
Le oscillazioni di neutrino

Ci sono soltanto due possibili conclusioni. Se il risultato conferma le ipotesi, allora hai appena fatto una misura. Se il risultato è contrario alle ipotesi, allora hai fatto una scoperta.

Enrico Fermi

Daniele Montanino

Dipartimento di Matematica & Fisica "Ennio De Giorgi" - Università del Salento

Le oscillazioni di neutrino sono un fenomeno quantomeccanico macroscopico per il quale i neutrini possono cambiare il loro sapore "in volo". Questo fenomeno, suggerito inizialmente da Bruno Pontecorvo negli anni '50 del secolo scorso, ha avuto successivamente conferme sperimentali sempre crescenti sino a diventare uno degli strumenti insostituibili per lo studio delle proprietà dei neutrini (in particolare della loro massa) oltre che a spiegare alcune anomalie di carattere astrofisico.

La massa dei neutrini

Sin da quando fu ipotizzato da Pauli, il neutrino ha rappresentato una sfida per i fisici a causa della sua natura sfuggente. In particolare ci si è resi subito conto che i neutrini dovevano avere una massa notevolmente più piccola rispetto alle altre particelle conosciute (eccetto il fotone), eventualmente persino nulla. Sebbene il Modello Standard delle forze elettrodeboli nella sua formulazione minimale preveda una massa nulla

per i neutrini, i fisici si sono sempre chiesti se essi potessero comunque avere una massa, seppure piccola. Per esempio, dato il gran numero di neutrini fossili prodotti nel Big Bang, una massa dei neutrini di qualche decina di eV avrebbe potuto fornire una spiegazione della materia oscura (sebbene questa ipotesi sia stata successivamente scartata). È utile ricordare che l'elettronVolt, abbreviato eV, è una unità di misura di energia corrispondente a circa 1.60×10^{-19} J, ma a causa della relazione $E = mc^2$ può essere considerata anche una unità di misura di massa corrispondente a circa 1.78×10^{-36} kg; per esempio un elettrone, ha una massa pari a 0.511 milioni di eV o MeV.

Ma come poter misurare la massa di qualcosa di così ineffabile come il neutrino? Ovviamente è impensabile di poter porre un certo numero di essi su di una bilancia (d'altronde questo tipo di misura non si può effettuare per la maggior parte delle particelle), bisogna quindi ricorrere a metodi indiretti. I più noti sono tre: 1) misure cinematiche di precisione sugli elettroni emessi in decadimenti di tipo β (in cui vengono emessi neutrini); 2) eventuali effetti dei neutrini fossili sull'evoluzione dell'Universo (in particolare, delle strutture a larga scala); 3) eventuali decadimenti

rarissimi (detti *doppio- β senza neutrini*). Quest'ultimo tipo di misura è possibile se il neutrino è una *particella di Majorana*, ovvero se coincide con la sua propria antiparticella (si veda il contributo di Francesco Vissani su questo stesso numero di *Ithaca*). Questa possibilità è contemplata in numerose estensioni del Modello Standard.

Tutte le attuali ricerche dirette di massa effettuate con i metodi precedenti hanno fornito risposta negativa ponendo un limite alla massa dei neutrini a qualche frazione di eV. Eppure i fisici delle particelle sono oggi assolutamente certi che i neutrini abbiano massa. Come è possibile? Per poter spiegare questo è necessario entrare nel reame della meccanica quantistica.

Autostati di sapore e autostati di massa

Cominciamo col ricordare che quando si parla di neutrini non ci si riferisce ad essi come un'unica particella. Andiamo con ordine. Tutti ovviamente conoscono l'elettrone, forse non tutti sanno che questa particella ha due "cugini" più pesanti: il *muone* (indicato con μ) e il *tau* (τ). Queste particelle hanno le stesse caratteristiche dell'elettrone (ovvero carica elettrica -1 , spin $1/2$, etc.) eccetto la loro massa (105.7 MeV per il μ e 1777 MeV per il τ). Ovviamente muoni e tau sono particelle instabili, per cui una volta prodotte si disintegrano in particelle più leggere (inclusi i neutrini), per questo non le vediamo nella vita di tutti i giorni. Queste tre particelle vengono denominate *leptoni carichi* (dal greco $\lambda\epsilon\pi\tau\acute{o}\nu$, leggero), da contrapporre ai *barioni* (da $\beta\alpha\rho\acute{\upsilon}\varsigma$, pesante).

Ogni leptone carico ha a sua volta il suo omologo neutro: il neutrino. Esistono quindi tre neutrini distinti: il neutrino elettronico (ν_e), il muonico (ν_μ) e il tauonico (ν_τ). Si dice quindi che i neutrini hanno un *sapore* (in inglese, flavour) e i tre stati ν_e , ν_μ e ν_τ sono detti appunto *autostati di sapore*. Leptoni carichi e neutrini sono quindi chiamati genericamente leptoni. Al momento non si conoscono ulteriori famiglie di leptoni, ma dalle misure effettuate a LEP del decadimento della particella Z^0 si è certi che se esistessero, tali particelle dovrebbero essere estremamente pesanti (neutrini compresi).

Cosa contraddistingue un neutrino di una famiglia da un altro? Dal fatto che in una interazione debole (quantomeno una interazione di "corrente carica") un neutrino si trasforma esclusivamente nel suo leptone corrispondente; oppure che ogni leptone viene prodotto in coppia con il suo (anti-)leptone corrispondente. Facciamo un esempio: nel decadimento del pione in muone e neutrino si ha il processo

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu . \quad (1)$$

Il neutrino così prodotto se colpisce un protone si trasforma esclusivamente un muone

$$\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + n . \quad (2)$$

Questo è esattamente ciò che fecero Lederman, Schwartz e Steinberger nel loro celebre esperimento [1], nel quale mostrarono che i neutrini elettronici e muonici erano particelle distinte, scoperta che ha fruttato loro il premio Nobel nel 1988. C'è comunque da dire, e questo è importante per il discorso che seguirà, che in questo esperimento la distanza tra la zona di decadimento dei muoni e quella di assorbimento dei neutrini era esigua (circa 30 m). Vedremo che su distanze maggiori le cose potrebbero complicarsi.

Il fenomeno precedente può essere codificato nella maniera seguente: ogni leptone porta con sé un particolare numero quantico detto *numero leptonic di famiglia* che si suppone conservato. Per le antiparticelle esso cambia di segno. Per esempio nel caso del decadimento del pione in equazione (1) si ha

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ 0 &= (-1) + (+1) . \end{aligned} \quad (3)$$

Questa legge di conservazione fa sì che alcuni processi siano proibiti. Per esempio, sebbene il decadimento $\mu \rightarrow e^+ \gamma$ sia cinematicamente permesso, esso non si osserva poiché verrebbero violati sia il numero leptonic muonico che elettronico. Invece è possibile il processo

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \quad (4)$$

(notare che con il simbolo $\bar{\nu}$ si indicano gli anti-neutrini). Il lettore può facilmente verificare che i numeri quantici di ogni famiglia sono conservati nel processo.

La formula di oscillazione nel vuoto

Supponiamo per esempio che un neutrino muonico con energia E venga prodotto nel punto $x = 0$ (il ragionamento funziona ovviamente per ogni sapore iniziale). Al tempo $t = 0$ esso sarà quindi in autostato di sapore

$$|\nu(0)\rangle \equiv |\nu_\mu\rangle = -\sin\theta|\nu_1\rangle + \cos\theta|\nu_2\rangle.$$

Poiché gli stati $|\nu_i\rangle$ hanno massa e energia (e quindi impulso) definiti, essi propagano come onde piane

$$|\nu(x, t)\rangle = -e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_1x)} \sin\theta|\nu_1\rangle + e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_2x)} \cos\theta|\nu_2\rangle.$$

La probabilità che a distanza L dal punto di produzione il neutrino si osservi nello stato $|\nu_e\rangle$ sarà data da

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(L) &= |\langle \nu_e | \nu(L, t) \rangle|^2 = |(\cos\theta\langle \nu_1 | + \sin\theta\langle \nu_2 |) \nu(L, t) \rangle|^2 \\ &= \left| -\cos\theta \sin\theta e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_1L)} + \cos\theta \sin\theta e^{-\frac{i}{\hbar}(Et-p_2L)} \right|^2. \end{aligned}$$

Se $E \gg m_i$ possiamo riscrivere $p_i c = \sqrt{E^2 - m_i^2} \simeq E - \frac{m_i^2}{2E}$; dopo qualche calcolo elementare otteniamo l'equazione (7).

Matrice di mescolamento 3×3

Nel caso generale la matrice di mescolamento può essere rappresentata come prodotto di matrici di mescolamento elementari. Per esempio nel caso 3×3 possiamo scrivere:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13}e^{-i\delta} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

In questo caso la matrice di mescolamento dipende da tre angoli di mescolamento θ_{ij} da una fase δ che tiene in conto delle *violazioni di CP* (si veda il riquadro dedicato) nel reame dei neutrini. Infatti per gli antineutrini $\delta \rightarrow -\delta$. Ciò, come vedremo, ha conseguenze sulle oscillazioni di neutrino.

Supponiamo ora che i neutrini siano massivi. Il senso comune vorrebbe che ognuno dei neutrini avrà separatamente una massa, ovvero che potremmo misurare la massa del ν_e , del ν_μ e del ν_τ . In realtà le cose non stanno così, in quanto può accadere (ed in effetti vedremo che è proprio quello che accade!) che i neutrini che hanno massa definita (i cosiddetti *autostati di massa*) non coincidano con i tre stati di sapore. Ciò può sembrare paradossale ma non lo è affatto per chi ha un pò di confidenza con la meccanica quantistica: esistono osservabili *incompatibili*, come per esempio posizione e velocità di una particella,

che non possono essere misurate contemporaneamente. In un certo senso questa incertezza è l'equivalente del principio di indeterminazione di Heisenberg per i neutrini: se conosciamo il sapore di un neutrino la sua massa è indeterminata e viceversa.

Gli autostati di massa vengono generalmente indicati con ν_i , con $i = 1, 2, 3$. Tra gli autostati di massa e quelli di sapore intercorre una relazione

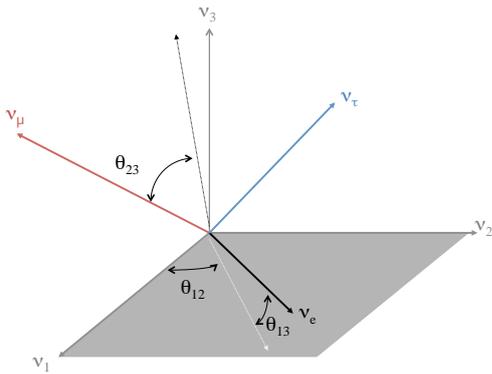


Figura 1: Una rappresentazione geometrica della relazione tra gli autostati di massa e quelli di sapore

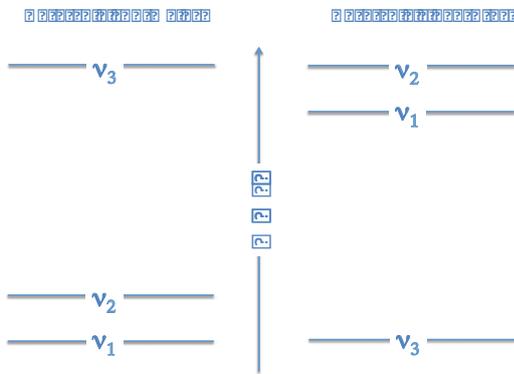


Figura 2: Gerarchie di massa dei neutrini

lineare tramite una matrice unitaria 3×3 :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \mathbf{U} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

La matrice \mathbf{U} viene detta *matrice di mescolamento* (in inglese *mixing*) o di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata. La relazione diviene più semplice da comprendere se ci limitiamo a due sole famiglie di neutrini (p.e. ν_e e ν_μ) in tal caso la relazione precedente diviene

$$\begin{aligned} \nu_e &= \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2 \\ \nu_\mu &= \sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2 \end{aligned} \quad (6)$$

ovvero una semplice "rotazione tra gli stati. L'angolo θ viene detto *angolo di mescolamento*. Nel caso 3×3 la matrice \mathbf{U} viene scritta come il prodotto di tre matrici di mescolamento elementari

come illustrato nel riquadro. In figura 1 è illustrato graficamente il significato degli angoli di mescolamento θ_{ij} nel quale gli stati di massa e di sapore sono rappresentati come vettori.

Per quanto riguarda le masse, vedremo dallo studio degli esperimenti, che due neutrini hanno tra di loro una differenza di massa minore della differenza di massa con il terzo stato. Convenzionalmente gli stati più vicini vengono denominati ν_1 e ν_2 con masse $m_1 < m_2$ rispettivamente. Al momento non è noto se m_3 sia maggiore o minore di $m_{1,2}$. Tale ambiguità viene definita "gerarchia": se $m_3 > m_{1,2}$ la gerarchia si dice "normale", altrimenti "invertita". Notare che non vi è nessun motivo per affermare che la gerarchia normale sia più... normale di quella invertita, la denominazione è puramente convenzionale.

Le oscillazioni di sapore

Le oscillazioni di sapore nel vuoto

Veniamo ora al fenomeno delle oscillazioni di sapore. Questo fenomeno può essere spiegato in maniera naïve. Per semplicità consideriamo un sistema semplificato in cui abbiamo solo due sapori (per esempio ν_e e ν_μ) anche se il discorso si generalizza facilmente. Supponiamo che un neutrino venga prodotto in una interazione [per esempio un decadimento di un π come in equazione (1)]. Questo stato inizialmente si trova in un autostato di sapore. Supponiamo che il neutrino abbia un'energia E ben definita. Come abbiamo visto in precedenza questo stato è una sovrapposizione di stati di massa. A causa del dualismo onda-particella della meccanica quantistica, ciascuno di essi evolverà come un'onda, con lunghezza d'onda $\lambda_i = \hbar/p_i$, dove p_i è l'impulso dello stato i -esimo, dato dalla relazione relativistica $p_i^2 = (E^2 + m_i^2)/c^2$ (d'ora in poi assumeremo che le masse vengono misurate in eV). Ciò significa che le due onde si propagano con frequenza diversa e questo da luogo ad un processo di interferenza in cui talvolta le onde si sommano in fase e talvolta in controfase, analogo al fenomeno di "battimento" che talvolta si percepisce nel suono delle canne d'organo.

La conseguenza di ciò è che il neutrino sarà in generale una combinazione diversa degli stati

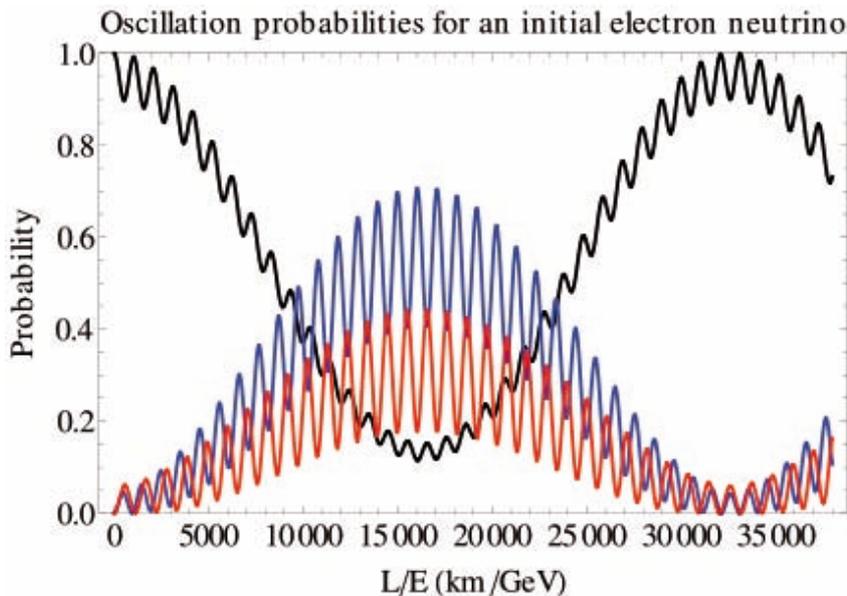


Figura 3: Probabilità di oscillazione di un neutrino con sapore iniziale ν_e . In nero viene indicato il ν_e , in blu il ν_μ e in rosso il ν_τ . I parametri utilizzati sono $\sin^2 2\theta_{13} = 0.10$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0.97$, $\sin^2 2\theta_{12} = 0.86$, $\Delta m_{13}^2 = 2.32 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{12}^2 = 7.59 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, $\delta = 0$ e gerarchia di massa normale

di massa rispetto a quella iniziale. Vi è quindi in generale una probabilità non nulla che il neutrino si possa trovare in uno stato "ortogonale" a quello iniziale, ovvero abbia cambiato sapore. Il fenomeno delle oscillazioni viola quindi il numero leptonico di famiglia (sebbene conservi il numero leptonico globale).

Nello scenario semplificato con solo i due sapori e e μ , quindi con solo due autostati di massa con masse m_1 e m_2 , la probabilità di conversione ad una data distanza L dalla sorgente è data da

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2}{4\hbar c E} L \right), \quad (7)$$

dove θ è l'angolo di mescolamento e $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Per chi abbia dimestichezza con la meccanica quantistica, una derivazione di questa formula si trova nel riquadro. Ovviamente, per la conservazione della probabilità si ha $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$. Vediamo come le oscillazioni sono insensibili alla massa assoluta dei neutrini, bensì alla loro differenza di massa al quadrato: le oscillazioni dei neutrini non sono in grado di fornire informazioni sulle masse assolute dei neutrini (per questo motivo i fisici sono sicuri che i neutrini sono massivi ma non riescono ancora a quantificare le loro masse!). Notiamo anche che se $\theta = 0$ o $\pi/2$ la probabilità di oscillazione si annulla: ciò non stupisce poiché in tal caso gli autostati di sapore e quelli di massa coinciderebbero [si veda l'equazione (6)].

La lunghezza d'onda di oscillazione in metri vale

$$\lambda_\nu \simeq 2.47 \text{ m} \times \frac{E}{\text{MeV}} \times \frac{\text{eV}^2}{\Delta m^2}, \quad (8)$$

dove l'energia E deve essere espressa in MeV e la differenza di massa al quadrato Δm^2 in eV^2 . Notiamo che se θ è piccolo e/o $L \ll \lambda_\nu$ la probabilità di oscillazione diviene molto piccola. Nell'esperimento di Lederman, Schwartz e Steinberger la distanza tra punto di produzione e di osservazione era troppo breve per osservare oscillazioni (30 m, mentre vedremo che per neutrini di energia $E \geq 300 \text{ MeV}$ la lunghezza d'onda di oscillazione è maggiore di 300 km).

Va fatta qui una piccola precisazione tecnica: come già detto la derivazione di questa formula è semplificata poiché suppone che i neutrini abbiano energia definita. Ciò ci ha permesso di utilizzare onde piane (ovvero infinitamente estese nello spazio e nel tempo). Questo è chiaramente irrealistico. La soluzione risiede nel fatto che uno stato di energia definita non è possibile nell'ambito della meccanica quantistica poiché presuppone che l'esperimento si svolga in un tempo infinitamente lungo (a causa delle relazioni di indeterminazione di Heisenberg). Vi sono quindi derivazioni più sofisticate (che assumono per esempio dei "pacchetti" d'onda localizzati) le quali portano però sostanzialmente agli stessi risultati a parte alcune correzioni trascurabili in quasi tutti i casi pratici.

Nel caso a tre generazioni ovviamente la for-

Le simmetrie discrete e la violazione di CP

In Fisica sovente si studiano le *simmetrie* delle forze di natura, ovvero la proprietà dei fenomeni di rimanere immutati sotto particolari tipi di trasformazioni. Un esempio sono le trasformazioni *discrete*. La più nota di queste è la trasformazione di *parità*, ovvero la riflessione delle coordinate spaziali (come nel "mondo dello specchio" del romanzo *Alice ne paese delle meraviglie* di Lewis Carroll). E' ben noto che le forze elettromagnetiche, nucleari forti e gravitazionali sono invarianti per parità (o, come si dice, sotto l'operatore P), mentre le interazioni deboli no. Questo fu dimostrato per la prima volta nel 1957 in un celebre esperimento eseguito da madame Wu. In questo esperimento si mostrò che nel decadimento $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$ l'elettrone era emesso preferenzialmente nella direzione opposta allo spin del nucleo di cobalto (in un mondo "specchio" lo spin del nucleo sarebbe invertito e l'elettrone sarebbe emesso nella direzione dello spin, cosa che invece non si osserva). Alice ha la capacità di distinguere il mondo reale da quello speculare semplicemente tramite l'osservazione dei decadimenti deboli.

In fisica delle particelle vi è una seconda simmetria detta *coniugazione di carica* (o C) in cui si sostituiscono le particelle con le antiparticelle. Di nuovo, le interazioni elettromagnetiche, nucleari e gravitazionali sono invarianti sotto C ma lo stesso non si può dire delle interazioni deboli, ovvero se in un processo si scambiano le particelle con le corrispondenti antiparticelle si ottiene un processo che non è osservabile in natura.

Per lungo tempo si è creduto però che la combinazione CP (in cui simultaneamente si scambiano le particelle con le corrispondenti antiparticelle e si invertono le coordinate) fosse una simmetria esatta per le interazioni deboli. Anche questo si è dimostrato falso. E' noto infatti che certi decadimenti che coinvolgono mesoni violano CP . Per esempio il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e$ è preferito al decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e$, dove la K_L^0 è una combinazione di stati di K^0 e \bar{K}^0 . Se CP fosse conservata i due canali di decadimento sarebbero esattamente equivalenti. Ciò indica l'esistenza di violazioni di CP nel settore *adronico*, ovvero nelle interazioni che coinvolgono quark. Le violazioni di CP costituiscono quindi una sostanziale asimmetria nel comportamento di particelle e antiparticelle e potrebbero essere quindi essere una delle possibili spiegazioni del fatto che l'Universo è costituito esclusivamente da materia e non da antimateria.

mula di oscillazione è più complessa (non ne daremo una formula esplicita) e implica due scale di oscillazione, una dovuta alla differenza di massa $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$ e un'altra dalla differenza di massa più grande $\Delta m_{13}^2 = m_3^2 - m_1^2$. Il segno di Δm_{13}^2 determina la gerarchia di massa (positivo per la gerarchia normale e negativo per quella invertita). In figura 3 è mostrata la probabilità di oscillazione per un neutrino con sapore iniziale ν_e . Si nota come vi sia un'oscillazione a "lunga scala dovuta al Δm_{12}^2 a cui si sovrappone un'altra a "corta scala determinata da Δm_{13}^2 . Ne consegue che la distanza a cui porre il rivelatore rispetto alla sorgente di neutrini determina in maniera sostanziale la differenza di massa al quadrato che vogliamo misurare.

Vi è un'ulteriore peculiarità del caso generale a con tre generazioni rispetto al caso semplificato, ovvero la possibilità di osservare violazioni

di CP (si veda riquadro dedicato) nel settore leptonic (ovvero di interazioni che coinvolgono esclusivamente leptoni e neutrini) Intanto c'è da dire che se i neutrini fossero esattamente di massa nulla, non vi sarebbero violazioni di CP nel settore leptonic. Il fatto che i neutrini abbiano massa apre a questa possibilità. In particolare violazioni di CP potrebbero manifestarsi come asimmetrie nelle oscillazioni dei neutrini e degli antineutrini. Infatti, quando sostituiamo un neutrino con la sua antiparticella operiamo una trasformazione di CP (e non solo di C). Ciò è dovuto al fatto che i neutrini sono oggetti *chirali*, ovvero hanno lo spin sostanzialmente orientato nella direzione opposta al moto (sono, come si dice, "sinistrorsi"), mentre gli antineutrini hanno lo spin sostanzialmente orientato nella direzione del moto (sono "destrorsi"). Una violazione di CP nelle oscillazioni equivale a dire

$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \neq P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$ (con $\alpha \neq \beta$). Operativamente, la probabilità di oscillazione per gli antineutrini si ottiene da quella dei neutrini sostituendo alla matrice di mixing U , la sua complessa coniugata. Con due sole generazioni evidentemente non si avrebbero violazioni di CP. Nel caso di tre generazioni ciò equivale a sostituire δ con δ^* . Solo nel caso $\delta = 0, \pi$ non si avrebbero violazioni di CP. Al momento non si hanno ancora indicazioni sicure sul valore di δ (si veda in seguito). Questo sarà uno dei prossimi obiettivi della ricerca sui neutrini.

E' utile aggiungere che esiste una ulteriore trasformazione detta *inversione temporale* (o T) che consiste nel cambiare la freccia del tempo. Si dimostra che la simmetria CPT deve essere rigorosamente rispettata da tutte le forze di natura (eccetto, forse, la gravità). Ne consegue che una violazione di CP si riflette in una violazione di T . Nel caso delle oscillazioni di neutrino ciò significa che in generale $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} \neq P_{\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha}$, mentre deve essere vero sempre che $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = P_{\bar{\nu}_\beta \rightarrow \bar{\nu}_\alpha}$.

Le oscillazioni di sapore nella materia

Quando i neutrini attraversano la materia ordinaria le probabilità di oscillazione di neutrino possono essere modificate. Infatti un neutrino che si propaga può essere sempre scomposto nelle sue componenti di sapore. Orbene, nella materia ordinaria la componente ν_e avrà un accoppiamento peculiare con gli elettroni. Infatti, come già accennato nell'articolo "Neutrini ed interazione debole" di Giampaolo Co' in questo numero di *Ithaca*, i neutrini di tutti i sapori possono interagire scambiandosi bosoni Z^0 virtuali con i quark e gli elettroni del mezzo attraversato. Ma i neutrini elettronici hanno anche una seconda possibilità, nella quale ν_e e gli elettroni del mezzo attraversato si "scambiano" tramite di una interazione di corrente carica (con l'emissione / assorbimento di un bosone W virtuale), secondo i diagrammi mostrati in figura 4.

Il primo tipo di diagramma dà un contributo uguale per tutti i sapori e può essere quindi trascurato. Il secondo tipo di diagramma invece fa sì che la componente elettronica del neutrino acquisti una massa quadratica "effettiva" data da

$$A = 2\sqrt{2}(\hbar c)^3 G_F N_e E \quad (9)$$

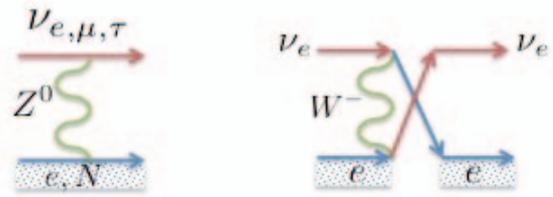


Figura 4: Le interazioni dei neutrini nella materia

dove G_F è la costante di Fermi e N_e è la densità di elettroni della materia attraversata dai neutrini.

Ciò dà luogo ad una modifica dell'equazione di evoluzione del sapore (si veda il riquadro). Questo è noto come effetto di *Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein* (MSW) [2, 3]. Se il neutrino attraversa una porzione di materia a densità costante, si può vedere che la probabilità di oscillazione può essere riscritta come

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}^M = 1 - \sin^2 2\theta^M \sin^2 \left(\frac{4\pi L}{\lambda_\nu^M} \right), \quad (10)$$

dove θ^M e λ_ν^M sono l'angolo di mixing e la lunghezza d'onda di oscillazione effettiva nella materia:

$$\sin 2\theta^M = \frac{s_{2\theta}}{\sqrt{(A/\Delta m^2 - c_{2\theta})^2 + s_{2\theta}^2}}, \quad (11)$$

$$\lambda_\nu^M = \frac{\lambda_\nu}{\sqrt{(A/\Delta m^2 - c_{2\theta})^2 + s_{2\theta}^2}}. \quad (12)$$

dove $c_{2\theta} = \cos(2\theta)$ e $s_{2\theta} = \sin(2\theta)$.

Dalle equazioni precedenti notiamo come, se si verifica la condizione $A = \Delta m^2 \cos 2\theta$, si può avere mescolamento massimale e dunque una notevole amplificazione dell'ampiezza di oscillazione. Questo fenomeno è detto *risonanza*. In generale il neutrino attraverserà strati di materia a densità variabile (come nel caso dei neutrini solari) per cui esso può attraversare lo strato di risonanza. Questo può portare ad una amplificazione degli effetti di oscillazione. Non approfondiremo ulteriormente questo aspetto poiché è molto tecnico.

Potrebbe sorprendere come gli effetti dovuti alla materia siano importanti sulle oscillazioni quando invece la probabilità di assorbimento per i neutrini, come è noto, è estremamente piccola. Ciò avviene perché l'effetto della materia è coerente. Sebbene l'ampiezza di interazione del

L'equazione MSW

Quando il neutrino attraversa la materia la sua equazione di evoluzione viene modificata. In un sistema semplificato con due sole generazioni di neutrini l'equazione di evoluzione degli stati di sapore può essere scritta nella forma

$$i \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_a \end{pmatrix} = \frac{1}{2\hbar c E} \left[\frac{\Delta m^2}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A(x) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_a \end{pmatrix},$$

dove ν_a può essere il ν_μ o il ν_τ (o una combinazione dei due) e A è dato dall'equazione (9). La matrice al secondo membro può essere diagonalizzata per mezzo di una matrice unitaria $U(\theta^M)$, con θ^M dato dall'equazione (11). Gli stati definiti dalla rotazione $\nu^M = U^\dagger(\theta^M)\nu^f$, dove ν^f sono gli stati di sapore, sono gli autostati istantanei di massa nella materia (la cui masse sono pari agli autovalori della matrice al secondo membro dell'equazione MSW). Sotto certe ipotesi gli autostati istantanei nella materia si propagano quasi inalterati (ovvero vi è una probabilità molto piccola di trasformazione di uno nell'altro). In tal caso la propagazione si dice *adiabatica*. Quando ciò accade, si può dimostrare che se un ν_e è prodotto nella materia (come nel caso dei neutrini solari) e osservato nel vuoto, la probabilità di sopravvivenza è data con buona approssimazione da

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} \simeq \frac{1}{2} (1 + \cos \theta \cos \theta_0^M),$$

dove θ_0^M è l'angolo di mescolamento nella materia nel punto di produzione.

neutrino sul singolo elettrone sia infinitesimale, l'effetto si cumula ad ogni singola interazione. L'effetto è simile a quello che si ha con l'attraversamento di un fotone in un cristallo trasparente e birifrangente (ovvero in cui l'indice di rifrazione dipende dalla direzione di polarizzazione del fotone): nonostante il fotone non sia assorbito si ha una rotazione del piano di polarizzazione.

Le evidenze di oscillazione dei neutrini

I neutrini solari

Il Sole è una intensa sorgente di neutrini elettronici (per ogni secondo ne arrivano sulla Terra circa $6 \times 10^{10}/\text{cm}^2$) a causa delle reazioni nucleari di fusione che avvengono al suo interno. In Figura 5 sono mostrate le principali reazioni nucleari nel Sole in cui sono evidenziate le reazioni che producono neutrini. Il primo esperimento di rivelazione dei neutrini effettuato da Davis nella miniera di Homestake negli anni '60 del secolo scorso utilizzava la reazione $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ per misurare il flusso di neutrini provenienti dal

Sole (per una rassegna storica si veda il libro di J. Bahcall [4]). Qui si presentò immediatamente una evidente anomalia: il flusso osservato di neutrini era all'incirca 1/3 di quello previsto. Ci si chiese quindi se il meccanismo di oscillazione descritto in precedenza fosse in atto per i neutrini solari (ricordiamo che l'energia dei neutrini solari è solo di pochi MeV, insufficiente quindi alla creazione di μ o τ : è quindi impossibile la rivelazione di eventuali ν_μ o ν_τ prodotti dall'oscillazione). Lo scetticismo iniziale fu via via superato sia dall'affinarsi dei modelli solari che dall'accumularsi di nuove prove sperimentali, in particolare dagli esperimenti "Kamiokande" prima e "SuperKamiokande" poi, e dagli esperimenti GALLEX/GNO e SAGE.

L'esperimento Kamiokande entrò in funzione a partire dal 1982 nella miniera di Kamioka in Giappone era semplicemente costituito da un grande serbatoio contenente 3000 tonnellate di acqua ultrapurificata circondata da circa 1000 fotomoltiplicatori. La rivelazione dei neutrini avveniva tramite la tecnica della luce Čerenkov. I neutrini provenienti dal Sole possono talvolta urtare un elettrone conferendogli una velocità che

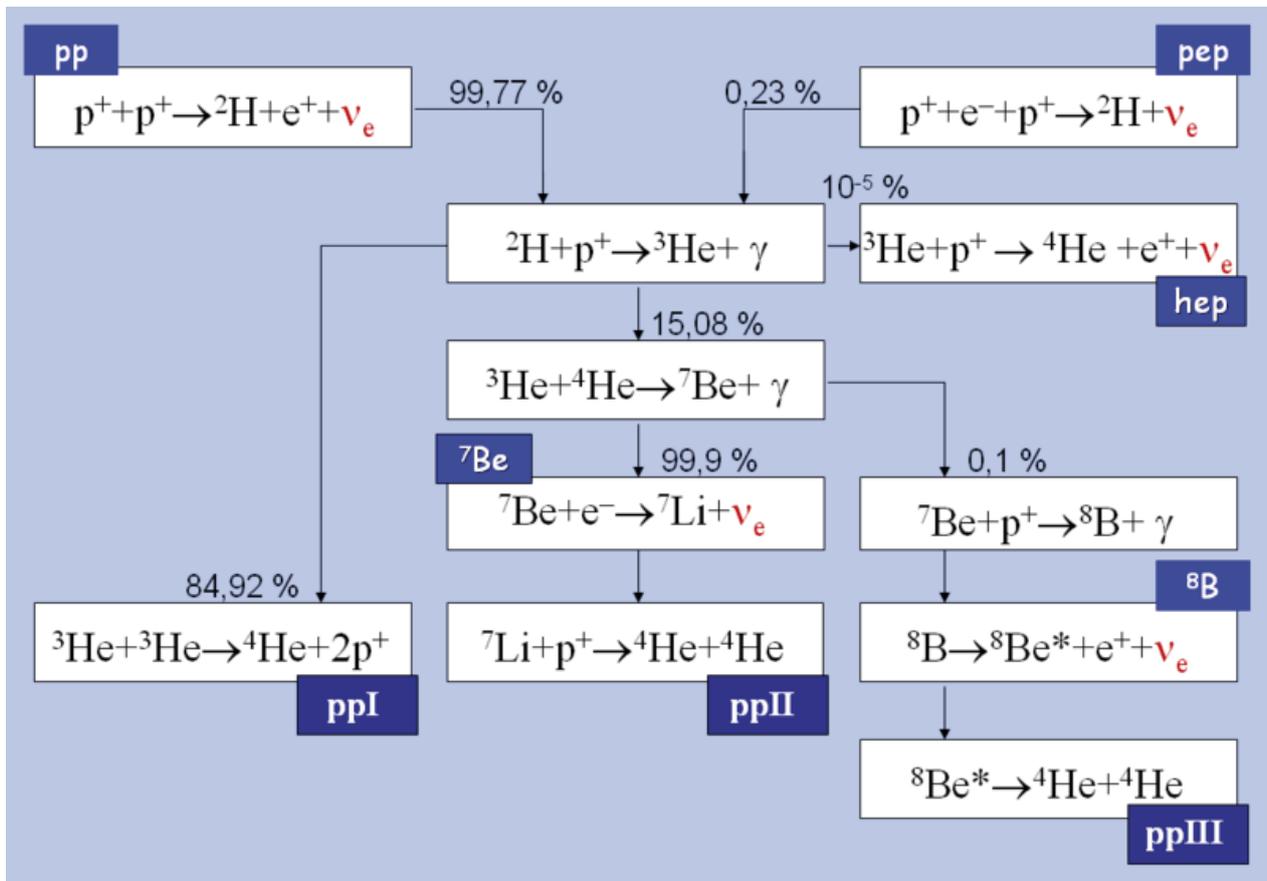


Figura 5: Le reazioni nucleari nel Sole

Effetto Čerenkov

Talvolta può accadere che una particella carica si muova in un mezzo ad una velocità superiore a quella della luce nel mezzo stesso (che vale c/n , dove n è l'indice di rifrazione del mezzo). In tal caso la particella perde energia rilasciando dietro di sé un cono di luce (tipicamente blu o ultravioletta) simile all'onda d'urto lasciata da un aereo supersonico. Questo è noto con il nome di *effetto Čerenkov*.

è superiore a quella della luce nell'acqua. La luce Čerenkov rilasciata viene rivelata dai fotomoltiplicatori che circondano l'apparato, e dai quali è possibile ricavare informazioni su direzione ed energia del neutrino incidente. In principio i neutrini di tutti i sapori sono in grado di urtare l'elettrone, però il ν_e ha una sezione d'urto di interazione maggiore, per cui una conversione di neutrini elettronici in altri sapori si traduce

in una diminuzione del tasso di eventi osservati rispetto a quello atteso in assenza di conversioni. L'esperimento Kamiokande fu sostituito dall'esperimento SuperKamiokande [5] che ha cominciato le operazioni nel 1998. Esso è costituito da 50.000 tonnellate di acqua e circondato da più di 11.000 tubi fotomoltiplicatori, incrementando così di un fattore 10 la sensibilità dell'apparato.

Gli esperimenti GALLEX/GNO e SAGE sono due esperimenti (oramai terminati), il primo situato nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) e il secondo nella miniera di Baksan nella regione del Caucaso, in cui la tecnica radiochimica utilizzata nel pionieristico esperimento di Davis è stata applicata ad un diverso nuclide, il ^{71}Ga : $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow e + ^{71}\text{Ge}$. Il vantaggio dell'uso di questo nuclide era una maggiore sezione d'urto di assorbimento e una più bassa soglia di energia di rivelazione.

Il risultato di questi esperimenti fu unanime: il flusso osservato dei neutrini solari era più basso di quello atteso (sebbene la soppressione era diversa da esperimento ad esperimento) e ciò era

Neutrini solari: Modello Standard vs Dati sperimentali

Bahcall–Pinsonneault 2000

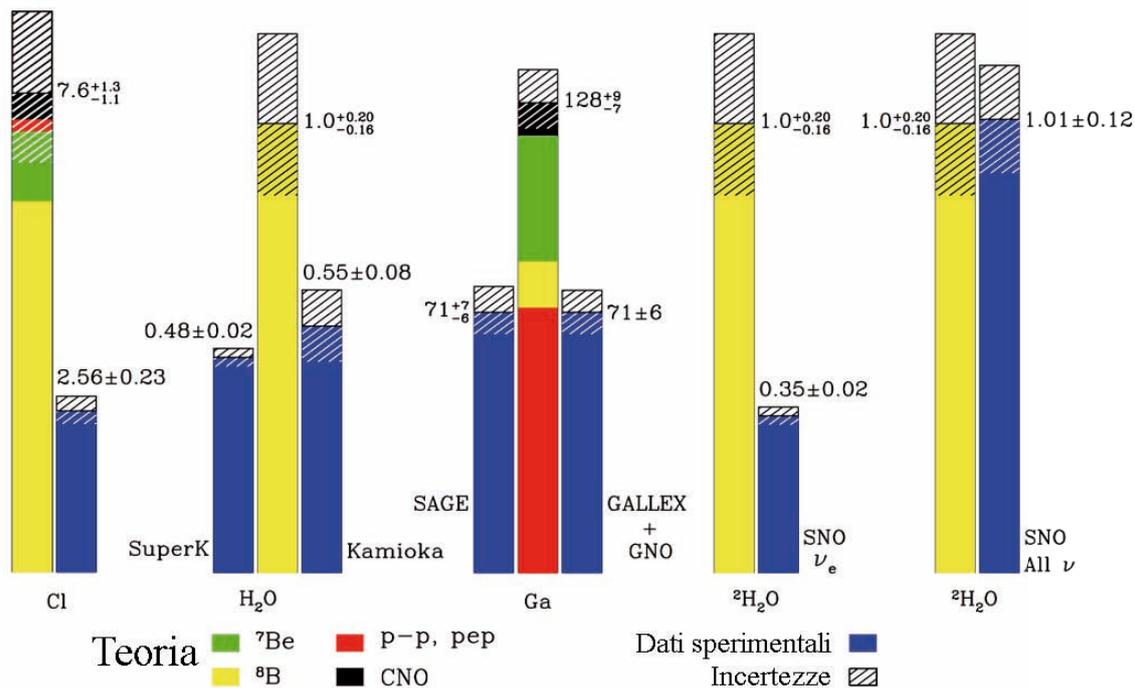
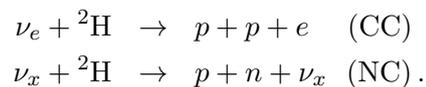


Figura 6: Il flusso dei neutrini solari atteso per ogni esperimento con il contributo atteso dalle varie sorgenti confrontato con i risultati sperimentali (in blu). Sono anche mostrate le incertezze teoriche e quelle sperimentali

in netto contrasto con i modelli solari. A questo punto, sebbene una soluzione "astrofisica" al problema non fosse ancora completamente esclusa, la possibilità di spiegare questa anomalia tramite le oscillazioni divenne sempre più probabile. Le differenze osservate da esperimento ad esperimento potevano essere spiegate con la peculiare dipendenza dall'energia della probabilità di conversione (in quanto ogni esperimento è sensibile a diversi range di energia dei neutrini).

Per poter distinguere tra una soluzione astrofisica ed una "oscillatoria" fu ideato l'esperimento SNO (Subdury Neutrino Observatory) [6]. Questo esperimento (oramai anch'esso concluso), situato nella miniera di Subdury in Canada, era simile come concetto Superkamiokande ma con una differenza sostanziale: utilizzava 1000 tonnellate di acqua pesante anziché acqua normale. L'acqua pesante è composta da molecole D₂O nelle quali agli atomi di idrogeno sono stati sostituiti atomi di deuterio (D≡²H, il cui nucleo è composto cioè da un protone ed un neutrone).

Ciò permette questi due tipi di reazione dette di "corrente carica" (CC) e "corrente neutra" (NC):



In pratica, nel primo caso un neutrino elettronico modifica un neutrone in protone trasformandosi in elettrone (che viene rivelato tramite la tecnica Čerenkov). Nel secondo caso un neutrino di qualunque sapore semplicemente spezza il nucleo di deuterio in un protone e un neutrone. La successiva rivelazione del neutrone evidenzia l'avvenuta reazione. Il punto è che la seconda reazione ha la stessa sezione d'urto per i tre sapori quindi è capace di misurare il flusso totale di neutrini provenienti dal Sole, mentre la prima misura la sola componente elettronica.

La risposta fu che il flusso totale di neutrini proveniente dal Sole era perfettamente compatibile con quello atteso dai modelli (si veda la Figura 6), mentre il flusso dei ν_e era compatibile

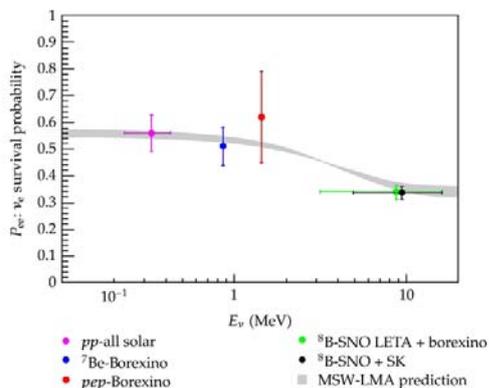


Figura 7: La $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ in funzione dell'energia per neutrini osservati sulla Terra

con la soppressione di 1/3 osservata negli altri esperimenti: questa fu la prova principe che un processo di conversione $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ è attivo nel Sole.

La conferma definitiva che il processo di conversione è proprio quello di oscillazione è arrivato dall'esperimento Borexino al Gran Sasso [7]. Questo esperimento, anch'esso concettualmente simile a SuperKamiokande, utilizza scintillatore liquido (una sostanza di produrre un lampo di luce al passaggio di una particella carica) anziché acqua. Ciò ha permesso di aumentare la sensibilità dell'apparato e abbassare la soglia di rivelazione dei neutrini fino a poter osservare le sorgenti di neutrini di più bassa energia, ovvero i neutrini ${}^7\text{Be}$ e ${}^{\text{pp}}$ (si veda la Figura 5) e quindi di "ricostruire" la probabilità $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ in funzione dell'energia per poterla confrontare con i modelli teorici. Il risultato è illustrato in Figura 7. In grigio è mostrata la probabilità come prevista dal modello teorico di propagazione adiabatica nella materia. Si noti che in questo caso non si osserva il tipico andamento oscillante atteso in equazione (10) poiché le oscillazioni "rapide" vengono rapidamente mediate dall'effetto di integrazione sulla zona di produzione dei neutrini. Ciò ha costituito l'ultima spettacolare conferma delle oscillazioni dei neutrini solari

L'esperimento KamLand

Nonostante la straordinaria evidenza portata dai neutrini solari, un esperimento "terrestre" era necessario per poter avere una conferma indipendente delle oscillazioni. Infatti, sebbene l'esperimento SNO avesse confermato l'esistenza

di un meccanismo di conversione $\nu_e \rightarrow \nu_{\mu,\tau}$ nel Sole, non era escluso che questo meccanismo fosse diverso dalle oscillazioni (per esempio tramite interazioni esotiche che erano in grado di modificare il sapore nella materia). Inoltre nonostante lo straordinario successo del modello solare, bisogna sempre considerare che vi è un'incertezza intrinseca sul flusso iniziale dei neutrini, dovuta alla non perfetta conoscenza di alcuni parametri all'interno del Sole (composizione chimica, sezioni d'urto nucleari, etc.). Una misura indipendente dei parametri di oscillazione avrebbe migliorato la conoscenza di questi parametri. Insomma, era necessario ottenere una conferma da un esperimento in cui tutte le condizioni fossero sotto controllo.

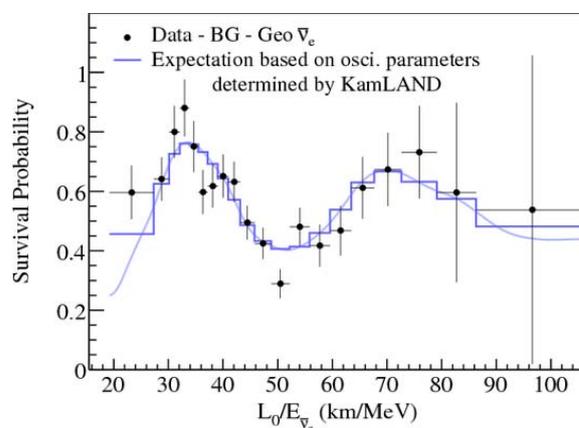


Figura 8: Probabilità di oscillazione in KamLand

A questo scopo fu costruito il rivelatore KamLand nella miniera di Kamioka in Giappone [8]. Questo esperimento, simile per certi versi a Borexino, fu progettato per poter osservare gli antineutrini elettronici prodotti dalle varie centrali nucleari giapponesi (la quale è una delle nazioni al mondo con il più alto numero di centrali nucleari attive sul suo territorio). Gli antineutrini in questo caso vengono rivelati attraverso la reazione nucleare " β -inversa": $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. La rivelazione di un positrone e poi di un neutrone in coincidenza sono un sicuro segnale di rivelazione di un $\bar{\nu}_e$.

Anche qui la conferma è stata spettacolare. In Figura 8 è mostrata la probabilità di sopravvivenza (intesa come rapporto tra il flusso osservato e quello atteso) in funzione di L_0/E (si noti dalla formula (7) che la probabilità di oscillazione è dipendente da L/E) dove L_0 è la distanza media dei reattori dal rivelatore (dell'ordine di qualche

I neutrini da reattore nucleare

I reattori nucleari sono una intensa sorgente di $\bar{\nu}_e$. Infatti dopo ogni fissione si creano radionuclidi con eccesso di neutroni che si disintegrano più o meno velocemente tramite decadimento β . Mediamente si producono $6\bar{\nu}_e$ e 300 MeV di energia utile per ogni fissione. Ciò consente di quantificare il numero di neutrini per ogni GigaWatt di energia termica prodotto da una centrale: $1.9 \times 10^{20} P_{\text{GW}} \bar{\nu}_e/\text{s}$, dove P_{GW} è la potenza termica della centrale.

centinaio di chilometri). Si riconosce perfettamente il pattern oscillatorio previsto dall'equazione (7) (si noti che in questo caso gli effetti di materia sono trascurabili).

Analisi combinata dei neutrini solari

Fino a questo punto non abbiamo parlato dei parametri di oscillazione necessari per spiegare le oscillazioni dei neutrini solari e di KamLAND. Questo si ottiene attraverso una complessa inversione dei dati sperimentali e sofisticati metodi statistici.

In principio i neutrini solari sono sensibili a tutti i parametri di oscillazione. Quello che accade però è che, nell'ipotesi di gerarchia di massa $|\Delta m_{13}^2| \gg \Delta m_{12}^2$, i neutrini solari dipendono poco o nulla dalla scala di massa più grande. Poiché, come si vedrà l'angolo θ_{13} è piccolo il ν_e si può considerare quasi una combinazione degli stati ν_1 e ν_2 . In questa ipotesi le oscillazioni dei neutrini dipendono sostanzialmente dal Δm_{12}^2 e dall'angolo di mescolamento θ_{12} con una debole dipendenza dall'angolo θ_{13} (si veda la Figura 1). In un certo senso i neutrini solari sono sensibili alle oscillazioni "lunghe" di Figura 3.

L'analisi porta a delle "zone di compatibilità" nello spazio dei parametri. Un esempio si può vedere in Figura 9 (presa da [9]) nell'ipotesi $\theta_{13} = 0$. In particolare notiamo un valore di $\Delta m_{12}^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$. Torneremo in seguito sull'analisi globale di tutti i parametri.

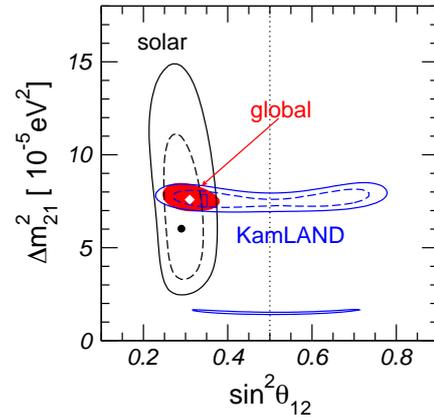


Figura 9: Zona dei parametri permessa nel piano $\Delta m_{12}^2 - \theta_{12}$ [9]

I neutrini atmosferici

L'atmosfera terrestre è essa stessa sorgente di neutrini a causa delle interazioni dei raggi cosmici di alta energia. Quando un raggio cosmico primario colpisce un nucleo in alta atmosfera può dare luogo ad uno sciame di particelle secondarie che via via decadono. La maggior parte di esse sono pioni, sia positivi che negativi, che per lo più decadono come in (1). I muoni a loro volta per lo più decadono come in (4). Ne consegue che vengono prodotti all'incirca un numero di neutrini/antineutrini muonici doppio di quelli elettronici, mentre i ν_τ sono quasi assenti.

Vari esperimenti furono dedicati allo studio dei neutrini atmosferici ma il più importante di essi rimane l'esperimento SuperKamiokande. Poiché l'energia tipica dei neutrini atmosferici è superiore ai 200 MeV, la reazione $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + N'$, (dove N e N' sono due nuclei), diviene possibile e quindi gli esperimenti sono anche in grado di rivelare i neutrini muonici (tramite la traccia Čerenkov lasciata dai μ in acqua, distinguibile da quella degli elettroni). Per quanto riguarda i ν_τ la situazione rimane sempre complicata poiché, quand'anche l'energia del neutrino fosse sufficiente a produrre il τ , questo decade molto velocemente e non lascia una traccia facilmente distinguibile.

Anche in questo caso era però evidente una anomalia. Mentre il flusso di neutrini elettronici proveniente da tutte le direzioni sembrava essere compatibile con quello atteso, quello dei neutrini muonici era decisamente minore, e questa "sparizione" dipendeva dall'angolo di arrivo dei

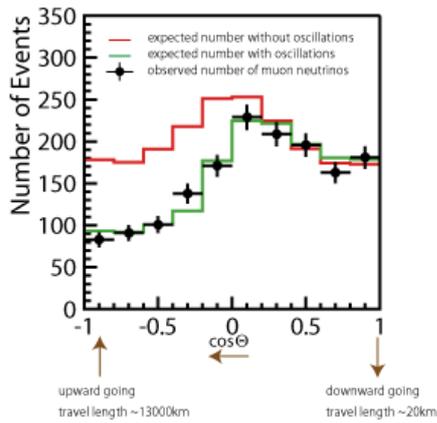


Figura 10: Dipendenza angolare del flusso dei neutrini muonici osservata in SuperKamiokande. In rosso il valore atteso senza oscillazioni, in nero i dati sperimentali, in verde il valore atteso con le oscillazioni

neutrini (e quindi dalla distanza percorsa). Di nuovo si immaginava che fosse in atto un processo di conversione, ma dato che il numero di neutrini elettronici rimaneva compatibile con quello atteso, ci si aspettava che la conversione fosse prevalentemente di tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. In figura 10 viene mostrato il flusso di neutrini muonici in funzione dell'angolo di zenith. I neutrini provenienti dall'alto ($\cos \Theta = 1$) hanno percorso solo pochi chilometri prima di essere rivelati e per cui hanno "oscillato poco". Via via che l'angolo di zenith cresce (ovvero $\cos \Theta$ decresce) l'effetto di oscillazione diventa sempre più importante e l'effetto di oscillazione più consistente. Da notare che se le oscillazioni sono principalmente $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ gli effetti di materia sono poco rilevanti.

Un'analisi fatta dalla collaborazione SuperKamiokande mise in evidenza un pattern oscillatorio simile a quello osservato in KamLand. Per poter confermare anche qui l'ipotesi di oscillazione sono stati costruiti vari esperimenti "a lunga base" in cui un fascio di neutrini muonici viene "sparato" verso un rivelatore posto a qualche centinaio di km distanza. Ciò è stato fatto tramite gli esperimenti T2K [10] prima e K2K [11] in Giappone, MINOS [12] negli Stati Uniti e OPERA [13] al Gran Sasso. I primi due esperimenti usano SuperKamiokande come rivelatore e il fascio era prodotto al J-PARC per il primo, e a KEK per il secondo ad una distanza di circa 250 km. L'esperimento MINOS usa un fascio prodotto al Fermilab e inviato ad un rivelatore posto nella

miniera di Soudan a circa 700 km di distanza.

Particolare menzione merita il terzo esperimento in cui il fascio di neutrini prodotto al CERN viene inviato al rivelatore posto nei Laboratori Nazionali del Gran Sasso per una distanza anch'essa di circa 700 km. Questo esperimento è dedicato alla rivelazione dei ν_τ , cosa che abbiamo già detto è molto complessa, e che gli altri esperimenti non sono in grado di fare. La rivelazione utilizza una sofisticata tecnica fotografica in cui le tracce delle particelle prodotte dal decadimento del τ vengono analizzate in maniera automatica. Sinora l'esperimento ha rivelato 5 ν_τ nel fascio proveniente dal CERN, esattamente quanto ci si attendeva in circa 5 anni di presa dati, confermando l'ipotesi di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

È inutile qui entrare nei dettagli di tutti gli esperimenti; quello che conta è che tutti hanno confermato che le oscillazioni di neutrino sono la spiegazione dell'anomalia dei neutrini atmosferici. Queste oscillazioni però sono diverse da quelle dei neutrini solari in quanto coinvolgono la differenza di massa maggiore. Esse sono quindi sensibili principalmente al Δm_{13}^2 e all'angolo θ_{23} . Una marginale sensibilità all'angolo θ_{13} è però possibile in quanto vi è una piccola evidenza di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sia nei neutrini atmosferici che negli esperimenti MINOS e K2K. Torneremo nel prossimo capitolo sulla misura di θ_{13} . Assumendo $\theta_{13} = 0$ si può ottenere anche in questo caso una zona di compatibilità dei parametri analogo al caso dei neutrini solari. In Figura 11 viene mostrato un esempio tratto da [9], in cui però solo MINOS è analizzato. Si nota come il valore di Δm_{31}^2 sia dell'ordine di $2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, ovvero circa un fattore 30 più grande di Δm_{12}^2 . Ciò conferma l'ipotesi di gerarchia di massa.

Notiamo anche che nel caso in cui il neutrino più leggero sia senza massa, la massa minima del neutrino sarebbe $\sqrt{\Delta m_{31}^2} \sim 5 \times 10^{-2} \text{ eV}$. Questo spiega perché sia del tutto plausibile che le ricerche dirette della massa del neutrino non abbiano ancora dato esito positivo: le sensibilità attuali degli esperimenti non sono in grado (e forse, fatta eccezione per la cosmologia, non saranno in grado nei prossimi anni) di poter sondare così piccoli valori di massa. Si deve sperare quindi di non trovarci in questa situazione così sfortunata.

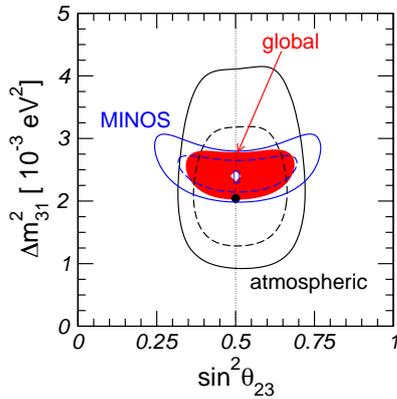


Figura 11: Zona dei parametri permessa nel piano $\Delta m_{13}^2, \theta_{23}$ [9]

La misura del θ_{13}

Torniamo un attimo alla Figura 3. Come abbiamo già notato la $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ (in nero) presenta una struttura di “onda lunga” sulla quale si sovrappongono onde più corte. L’ampiezza dell’onda lunga è proporzionale a $\cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12}$. Poiché, come vedremo, l’angolo θ_{13} è piccolo, il fattore $\cos^4 \theta_{13}$ dà un contributo trascurabile. L’ampiezza delle onde corte è invece proporzionale a $\sin^2 2\theta_{13}$. L’esperimento KamLand è sostanzialmente insensibile alle oscillazioni corte (a causa della risoluzione in energia) per cui ha una bassa sensibilità (anche se non nulla) al θ_{13} . Per poter effettuare una misura di quest’angolo occorre quindi posizionarsi a brevi distanze dalla sorgente (~ 1 km) oppure aumentare l’energia.

A questo scopo sono stati ideati degli esperimenti ai reattori in cui il rivelatore è posizionato a pochi chilometri dalle sorgenti (*short baseline*, SBL). Gli esperimenti sono Daya Bay [14] in Cina, RENO [15] in Corea del Sud e Double Chooz [16] in Francia. Tutti questi esperimenti (simili come concezione a KamLand) hanno confermato l’esistenza delle oscillazioni corte fornendo una misura di θ_{13} . Inoltre, come già accennato, anche gli esperimenti a lunga base MINOS e K2K riescono a fare una misura di θ_{13} . Ciò è molto importante poiché la misura di questi esperimenti dipende anche dalla fase δ per cui una misura contemporanea dai reattori e dagli acceleratori può fornire informazioni su questo parametro che è molto difficile da misurare.

In Figura 12 è mostrata la probabilità di oscillazione $P_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e}$ (tratta da [17]) in Daya Bay. Anche

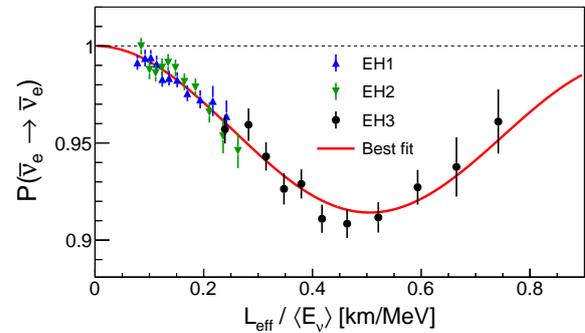


Figura 12: L’evidenza di oscillazione in Daya Bay [17]

Riassunto dei parametri di oscillazione [18]

Parametro	Best fit	range a 3σ
$\Delta m_{12}^2 / 10^{-5} \text{ eV}^2$	7.54	6.99 – 8.18
$\sin^2 \theta_{12} / 10^{-1}$	3.08	2.59 – 3.59
$\Delta m_{13}^2 / 10^{-3} \text{ eV}^2$ (NH)	2.43	2.23 – 2.61
$\Delta m_{13}^2 / 10^{-3} \text{ eV}^2$ (IH)	2.38	2.19 – 2.56
$\sin^2 \theta_{13} / 10^{-2}$ (NH)	2.34	1.76 – 2.95
$\sin^2 \theta_{13} / 10^{-2}$ (IH)	2.40	1.78 – 2.98
$\sin^2 \theta_{23} / 10^{-1}$ (NH)	4.37	3.74 – 6.26
$\sin^2 \theta_{23} / 10^{-1}$ (IH)	4.55	3.80 – 6.41
δ / π (NH)	1.39	—
δ / π (IH)	1.31	—

Nota: NH (IH) = gerarchia normale (invertita)

in questo caso l’evidenza del carattere oscillatorio è inoppugnabile. Una simile figura è stata mostrata dall’esperimento RENO. In Figura 13 è mostrato la zona nel piano $\theta_{13} - \delta$ permessa dall’analisi simultanea [18]. Come si vede, si comincia a delineare una possibile soluzione anche per il parametro δ .

Analisi combinata

Nel riquadro a pagina seguente è indicato l’attuale stato dell’arte dei parametri di oscillazione [18] con il valore centrale per ogni parametro e il range a tre deviazioni standard. È interessante notare come la maggior parte dei parametri sia oramai conosciuta con una precisione dell’ordine di qualche percento. Questo è un risultato eccezionale per un settore che sino a meno di 20 anni fa era considerato pionieristico ed ora è entrato in un’epoca di misure di alta precisione!

Neutrini sterili?

Ma il neutrino, nonostante tutto, sembra riservare ancora sorprese. Vi sono infatti delle contro-

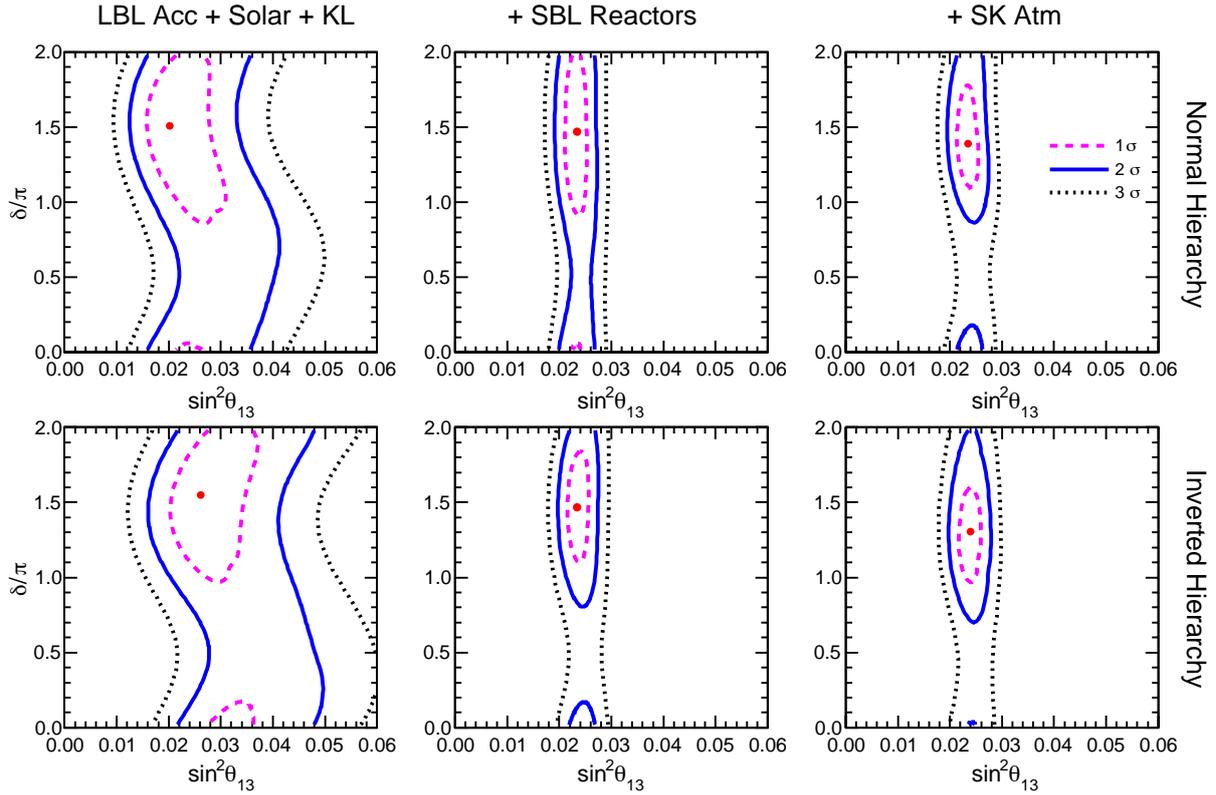


Figura 13: Zone permesse nel piano $\theta_{13} - \delta$ [18]

verse misure che non sono spiegabili nell'attuale schema di oscillazione (si veda l'articolo di Paolo Bernardini in questo stesso numero di Ithaca). Infatti, ci sono due esperimenti che sembrano presentare evidenze di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ma ad una scala di massa incompatibile con gli attuali valori dei parametri. Essi sono LSND (oramai terminato) e MiniBooNE [19]. Tale anomalia è però controversa poiché avviene nella parte di bassa energia dello spettro (intorno ai 100 MeV) dove la sezione d'urto nucleone-neutrino non è ben conosciuta (si veda la figura 14).

Recentemente anche un ricalcolo dei flussi dei neutrini da reattore suggerirebbe un flusso maggiore rispetto a quello calcolato in precedenza di circa il 3% [20]. Ne consegue che ci sarebbe una "sparizione" di circa il 3% di $\bar{\nu}_e$ in tutti gli esperimenti ai reattori, anche a piccola distanza. Anche questa anomalia però coinvolge calcoli complessi di spettri che potrebbero nascondere effetti di fisica nucleare ancora non ben conosciuti.

Per poter spiegare questa anomalia è necessario aggiungere una nuova scala di oscillazione

più corta con un valore di Δm^2 dell'ordine di qualche frazione di eV^2 . Inoltre occorre aggiungere almeno un nuovo stato "esotico" chiamato *neutrino sterile*. Questo perché dalle misure di LEP sappiamo che non possono esistere più di 3 neutrini standard leggeri. È necessario quindi che queste nuove particelle non abbiano le interazioni tipiche del Modello Standard e in particolare non si accoppi con il bosone Z^0 . In LSND e in MiniBooNE le oscillazioni procederebbero con il neutrino sterile come stato intermedio: $\nu_\mu \rightarrow \nu_S \rightarrow \nu_e$. Per di più non vi sarebbe compatibilità tra i risultati di LSND/MiniBooNE e l'evidenza di sparizione ai reattori (si veda Figura 15 presa da [21]), per cui, per inquadrare tutte le anomalie, sembra persino che un solo stato sterile non sia sufficiente e quindi sarebbe necessario aggiungerne un secondo.

C'è da dire che il mescolamento con gli stati sterili deve essere piccolo, per cui questo spiegherebbe perché questa oscillazione non si osserva nei neutrini solari o atmosferici. Tuttavia questo effetto si sarebbe dovuto osservare nel flusso tota-

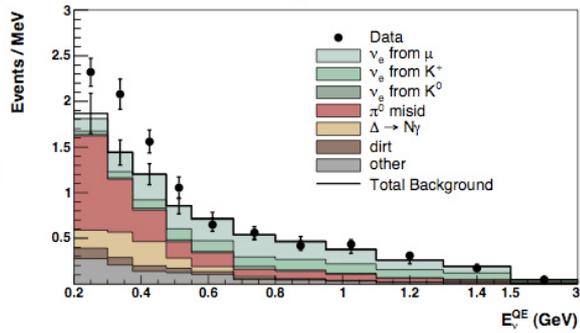


Figura 14: L'anomalia di MiniBooNE: si osservi la discrepanza tra il flusso atteso e i dati sperimentali a bassa energia

le (interazioni di corrente neutra) in MINOS, cosa che non accade. Oltretutto un valore di Δm^2 così elevato entra in conflitto con i limiti cosmologici. Questo rende estremamente controverso il modello. C'è da chiedersi se aggiungere nuovi neutrini non sia qualcosa alla stregua degli "epicicli" medievali, o se la spiegazione non vada cercata altrove.

Per poter dipanare questo mistero sono stati proposti due esperimenti. Nel primo, denominato SOX, si propone di porre una intensa sorgente radioattiva di neutrini molto vicino all'esperimento Borexino. Nel secondo, chiamato NES-Sie [23], in costruzione al CERN, un fascio di neutrini di energia $\sim \text{GeV}$ viene diretto contro un rivelatore ad argon liquido ad una distanza di circa 1 km. Entrambi gli esperimenti saranno in grado di coprire la zona dei parametri necessaria per spiegare le anomalie precedenti e decidere a favore o contro l'esistenza di questi nuovi stati sterili.

Il futuro

Oltre a chiarire il mistero del neutrino sterile, uno dei prossimi obiettivi sarà stabilire la gerarchia di massa del neutrino. Infatti la conoscenza della gerarchia è importante per le misure di massa dei neutrini. Se la gerarchia di massa è inversa i prossimi esperimenti di misura di doppio β senza neutrini potrebbero confermare (o escludere) la natura di Majorana dei neutrini. Al contrario, lo scenario più sfortunato potrebbe essere quello di gerarchia normale: un risultato nega-

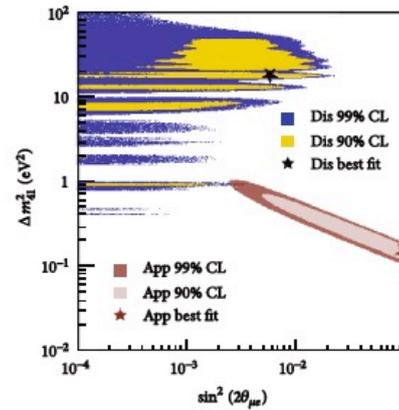


Figura 15: Zone permesse in uno schema "3+1" per le evidenze di LSND/MiniBooNE (in marrone) e le evidenze di sparizione ai reattori (in giallo/blu) [21]

tivo di misura di doppio- β senza neutrini non escluderebbe che il neutrino sia di Majorana.

Purtroppo la misura della gerarchia di massa è molto difficile poiché è necessario misurare entrambe le scale di oscillazione. Una proposta è JUNO [24], un esperimento ai reattori in costruzione in Cina. In questo esperimento un rivelatore è posto ad una distanza intermedia (circa 70 km) rispetto a KamLand e gli SBL. Per comprendere la difficoltà di questo esperimento, in Figura 16 è mostrato lo spettro atteso nel caso di gerarchia normale e invertita: l'esperimento deve essere in grado di discriminare questi due spettri con estrema precisione!

Una proposta alternativa è l'esperimento PINGU [25]. In questo caso una porzione dell'esperimento IceCUBE, un rivelatore costruito al Polo Sud per rivelare neutrini di altissima energia ($\geq 10^{15}$ GeV), sarà ottimizzata per poter osservare neutrini di energie più basse, in particolare i neutrini atmosferici. In questo caso l'effetto MSW amplificherebbe la differenza di probabilità di oscillazione dovute alle diverse gerarchie.

Il passo successivo sarà la misura della fase δ . Questa fase potrebbe essere legata all'asimmetria materia-antimateria nell'universo. La misura precisa di questa fase richiede la costruzione di super-fasci molto intensi sia di neutrini che di antineutrini.

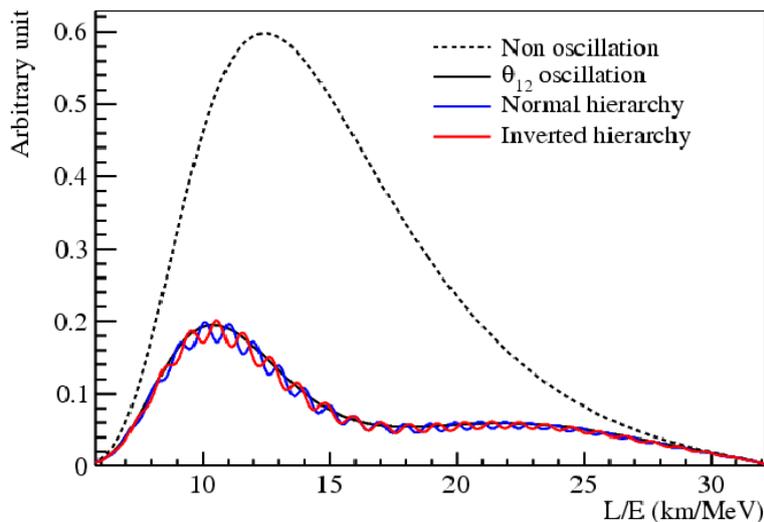


Figura 16: Spettro dei neutrini atteso per l'esperimento JUNO

Conclusioni

Sino a poco più di 20 anni fa (quando ero ancora studente e scrivevo la mia tesi sulle oscillazioni dei neutrini solari) l'idea che i neutrini fossero massivi lasciava ancora scettici molti fisici. Eppure in pochi anni quella strana idea è diventata scienza di precisione. Ora non solo sappiamo che i neutrini sono massivi ma ne conosciamo la maggior parte dei parametri con grande dettaglio. Contestualmente siamo riusciti a dipanare una assillante anomalia astrofisica, il problema dei neutrini solari.

Va anche detto che la misura delle masse e dei mescolamenti dei neutrini non costituisce una semplice curiosità teorica. Infatti una massa così piccola dei neutrini è pressoché inspiegabile all'interno delle attuali teorie. Il meccanismo di generazione di massa dei neutrini potrebbe invece derivare da estensioni di alta energia del Modello Standard tramite un meccanismo "ad alta energia" (si veda l'articolo di Eligio Lisi in questo numero di *Ithaca*). La misura delle (piccole) masse dei neutrini potrebbe quindi paradossalmente gettare luce su scale di energie altissime, inaccessibili con gli attuali esperimenti.

Non ho menzionato in questa breve rassegna tantissime altre applicazioni delle oscillazioni di neutrino, che vanno dallo studio dei neutrini da Supernova (in cui la densità dei neutrini è talmente elevata che compaiono effetti non lineari di "autointerazione") o durante il Big Bang, o il

ruolo delle oscillazioni nei neutrini di altissima energia, oppure nei neutrini prodotti all'interno della Terra (i cosiddetti *geoneutrini*), osservati recentemente da KamLand e Borexino.

Eppure, nonostante questi successi, alcune anomalie potrebbero aprire nuove prospettive di scoperta (come nuove particelle sterili). A questo proposito vale la frase di Enrico Fermi citata all'inizio di questo articolo. Un risultato è contrario alle ipotesi può essere indizio di una grande scoperta. Aspettiamo il futuro e stiamo a vedere.



- [1] G. DANBY, J. M. GAILLARD, K. A. GOULIANOS, L. M. LEDERMAN, N. B. MISTRY, M. SCHWARTZ AND J. STEINBERGER: "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36.
- [2] L. WOLFENSTEIN: "Neutrino Oscillations in Matter", *Phys. Rev. D* **17** (1978) 2369.
- [3] S. P. MIKHEYEV AND A. Y. SMIRNOV: "Resonant neutrino oscillations in matter", *Prog. Part. Nucl. Phys.* **23** (1989) 41.
- [4] J. N. BAHCALL: *Neutrino Astrophysics*. Cambridge University Press, (1989).
- [5] SuperKamiokande web site: www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/index-e.html
- [6] SNO web site: www.sno.phy.queensu.ca
- [7] Borexino web site: borex.lngs.infn.it
- [8] KamLand web site: kamland.lbl.gov
- [9] T. SCHWETZ, M. A. TORTOLA AND J. W. F. VALLE: "Three-flavour neutrino oscillation update", *New J. Phys.* **10** (2008) 113011.

- [10] T2K web site: t2k-experiment.org
- [11] K2K web site: neutrino.kek.jp
- [12] MINOS web site: www-numi.fnal.gov
- [13] OPERA web site: operaweb.lngs.infn.it
- [14] Daya Bay web site: dayabay.ihep.ac.cn
- [15] RENO web site:
hcpl.knu.ac.kr/neutrino/neutrino.html
- [16] Double Chooz web site: doublechooz.in2p3.fr
- [17] F. P. AN *et al.* [DAYA BAY COLLABORATION]: “New Measurement of Antineutrino Oscillation with the Full Detector Configuration at Daya Bay”, *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015) 111802.
- [18] F. CAPOZZI, G. L. FOGLI, E. LISI, A. MARRONE, D. MONTANINO AND A. PALAZZO: “Status of three-neutrino oscillation parameters, circa 2013”, *Phys. Rev. D* **89** (2014) 093018.
- [19] MiniBooNe web site: www-boone.fnal.gov
- [20] G. MENTION, M. FECHNER, T. LASSERRE, T. A. MUELLER, D. LHUILLIER, M. CRIBIER AND A. LETOURNEAU: “The Reactor Antineutrino Anomaly”, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 073006.
- [21] J. M. CONRAD, C. M. IGNARRA, G. KARAGIORGI, M. H. SHAEVITZ AND J. SPITZ: “Sterile Neutrino Fits to Short Baseline Neutrino Oscillation Measurements”, *Adv. High Energy Phys.* **2013** (2013) 163897.
- [22] SOX web site: web.ge.infn.it/sox/
- [23] NESSiE web site: web2.infn.it/NESSiE/
- [24] JUNO web site: english.ihep.cas.cn/rs/fs/juno0815/
- [25] M. G. AARTSEN *et al.* [ICECUBE PINGU COLLABORATION]: *Letter of Intent: The Precision IceCube Next Generation Upgrade (PINGU)*. arXiv:1401.2046, (2014).



Daniele Montanino: Ricercatore in Fisica Teorica presso l’Università del Salento. Si occupa principalmente di fisica e fenomenologia delle particelle elementari, con particolare riguardo alla fisica astroparticellare e alla fisica dei neutrini.