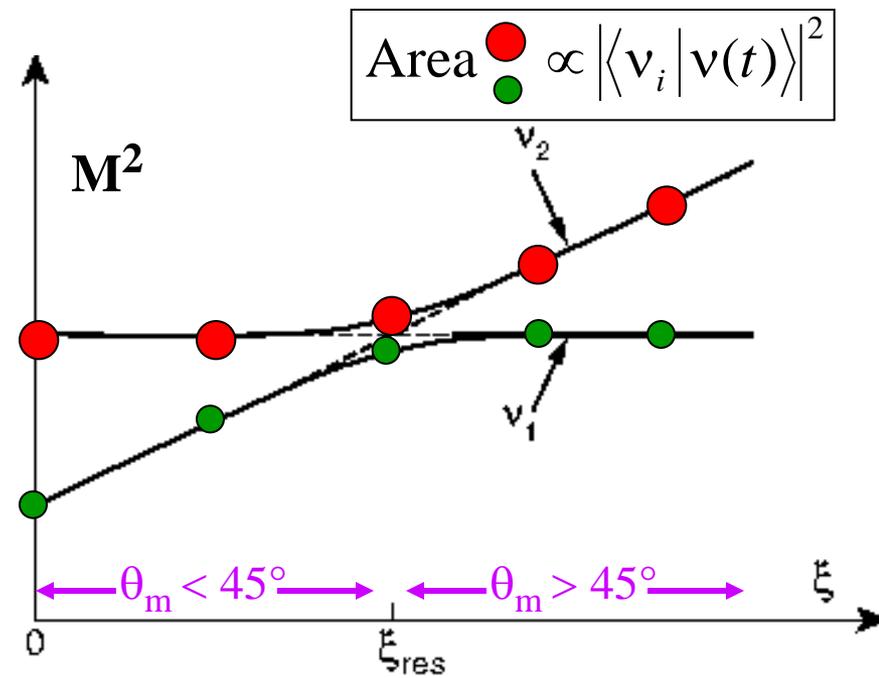
$\nu_1(t_E), \nu_2(t_E)$: autostati di massa nel vuoto

Per $\theta_m^0 > 45^\circ$ $\left| \langle \nu_\mu | \nu(t_E) \rangle \right| > \left| \langle \nu_e | \nu(t_E) \rangle \right|$

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

Nel vuoto, all’uscita dal Sole ($t = t_E$):

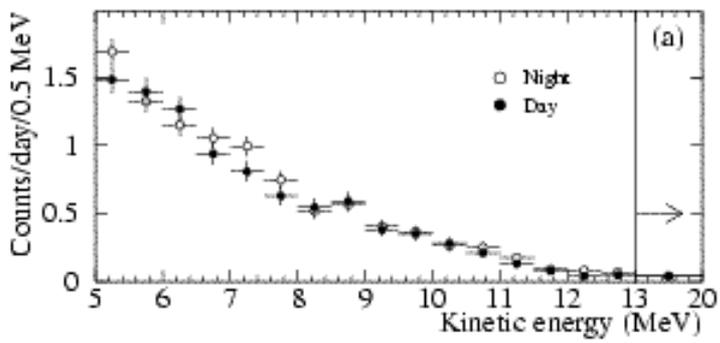
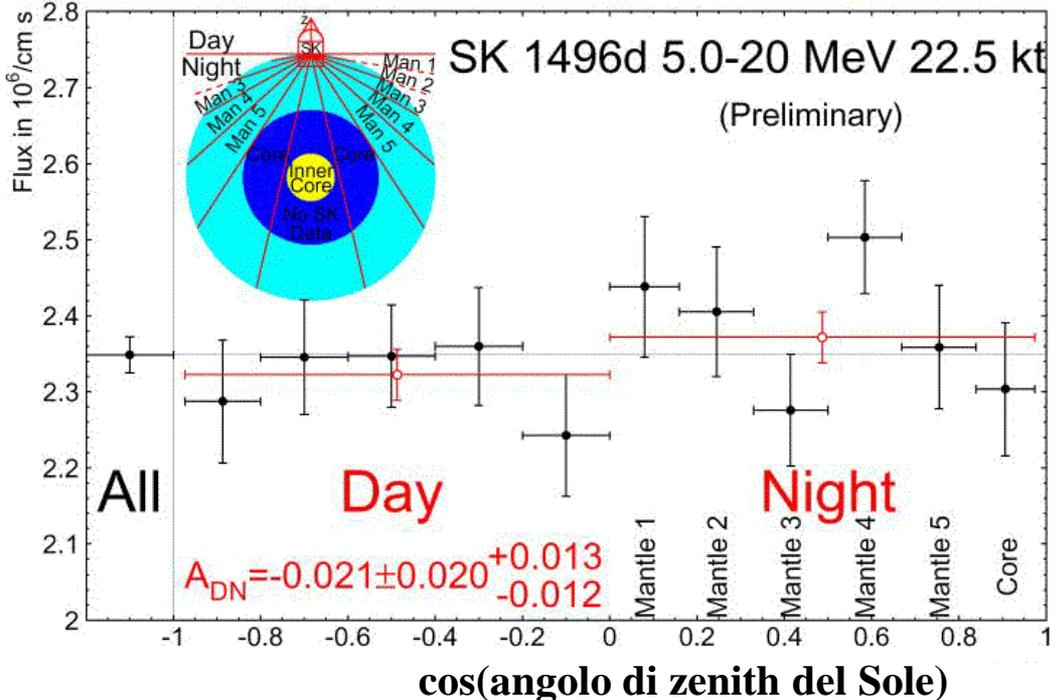
DEFICIT DI ν_e



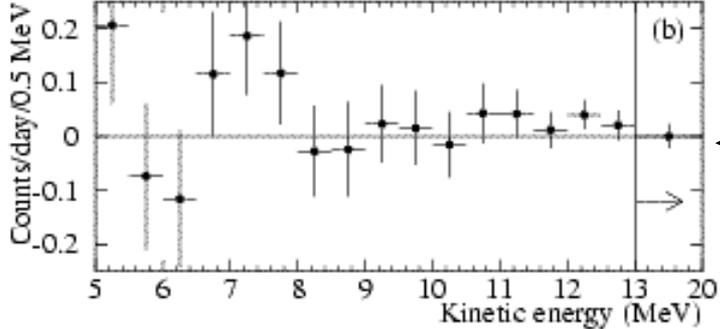
Modulazione Notte-Giorno (da oscillazioni per effetto di materia nell'attraversare la Terra di notte → aumento del flusso ν_e di notte per alcune regioni dei parametri di oscillazione)

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

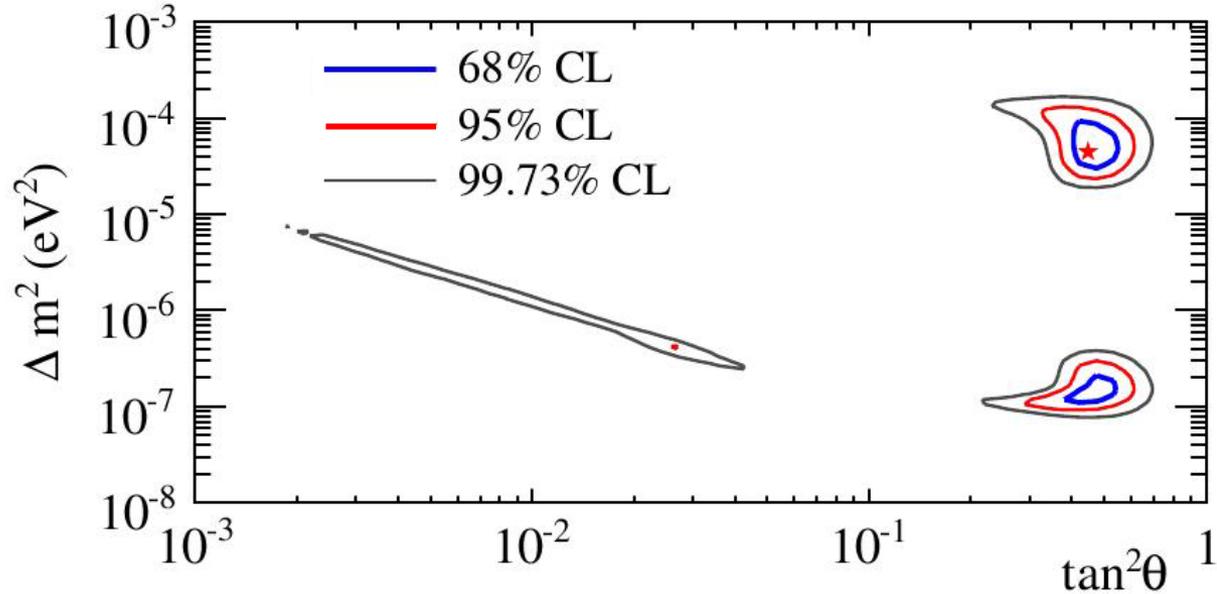
“Best fit” ai dati di SNO

★ Best fit:

$$\Delta m^2 = 4.57 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \theta = 0.447$$

$$\chi^2 / N_{dof} = 73.8 / 72$$



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

NOTA: $\tan^2 \theta$ preferita a $\sin^2 2\theta$ perchè $\sin^2 2\theta$ è simmetrico rispetto a $\theta = 45^\circ$

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

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

Best fit “globale” ai risultati di tutti gli esperimenti sui neutrini solari

Il fit include i risultati di una nuova analisi dei dati SNO (Fase I e II) con soglia di rivelazione ridotta da 5.5 a 3.5 MeV
B.Aharmim et al., Phys. Rev. **C81**, 055504 (2010)

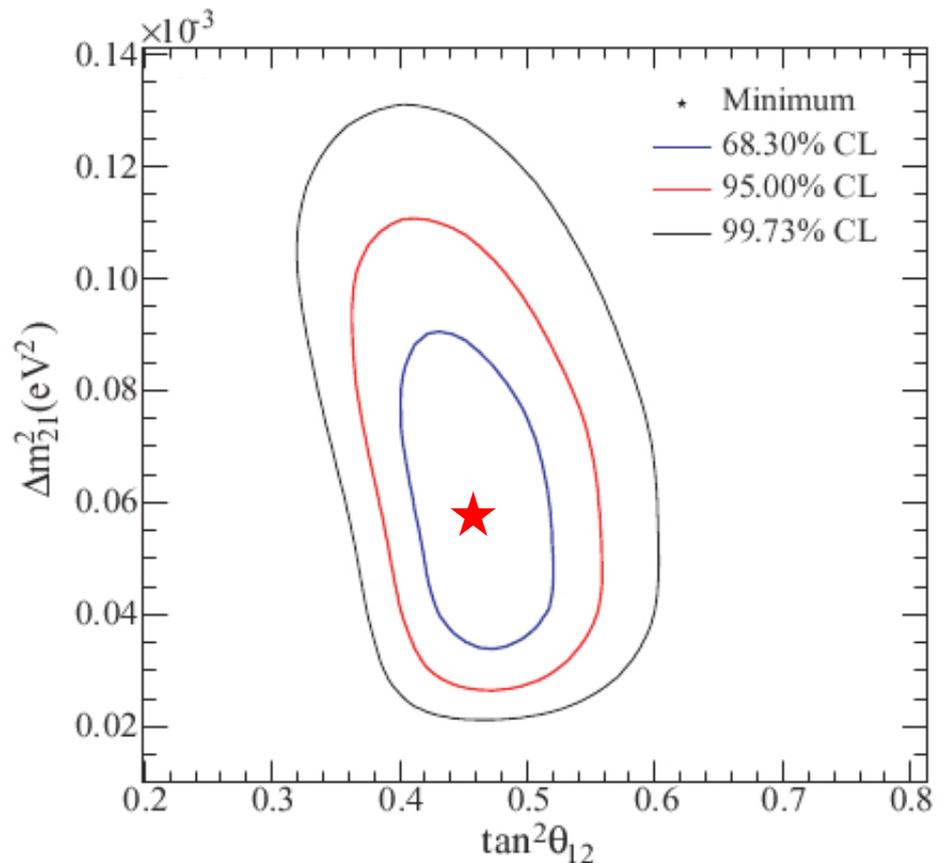
★ Best fit:

$$\Delta m^2 = (5.89^{+2.13}_{-2.16}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \theta = 0.457^{+0.038}_{-0.041}$$

$$\theta = (32.82^{+1.07}_{-1.24})^\circ$$

$$\chi^2 / N_{dof} = 67.5 / 89$$



KAMLAND

Verifica della scomparsa dei ν_e solari con antineutrini da reattori nucleari

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

 **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.

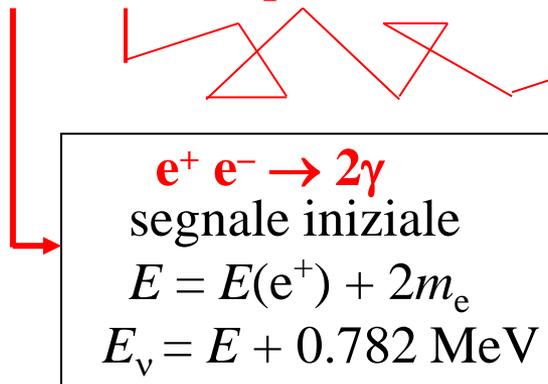
Spettro in energia ($E \leq 10$ MeV, $\langle E \rangle \approx 3$ MeV) determinato sperimentalmente.

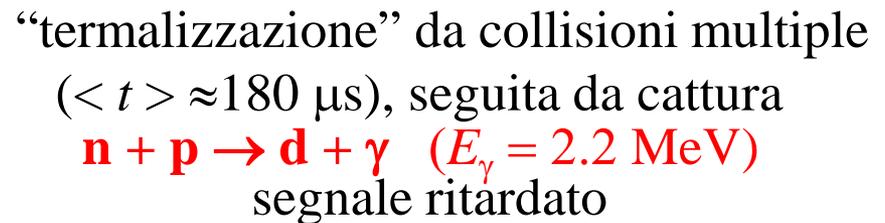
Frequenza di produzione $\bar{\nu}_e$: $1.9 \times 10^{20} P_{\text{th}} \text{ s}^{-1}$ } $\left[\begin{array}{l} P_{\text{th}}: \text{potenza termica} \\ \text{del reattore in GW} \end{array} \right]$

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

Rivelazione:

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


 $e^+ e^- \rightarrow 2\gamma$
segnale iniziale
 $E = E(e^+) + 2m_e$
 $E_\nu = E + 0.782 \text{ MeV}$


“termalizzazione” da collisioni multiple
($\langle t \rangle \approx 180 \mu\text{s}$), seguita da cattura
 $n + p \rightarrow d + \gamma$ ($E_\gamma = 2.2 \text{ MeV}$)
segnale ritardato

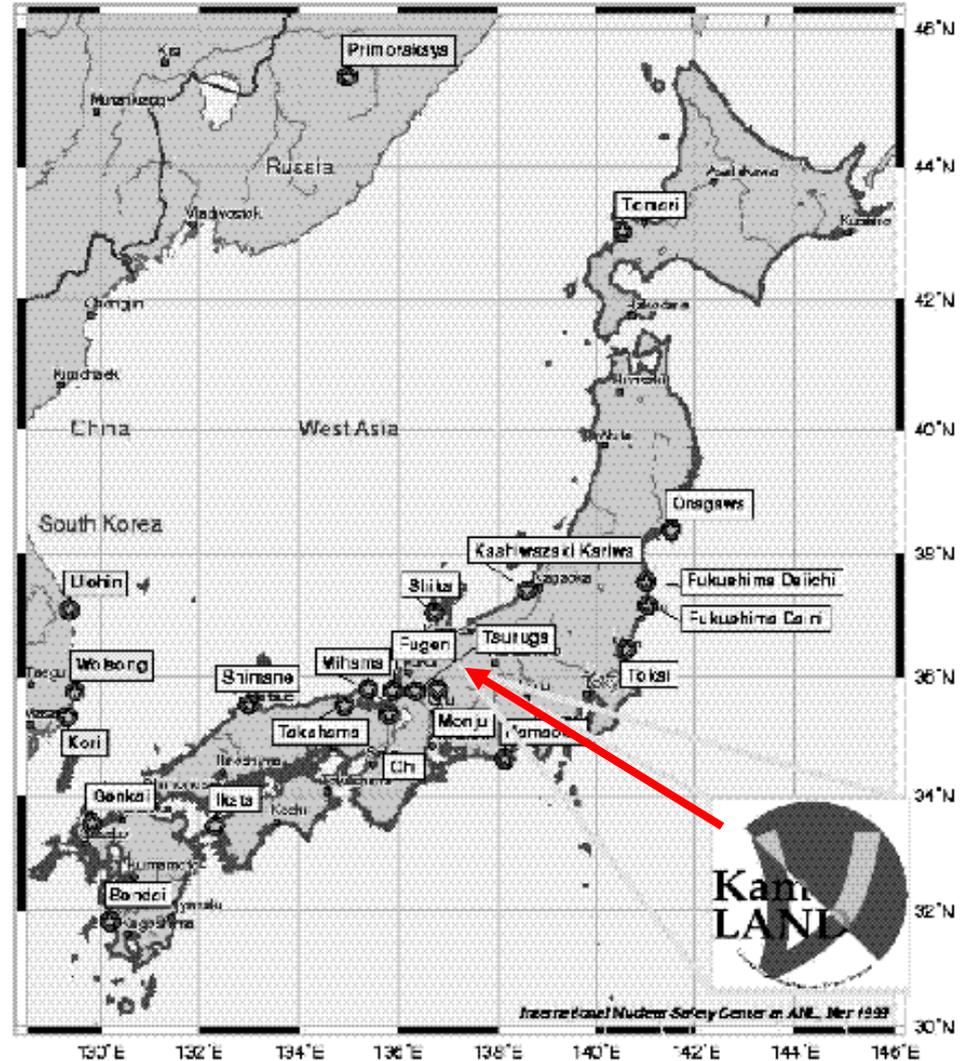
KamLAND (KAMioka Liquid scintillator Anti-Neutrino Detector)

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

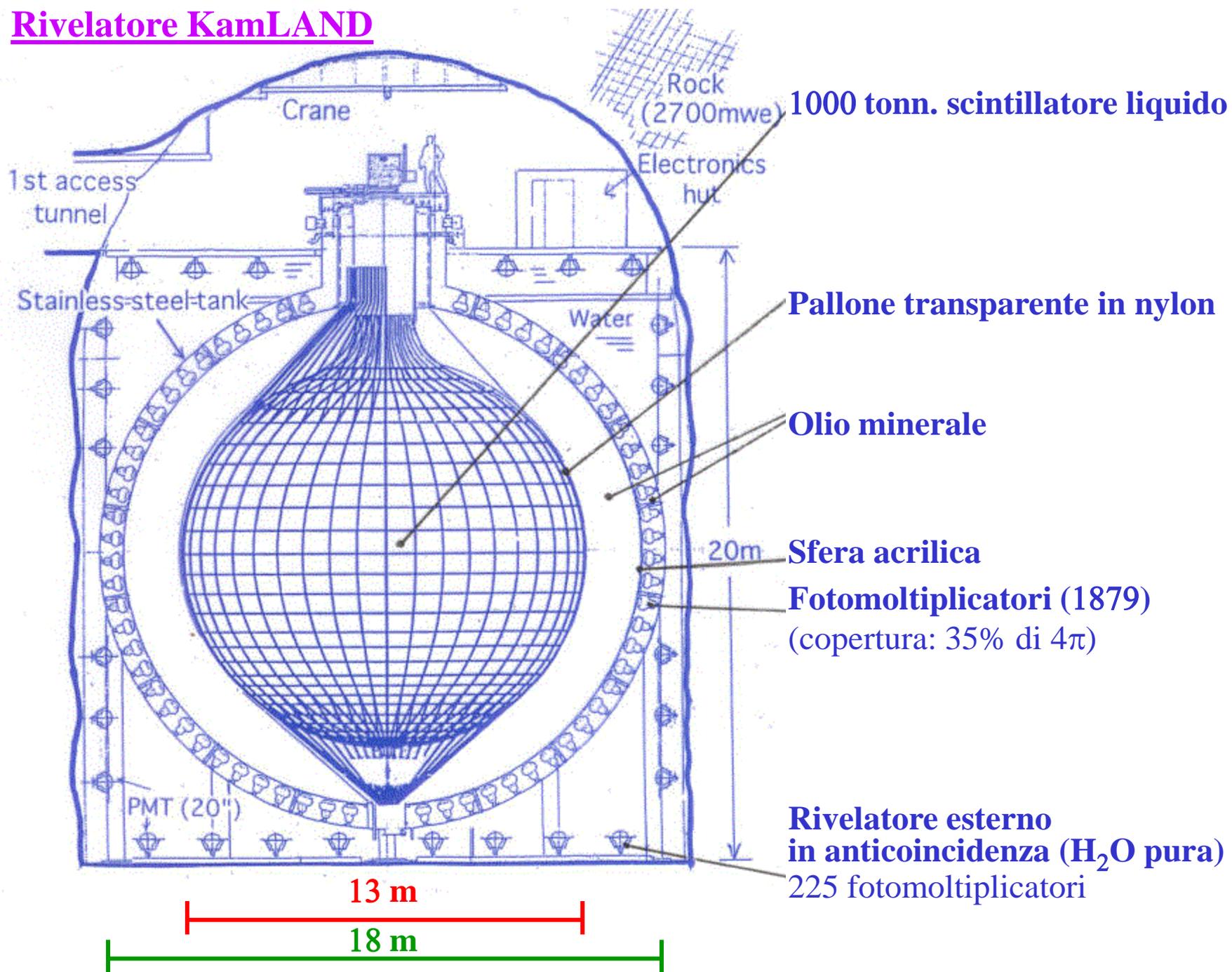
Potenza termica totale 70 GW
>79% del flusso $\bar{\nu}_e$ prodotto da
26 reattori, $138 < L < 214$ km
Media pesata delle distanze:
 $\langle L \rangle$: 180 km (peso = flusso $\bar{\nu}_e$)

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

Lunghezza d'oscillazione media
per $\Delta m^2 = 6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$:
 $\langle \lambda_{\text{osc}} \rangle \approx 120 \text{ km}$



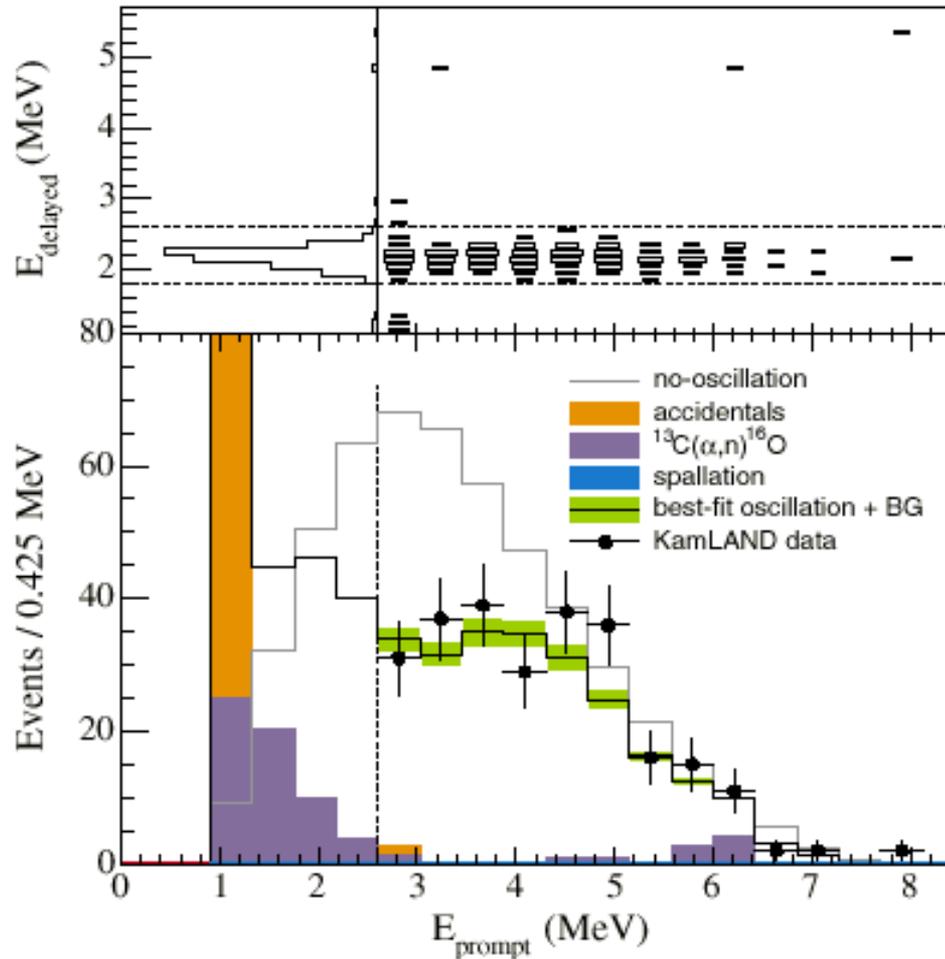
Rivelatore KamLAND



KamLAND: selezione eventi

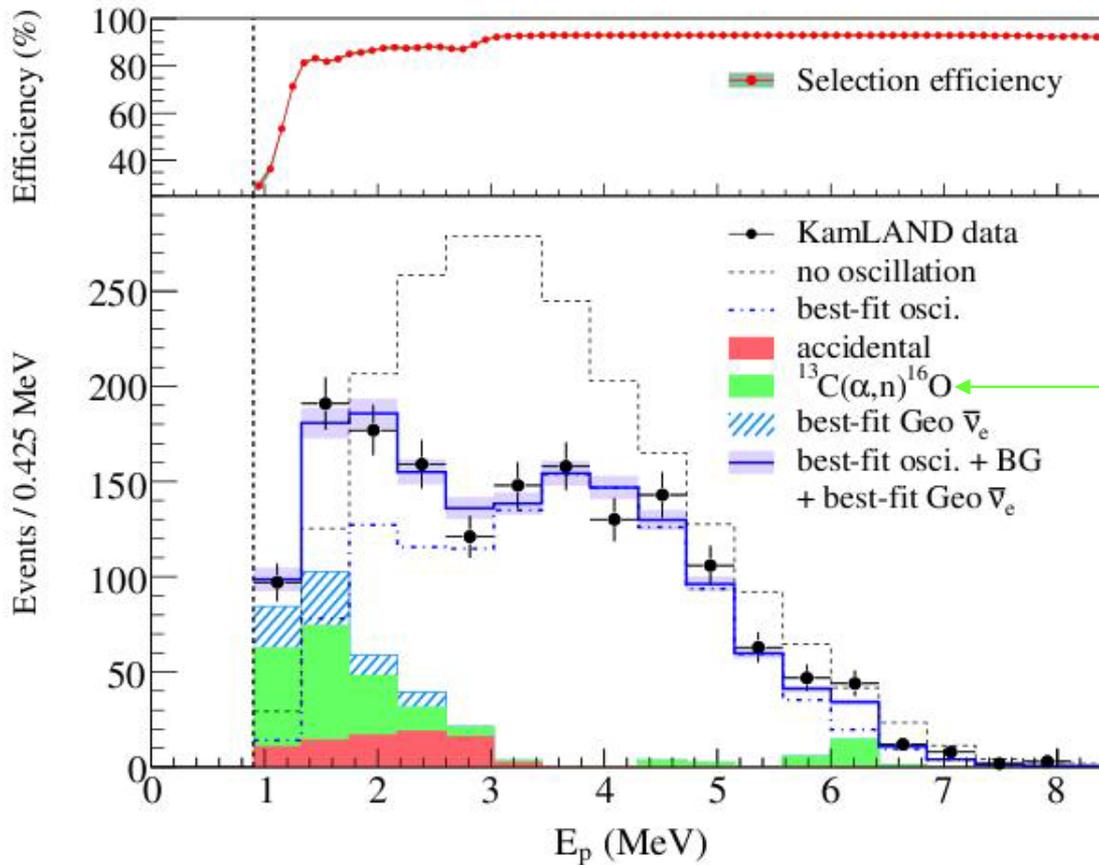
Segnale iniziale: $2.6 < E < 8.5$ MeV, distanza dal centro < 5.5 m

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



KamLAND: risultati finali

S. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008)



Contaminazione dello scintillatore da radioattività α

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

Eventi di fondo: 276.1 ± 23.5

Numero di eventi osservati : 1609

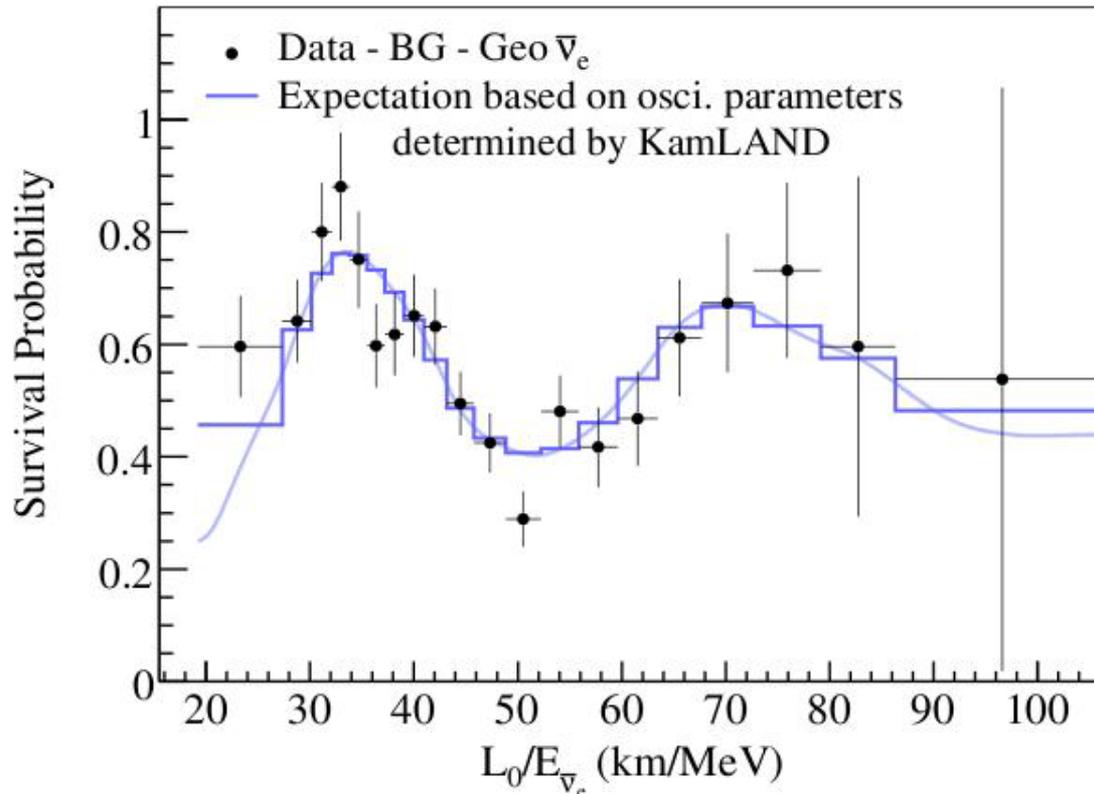
KamLAND: probabilità di scomparsa di $\bar{\nu}_e$

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

Best fit

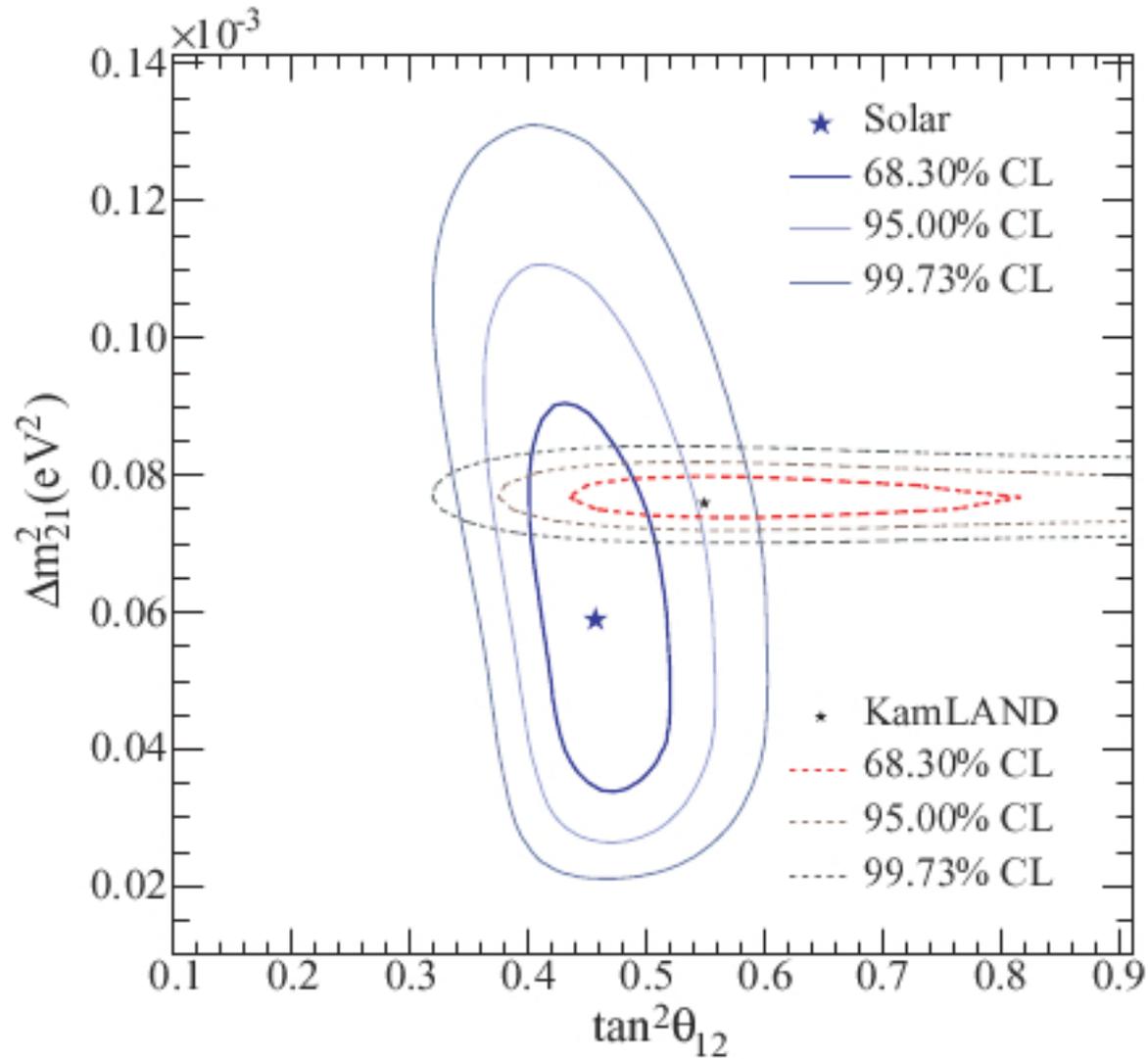
$$\Delta m^2 = (7.58_{-0.13}^{+0.14} \pm 0.15) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

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

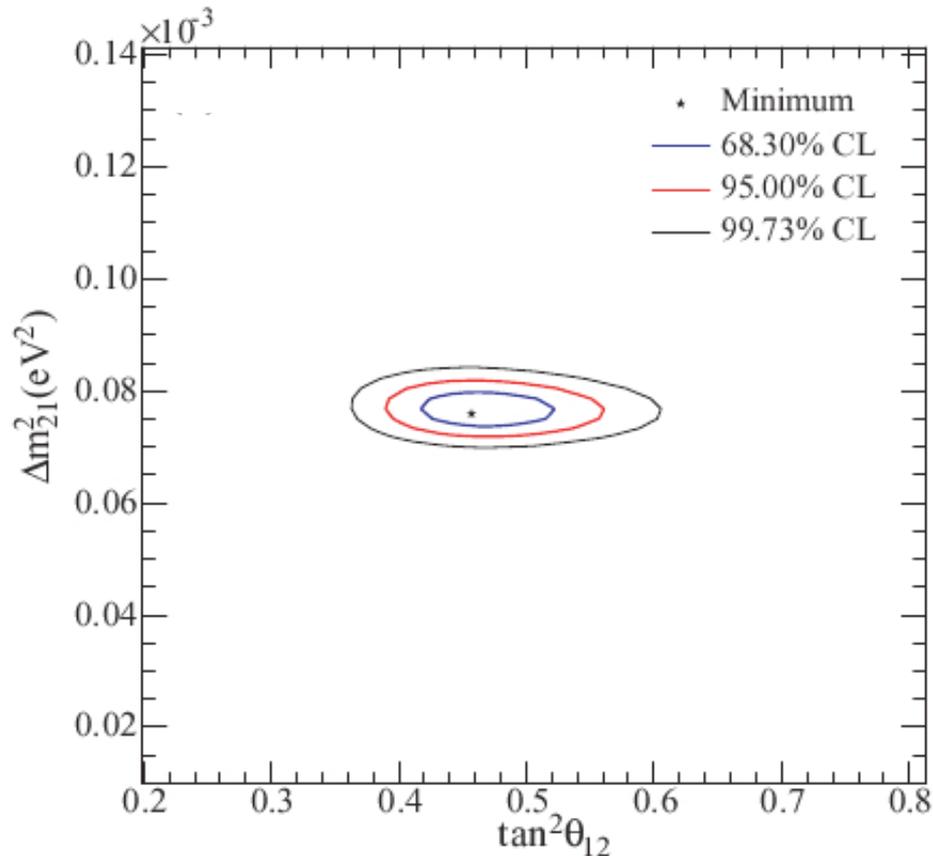


$L_0 = 180$ km
distanza media
sorgente - rivelatore

Confronto dei fits neutrini solari – KamLAND



“Best fit” a tutti i dati sui neutrini solari + KamLAND



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

$$\tan^2 \theta = 0.457^{+0.040}_{-0.029} \Rightarrow \theta = 34.06^\circ \begin{matrix} +1.16^\circ \\ -0.84^\circ \end{matrix}$$

$$\chi^2 / N_{dof} = 81.4 / 106$$

Scomparsa dei neutrini solari

Riassunto

Richiamo di formule

Lunghezza di oscillazione nel vuoto $\lambda(m) = 2.48 \frac{E(\text{MeV})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)}$
= 5.06×10^4 m per $E_\nu = 1$ MeV;
= 5.06×10^5 m per $E_\nu = 10$ MeV.

Lunghezza di oscillazione nella materia $\lambda_m < \frac{\lambda}{\sin 2\theta} \approx 1.09\lambda$

Condizione necessaria per soluzioni adiabatiche:

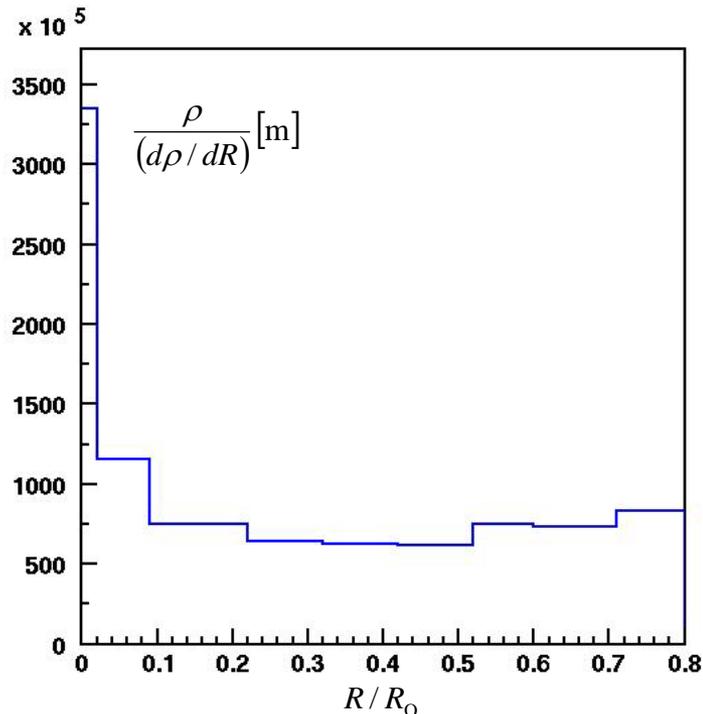
Variazione della densità solare su una lunghezza di oscillazione trascurabile

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dR} \lambda_m \ll 1$$

(R : distanza dal centro del Sole)

→ $\lambda_m \ll \frac{\rho}{(d\rho/dR)}$

La propagazione dei neutrini solari all'interno del Sole è descritta da una soluzione adiabatica



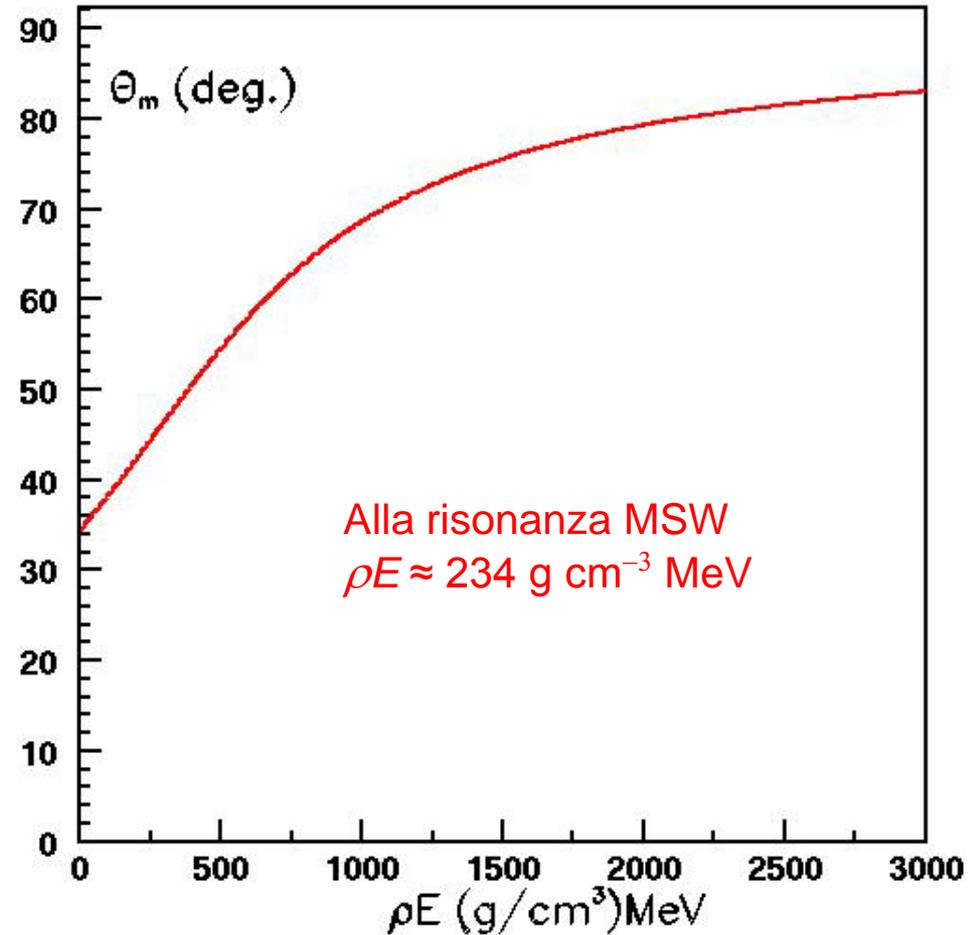
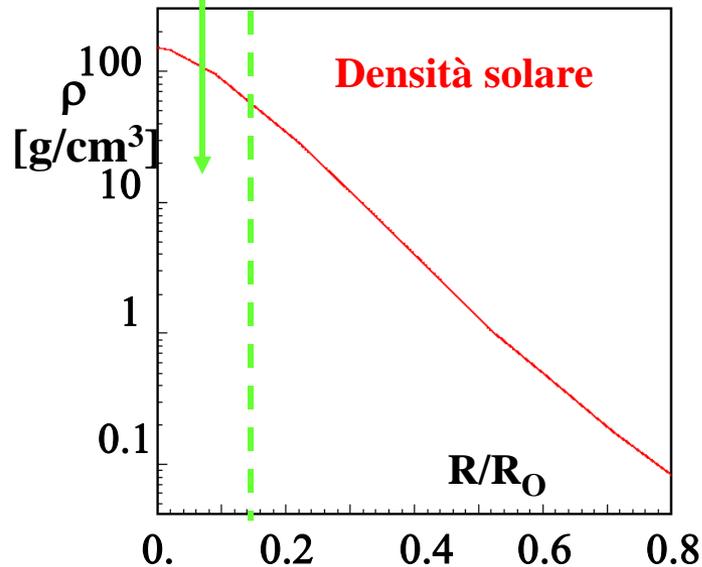
Angolo di mixing nella materia solare

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

$$\xi \equiv 2EV_w \approx 1.526 \times 10^{-7} \frac{Z}{A} \rho E \quad [\text{eV}^2] \quad (\rho \text{ in g/cm}^3, E \text{ in MeV})$$

$\langle Z/A \rangle \approx 0.77$ nel nucleo del Sole:
34% H ($Z/A = 1$), 66% nuclei con $Z/A = 1/2$
(principalmente He^4)

$R/R_o < 0.15$
regione di produzione
dei ν_e solari
 $R_o \approx 6.96 \times 10^5 \text{ km}$



Probabilità di rivelare ν_e solari in rivelatori terrestri (\mathcal{P}_{ee})

Ipotesi: mixing $\nu_e - \nu_\mu \Rightarrow \mathcal{P}_{ee} = 1 - \mathcal{P}_{e\mu}$

All'uscita dal Sole (soluzione adiabatica):

$$\nu_E = \cos(\theta_m^0)\nu_1 + \sin(\theta_m^0)\nu_2$$

Propagazione fino al rivelatore (sulla Terra):

$$\nu(t) = \cos(\theta_m^0)\nu_1 e^{-iE_1 t} + \sin(\theta_m^0)\nu_2 e^{-iE_2 t}$$

$$\left(E_{1,2} = \sqrt{p^2 + m_{1,2}^2} \approx p + \frac{m_{1,2}^2}{2E} \right)$$

$$\mathcal{P}_{e\mu} = \left| \langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle \right|^2 = \left| \langle -\sin(\theta)\nu_1 + \cos(\theta)\nu_2 | \cos(\theta_m^0)\nu_1 e^{-iE_1 t} + \sin(\theta_m^0)\nu_2 e^{-iE_2 t} \rangle \right|^2 =$$

$$= \left| -\sin(\theta)\cos(\theta_m^0) + \cos(\theta)\sin(\theta_m^0)e^{-i(E_2-E_1)t} \right|^2 = \left| -\sin(\theta)\cos(\theta_m^0) + \cos(\theta)\sin(\theta_m^0)e^{-i\frac{m_2^2-m_1^2}{2E}t} \right|^2 =$$

$$= \left(-\sin(\theta)\cos(\theta_m^0) + \cos(\theta)\sin(\theta_m^0)\cos\left(\frac{\Delta m^2}{2E}t\right) \right)^2 + \left(\cos(\theta)\sin(\theta_m^0)\sin\left(\frac{\Delta m^2}{2E}t\right) \right)^2 =$$

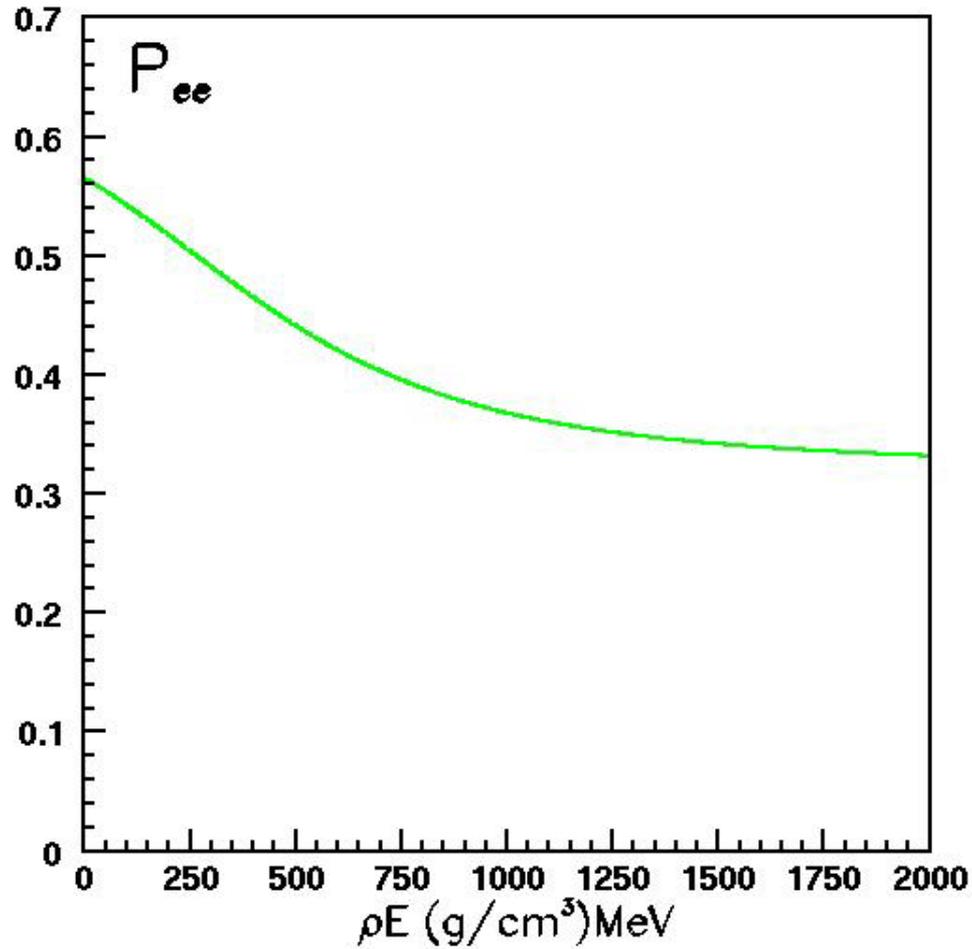
$$= \sin^2(\theta)\cos^2(\theta_m^0) + \cos^2(\theta)\sin^2(\theta_m^0) - 2\sin(\theta_m^0)\cos(\theta_m^0)\sin(\theta)\cos(\theta)\cos\left(\frac{\Delta m^2}{2E}t\right)$$

$$\cos\left(\frac{\Delta m^2}{2E}t\right) = \cos\left(2\pi\frac{L}{\lambda_{osc}}\right)$$

$\lambda_{osc} \ll$ **dimensione sorgente / diametro Terra /**
variazione distanza Terra-Sole

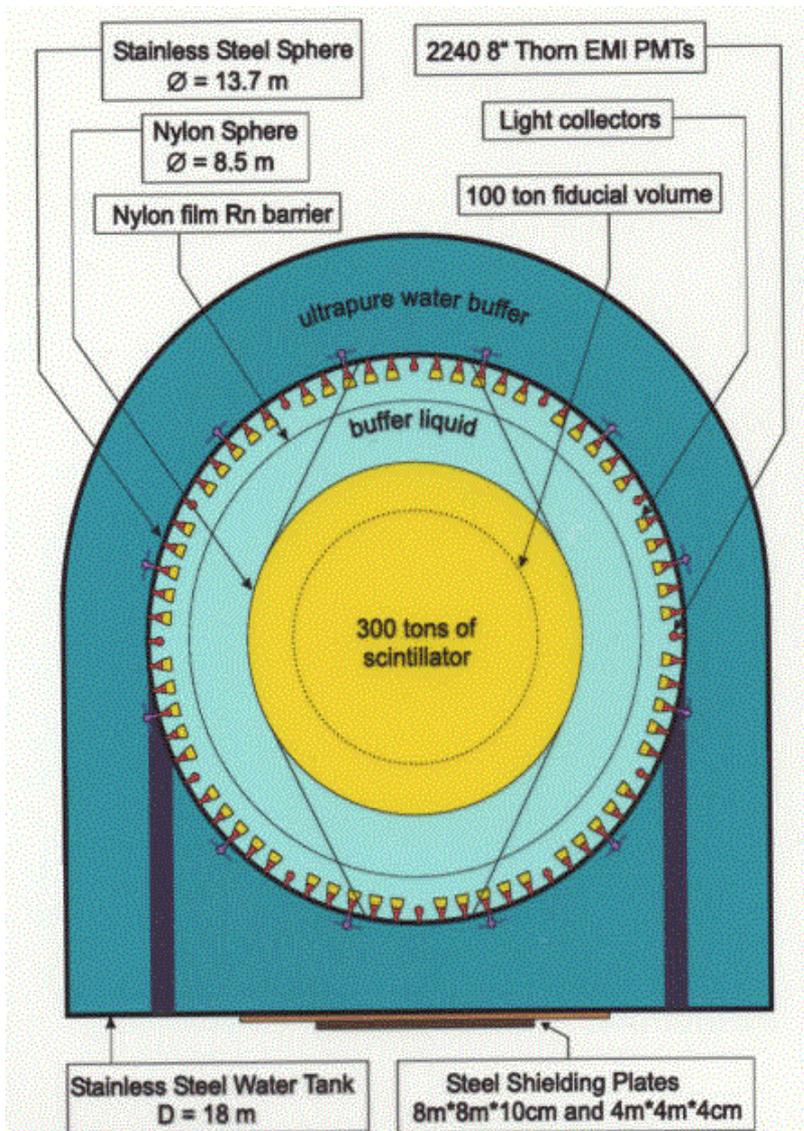
$$\longrightarrow \left\langle \cos\left(2\pi\frac{L}{\lambda_{osc}}\right) \right\rangle = 0$$

$$P_{ee} = 1 - P_{e\mu} = 1 - \sin^2(\theta) \cos^2(\theta_m^0) - \cos^2(\theta) \sin^2(\theta_m^0)$$



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 \gg luce Cerenkov
 \rightarrow soglia di rivelazione $\ll 1$ MeV

Scintillatore: pseudocumene (PC) + PPO;
"buffer liquid": PC + DMP (luce scintillazione = 0)

Esperimento in tempo reale

Luce di scintillazione ISOTROPA

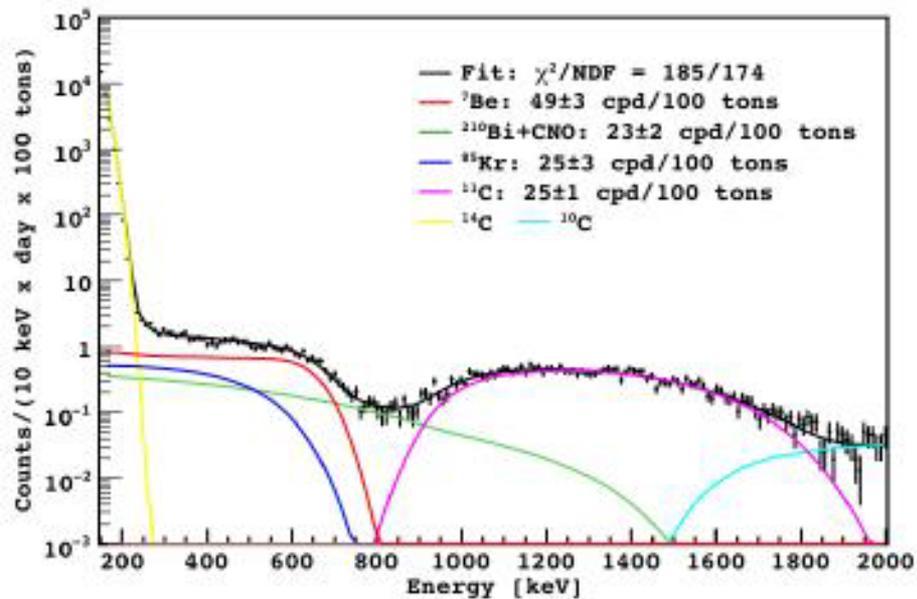
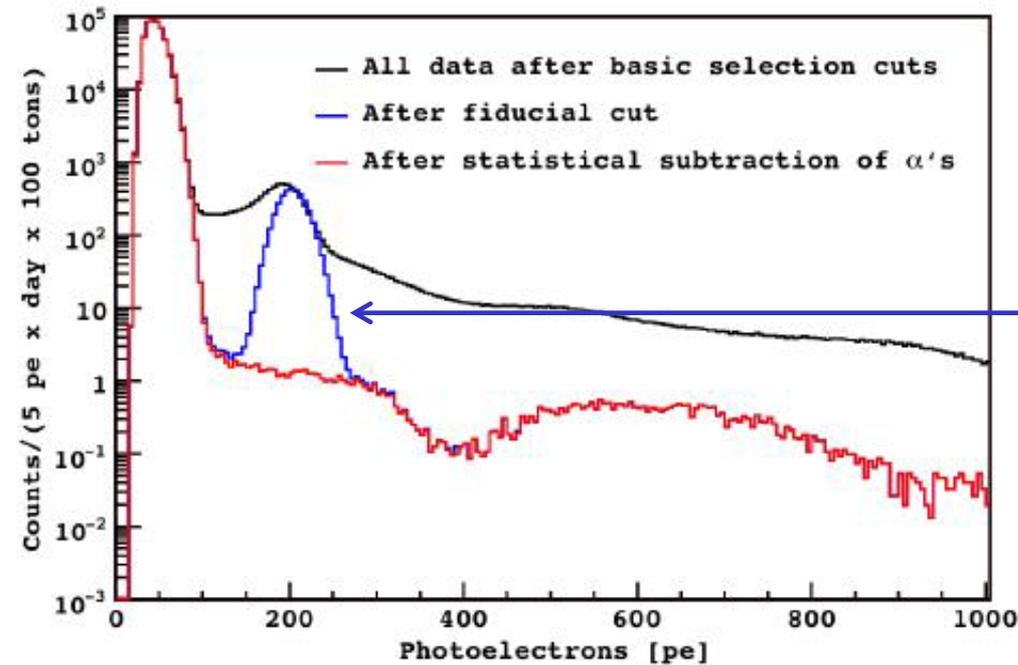
\rightarrow assenza di correlazione del segnale
con la direzione Sole – rivelatore

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

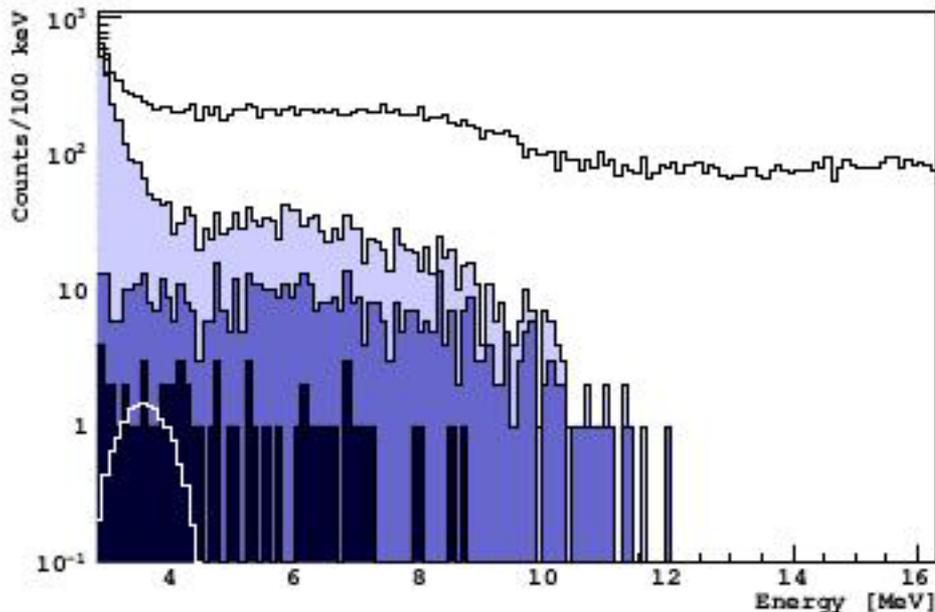


Dopo sottrazione dei fondi: evidenza di neutrini solari monoenergetici dalla reazione



$$E(\nu_e) \approx 0.87 \text{ MeV}$$

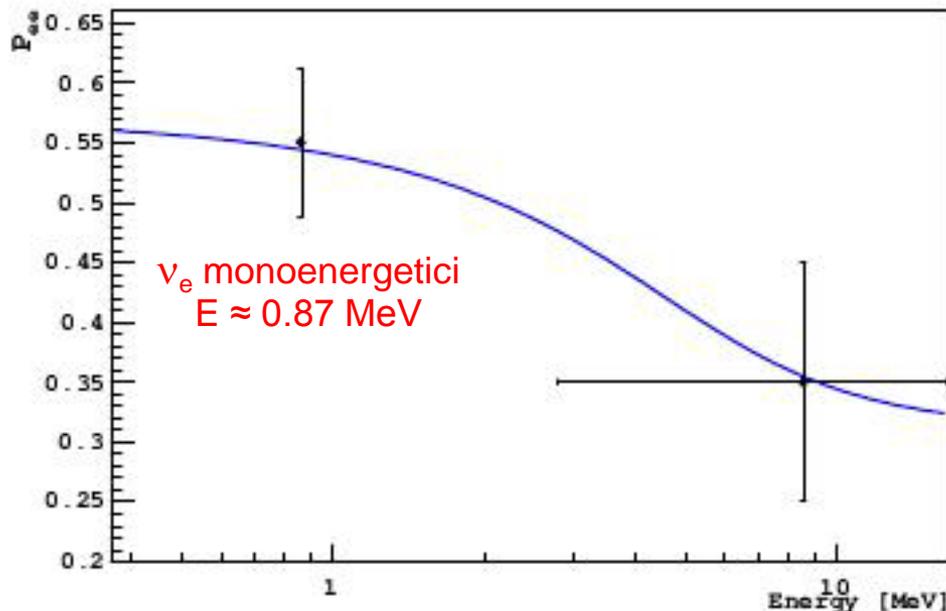
Distribuzione in energia degli elettroni da $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ praticamente piatta fino a $\sim 0.67 \text{ MeV}$



BOREXINO

Spettro misurato , $E > 2$ MeV

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



Misura del deficit di ν_e solari in funzione dell'energia

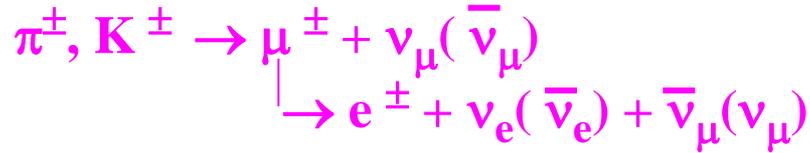
$$P_{ee} = \frac{N(\text{eventi misurati})}{N(\text{eventi predetti dal MSS})}$$

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:



Ad energie $E < 2 \text{ GeV}$ 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)

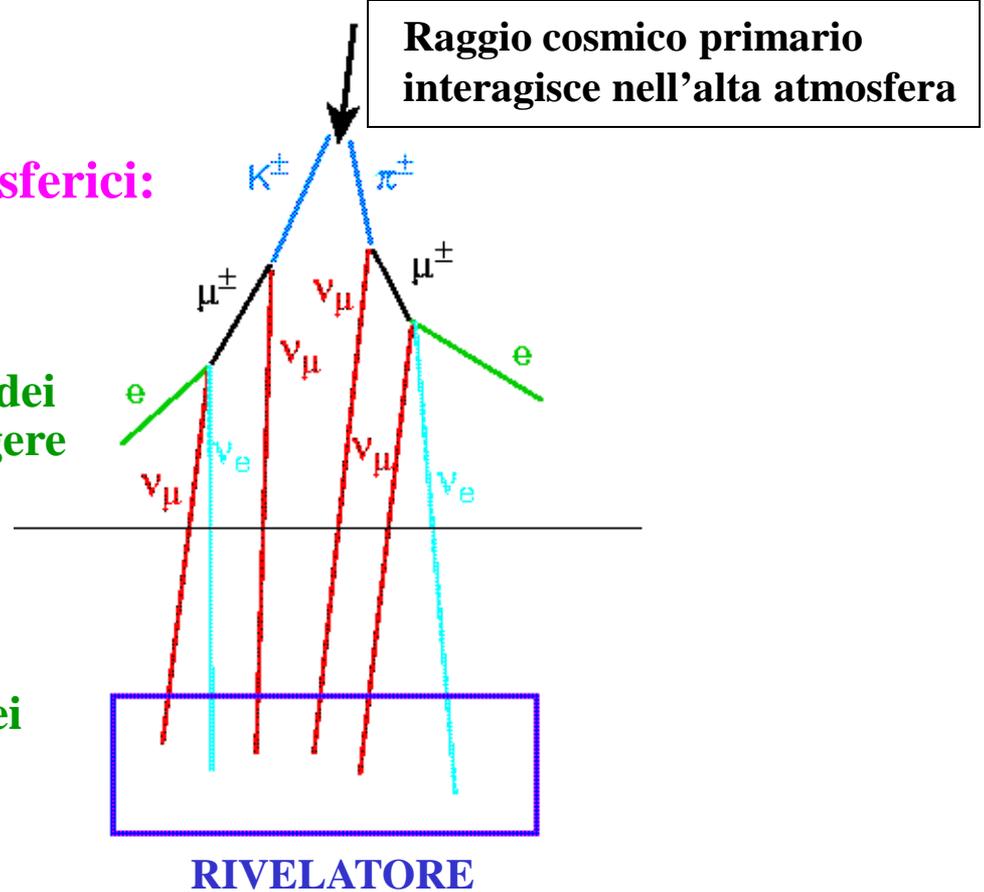
Intervallo di energie dei neutrini atmosferici: 0.1 — 100 GeV

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

Incertezza sui flussi dei neutrini atmosferici: tipicamente $\pm 30\%$

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

Incertezza sul rapporto $\nu_\mu / \nu_e : \pm 5\%$



Rivelazione dei neutrini atmosferici

$\nu_\mu + \text{Nucleone} \rightarrow \mu + \text{adroni}$: 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 elettromagnetico

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

Identificazione in contatori Čerenkov ad acqua

traccia muonica:

dE/dx compatibile col minimo della ionizzazione;

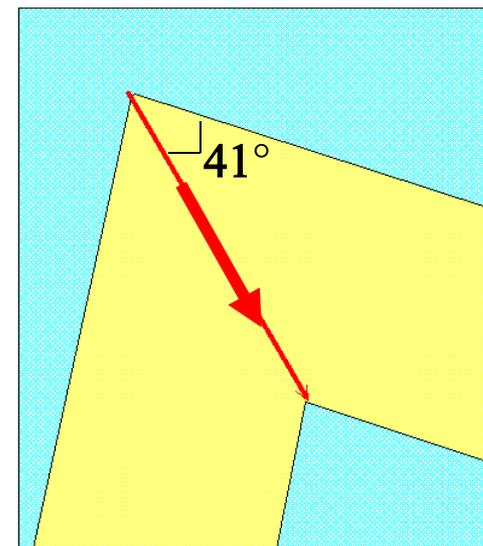
anello di luce Čerenkov con bordi ben definiti

sciame elettromagnetico:

dE/dx 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 misurata ~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)

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

Neutrini atmosferici in Super-K

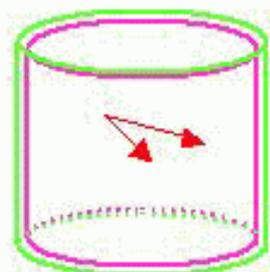
Distanza tra il punto di interazione e la parete del rivelatore interno ≥ 1 metro

1489 days of contained event data (April 96 – July 01)

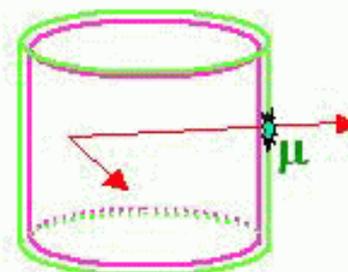
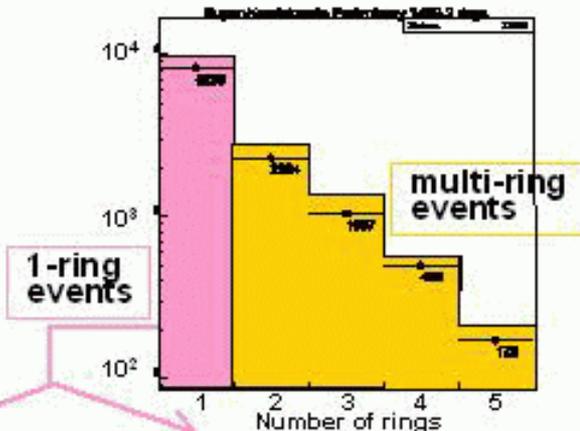
Contained event
(sub-GeV, multi-GeV sample)

Fully Contained (FC)

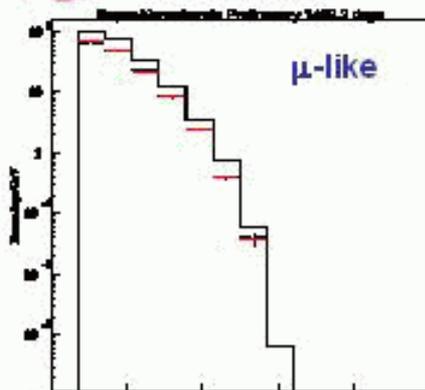
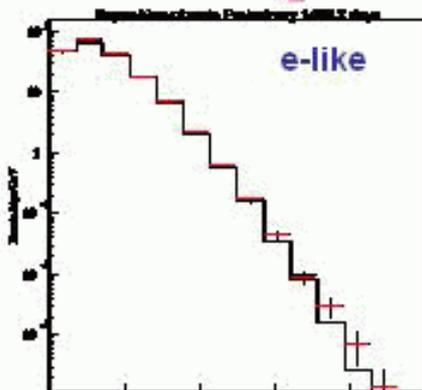
Partially Contained (PC)



e/μ



All are assumed to be μ -like

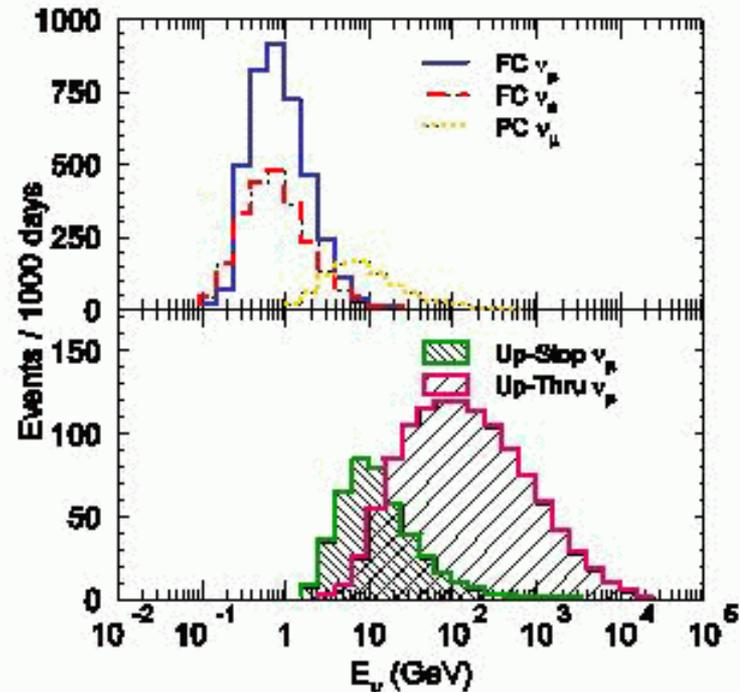
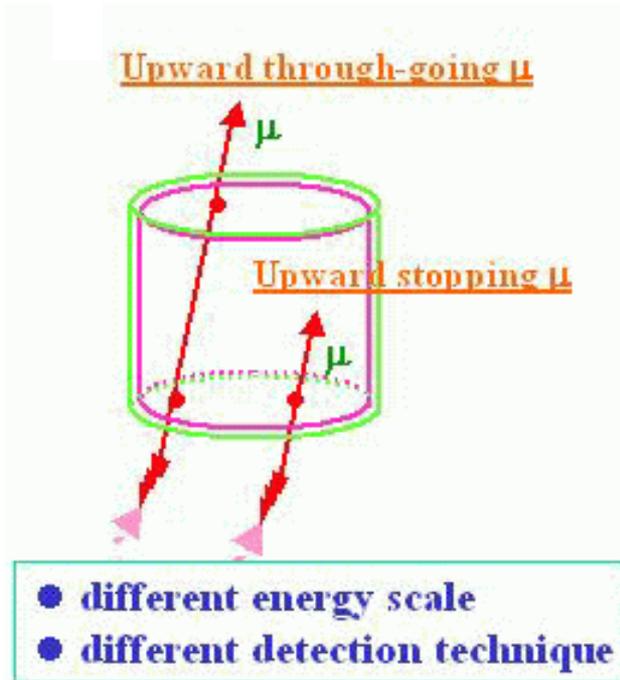


Energia del leptone (e/μ) [GeV]

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



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

Verso il basso: $\theta = 0^\circ$

Orizzontale: $\theta = 90^\circ$

Atmosfera terrestre

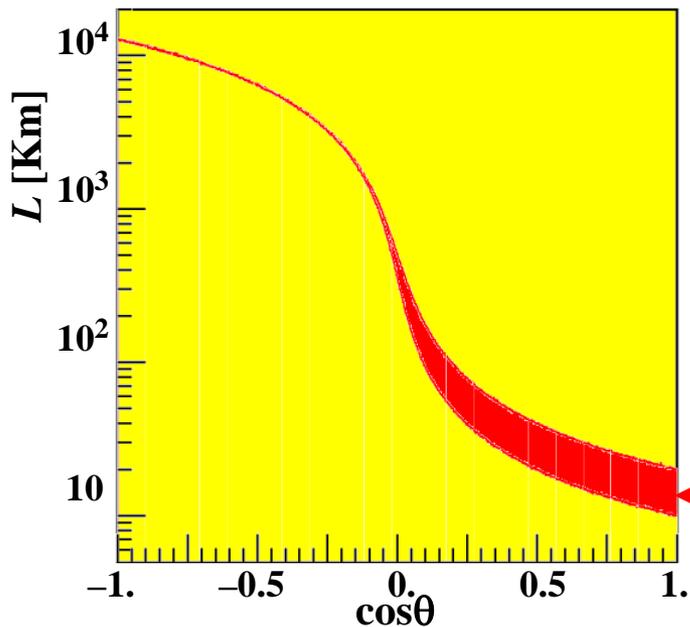
rivelatore

Verso l'alto: $\theta = 180^\circ$

Terra

Asse verticale locale

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



$$\theta = 0^\circ \text{ — } 180^\circ$$

$$L = \sim 10 \text{ — } \sim 12800 \text{ km}$$



Ricerca di oscillazioni su distanza L variabile

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

$\alpha \approx 25^\circ$ per $E = 1$ GeV;

$\alpha \rightarrow 0$ per E crescente

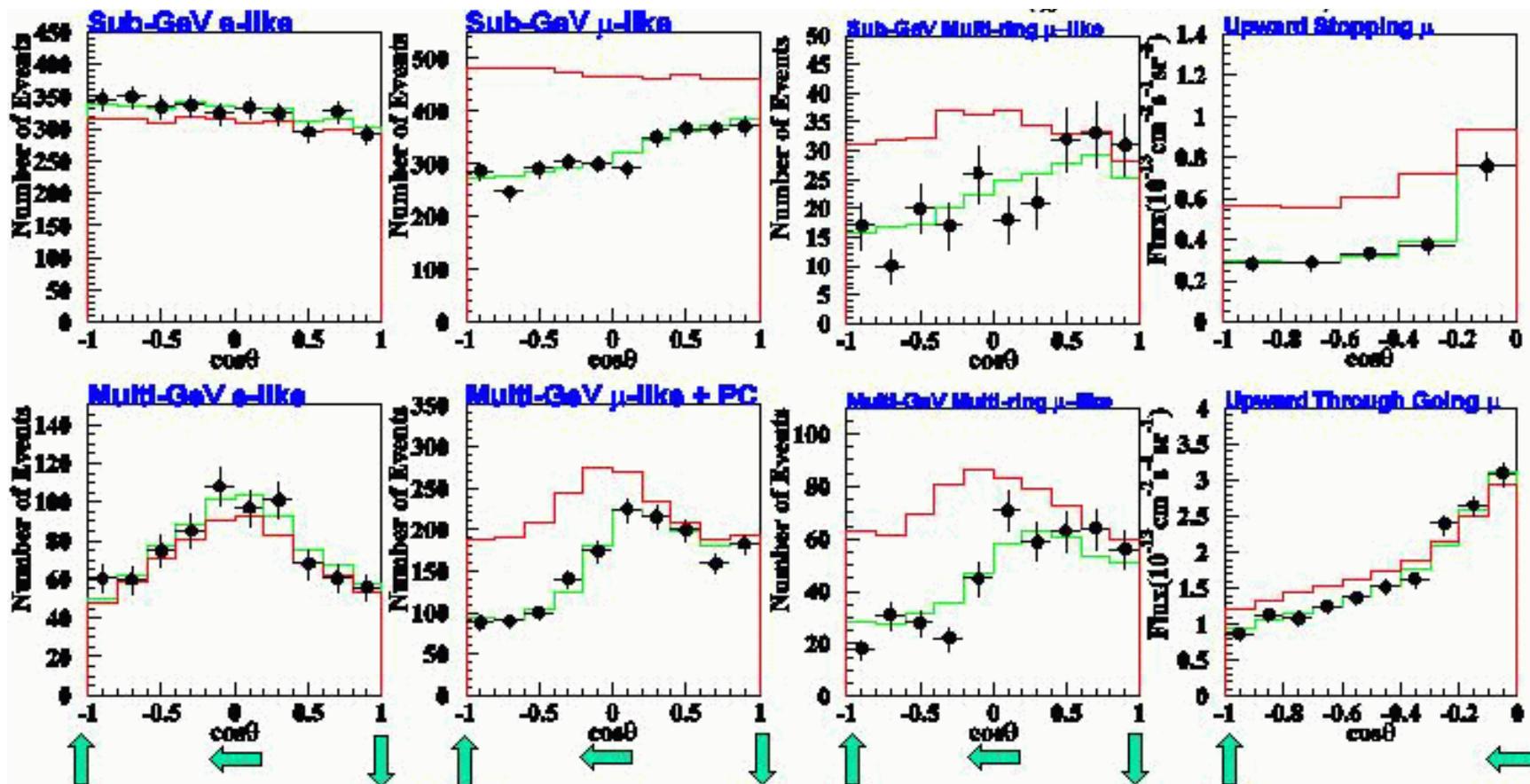
ν

α

e/μ

incertezza di ± 5 km sul punto di produzione del ν

Distribuzioni dell'angolo di zenith in Super-K



— Assenza di oscillazioni ($\chi^2 = 456.5 / 172$ gradi di libert )

— Oscillazione $\nu_\mu - \nu_\tau$ (best fit): $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1.0$
 $\chi^2 = 163.2 / 170$ gradi di libert 

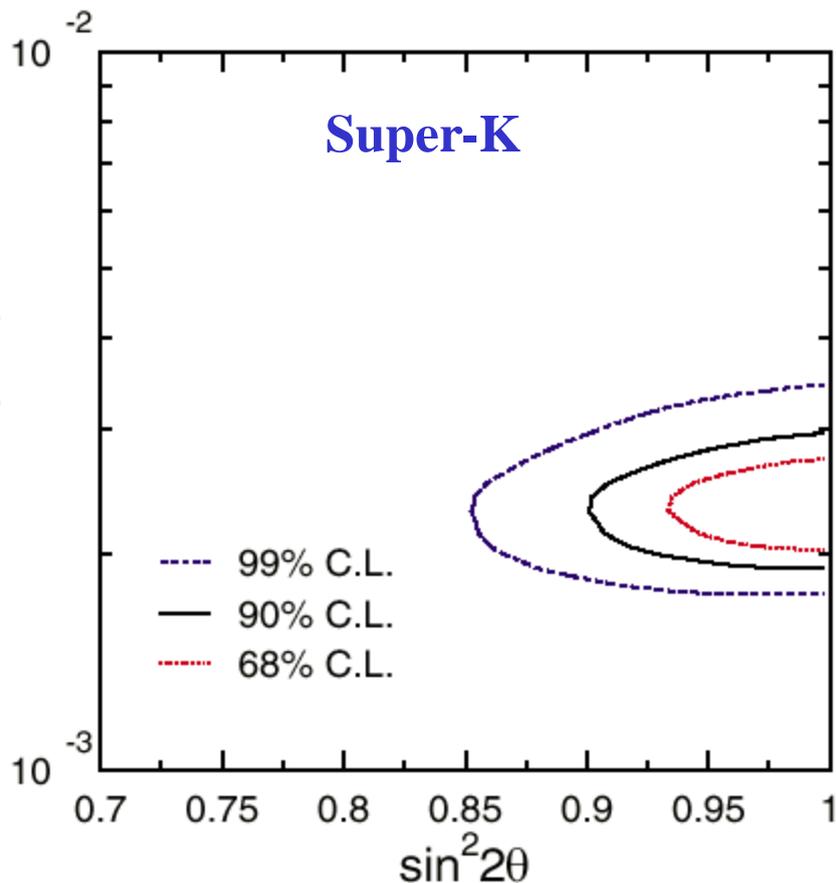
Distribuzioni dell'angolo di zenith in Super-K:

evidenza per scomparsa di ν_μ su distanze di $\sim 1000 - 10000$ 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%):**
 $1.9 \times 10^{-3} < \Delta m^2 < 3.0 \times 10^{-3}$ eV²
 $\sin^2 2\theta > 0.90$

CHOOZ

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

Due reattori presso la centrale elettrica di CHOOZ (EDF)
Potenza termica totale 8.5 GW
 $L = 998, 1114 \text{ m}$

Rivelatore:

5 tonn. di scintillatore liquido arricchito in Gadolinio

$n + \text{Gd} \rightarrow \text{raggi } \gamma$
Energia totale 8.1 MeV

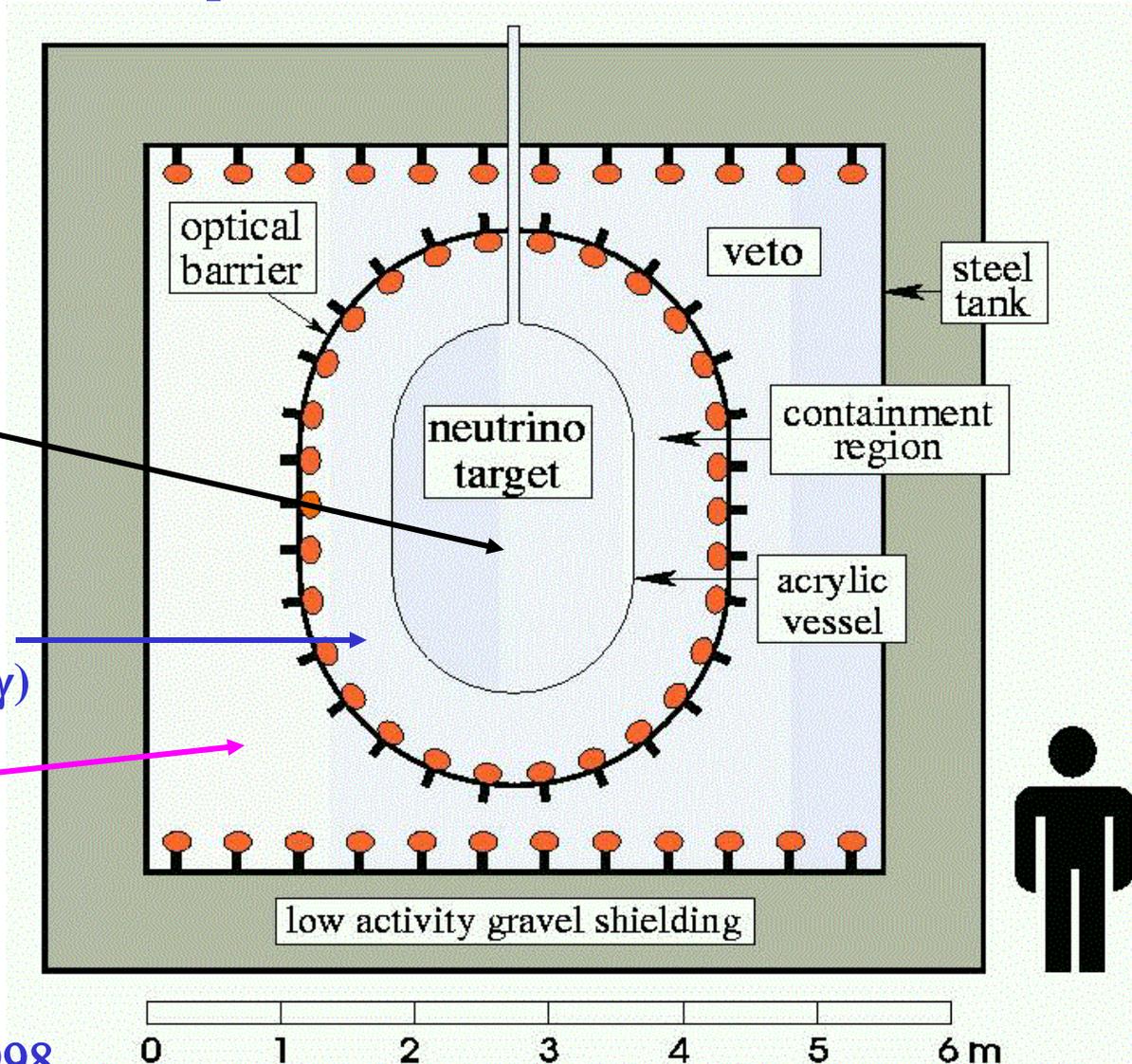
17 tonn. scintillatore liquido senza Gd (contenimento raggi γ)

90 tonn. scintillatore liquido (anticoincidenza raggi cosmici)

Sito sotterraneo:
profondità 300 m H_2O eq.

Presa-dati: 1997–98

Esperimento completato nel 1998



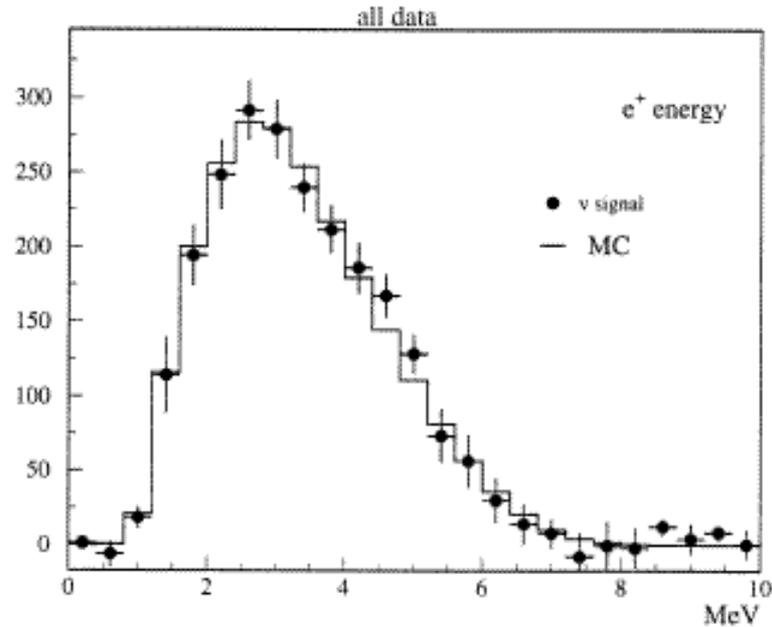
Frequenza eventi (potenza massima): 25 / giorno

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



Spettro misurato

Spettro predetto (senza oscillazione)

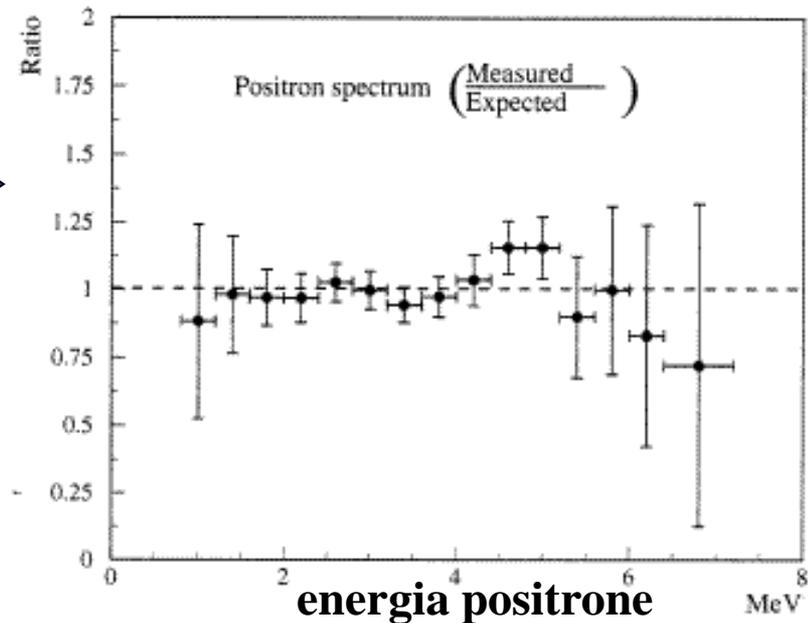


Rapporto integrato sullo spettro d'energia

= $1.010 \pm 0.028 \pm 0.027$



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



Esperimento CHOOZ

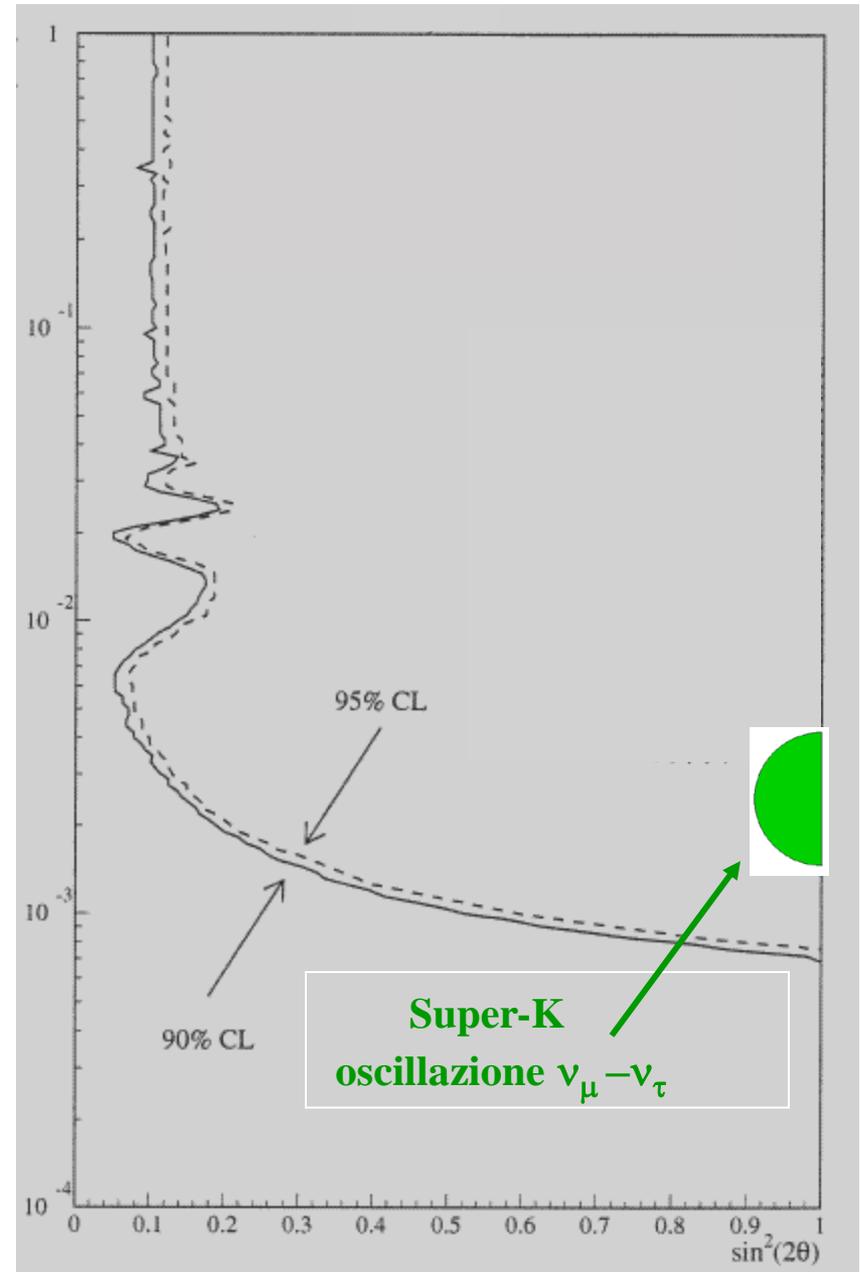
Oscillazioni $\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\mu$ ($\bar{\nu}_e - \bar{\nu}_\tau$):
regione esclusa

$$\Delta m^2$$

[eV²]

Riassunto

- Oscillazione di ν_e solari:
 $\Delta m^2 \approx 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\theta \approx 34^\circ$
- Oscillazione di ν_μ atmosferici,
 $\Delta m^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\theta \approx 45^\circ$
- Oscillazione di ν_e con $\Delta m^2 \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
non osservata: $\theta < 12^\circ$



Ricerche di oscillazioni su lunga distanza con acceleratori

Motivazioni:

- **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, spettri d'energia noti):**
 - **Distorsioni dello spettro d'energia dei ν_μ (misura di Δm^2 , $\sin^2 2\theta$);**
 - **Apparizione di ν_τ a grande distanza in un fascio privo di ν_τ alla produzione.**
- **Ricerca di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$ associate con il valore di Δm^2 misurato nello studio dei neutrini atmosferici.**

Energia dei fasci di neutrini: qualche GeV

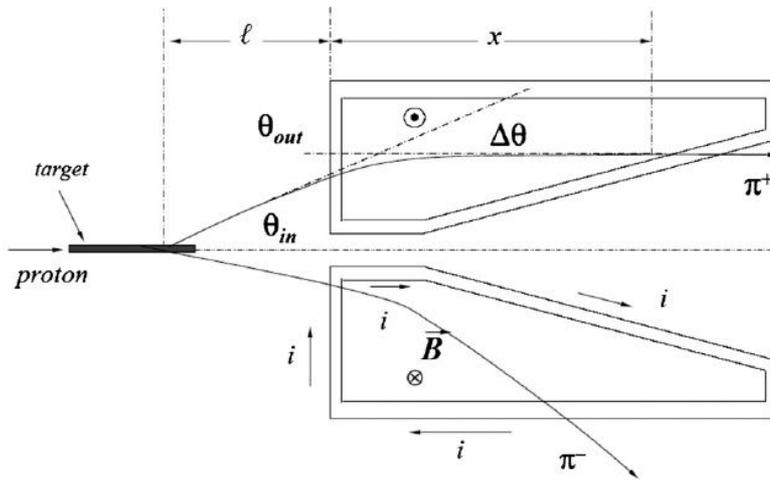
Lunghezza di oscillazione per $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $E_\nu = 1 \text{ GeV}$:

$$\lambda(\text{km}) = 2.48 \frac{E_\nu(\text{GeV})}{\Delta m^2(\text{eV}^2)} \approx 1000 \text{ km}$$

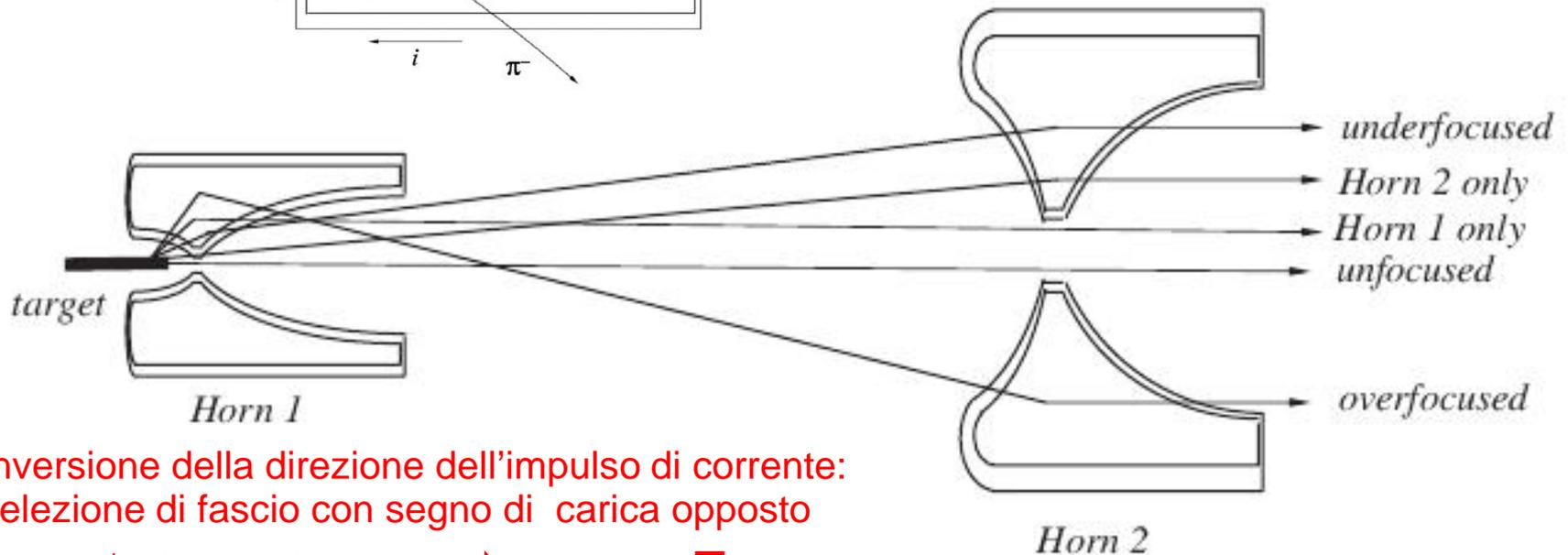
Lunghezza di oscillazione per $E_\nu = 1 \text{ GeV}$ per $\Delta m^2 = 7.6 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ (oscillazione dei neutrini solari): $\lambda \approx 30\,000 \text{ km}$ → **effetti trascurabili**

Fasci di neutrini a banda larga (“wide band”)

Focalizzazione di adroni carichi di carica positiva o negativa in un fascio quasi parallelo con larga distribuzione in impulso mediante “corni magnetici” (inventati al CERN nel 1963 da S. Van der Meer)



- Conduttori a simmetria assiale
- Corrente impulsata
- Campo magnetico a simmetria cilindrica perpendicolare alla direzione degli adroni emessi dal bersaglio

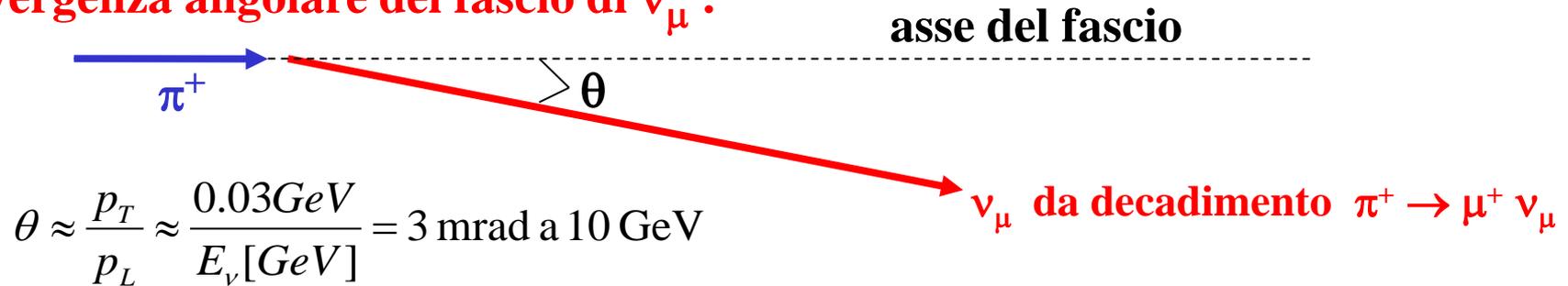


Inversione della direzione dell'impulso di corrente:
selezione di fascio con segno di carica opposto

$$\pi^+ (\rightarrow \nu_\mu) \quad \longrightarrow \quad \pi^- (\rightarrow \bar{\nu}_\mu)$$

Progetto	Distanza L	$\langle E_\nu \rangle$	Stato
K2K	250 km	1.3 GeV	completato
MINOS	735 km	qualche GeV	in presa – dati
CNGS	732 km	17 GeV	in presa – dati
T2K	270 km	qualche GeV	in presa – dati
NOvA	810 km	qualche GeV	in costruzione

- **Soglia d'energia per $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$: $E_\nu > 3.5 \text{ GeV}$**
- **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 :**



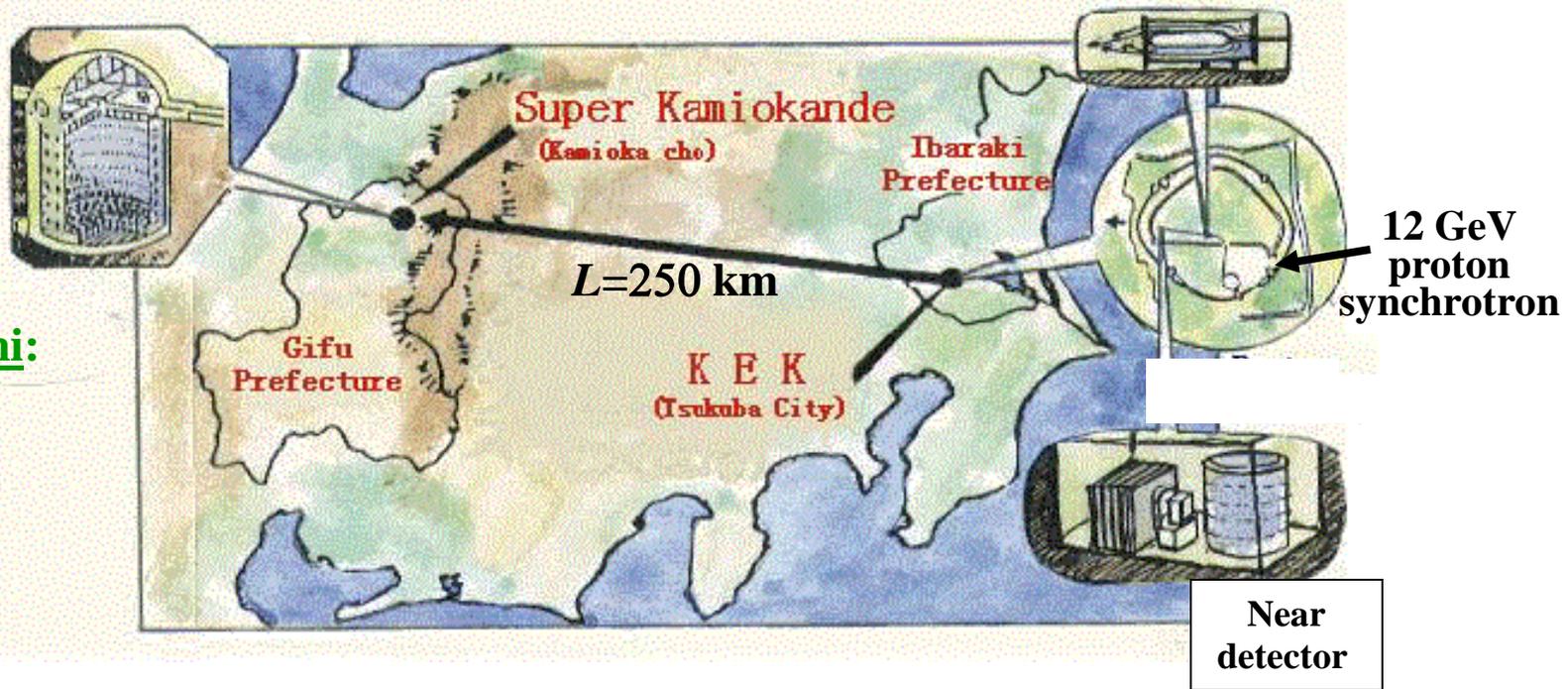
Dimensioni trasversali del fascio: 100 m – 1 km per $L > 100 \text{ km}$

→ nessun problema per colpire il rivelatore.

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

Fascio neutrini:

95% ν_{μ}
4% $\bar{\nu}_{\mu}$
1% ν_e



Rivelatore vicino: misura del flusso di ν_{μ} e della frequenza d'interazioni ν_{μ} in assenza di oscillazioni

Contatore Čerenkov ad acqua, massa 1000 tonn: simile a Super-K; massa fiduciale 25 tonn

Camere a muoni: misura dello spettro in energia dei muoni da decadimento $\pi \rightarrow \mu$

Pr esa - dati: giugno 1999 - febbraio 2004 (8.9×10^{19} protoni su bersaglio)

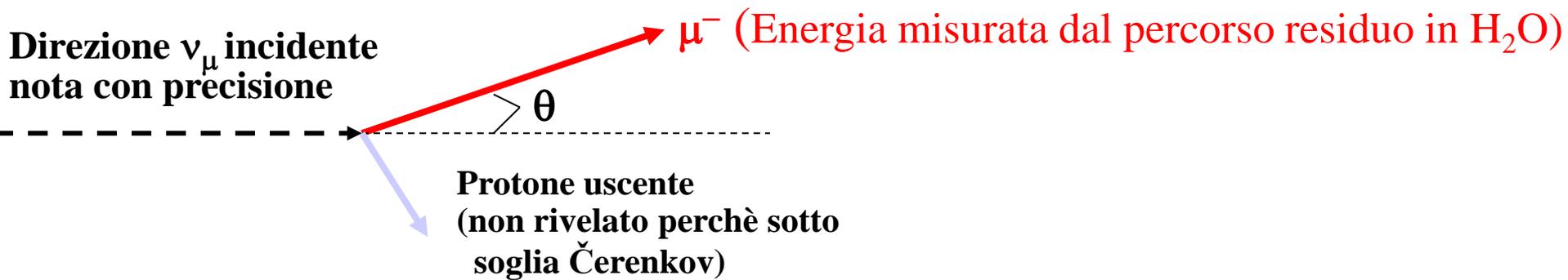
Eventi completamente contenuti nel rivelatore Super-K, $E_{\text{vis}} > 30$ MeV:

predetti ($\mathcal{P}_{\text{osc}} = 0$): 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 a riposo,
cinematica della diffusione quasi-elastica
 \Rightarrow 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)

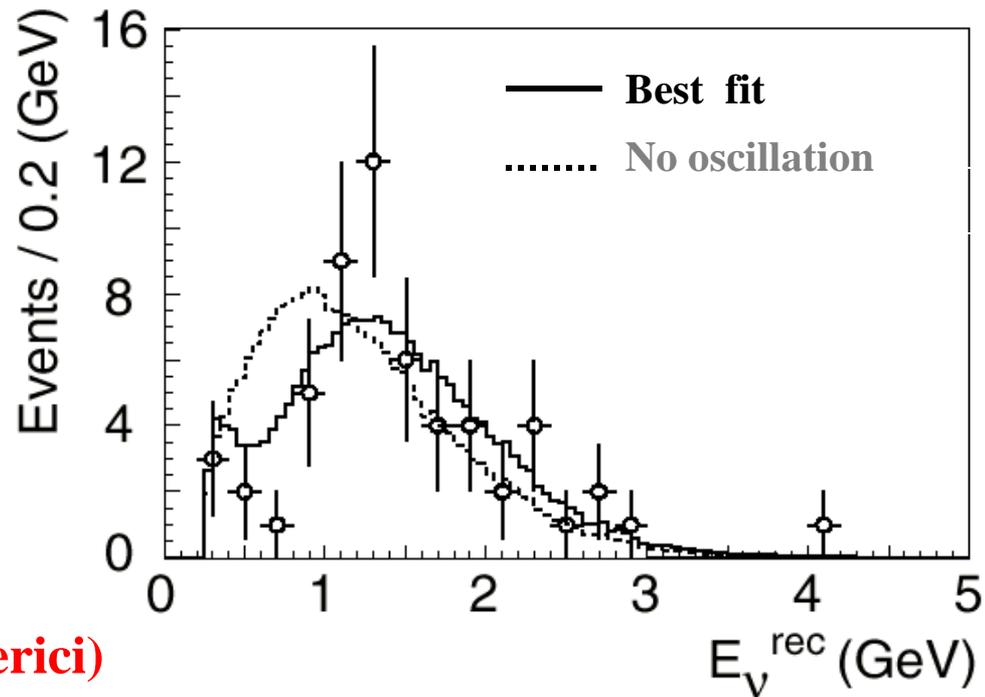
Best fit: $\Delta m^2 = 2.2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$

$\sin^2 2\theta = 1$

(in accordo con i dati sui ν_μ atmosferici)

Probabilità di assenza di oscillazioni 5×10^{-5}

(equivalente a 4 deviazioni standard)

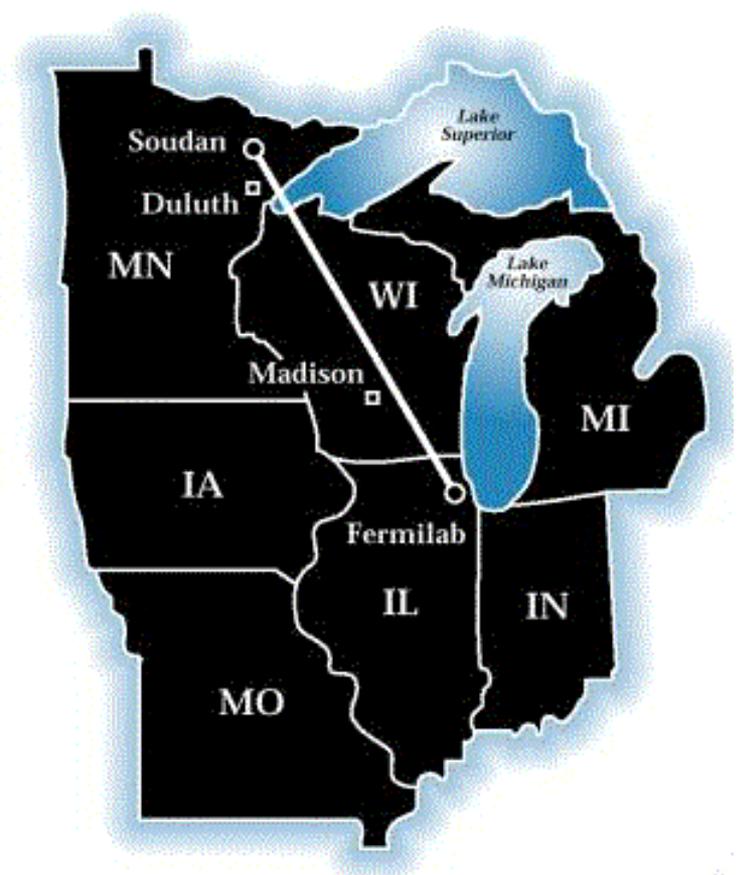
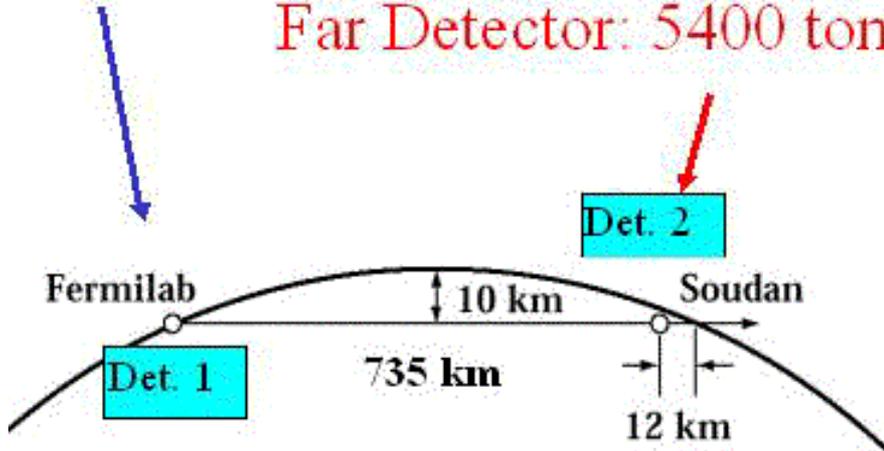


Esperimento MINOS

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

Near Detector: 980 tons

Far Detector: 5400 tons



Acceleratore:

Fermilab Main Injector (MI)

Sincrotrone a protoni

120 GeV

Alta intensità (0.4 MW):

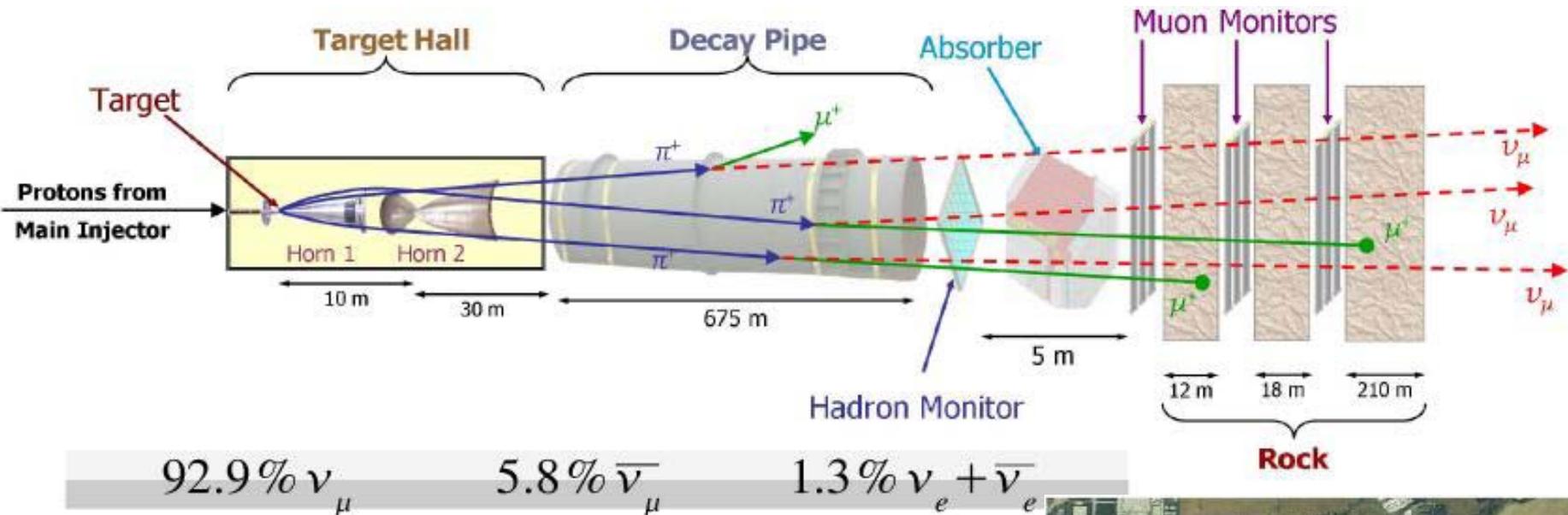
4×10^{13} protoni per ciclo

Durata del ciclo: 1.9 s

4×10^{20} protoni / anno

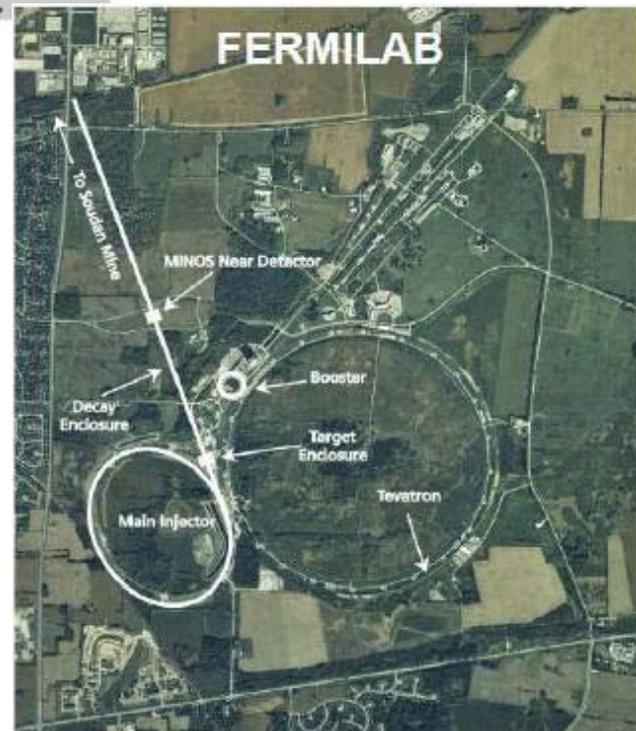
Tunnel di decadimento: 700 m

Fascio NUMI (“Neutrinos from Main Injector”)



Cambiando la distanza bersaglio – corni magnetici e la corrente nei corni è possibile cambiare l’energia media del fascio di neutrini

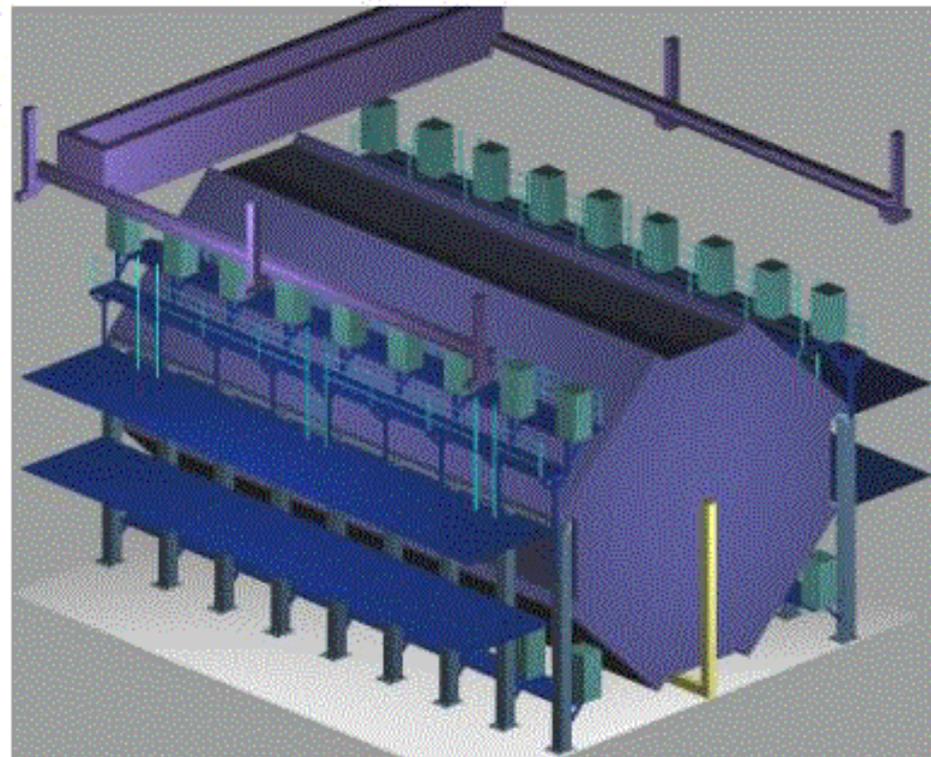
Veduta aerea degli acceleratori al Fermilab →



MINOS: Rivelatore lontano

- Calorimetro tracciante 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 m²)
- Le lastre di Ferro sono magnetizzate: campo toroidale, $B = 1.5 \text{ T}$

Costruzione completata nel giugno 2003



MINOS: Rivelatore vicino

- Calorimetro tracciante “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



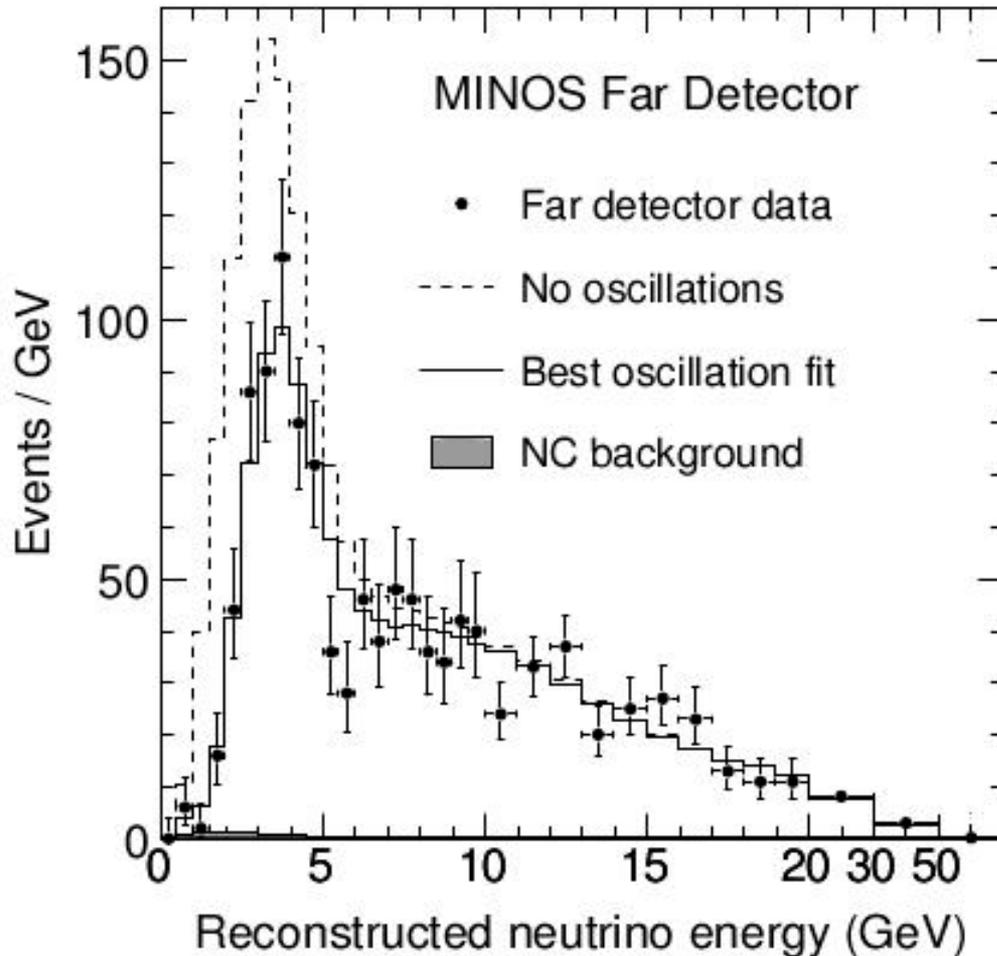
Risultati MINOS

3.36×10^{20} protoni su bersaglio (maggio 2005 → luglio 2007)

P. Adamson et al., Phys. Rev. Letters 101, 131802 (2008)

Due fasci di neutrini: bassa energia ($\langle E_\nu \rangle \approx 5$ GeV); alta energia ($\langle E_\nu \rangle \approx 13$ GeV)

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

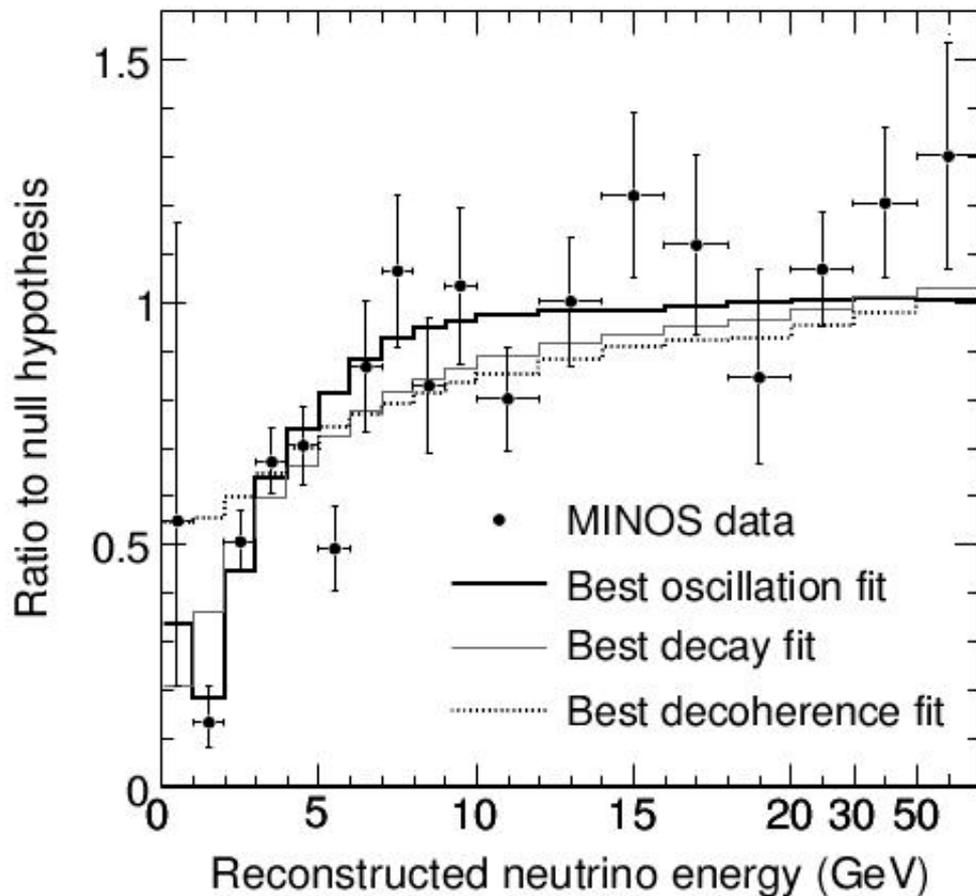


Eventi $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$

Fascio di bassa energia: 730 eventi;

Fascio di alta energia: 848 eventi

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



Best fit :

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

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

(livello di confidenza 68%)

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):

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

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

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

Buona approssimazione per: $L = 732$ km, $E > 3.5$ GeV, $\Delta m^2 < 4 \times 10^{-3}$ eV²

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

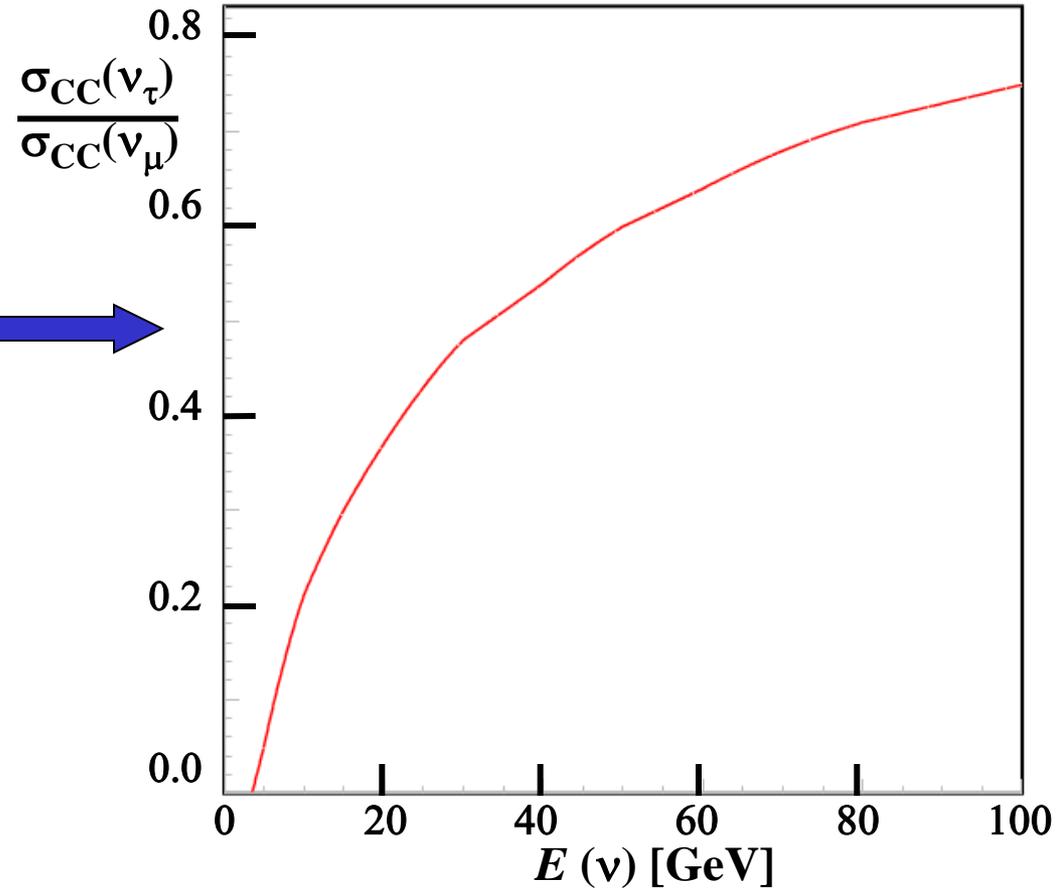
Svantaggi:

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

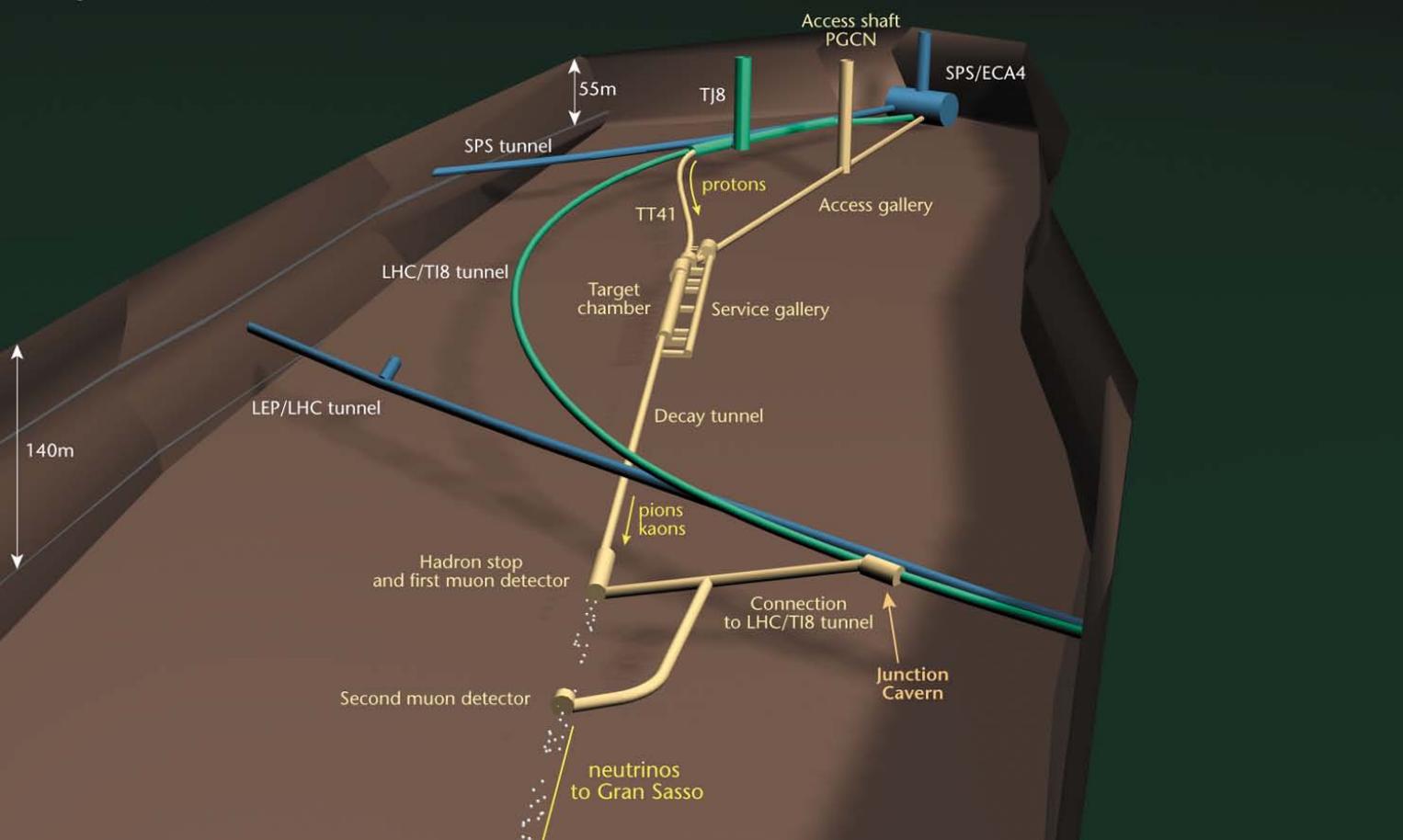
Vantaggi:

- 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

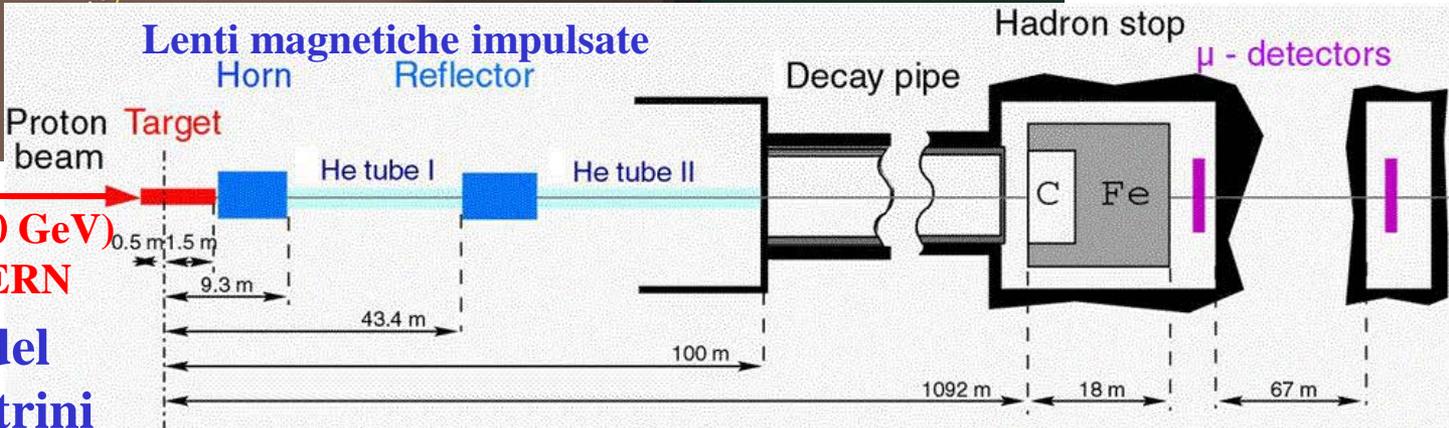


CERN NEUTRINO TO GRAN SASSO
Underground structures at CERN



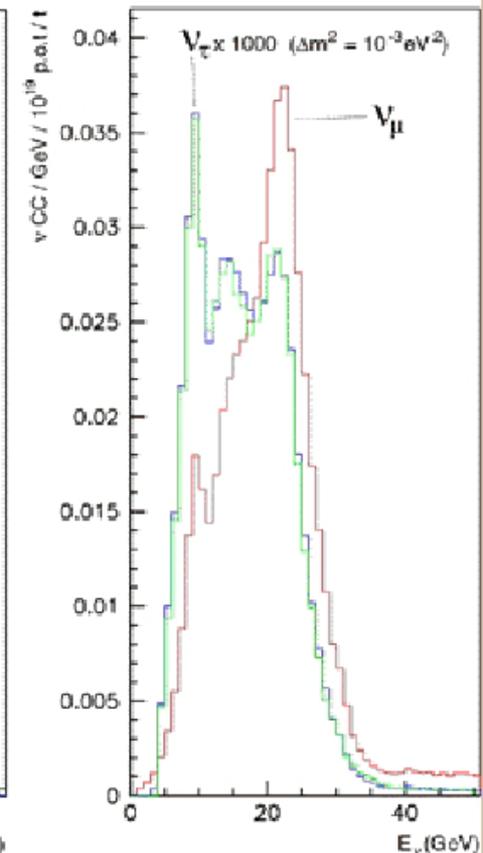
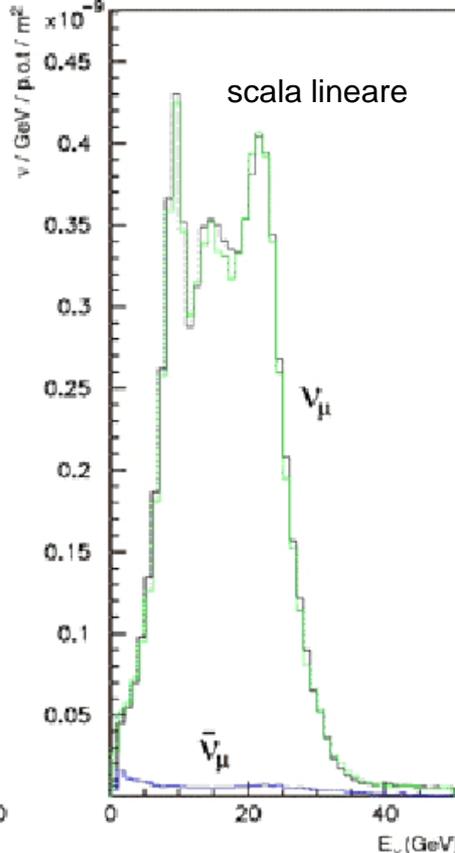
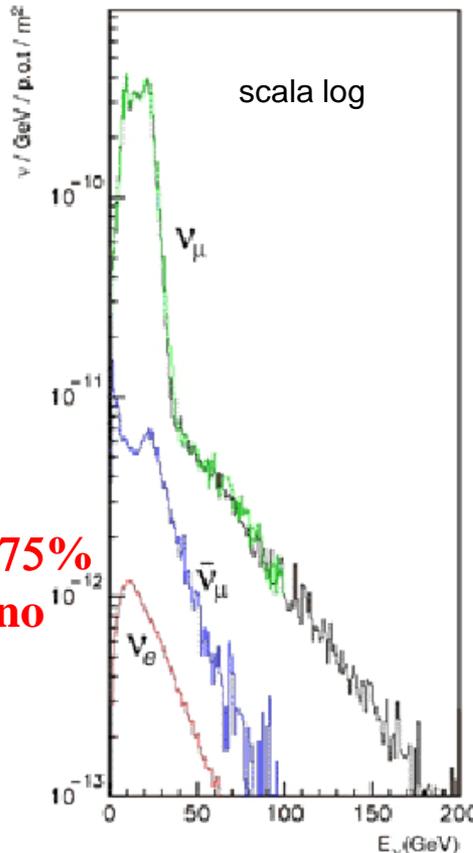
CNGS Works

**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%
Presi-dati 200 giorni/anno
Protoni su bersaglio:
 4.5×10^{19} / anno



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

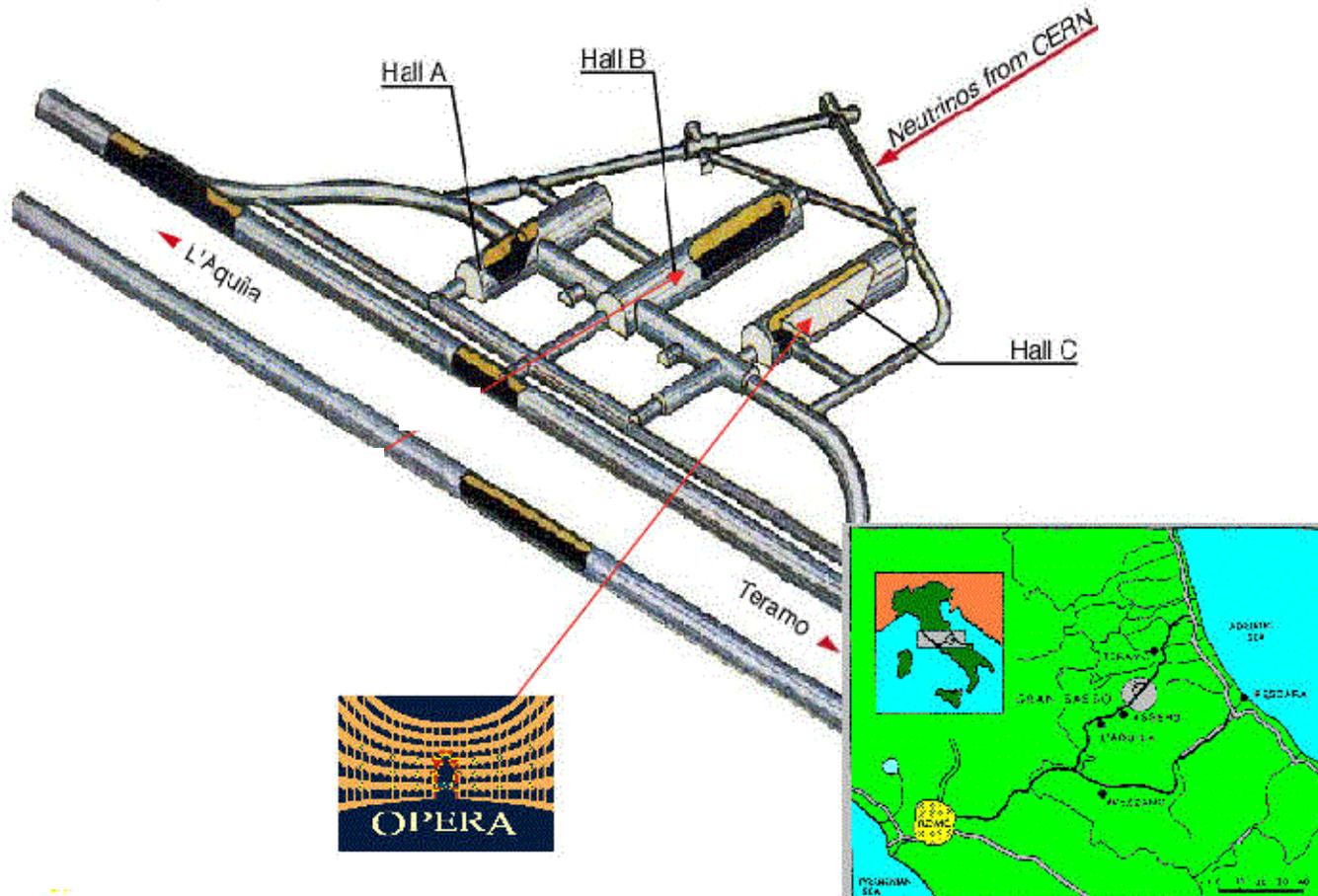
Δm^2 (eV ²)	Rates (events/kton/year)
1×10^{-3}	2.4
2.5×10^{-3}	15.1
3.5×10^{-3}	29.4
5×10^{-3}	58.6
1×10^{-2}	209.0

ν_i CC event rates

Ricerca di apparizione di ν_τ al Gran Sasso

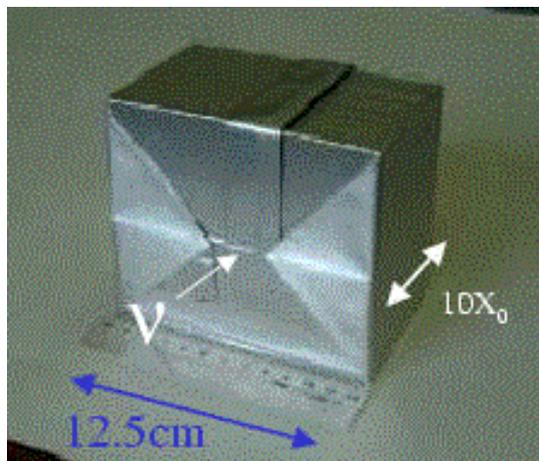
Esperimento OPERA

Nessun rivelatore vicino (produzione di ν_τ da protoni trascurabile)

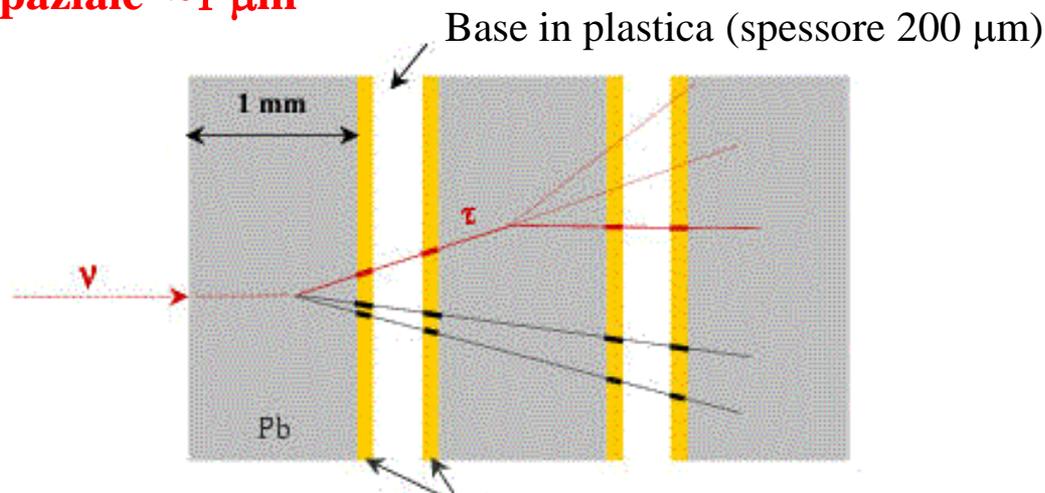


Esperimento OPERA: rivelazione di τ^- mediante osservazione dei decadimenti con un secondario carico ($\sim 85\%$)

Percorso medio di decadimento del $\tau \approx 1$ mm \Rightarrow si richiede alta risoluzione spaziale
Emulsione fotografica: risoluzione spaziale ~ 1 μ m



“Mattoni”: 57 lastre fotografiche separate da 56 lastre di Pb (spessore 1 mm) strettamente impacchettate



lastra fotografica: due strati di emulsione (spessore 50 μ m), separati da 200 μ m di plastica
Struttura interna di un mattone

Due lastre fotografiche speciali situate a valle di ogni mattone sono frequentemente sostituite per ridurre il tempo di ricerca delle tracce nel mattone

Mattoni: disposti in “muri”, ciascuno costituito da 2850 mattoni

53 muri distribuiti in due “super-moduli” \rightarrow in totale $\sim 150,000$ mattoni ≈ 1.25 ktonn.

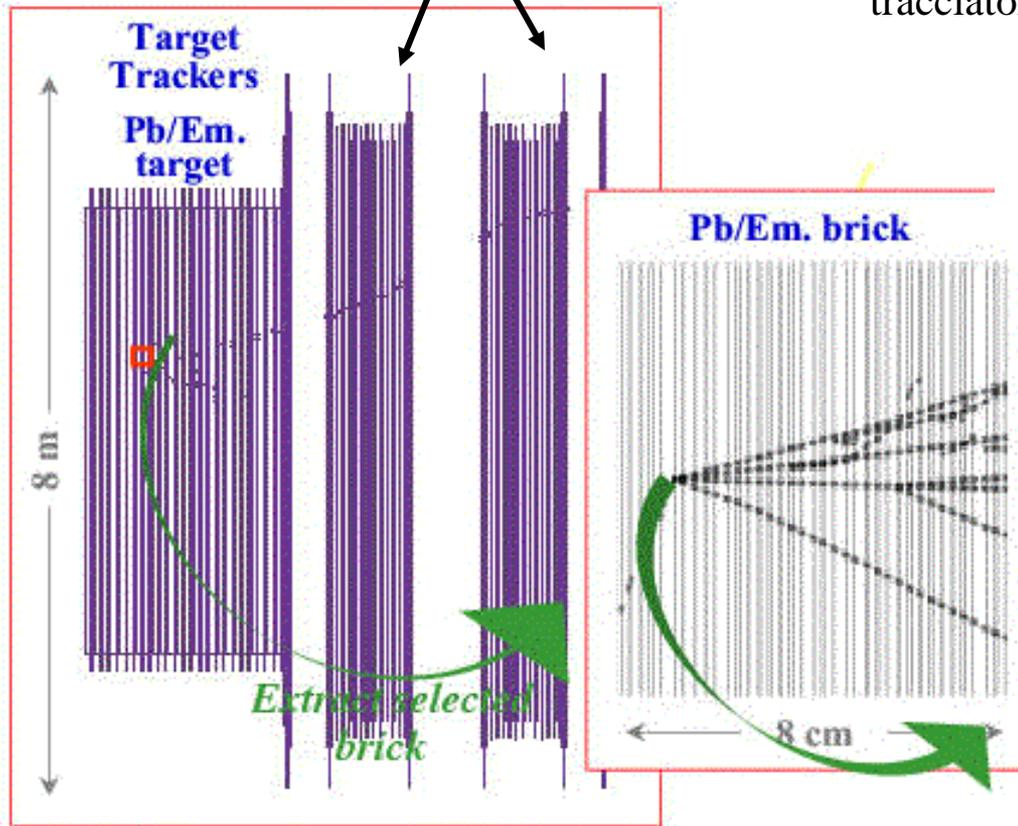
Uno spettrometro magnetico dopo ogni super-modulo (misura impulso muoni)

Tracciatori (piani ortogonali di strisce scintillanti) inseriti tra i muri per fornire il trigger e per identificare il mattone dove il neutrino ha interagito.

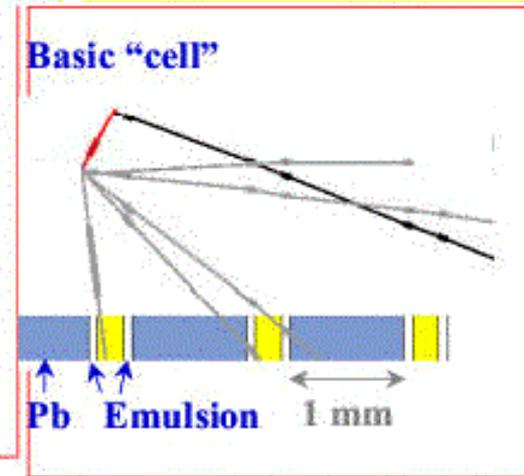
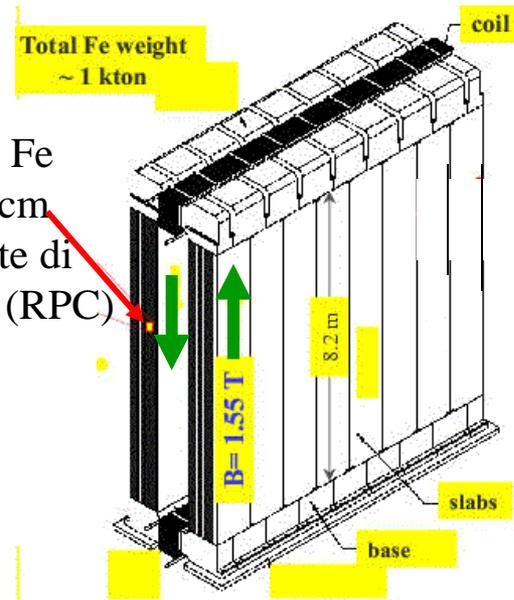
Rimozione immediata del mattone, sviluppo dell'emulsione, analisi e misure automatiche mediante microscopi controllati da calcolatori

Super-modulo OPERA

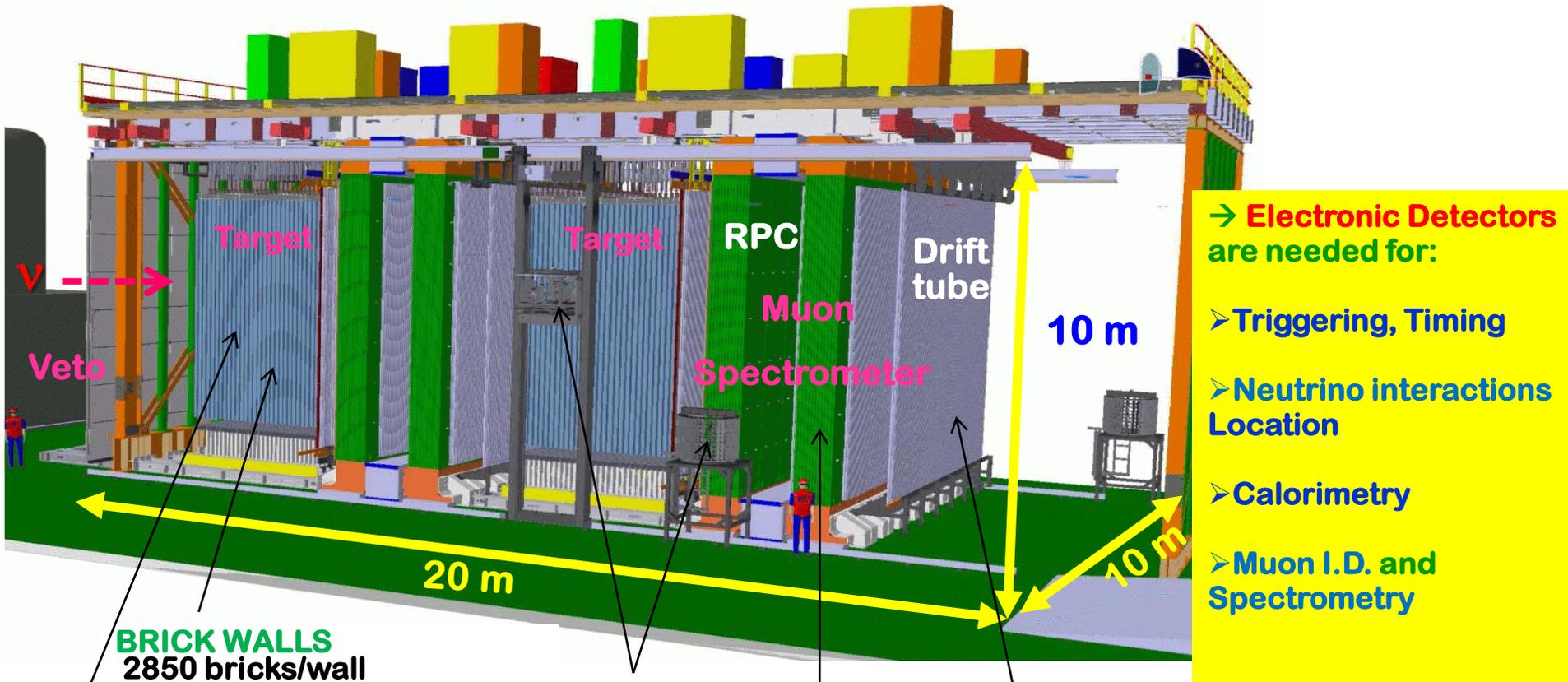
Spettrometro magnetico:
dipolo di ferro magnetizzato



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



The OPERA detector



→ **Electronic Detectors** are needed for:

- Triggering, Timing
- Neutrino interactions Location
- Calorimetry
- Muon I.D. and Spectrometry

BRICK WALLS
2850 bricks/wall
• 53 walls
• 150000 bricks ~ 1.25 kton

BMS
Brick
Manipulator
System

HIGH PRECISION TRACKERS
6 drift-tube
layers/spectrometer
spatial resolution < 0.5 mm

TARGET TRACKERS

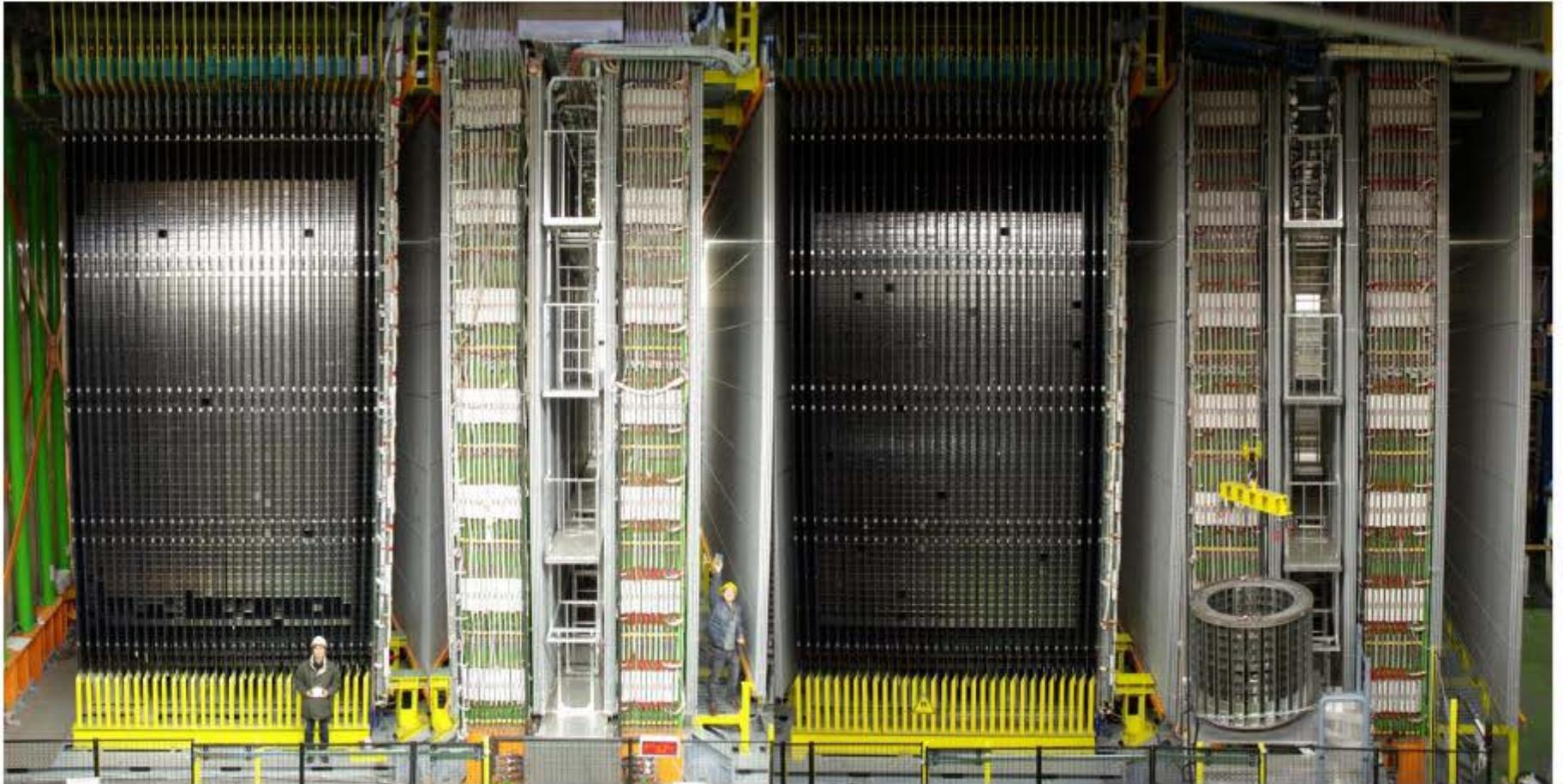
- 2x31 scintillator strips walls
- 256+256 X-Y strips/wall
- WLS fiber readout
- 64-channel PMTs
- 63488 channels
- 0.8 cm resolution, 99% ϵ
- rate 20 Hz/pixel @1 p.e.

INNER TRACKERS

- 990-ton dipole magnets (B= 1.55 T) instrumented with 22 RPC planes
- 3050 m², ~1.3 cm resolution

SM1

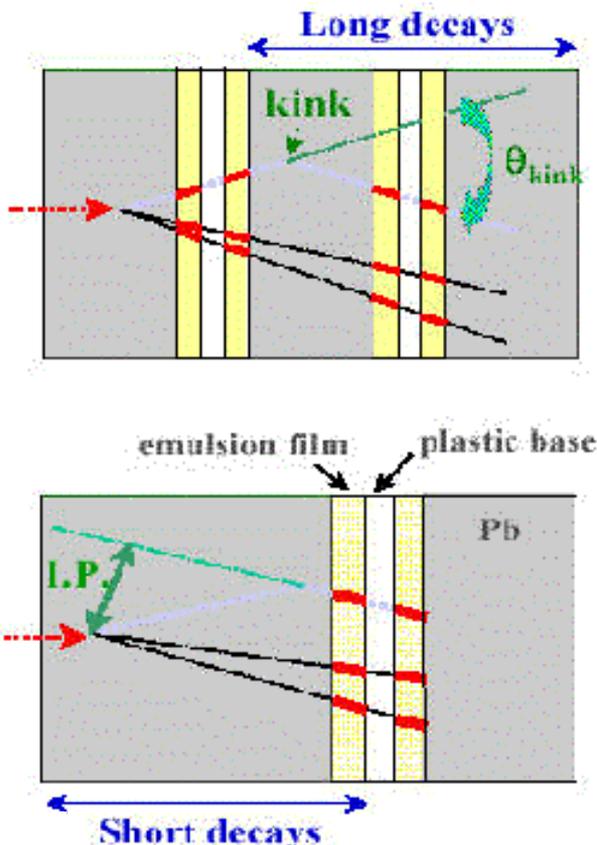
SM2



Target area

Muon spectrometer

OPERA: fondi e segnale



5 anni di presa-dati con
 4.5×10^{19} protoni su bersaglio / anno

τ decay channel	B.R. (%)	Signal $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$	Background
$\tau \rightarrow \mu$	17.7	2.9	0.17
$\tau \rightarrow e$	17.8	3.5	0.17
$\tau \rightarrow h$	49.5	3.1	0.24
$\tau \rightarrow 3h$	15.0	0.9	0.17
All	BR*eff =10.6%	10.4	0.75

Il segnale dipende da $(\Delta m^2)^2$

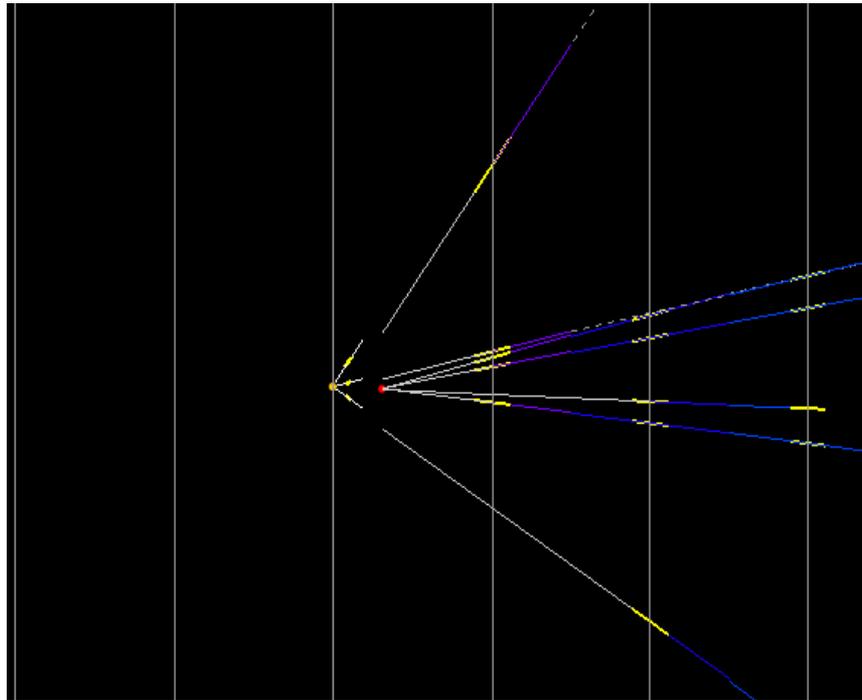
Fondi principali:

- Produzione di adroni “charm” carichi con successivo decadimento in una particella carica in eventi con leptone primario (muone negativo, elettrone) non identificato;
- Scattering elastico a grande angolo vicino al punto di produzione del μ^- primario;
- Interazione di un adrone carico vicino al punto di interazione del neutrino, con una o tre particelle cariche uscenti e leptone primario non identificato.

OPERA dopo due anni di presa – dati (2008 – 09)

	2008 run	2009 run
total	1.782×10^{19} pot	3.522×10^{19} pot
On-time events	10122	21428
candidate in the target	1698	3693

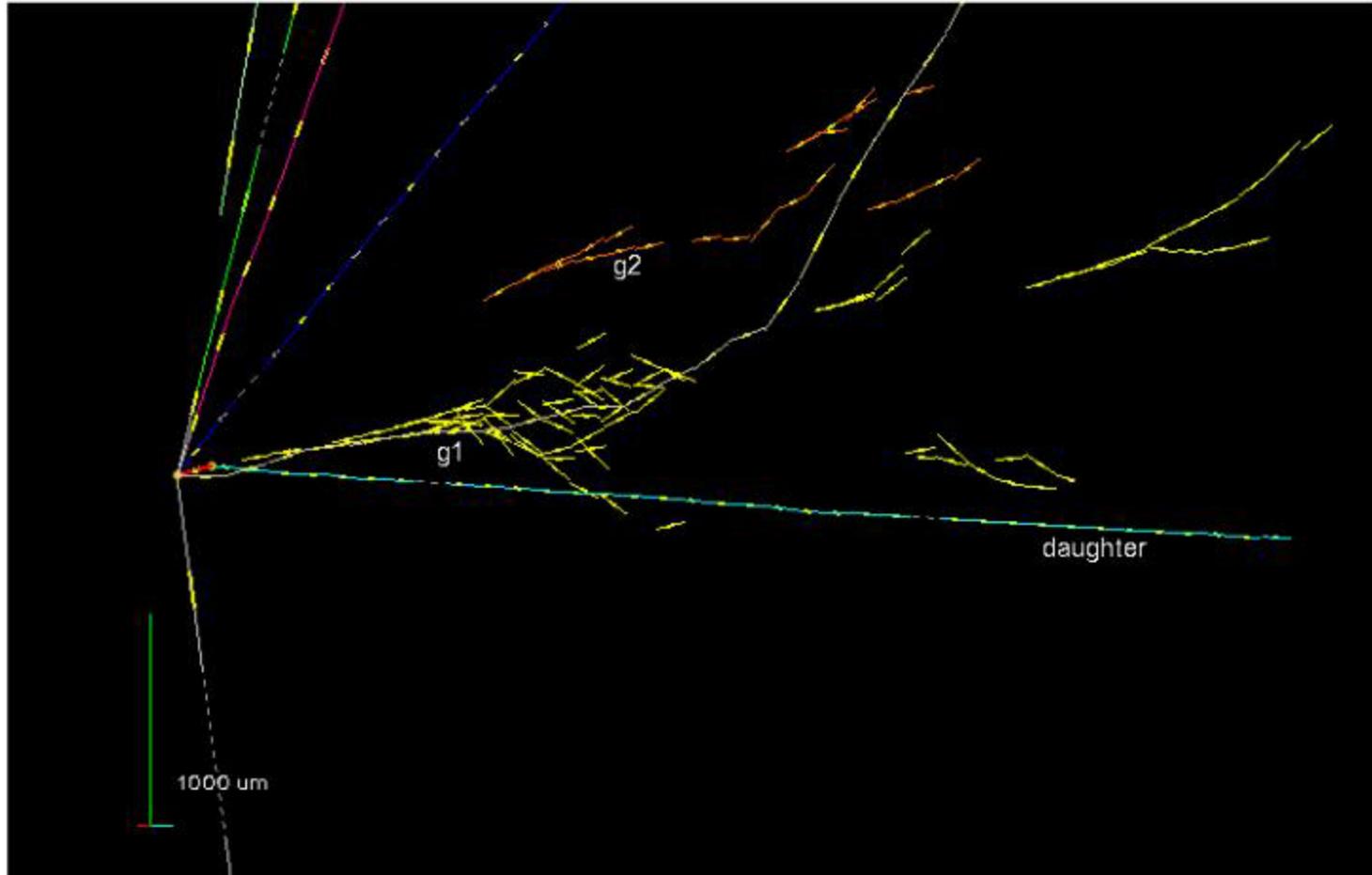
**Eventi con vertice primario localizzato nei mattoni: 218 senza μ^- primario;
1163 con μ^- identificato**



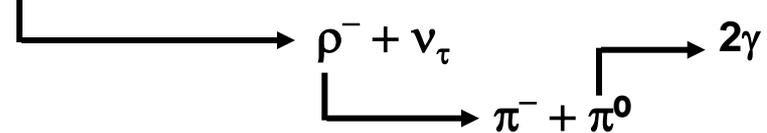
Evento con decadimento di adrone “charm” neutro in quattro particelle cariche;
Distanza del vertice di decadimento dal vertice primario $313.1 \mu\text{m}$

Il primo evento osservato compatibile con produzione di τ^- nel rivelatore OPERA

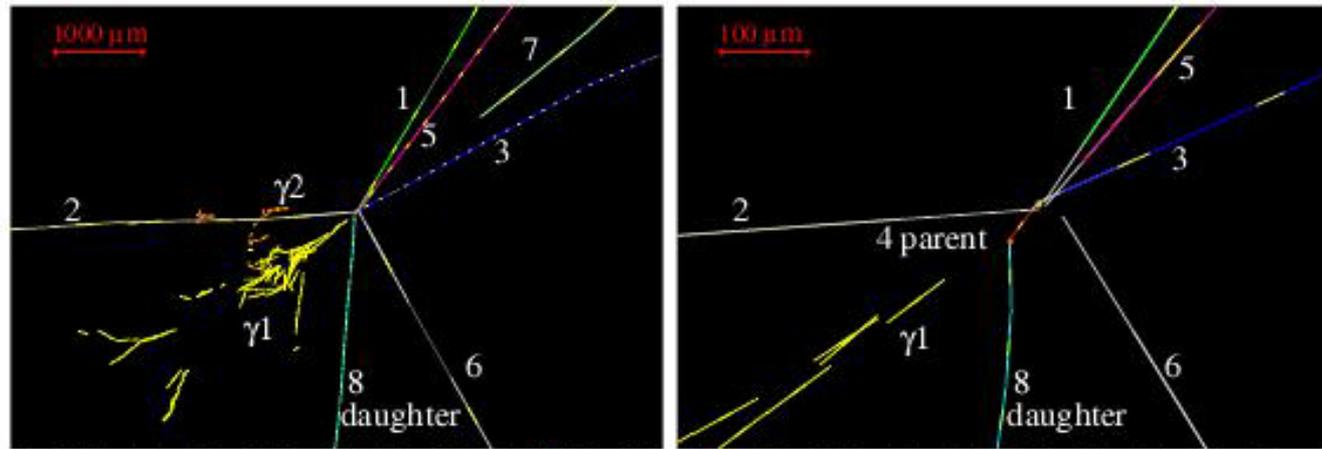
N. Agafonova et al., Phys. Letters B 691 (2010) 138



Interpretazione dell'evento: $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + \text{adroni}$



Proiezioni ortogonali
alla direzione del fascio ν



Numero di eventi

$$\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau} \rightarrow \tau^{-}$$

previsti nel campione

di eventi finora analizzati:

0.54 ± 0.13

Fondo previsto

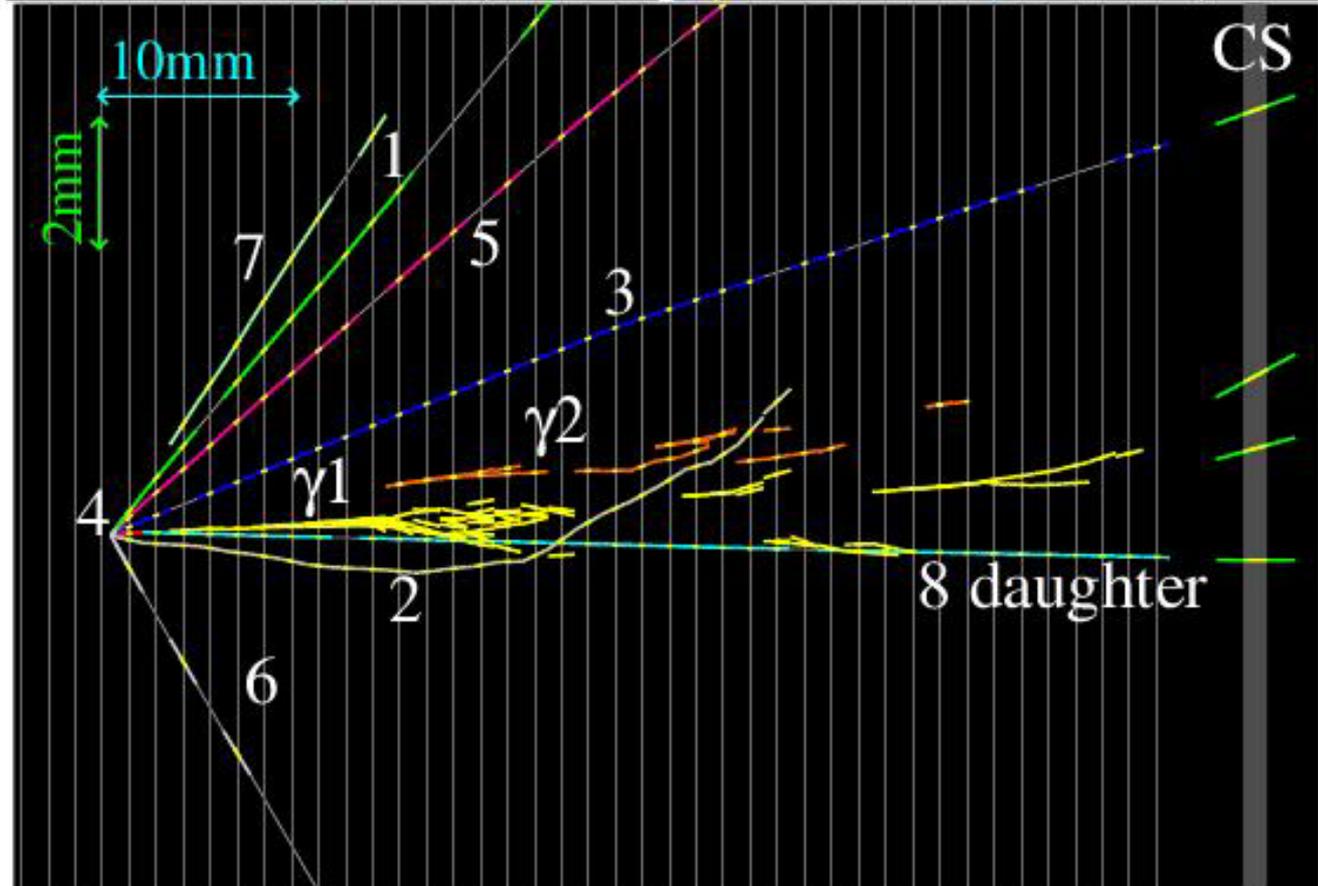
(eventi "charm" con

μ primario non identificato,

eventi NC con

adrone interagente):

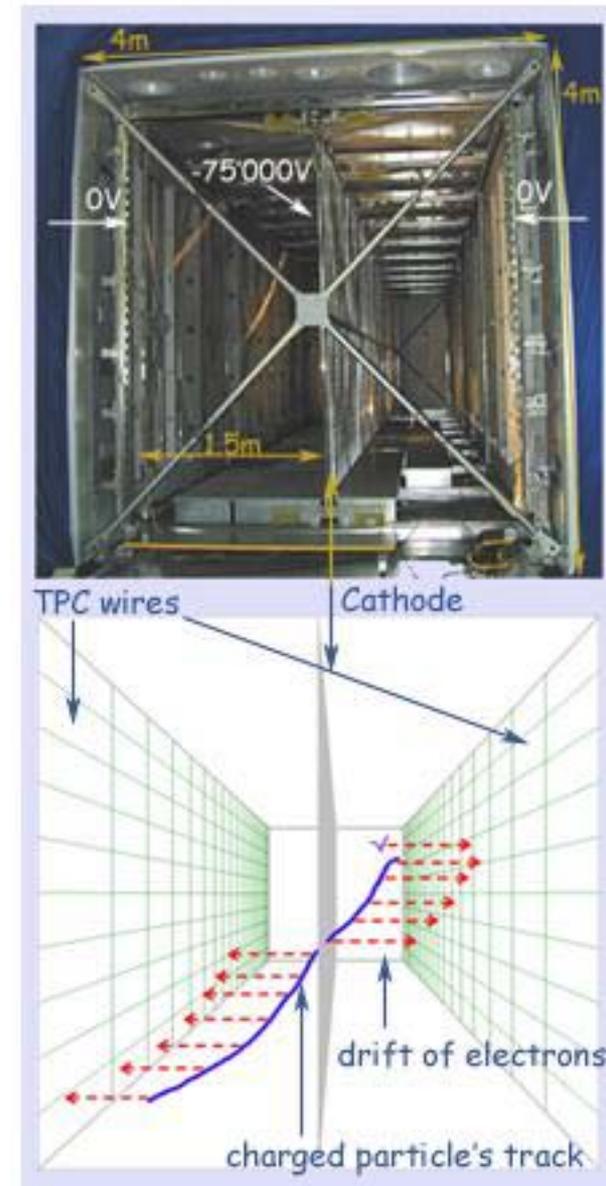
0.018 ± 0.007



Rivelatore ICARUS (proposto da C. Rubbia nel 1977)

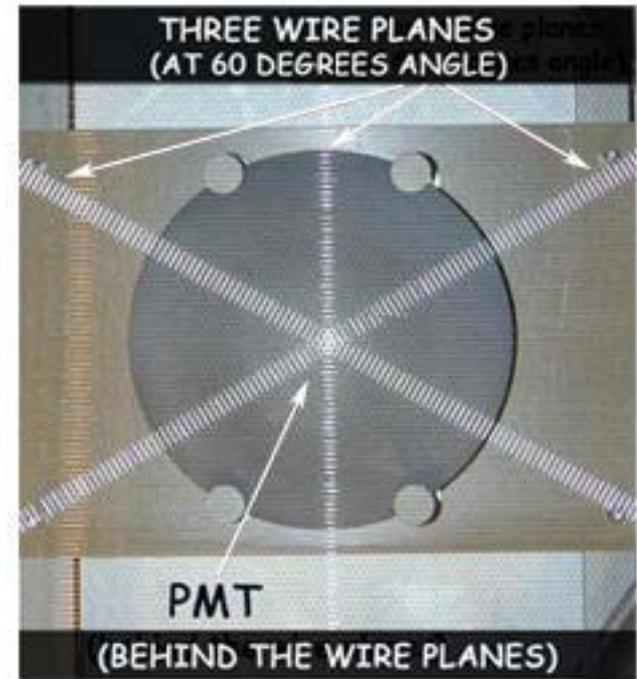
- 600 tonn. Argon liquido in due recipienti adiacenti
- Dimensioni dei recipienti $3.6 \times 3.9 \times 19.9 \text{ m}^3$
- Camera a proiezione temporale (TPC):
deriva degli elettroni da ionizzazione primaria nel liquido e raccolta da fili di lettura → ricostruzione dell'evento in 3 dimensioni
- Elettroni da ionizzazione primaria di una particella carica al minimo della perdita di energia $\sim 6000 / \text{mm}$ di percorso
- La deriva degli elettroni senza ricombinazione su percorsi dell'ordine di 1.8 m richiede Argon ultrapuro (concentrazione impurezze elettronegative $< 10^{-10}$)
- Velocità di deriva $\sim 1.5 \text{ mm}/\mu\text{s}$ per campi elettrici $\sim 0.5 \text{ kV}/\text{cm}$
- Densità Argon liquido $1.4 \text{ g}/\text{cm}^3$
- Lunghezza di radiazione 14 cm

**RIEMPIMENTO CON ARGON LIQUIDO
COMPLETATO A METÀ MAGGIO 2010
ATTUALMENTE IN PRESA – DATI
PRESSO I LABORATORI NAZIONALI
DEL GRAN SASSO**



ICARUS

Raccolta della luce di scintillazione UV dell'Argon liquido mediante fotomoltiplicatori situati dietro i fili di lettura → misura precisa del tempo dell'evento (necessaria per la localizzazione dell'evento lungo la direzione di deriva)



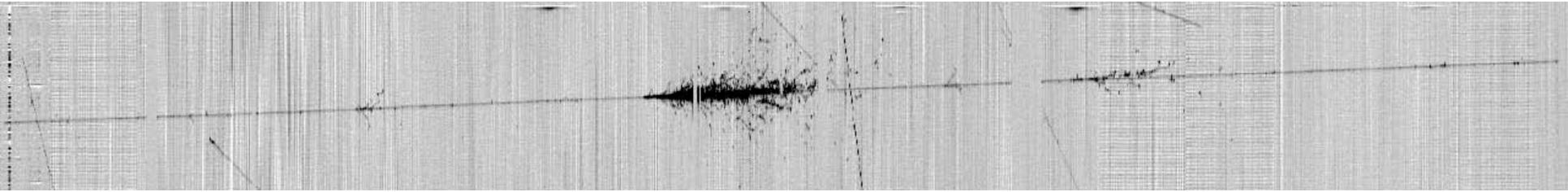
PROGRAMMA DI FISICA

Ricerca di oscillazioni $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$:
apparizione di ν_{τ} mediante rivelazione
del decadimento $\tau^{-} \rightarrow e^{-} \nu \bar{\nu}$

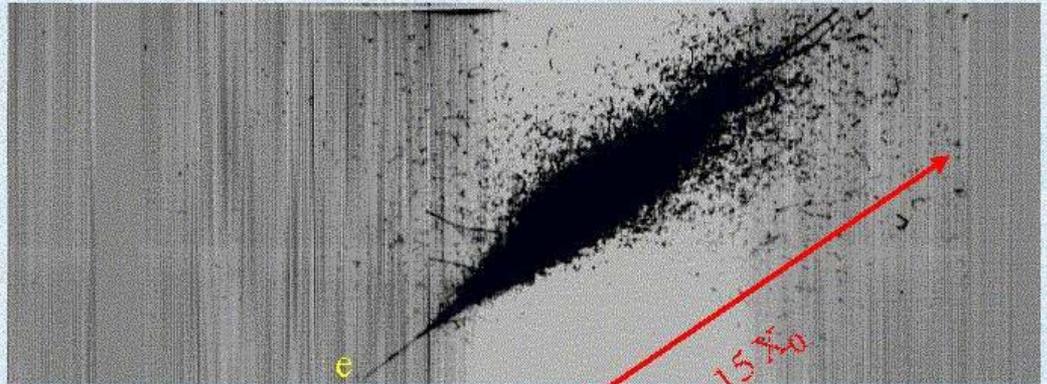
Eventi con topologie simili alle interazioni di ν_e (~1% nel fascio CNGS)
ma con impulso trasverso mancante ($\nu \bar{\nu}$ non rivelati)

Massa (600 tonn.) probabilmente insufficiente (~1 evento in 5 anni di presa – dati)
Esperimento utile per dimostrare la potenzialità del rivelatore per progetti futuri con masse elevate

Tracce registrate in ICARUS durante le prime prove del rivelatore nel 2001



Muone cosmico con raggi δ



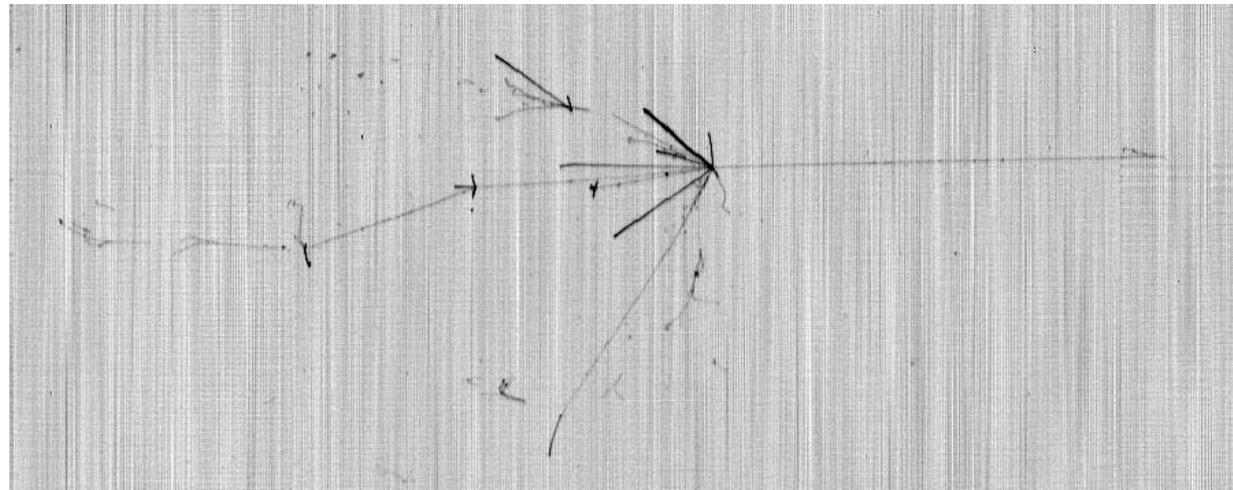
Run 308
Event 332
Date 21/06/01

From the position of the shower maximum, we can estimate the electron energy $E_e \approx 20$ GeV

Sciame elettromagnetico da elettrone



Adrone interagente



Progetti futuri

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

Ipotesi: soltanto tre neutrini \Rightarrow due valori indipendenti di Δm^2

$$(m_2^2 - m_1^2) + (m_3^2 - m_2^2) - (m_3^2 - m_1^2) = 0$$

Informazione sperimentale disponibile:

▪ **Esperimenti sui neutrini solari + KAMLAND**

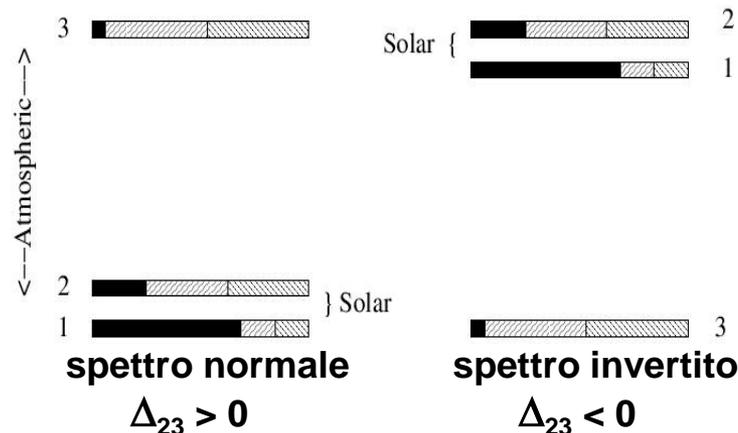
- $m_2^2 - m_1^2 \equiv \Delta_{12} = (7.59 \pm 0.21) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ ($m_2 > m_1$ per definizione)
- **Angolo di mixing grande: $\theta = 34.1^\circ \pm 1.0^\circ$**

▪ **Esperimenti sui neutrini atmosferici + K2K + MINOS (scomparsa di ν_μ)**

- $|m_3^2 - m_2^2| \equiv |\Delta_{23}| = (2.43 \pm 0.13) \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (**MINOS**)
- **Angolo di mixing grande: $\theta \approx 45^\circ$ (compatibile con mixing massimo)**

▪ **Esperimento CHOOZ: nessuna evidenza per scomparsa di ν_e associata con Δ_{23}**

Masse dei tre neutrini: spettro normale o spettro invertito?



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

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} =$$

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

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

Condizione di unitarietà:

$$\sum_i U_{\alpha i} V_{i\beta} = \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta}$$

matrice inversa $\mathbf{V} = \mathbf{U}^{-1}$

Se $s_{13} = 0$ tutti i termini che contengono la fase complessa δ sono nulli

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 :

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

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

Ricordare: per $E \gg m$ $E_i - E_k \approx \frac{m_i^2 - m_k^2}{2E}$

Ignorando la fase $\exp(-iE_1 L)$:

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

Parametri dell'esperimento CHOOZ: $\langle E \rangle \approx 3 \text{ MeV}$, $L \approx 1000 \text{ m}$

$$\frac{\Delta_{12}}{2E} L = 2.534 \frac{\Delta_{12}(\text{eV}^2)}{E(\text{MeV})} L(\text{m}) \ll 1 \quad \longrightarrow \quad \text{oscillazione associata con } \Delta_{12} \text{ trascurabile}$$

Definizione: $\alpha = \frac{\Delta_{12}}{|\Delta_{13}|} \approx 0.03$

Formula approssimata per la probabilità di scomparsa ν_e ($\bar{\nu}_e$) nel caso di mixing di tre neutrini (E.K. Akhmedov et al., JHEP 04 (2004) 078):

$$\mathcal{P}_{ee} = 1 - \left| \langle \nu_\mu | \nu(L) \rangle \right|^2 - \left| \langle \nu_\tau | \nu(L) \rangle \right|^2 = 1 - \alpha^2 \sin^2 2\theta_{12} - 4 \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \left(1.267 \Delta_{13} \frac{L}{E} \right)$$

Limite CHOOZ: $1 - \mathcal{P}_{ee} < 0.11$ for $|\Delta_{13}| \approx 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ (livello conf. 90%)
 $\longrightarrow \theta_{13} < 11.5^\circ$

**Matrice di mixing per tre neutrini
 compatibile con tutti i parametri di oscillazione finora misurati**

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

**< 0.2
 CHOOZ
 limit**

Componente ν_3 del ν_e molto piccola: effetti di D13 sull'oscillazione dei neutrini solari TRASCURABILI

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

(compatibile con il risultato negativo dell'esperimento CHOOZ)

$$\nu(L) = U_{e1}\nu_1 e^{-iE_1L} + U_{e2}\nu_2 e^{-iE_2L}$$

Probabilità di scomparsa di ν_e :

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

$$\langle \nu_\mu | \nu(L) \rangle = U_{e1}U_{\mu1} + U_{e2}U_{\mu2} e^{-i\frac{\Delta_{12}}{2E}L}$$

$$\langle \nu_\tau | \nu(L) \rangle = U_{e1}U_{\tau1} + U_{e2}U_{\tau2} e^{-i\frac{\Delta_{12}}{2E}L}$$

$$\theta_{23} = 45^\circ \rightarrow \sin(\theta_{23}) = \cos(\theta_{23}) \rightarrow$$

$$\langle \nu_\mu | \nu(L) \rangle = -\langle \nu_\tau | \nu(L) \rangle$$



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

Violazione CP nel mixing di tre neutrini

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

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

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

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

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

Definizione: $\mathcal{P}_{\mu e} = \mathcal{P}_{\text{osc}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$; $\bar{\mathcal{P}}_{\mu e} = \mathcal{P}_{\text{osc}}(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$

Oscillazioni nel vuoto:

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

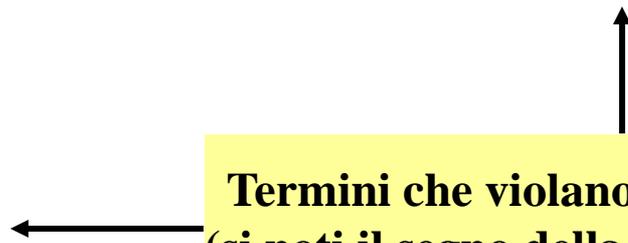
$$\bar{\mathcal{P}}_{e\mu} = A \sin^2(1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) + B \sin^2(1.27\Delta_{12} \frac{L}{E}) + C \cos(\delta - 1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) \sin(1.27\Delta_{23} \frac{L}{E}) \sin(1.27\Delta_{12} \frac{L}{E})$$

$$A = (\sin\theta_{23} \sin 2\theta_{13})^2$$

$$B = (\cos\theta_{23} \sin 2\theta_{12})^2$$

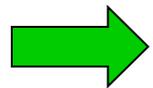
$$C = \cos\theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23}$$

Termini che violano CP
(si noti il segno della fase δ)



**La violazione della simmetria nelle oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$
è misurabile solo se $\theta_{13} \neq 0$ in esperimenti
sensibili simultaneamente a Δ_{12} e Δ_{23}**

**Il problema più urgente in fisica dei neutrini:
misurare precisamente l'angolo di mixing θ_{13}**

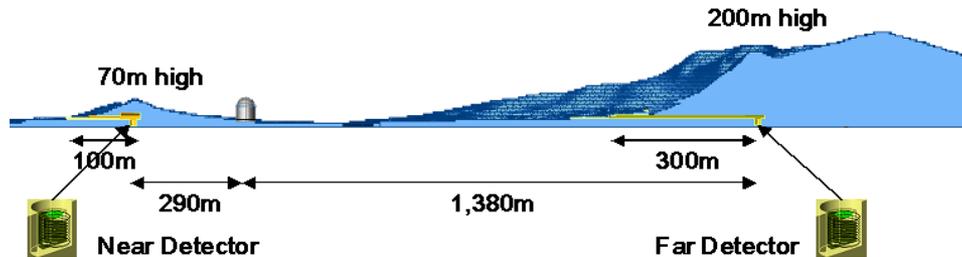


**sono necessari nuovi esperimenti di oscillazione
(scomparsa di ν_e / ricerche di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$)
con sensibilità all'angolo θ_{13} superiore
all'esperimento CHOOZ**

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

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

1. **RENO: due rivelatori sotterranei identici (15 tonn di scintillatore liquido arricchito in Gadolinio) presso la centrale nucleare di Yonggwang (Corea del Sud): 6 reattori, potenza termica totale 16 GW**



Inizio presa – dati: 2011

Sensibilità dopo tre anni : $\sin^2 2\theta_{13} < 0.02$ (limite CHOOZ: $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$)

2. **DOUBLE – CHOOZ (con rivelatore vicino identico al rivelatore lontano)**

Inizio presa – dati: 2012

3. **Daya Bay (Costa orientale della Cina, 55 km a Nord-Est di Hong Kong)**

Due centrali nucleari a 1100 m di distanza:

Daya Bay (due reattori, 2 x 2.9 GW)

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

Potenza termica totale 17.4 GW dopo il 2011

**8 rivelatori a scintillatore liquido (simili a CHOOZ) in 8 siti diversi
(4 vicini ai reattori, 4 a ~2 km di distanza)**

Inizio presa – dati: 2012

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 \gg 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: risultati preliminari presentati (Aprile 2010)

Distanza $L = 735$ km: il fascio di neutrini attraversa la crosta terrestre ($\langle \rho \rangle \approx 3$ g/cm³, $Z/A \approx \frac{1}{2}$) \longrightarrow effetti di materia non trascurabili

$$\tan 2(\theta_{13})_{materia} = \frac{\Delta m_{13}^2 \sin 2\theta_{13}}{\Delta m_{13}^2 \cos 2\theta_{13} - \xi} \quad \xi \equiv 2EV_W \approx 1.526 \times 10^{-4} \frac{Z}{A} \rho E \text{ (eV}^2\text{)}$$

$(\rho \text{ in g/cm}^3, E \text{ in GeV})$

$$\Delta m_{13}^2 = m_3^2 - m_1^2 = (m_3^2 - m_2^2) + (m_2^2 - m_1^2) \approx \Delta m_{23}^2$$

Gli effetti di materia dipendono dal segno di Δm_{23}^2

Al picco dell'oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$:

$$E \approx 1.4 \text{ GeV} ; \quad \xi \approx 3.3 \times 10^{-4} \text{ eV}^2 ; \quad \Delta m_{13}^2 \cos 2\theta_{13} \approx \pm 2.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

Oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$:
formula approssimata con effetti di materia

E.K. Akhmedov et al., JHEP 04 (2004) 078

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\nu_\mu - \nu_e) = & \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \frac{\sin^2 (A-1)\omega}{(A-1)^2} \\ & - 2\alpha \sin \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin \delta \frac{\sin A\omega}{A\omega} \frac{\sin(A-1)\omega}{A-1} \sin \omega \\ & + 2\alpha \sin \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos \delta \frac{\sin A\omega}{A\omega} \frac{\sin(A-1)\omega}{A-1} \cos \omega \end{aligned}$$

$$A = \frac{2EV_w}{\Delta_{13}} = \frac{1.526 \times 10^{-4} (Z/A) \rho E}{\Delta_{13}}$$

$$\omega = 1.267 \Delta_{13} \frac{L}{E}$$

$$\alpha = \frac{\Delta_{12}}{\Delta_{13}} \approx \pm 0.03$$

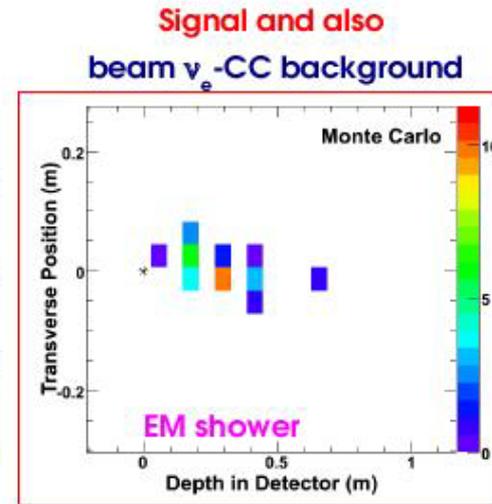
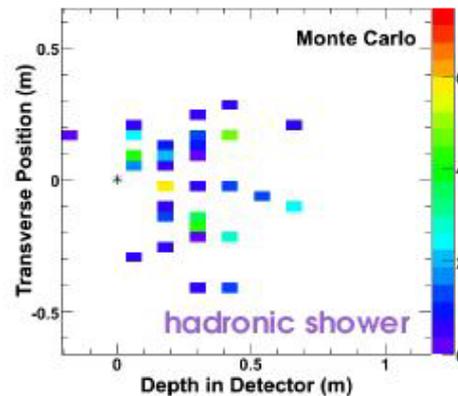
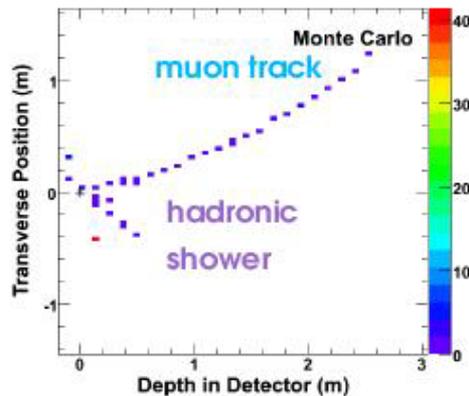
ρ (g/cm³) ; E (GeV) ; L (km) ; Δ_{ik} (eV²)

**Si noti la debole dipendenza dalla fase complessa δ
 associata con termini al prim'ordine in Δ_{12} ($\alpha \approx \pm 0.03$)
 non trascurati nella formula**

MINOS: oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$ Risultati preliminari (aprile 2010)

7×10^{20} protoni su bersaglio (maggio 2005 – agosto 2009)

Configurazioni tipiche di interazioni di neutrini
(simulazioni)



Metodo sperimentale:

- Selezione di eventi $\nu_e \rightarrow$ elettrone dalla topologia dell'evento (assenza di muone, presenza di uno sciame elettromagnetico compatibile con un elettrone)
- Misura dei vari tipi di fondo nel rivelatore vicino (in assenza di oscillazione)
- Predizione dei fondi per il rivelatore lontano
- **Confronto dati – predizione nel rivelatore lontano**

MINOS

Predizioni per il rivelatore lontano in assenza di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$

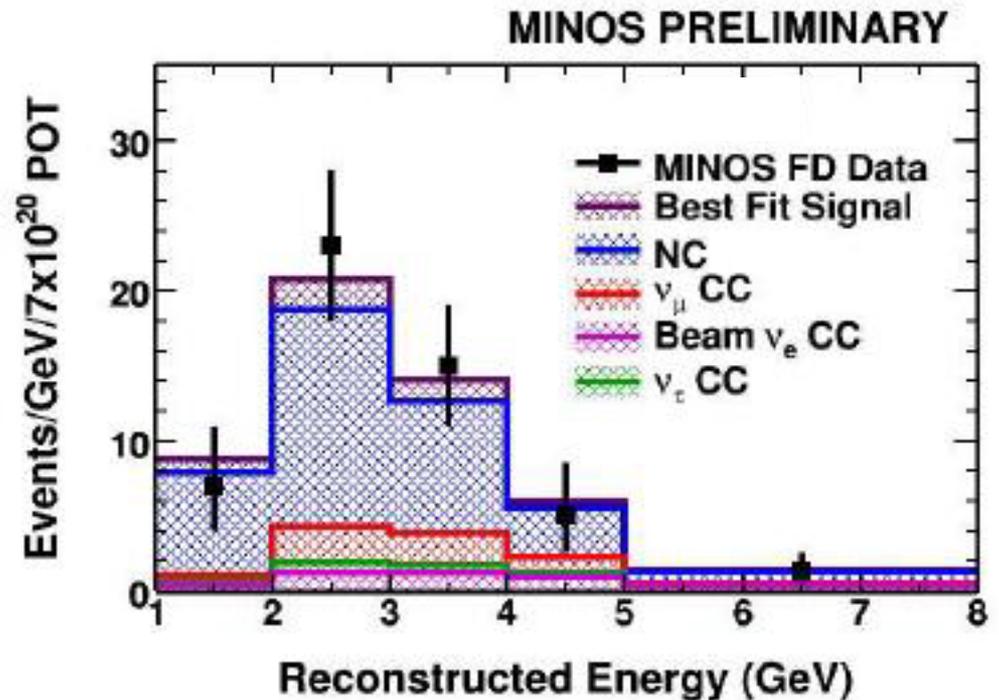
	Total	Stat. Err.	Syst. Err.	NC	CCNuMu	Beam NuE	CcNuTau
N. eventi	49.1	7.0	2.7	35.8	6.3	5.0	2.0

Numero totale di eventi in assenza di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$: 49.1 ± 7.0 (stat.) ± 2.7 (sist.)

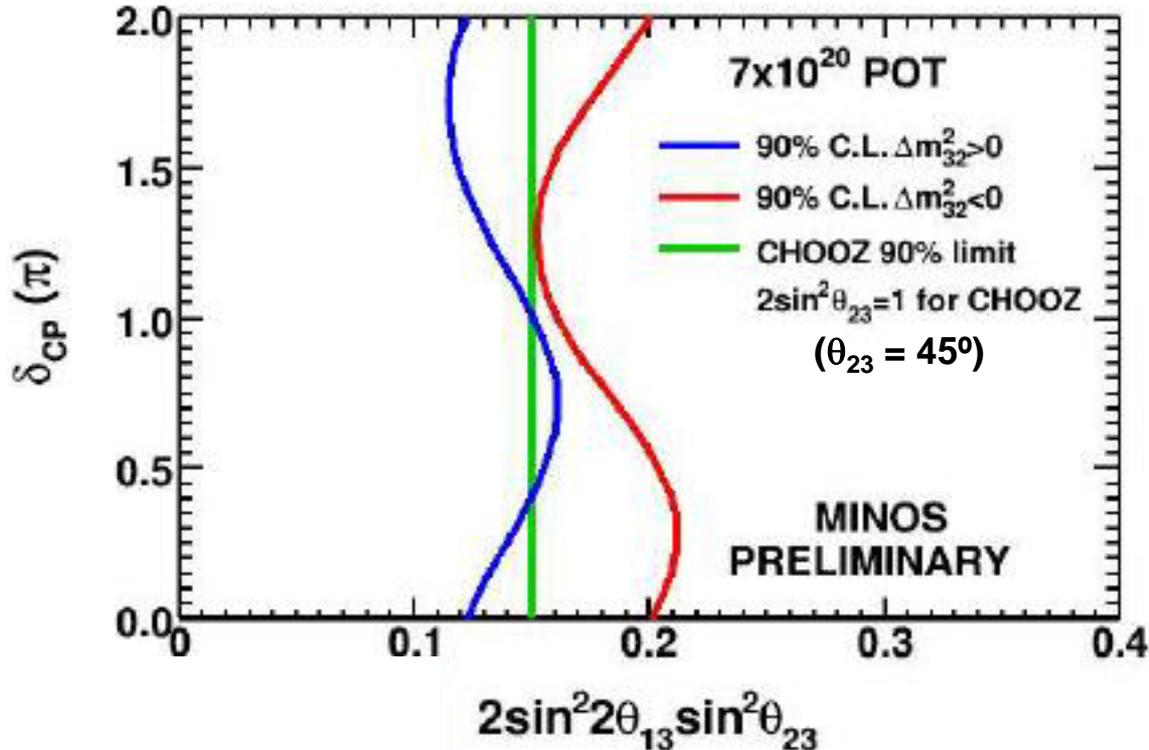
Numero di eventi osservati: 54

Nessuna evidenza di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$

Eventi selezionati come $\nu_e \rightarrow$ elettrone
Distribuzione in energia
nel rivelatore lontano



Regioni escluse nel piano δ , $\sin^2 2\theta_{13}$ per $|\Delta_{23}| = 2.43 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$



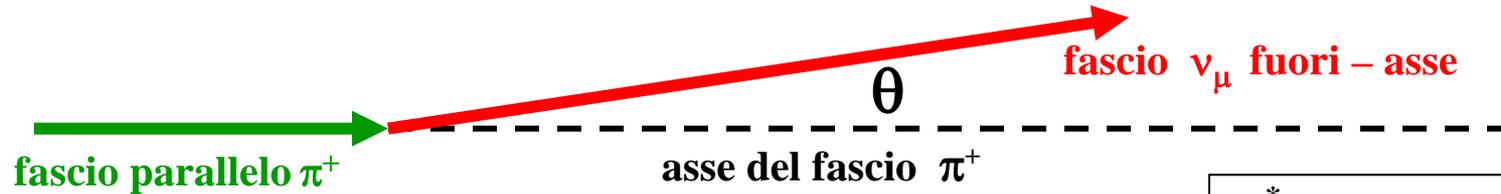
Limiti (L.C. 90%) per $\delta = 0$:

- $\Delta_{23} > 0$ (spettro normale): $\sin^2 2\theta_{13} < 0.12$; $\theta_{13} < 10.1^\circ$
- $\Delta_{23} < 0$ (spettro invertito): $\sin^2 2\theta_{13} < 0.20$; $\theta_{13} < 13.3^\circ$

Fasci quasi – monoenergetici di neutrini “fuori–asse”

I fasci di ν_μ emessi ad angolo $\theta = 0^\circ$ rispetto alla direzione dei π^+ hanno una distribuzione in impulso LARGA

I fasci “fuori – asse” ($\theta > 0^\circ$) sono quasi- monoenergetici ma con flusso ridotto



Energia ν_μ ad angolo θ fissato:
$$E = \frac{E^*}{\gamma_\pi (1 - \beta_\pi \cos \theta)}$$

(dalla trasformazione di Lorentz)

E^* : energia ν_μ nel sistema del π^+ (0.03 GeV)

$$\gamma_\pi = E_\pi / m_\pi$$

$$\beta_\pi = v_\pi / c$$

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

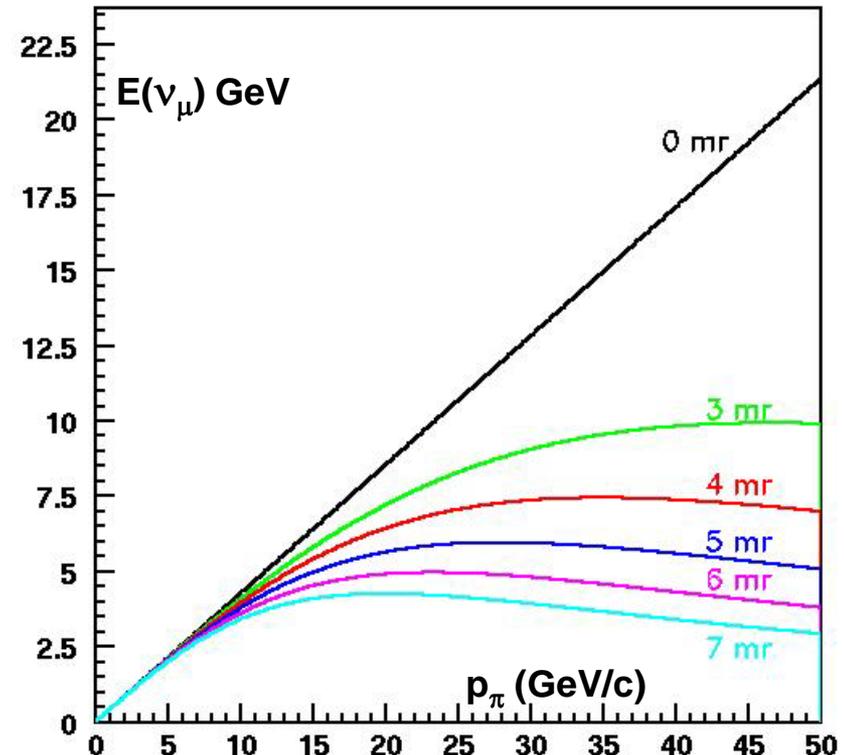
Energia del ν_μ in funzione dell'impulso del π^+ per angoli θ del ν_μ diversi

Per $\theta > 0$

i fasci di ν_μ sono arricchiti in neutrini mono-energetici ma il flusso è ridotto di un fattore ~ 4

Neutrini mono-energetici:

Primo massimo dell'oscillazione per $L = \lambda_{osc} / 2$



Richerche di oscillazioni $\nu_\mu - \nu_e$ di elevata sensibilità ($\mathcal{P}_{osc} \propto \sin^2 2\theta_{13}$)

J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex): sincrotrone a protoni da 50 GeV di alta intensità presso il JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute) in funzionamento dal 2009

T2K (Tokai to Kamioka): misura di θ_{13} mediante un fascio fuori - asse ($\theta = 2.5^\circ$, $E_\nu \approx 0.6$ GeV) diretto al rivelatore Super-K ($L = 295$ km)
L'esperimento T2K include un rivelatore vicino

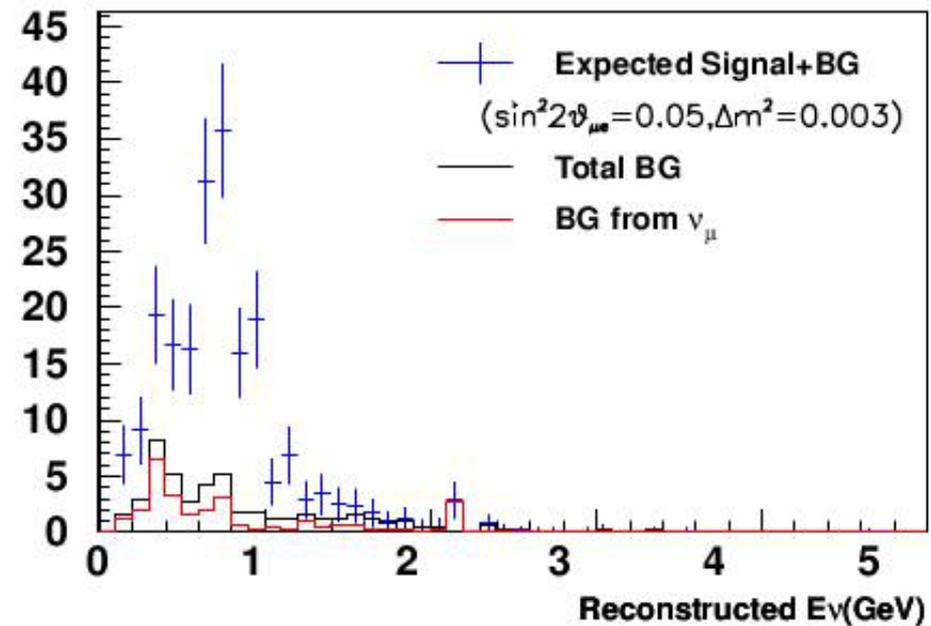
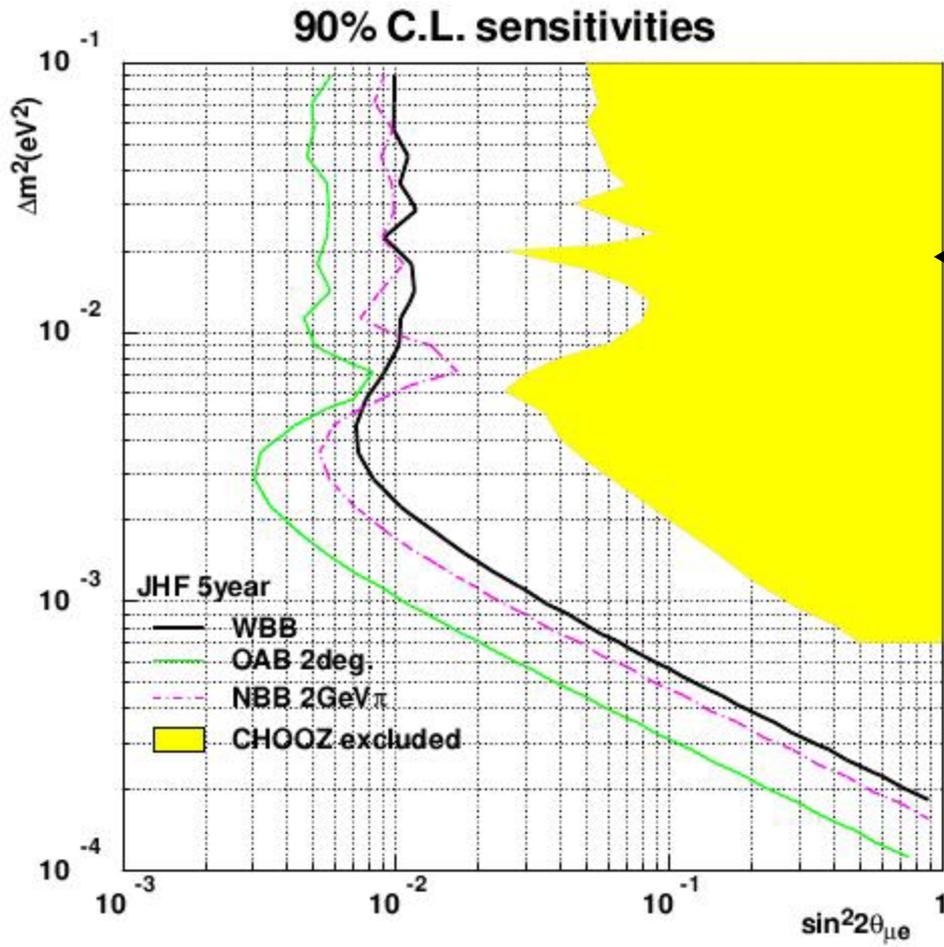


NOvA: esperimento approvato nel 2008 per usare il fascio NUMI dal Fermilab ad una distanza di 810 km. Rivelatore in superficie, 12 km dall'asse del fascio (14.8 m fuori - asse). Energia $\nu_\mu \approx 1.6$ GeV

Rivelatore: 15,000 tonn. di scintillatore liquido in tubi rettangolari di plastica, lunghi 15.5 m, sezione 3.9cm x 6cm

Ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nell'esperimento T2K: previsioni (da simulazioni)

Distribuzione eventi $\nu_e \rightarrow e^-$
 8.3×10^{21} protoni su bersaglio
 a 30 GeV (5 anni di presa-dati)



Sensibilità (limite ottenuto se
 $N(\text{eventi } \nu_e) = N(\text{eventi di fondo})$)

NOTA:

probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ proporzionale a
 $\sin^2(2\theta_{\mu e}) = \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) = \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{13})$
 $(\theta_{23} = 45^\circ)$

Primo periodo presa – dati:
gennaio – giugno 2010
(sincrotrone a 30 GeV):

3.3×10^{19} protoni su bersaglio;
 22 eventi completamente contenuti
 osservati nel rivelatore Super-K

Misura della violazione di CP (angolo di fase δ nella matrice di mixing)

Formula approssimata delle probabilità di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

$$\mathcal{P}\left(\begin{array}{c} \nu_\mu - \nu_e \\ \bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e \end{array}\right) = \sin^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{13} \frac{\sin^2(A-1)\omega}{(A-1)^2}$$

$$\mp 2\alpha \sin \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin \delta \frac{\sin A\omega}{A\omega} \frac{\sin(A-1)\omega}{A-1} \sin \omega$$

$$+ 2\alpha \sin \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos \delta \frac{\sin A\omega}{A\omega} \frac{\sin(A-1)\omega}{A-1} \cos \omega$$

$$A = \frac{2EV_w}{\Delta_{13}} = \pm \frac{1.526 \times 10^{-4} (Z/A)\rho E}{\Delta_{13}}$$

$$\omega = 1.267 \Delta_{13} \frac{L}{E}$$

$$\alpha = \frac{\Delta_{12}}{\Delta_{13}} \approx \pm 0.03$$

$$\rho \text{ (g/cm}^3\text{)} ; E \text{ (GeV)} ; L \text{ (km)} ; \Delta_{ik} \text{ (eV}^2\text{)}$$

Effetti di materia:
segno opposto per ν , $\bar{\nu}$

Due metodi possibili:

- Presa – dati con fasci ν e $\bar{\nu}$ alternati ;
- Presa – dati con fasci ν , misura della probabilità di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$ al primo e al secondo massimo dell'oscillazione ($\omega \approx \pi/2, 3\pi/2$).

NUOVE IDEE PER LA PRODUZIONE DI FASCI DI NEUTRINI

(attualmente in fase di studio)

FABBRICHE DI NEUTRINI

Anelli magnetici per muoni con sezioni diritte lunghe dirette verso rivelatori di neutrini a grande distanza. $N(\mu): \geq 10^{21}$ per anno

Componenti di una Fabbrica di Neutrini:

- 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 π^\pm prodotti nel bersaglio e dei μ^\pm da decadimento dei π^\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.

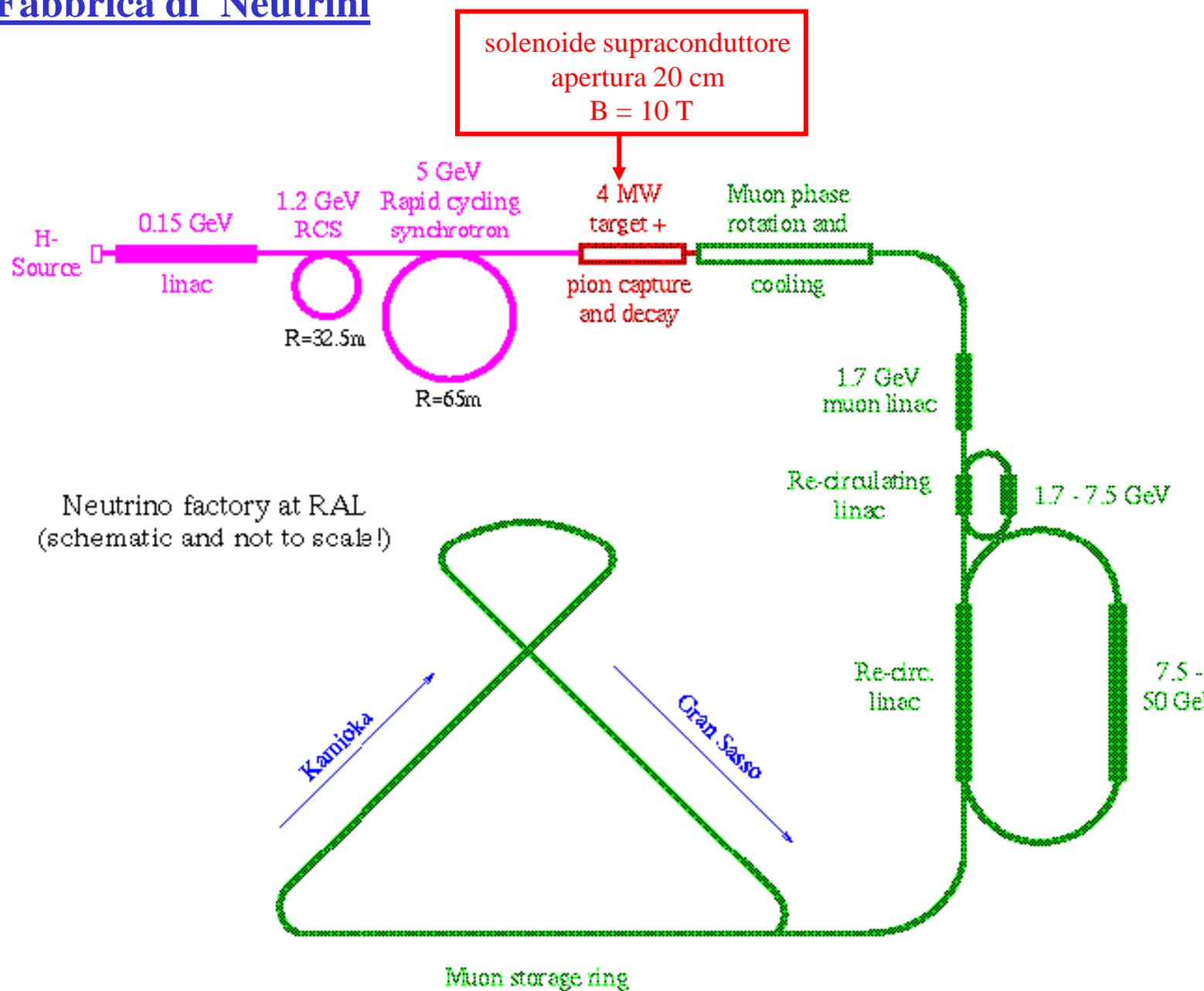
μ^+ circolanti nell’anello \Rightarrow fasci puri di $\bar{\nu}_\mu, \nu_e$

μ^- circolanti nell’anello \Rightarrow fasci puri di $\nu_\mu, \bar{\nu}_e$

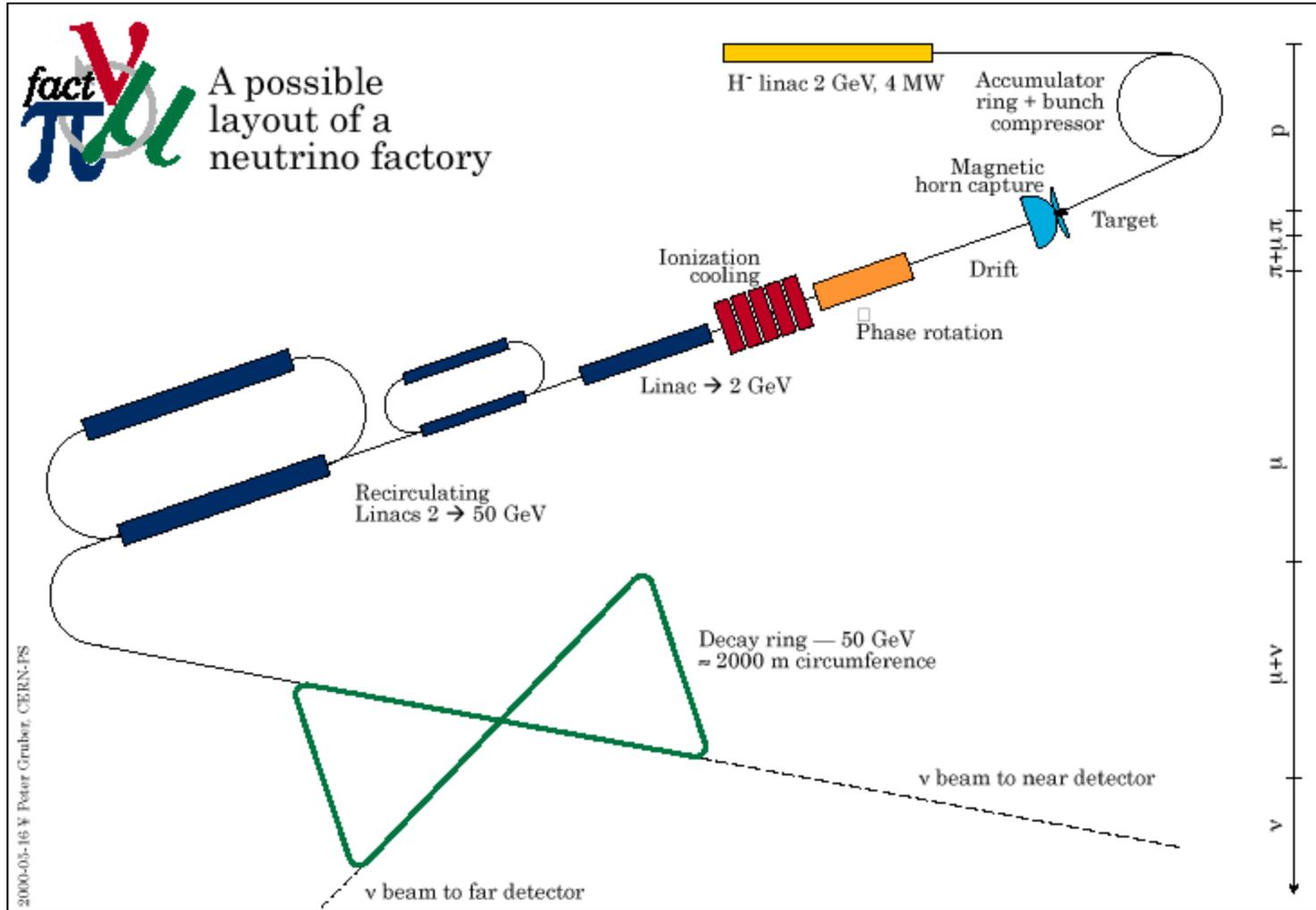
Flussi e spettri d’energia calcolabili con precisione dalla cinematica del decadimento μ

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

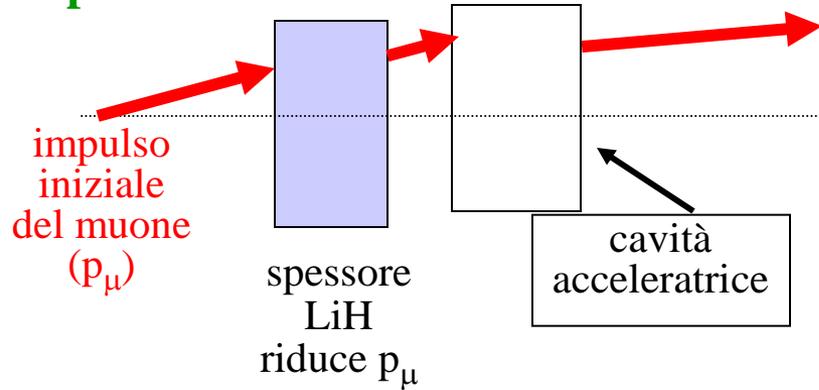


Schema alternativo di una fabbrica di neutrini



Raffreddamento ("cooling") dei muoni

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



L'accelerazione aumenta la componente longitudinale dell'impulso → riduzione della divergenza angolare

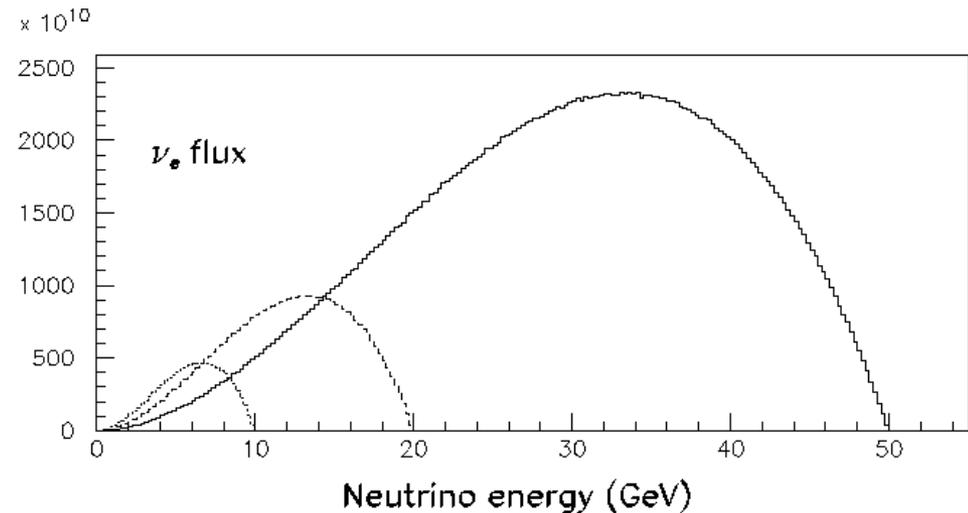
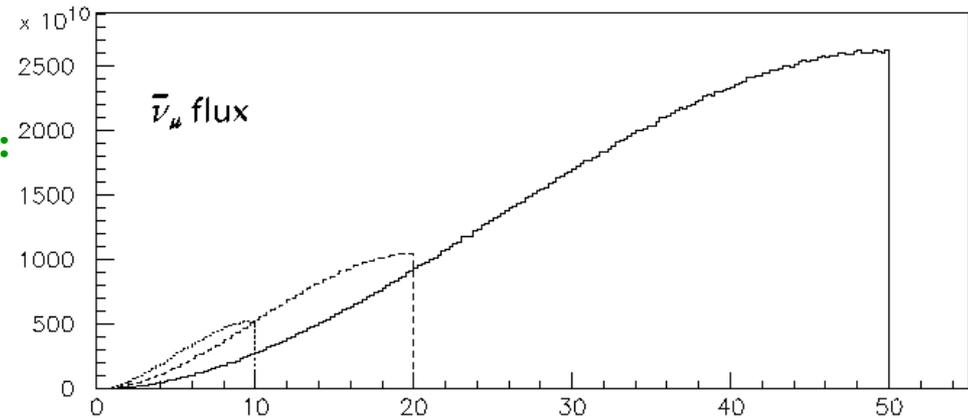
Riduzione dell'intervallo di impulsi:

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^+ , $E_\mu = 10, 20, 50$ GeV



FASCI "BETA"

Un'idea alternativa per realizzare una fabbrica di neutrini (P. Zucchelli, 2001)

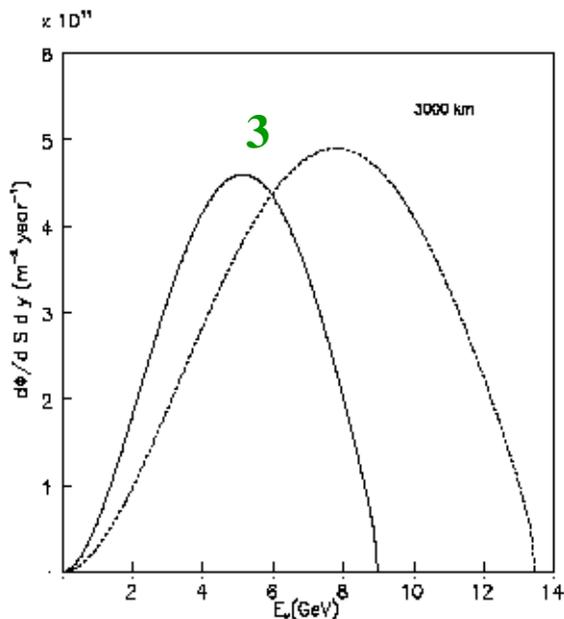
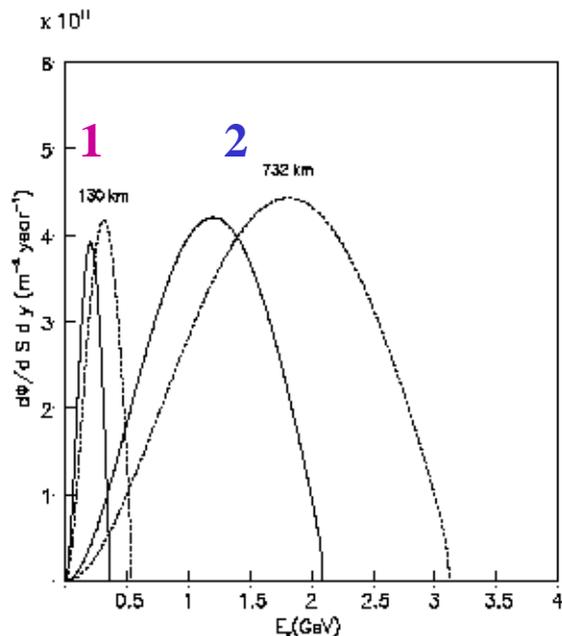
- **Produzione di fasci intensi di isotopi radioattivi (decadimento β)**
- **Accelerazione e iniezione in un anello magnetico con sezioni diritte lunghe**

$$\text{He}^6 \rightarrow \text{Li}^6 + e^- + \bar{\nu}_e : \quad \langle E(\bar{\nu}_e) \rangle = 1.94 \text{ MeV} ; \tau_{1/2} = 0.807 \text{ s}$$

$$\text{Ne}^{18} \rightarrow \text{F}^{18} + e^+ + \nu_e : \quad \langle E(\nu_e) \rangle = 1.86 \text{ MeV} ; \tau_{1/2} = 1.672 \text{ s}$$

Configurazioni sperimentali studiate:

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



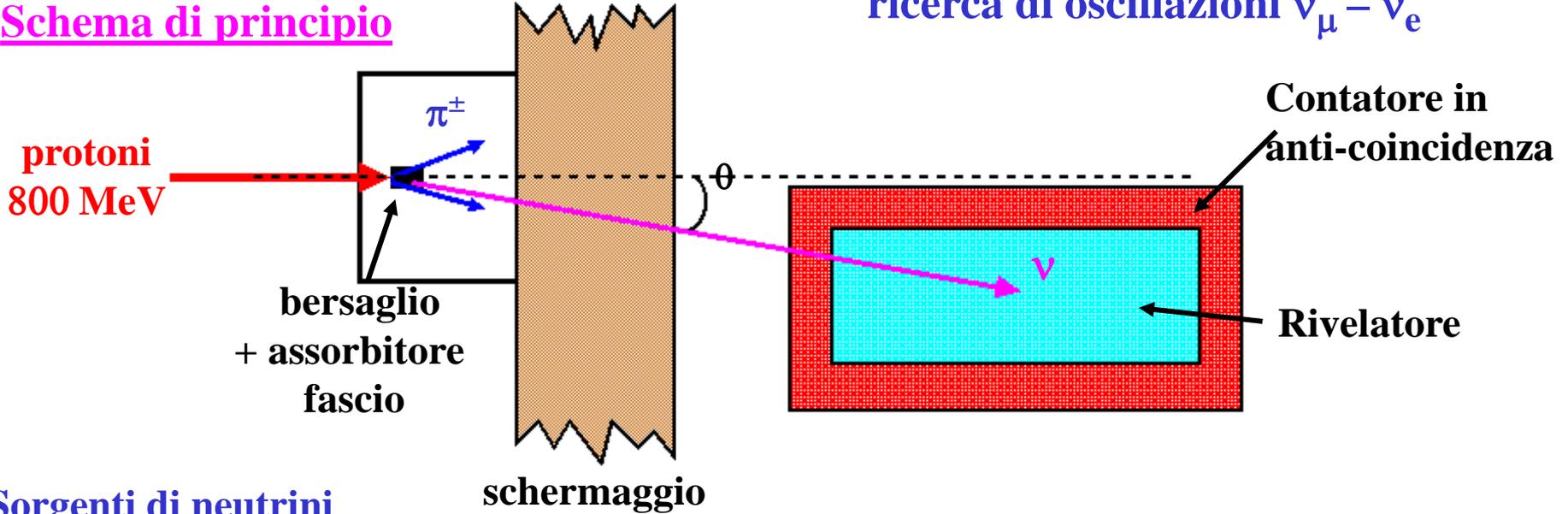
**Frequenza eventi tipica:
10 – 800 per anno
per un rivelatore di
1000 tonn.**

UN QUARTO NEUTRINO?

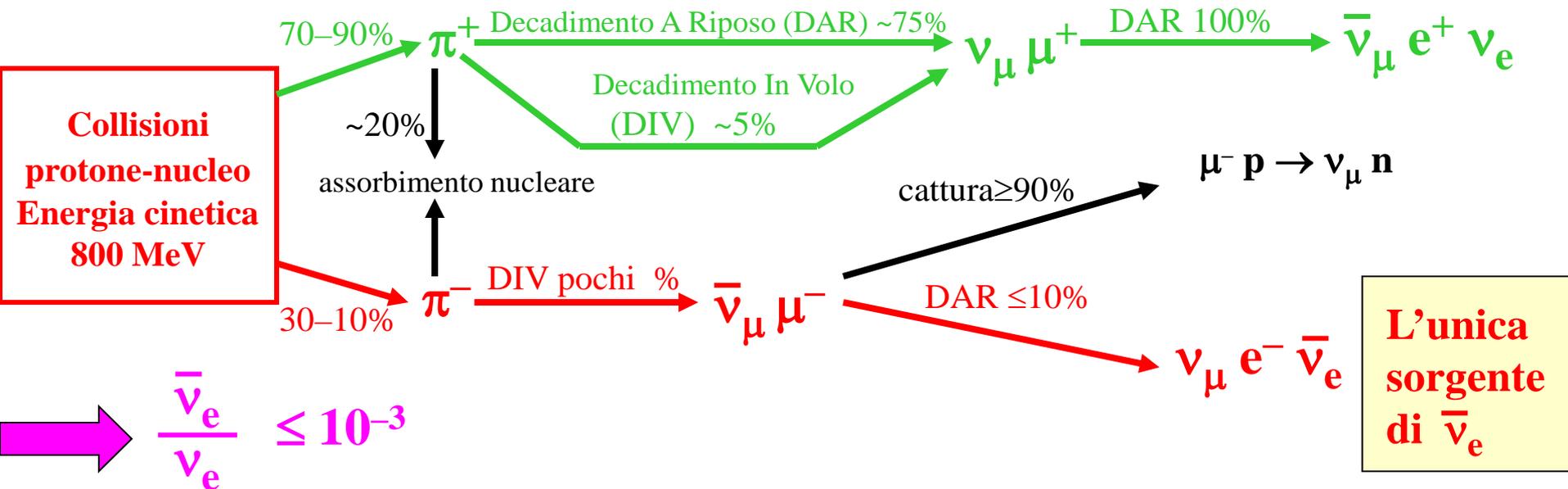
Esperimenti LSND e KARMEN

ricerca di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

Schema di principio



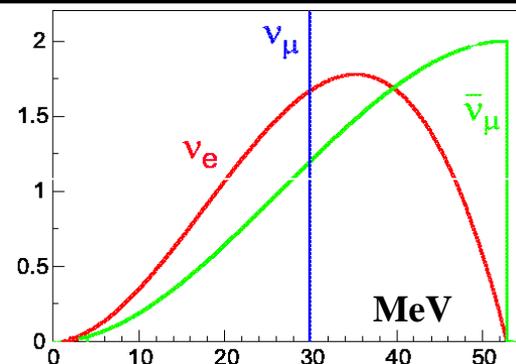
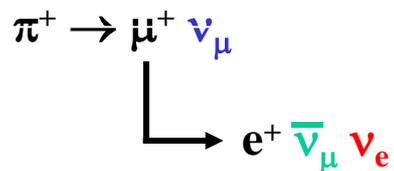
Sorgenti di neutrini



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°
Presenza - 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



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

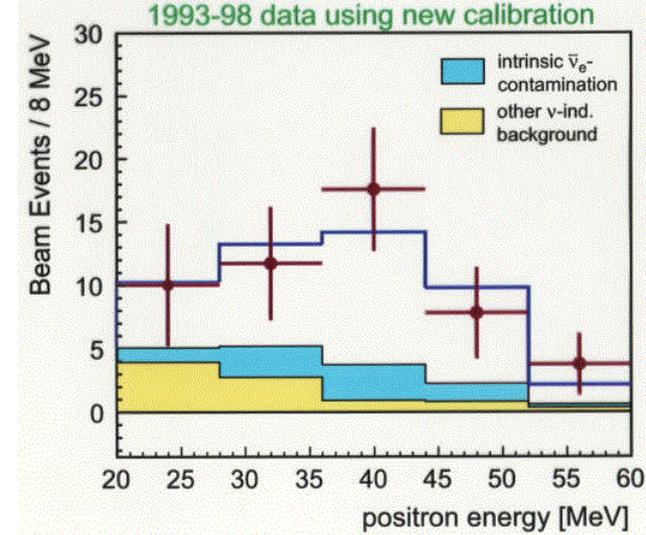
Positroni con $20 < E < 60$ MeV

$N(\text{beam-on}) - N(\text{beam-off}) = 49.1 \pm 9.4$ eventi

Fondo da neutrini = 16.9 ± 2.3

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

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



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

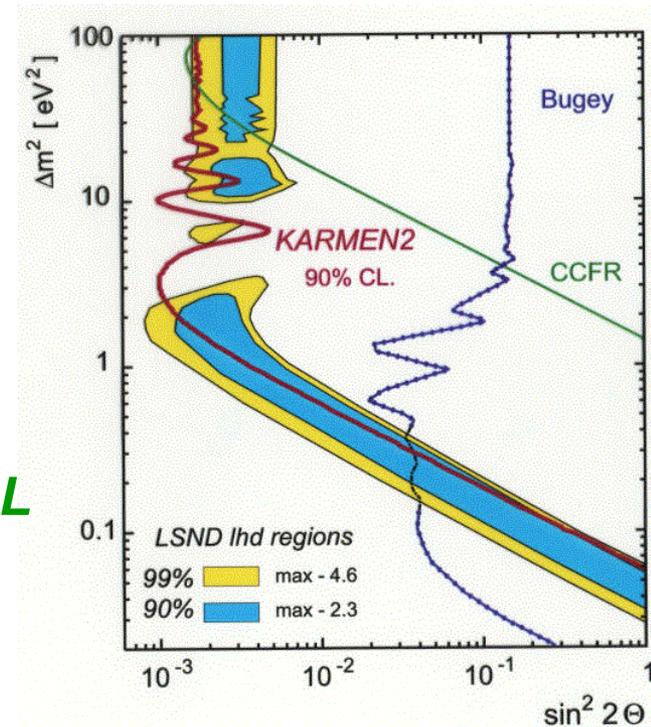
$$\mathcal{P}_{\text{osc}} < 0.085 \times 10^{-2} \text{ (livello conf. 90\%)}$$

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)

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

Segnali di oscillazione:

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

$$\longrightarrow |\Delta m_{12}^2 + \Delta m_{23}^2 + \Delta m_{31}^2| = 0.2 - 2 \text{ eV}^2$$

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” (ν_s):

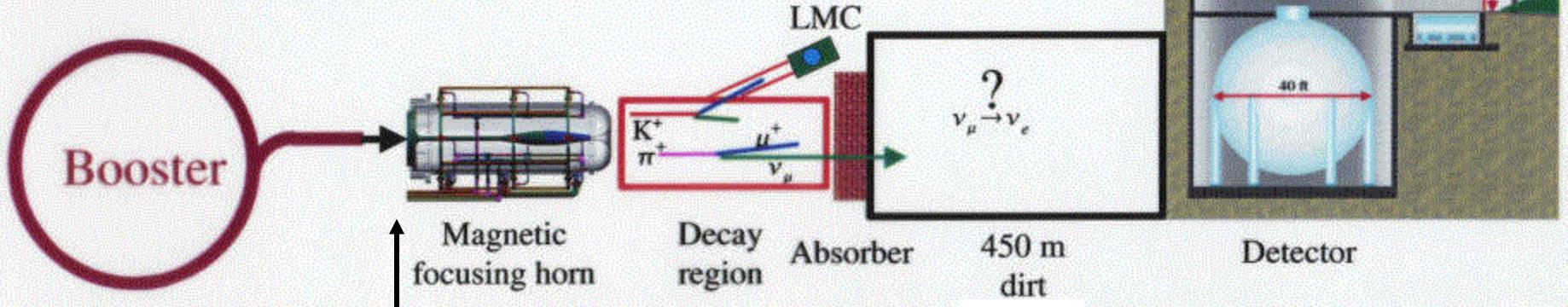
costante di accoppiamento ai bosoni W e Z = 0

\Rightarrow nessuna interazione con la materia

Esperimento MiniBooNE al Fermilab

Verifica del segnale di oscillazione osservato da LSND

The miniBooNE ν Beam:

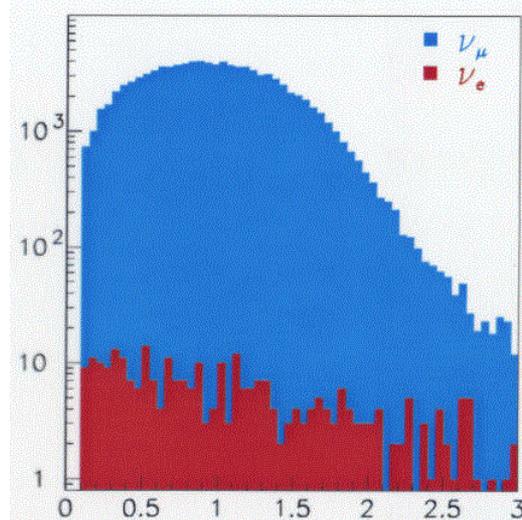


Sincrotrone
a protoni
 $E = 8 \text{ GeV}$

Bersaglio
(berillio)

Flussi
predetti

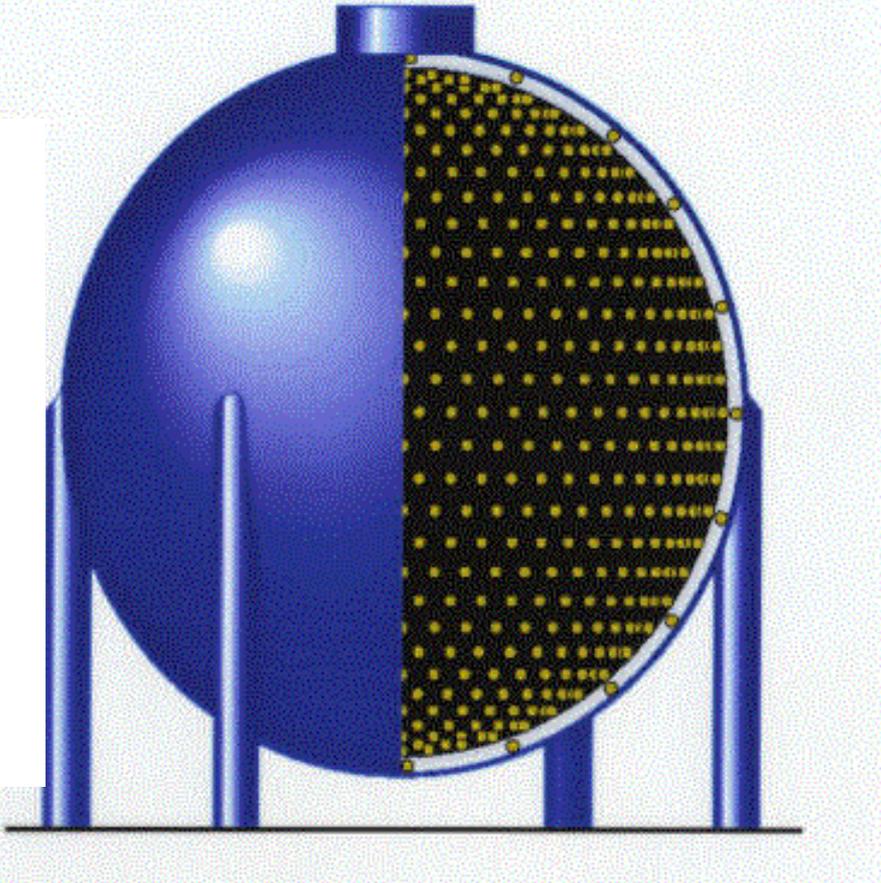
ν flux
(arbitrary units)



E_ν [GeV]

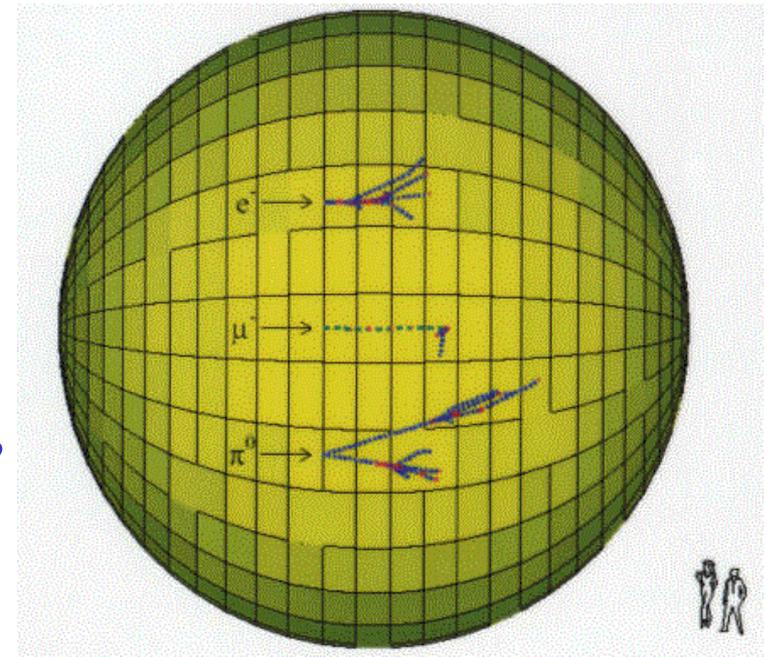
$L \approx 500 \text{ m}$
 $\frac{L}{E}$ simile all'esperimento LSND
NESSUN RIVELATORE VICINO

Rivelatore MiniBooNE



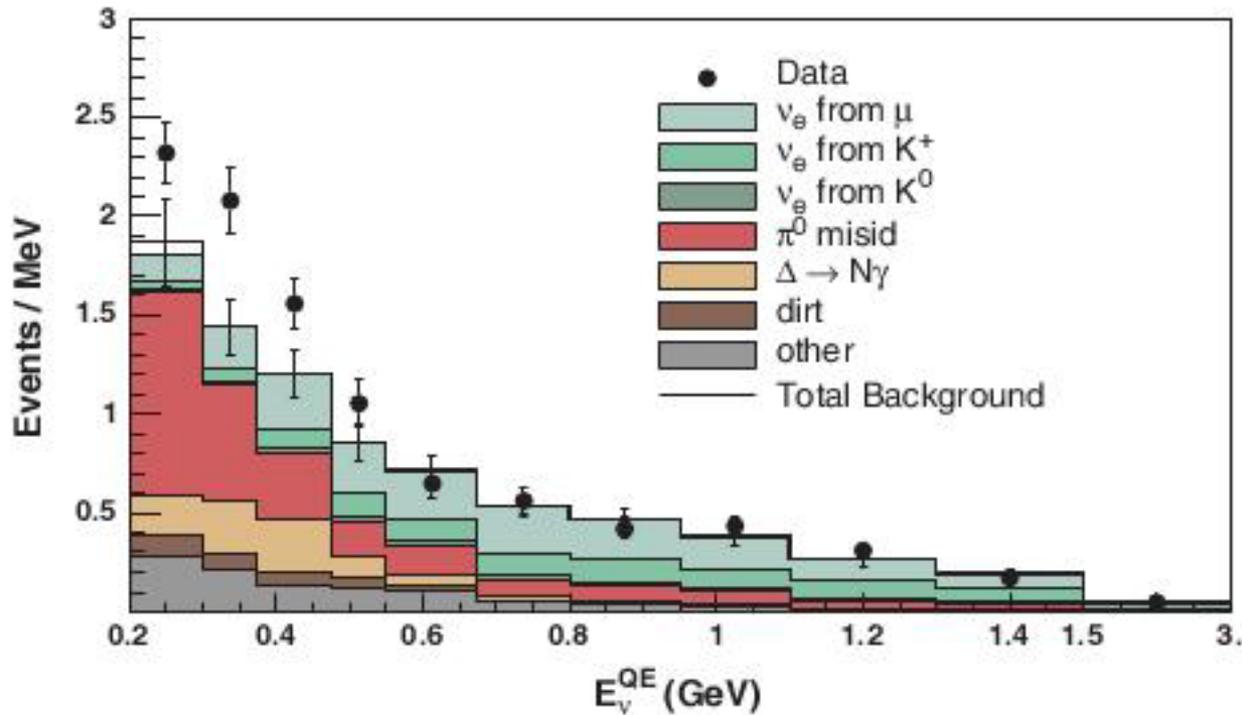
- Contenitore sferico, diametro 12 m
807 tonn. olio minerale poco scintillante.
- Raccolta della luce Čerenkov (direzionale)
e della luce da scintillazione.
- Massa fiduciale 445 tonn.
- Regione interna isolata otticamente
(1280 fototubi, diam. 20 cm)
- Regione esterna in anticoincidenza
(240 fototubi)

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

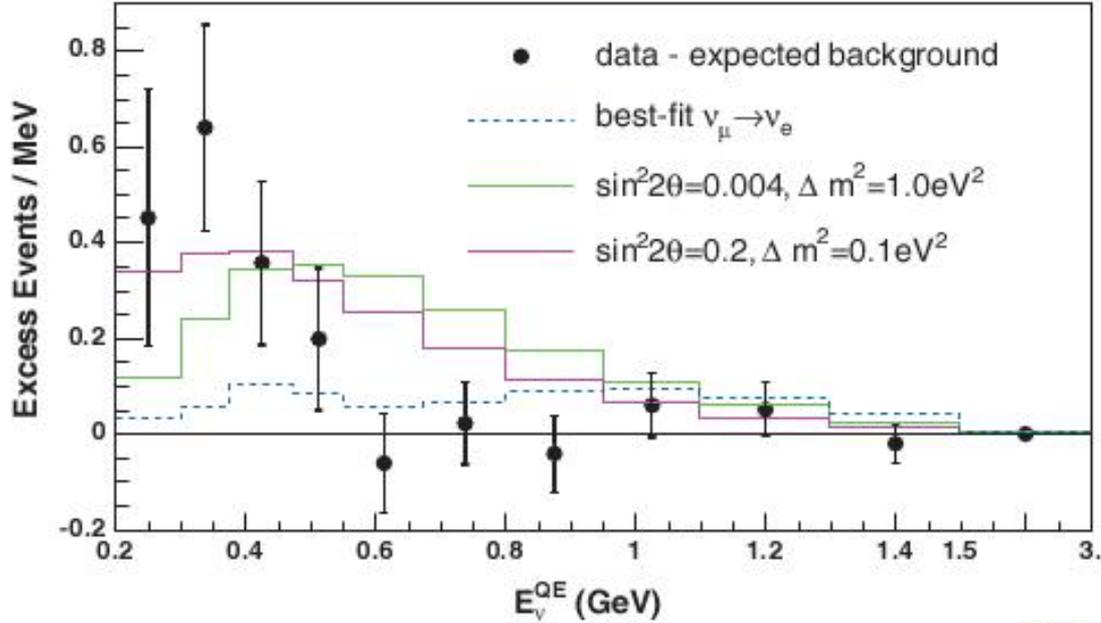
A.A.Aguilar-Arevalo et al., Phys. Rev. Lett. 102, 101802 (2009)



Eccesso di eventi osservato nella regione $0.2 < E_v < 0.475$ GeV: 128.8 ± 43.4

L'esperimento MiniBooNE non distingue elettroni da fotoni

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

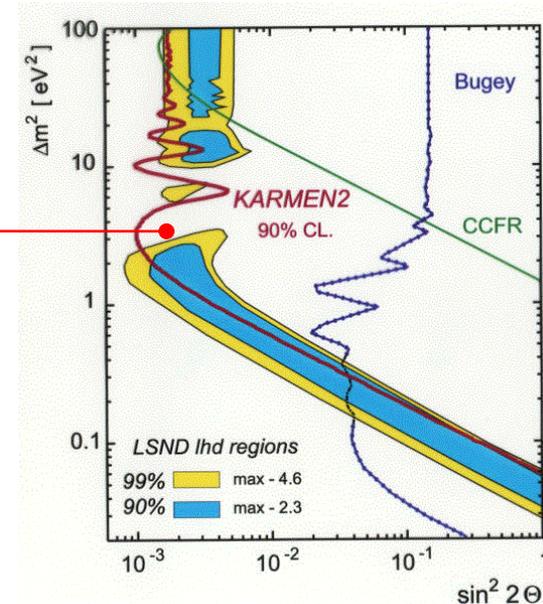


“Best fit” all’ipotesi di oscillazione $\nu_\mu - \nu_e$
sull’intervallo $0.2 \text{ GeV} < E_\nu < 2 \text{ GeV}$:

$$\sin^2 2\theta = 0.0017 ; \Delta m^2 = 3.14 \text{ eV}^2$$

Valori esclusi da KARMEN

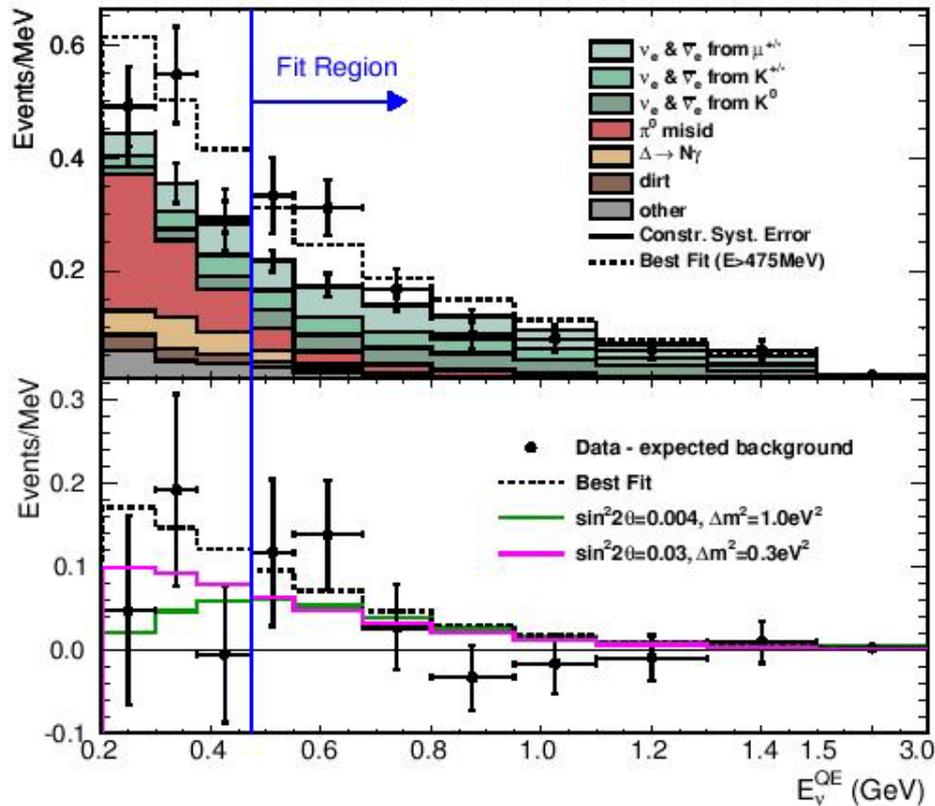
- Risultati di MiniBOOne incompatibili con i valori dei parametri di oscillazione del segnale LSND;
- Origine dell’eccesso di eventi a bassi valori E_ν ?



MiniBooNE: ricerca di oscillazioni $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$

5.66 x 10²⁰ protoni su bersaglio

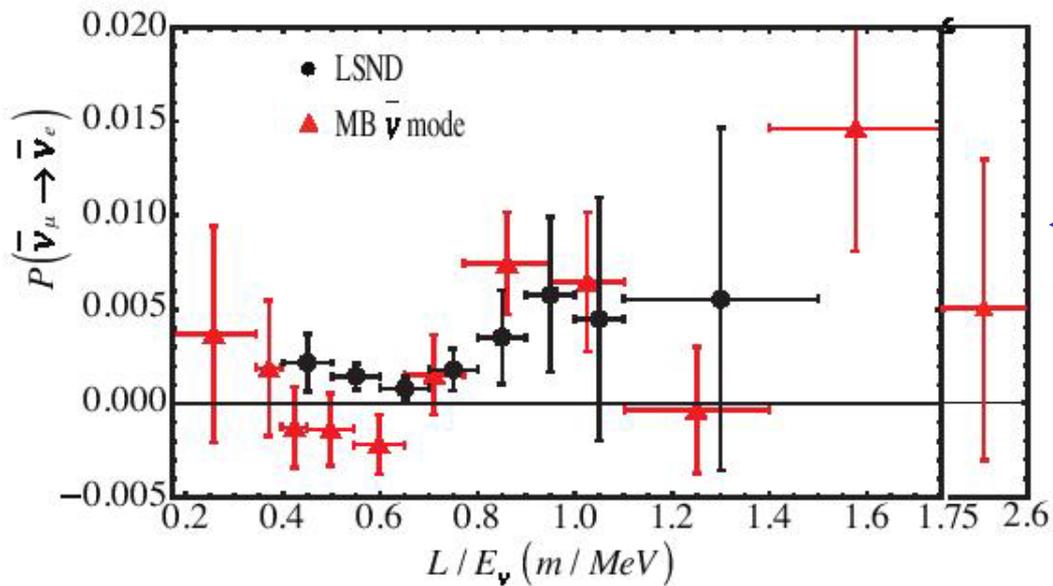
A.A.Aguilar-Arevalo et al., arXiv:1007.1150v3



Distribuzione energia $\bar{\nu}_e$
per eventi compatibili
con $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$

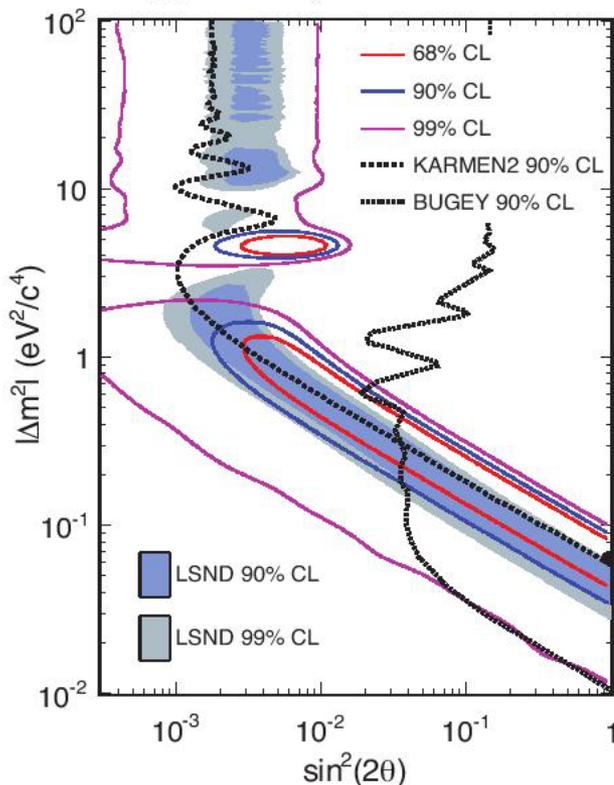
E_ν^{QE} Range	Data	Background	Excess
200 – 475 MeV	119	100.5 ± 10.0 ± 10.2	18.5 ± 14.3
475 – 675 MeV	64	38.3 ± 6.2 ± 3.7	25.7 ± 7.2
475 – 1250 MeV	120	99.1 ± 10.0 ± 9.8	20.9 ± 14.0
475 – 3000 MeV	158	133.3 ± 11.5 ± 13.8	24.7 ± 18.0
200 – 3000 MeV	277	233.8 ± 15.3 ± 16.5	43.2 ± 22.5

**Excesso di eventi
compatibile
col segnale di
oscillazione LSND**



Probabilità di oscillazione $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$
 in funzione di L/E :
 confronto LSND – MiniBooNE

Best fit
 nell'ipotesi
 di mixing di
 due neutrini



Il risultato MiniBooNE con antineutrini
 (se confermato) richiede:

- l'esistenza di un 4° neutrino sterile;
- violazione della simmetria CP
 nella matrice di mixing

(perché le probabilità di oscillazione
 $\nu_\mu - \nu_e$ e $\bar{\nu}_\mu - \bar{\nu}_e$ sono differenti)

Questo risultato richiede conferma
 da esperimenti che includono
 un rivelatore VICINO

**MINOS: discriminazione tra oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$
e $\nu_\mu - \nu_s$ neutrino sterile ν_s**

Misura della frequenza di eventi di Corrente Neutra (NC)

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

nel rivelatore lontano.

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

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

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

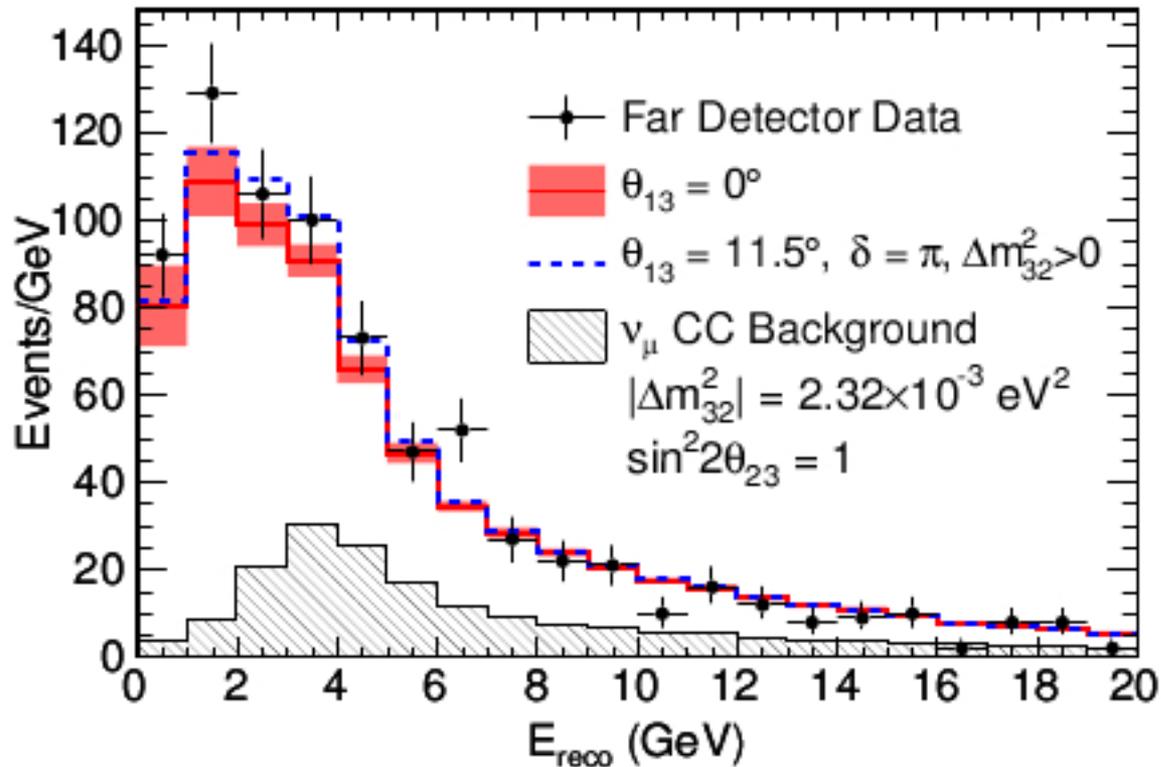
Risultati MINOS (aprile 2011)

7.07×10^{20} protoni su bersaglio

P. Adamson et al., arXiv: hep-ex/1104.3922

Numero di eventi NC predetti in assenza di neutrini sterili: $754 \pm 28 \pm 37$
Stat. Sist.

Numero di eventi osservati: 802



Risultati compatibili con assenza di neutrini sterili.

Limite superiore ad una possibile frazione f (ν_s) di ν sterili nel fascio: $f(\nu_s) < 0.22$ (livello di confidenza 90%)

CONCLUSIONI

- Evidenza di oscillazioni dallo studio di neutrini solari e atmosferici
⇒ evidenza del mixing di neutrini
- **Massa dei neutrini: se $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ (in analogia con i leptoni carichi), masse molto piccole: $m_2 \approx 9 \times 10^{-3}$ eV, $m_3 \approx 5 \times 10^{-2}$ eV**
- **Schemi alternativi: neutrini “degeneri”:** $|\Delta m_{ik}| \ll m_i, m_k$.
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 (appena accennati in questo corso): $m_1 + m_2 + m_3 < 2.5$ eV**

- **Angoli di mixing dei neutrini > angoli di mixing dei quarks.**
Risultati sperimentali compatibili con mixing massimo per ν_μ atmosferici ($\theta_{23} \approx 45^\circ$); angolo massimo di mixing per i quarks $\approx 13^\circ$ (angolo di Cabibbo)
- **ν_e : componenti principali ν_1, ν_2 ; componente ν_3 piccola (zero?); ν_μ, ν_τ : $\sim 50\% \nu_3$.**
- **Ampiezza della componente ν_3 del ν_e : misura di θ_{13} cruciale 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.
- **UN QUARTO NEUTRINO? IN ATTESA DI CONFERMA**
La collaborazione ICARUS (C. Rubbia) ha recentemente manifestato l'intenzione di utilizzare due rivelatori di tipo ICARUS su un fascio di neutrini prodotto dal sincrotrone a protoni PS del CERN ($E_p = 24 \text{ GeV}$, $\langle E_\nu \rangle \approx 1 \text{ GeV}$):
rivelatore vicino ($\sim 100 \text{ tonn.}$, $L \approx 100 \text{ m}$);
rivelatore lontano ($\sim 600 \text{ tonn.}$, $L \approx 1000 \text{ m}$).