

Numero VI
Anno 2015


DIPARTIMENTO DI MATEMATICA E FISICA
"Ennio De Giorgi"


UNIVERSITÀ
DEL SALENTO

Viaggio nella Scienza

Ithaca



Neutrini

Ithaca: Viaggio nella Scienza

Una pubblicazione del Dipartimento di Matematica e Fisica “Ennio De Giorgi” dell’Università del Salento.

Registrazione presso il Tribunale di Lecce n. 6 del 30 Aprile 2013.
e-ISSN: 2282-8079

Direttore Responsabile
Luigi Spedicato.

Ideatore
Giampaolo Co’.

Comitato di Redazione
Rocco Chirivì,
Paolo Ciafaloni,
Maria Luisa De Giorgi,
Luigi Martina,
Giuseppe Maruccio,
Marco Mazzeo,
Francesco Paparella,
Carlo Sempi.

Segreteria di Redazione
Daniela Dell’Anna.

© 2013-2015 Dipartimento di Matematica e Fisica “*Ennio de Giorgi*”.

© 2015 per i singoli articoli dei rispettivi autori.

Il materiale di questa pubblicazione può essere riprodotto nei limiti stabiliti dalla licenza
“*Creative Commons Attribuzione – Condividi allo stesso modo 3.0 Italia*” (CC BY-SA 3.0 IT).

Per il testo della licenza: <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/it/deed.it>

Ithaca: Viaggio nella Scienza
è disponibile sul sito:

<http://ithaca.unisalento.it/>

Scriveteci all’indirizzo:

ithaca@unisalento.it

Ithaca

Viaggio nella Scienza

VI 2015

3 Cosmic Gall (Sfrontatezza Cosmica)
John H. Updike

5 In questo numero

La lezione mancata

7 Neutrini ed interazione debole
Giampaolo Co'

19 Le oscillazioni di neutrino
Daniele Montanino

37 Breve storia della ricerca delle oscillazioni nei
neutrini solari ed atmosferici
Francesco Ronga

47 La domanda di Majorana
Francesco Vissani

59 Interazione dei neutrini con la materia
Maria Benedetta Barbaro, Omar Benhar, Carlotta Giusti

- 69** Neutrini e Supernovae
Alessandro Mirizzi
- 75** I neutrini in astrofisica
Vincenzo Flaminio
- 97** Esperimenti di Neutrini negli USA
Camillo Mariani
- 101** L'Europa dei neutrini
Francesco Terranova
- 109** La frontiera dei neutrini sterili
Paolo Bernardini
- 117** Neutrini: messaggeri di nuova fisica
Eligio Lisi

Cosmic Gall

(Sfrontatezza Cosmica)

John H. Updike *Scrittore statunitense, 1932 – 2009.*

I neutrini, son proprio piccini.
Non hanno carica né massa
né sfiorano i loro vicini.
I pianeti son palle, giochini,
che ciascuno di loro passa
come fotoni fra vetri fini,
o spazzini in una sala ventosa.
Snobbano il più nobile dei gas,
passare un muro: gioco da bambini,
bronzo e acciaio: è cosa spassosa,
insultano nobili e tapini,
per loro tutti son classe bassa,
passano anche voi e me! Aghettini
sottili ed indolori cadono a catini
sulle nostre teste, o dove passa.
Di notte, entrano dalle Isole Vergini,
e traforano gli amanti in tutta corsa,
sbucando sotto al letto, poverini.
Cosa meravigliosa? To direi crassa!

Neutrinos, they are very small.
They have no charge and have no mass
And do not interact at all.
The earth is just a silly ball
To them, through which they simply pass,
Like dustmaids through a drafty hall
Or photons through a sheet of glass.
They snub the most exquisite gas,
Ignore the most substantial wall,
Cold-shoulder steel and sounding brass,
Insult the stallion in his stall,
And scorning barriers of class,
Infiltrate you and me! Like tall
And painless guillotines, they fall
Down through our heads into the grass.
At night, they enter at Nepal
And pierce the lover and his lass
From underneath the bed—you call
It wonderful; I call it crass.

Telephone Poles and Other Poems, 1960

In questo numero

I tempi di realizzazione di un numero di *Ithaca*, partendo dalla scelta dell'argomento da trattare sino alla produzione del documento da pubblicare, sono circa sei mesi. È quindi ovvio che quando abbiamo scelto di realizzare un numero sulla fisica dei neutrini eravamo temporalmente ben lontani dalla prima settimana dell'Ottobre 2015 quando è stata annunciata l'assegnazione del premio Nobel 2015 per la Fisica a Takaaki Kajita e a Arthur B. McDonald responsabili di due esperimenti che hanno identificato fenomeni di oscillazione di sapore dei neutrini.

La nostra decisione di dedicare alla fisica dei neutrini il sesto numero di *Ithaca* scaturiva dal fatto che negli ultimi venti anni questo tipo di fisica ha avuto uno sviluppo enorme, modificando profondamente le basi della nostra concezione della fisica fondamentale. In questo periodo di tempo, la fisica dei neutrini si è trasformata da una pionieristica attività di scoperta in una matura scienza di precisione consacrata dall'assegnazione del premio Nobel.

La tradizionale descrizione della fisica dei neutrini e dell'interazione debole è presentata nell'articolo di Giampaolo Co' che rientra a pieno titolo nella rubrica *La lezione mancata* perché il suo contenuto è quello raccontato nei corsi universitari prima che venisse identificata l'oscillazione dei neutrini. Di quest'ultimo tema parla, nel suo articolo, Daniele Montanino che ne mette in evidenza il quadro teorico e ne discute alcune delle evidenze empiriche. Nell'articolo che segue, Francesco Ronga racconta la storia dell'annuncio della scoperta dell'oscillazione dei neutrini atmosferici nell'estate del 1998. Al di là dell'interesse storico-cronachistico l'articolo presenta uno spaccato della sociologia della fi-

sica dei grandi esperimenti internazionali, visto dagli occhi di uno dei suoi protagonisti.

Oggi l'oscillazione dei neutrini è un dato accertato, ma i misteri sulla struttura dei neutrini non sono esauriti. A questo riguardo, una domanda fondamentale è quella di cui si occupa l'articolo di Francesco Vissani che presenta il quesito se sia possibile che per i neutrini particelle e antiparticelle siano identiche, come avviene, ad esempio, per i fotoni.

La nostra conoscenza sulla struttura dei neutrini è strettamente legata alla possibilità di identificarli, quindi è importante conoscere come queste particelle interagiscano con la materia. I problemi legati all'interazione neutrino-materia sono presentati nell'articolo di Maria Barbaro, Omar Benhar e Carlotta Giusti.

Una panoramica sulla situazione degli esperimenti sui neutrini pianificati in Europa e negli Stati Uniti è offerta, rispettivamente, dagli articoli di Francesco Terranova e Camillo Mariani.

Problemi aperti e futuro della fisica dei neutrini sono gli argomenti degli altri articoli di questo numero. Vincenzo Flaminio presenta un'ampia panoramica sul ruolo dei neutrini nello studio del cosmo. Paolo Bernardini discute i risultati di osservazioni che possono indicare la presenza di nuovi tipi di neutrini sensibili alla sola interazione gravitazionale. Alessandro Mirizzi descrive il ruolo dei neutrini nelle esplosioni stellari di supernovae e indica come la loro possibile identificazione possa essere utilizzata per comprendere i meccanismi dell'esplosione. Infine, Eligio Lisi indica come lo studio dei neutrini possa aiutarci ad ampliare i nostri orizzonti scientifici presentando dei fenomeni che possono difficilmente essere inglobati nell'attuale descrizione della natura.

Speriamo che questi articoli stimolino l'interesse dei lettori per la fisica dei neutrini, un settore della ricerca scientifica vivace, pieno di prospettive e aspettative, per nulla avulso dalla possibilità di offrire sorprese, ed ora codificato nel riconoscimento ottenuto con l'assegnazione del Premio Nobel per la Fisica 2015.

Buona lettura,
il Comitato di Redazione.

Neutrini ed interazione debole

Giampaolo Co'

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

Questo articolo introduttivo è rivolto a coloro che non hanno molta familiarità con la fisica dei neutrini e dell'interazione debole, e presenta, sinteticamente, alcune informazioni e fatti ben consolidati che verranno considerati e discussi negli altri articoli di questo numero di *Ithaca*.

Un po' di storia

La scoperta della radioattività viene fatta risalire al 1886, quando Henry Becquerel osservò che alcune lastre fotografiche che aveva conservato in un cassetto ben sigillato dalla luce esterna, erano comunque state impressionate poiché erano accanto a materiale che risultò emettere radiazione. Nei primi anni del 1900 fu già evidente che la radiazione emessa dai materiali radioattivi poteva essere catalogata in soli tre tipi differenti, che furono chiamati α , β e γ secondo la loro capacità di penetrazione nella materia. Si scoprì che i raggi α , i meno penetranti, erano nuclei di ^4He , i raggi γ , i più penetranti, erano fotoni di alta energia, ed i raggi β , elettroni.

I decadimenti α e γ presentavano spettri discreti. Questo significa che, per un determinato materiale radioattivo, le energie dei raggi α e γ erano costanti. Questo fatto fu immediatamente compreso utilizzando la conservazione dell'ener-

gia, infatti il valore delle energie misurate dei raggi α e γ corrispondeva alla differenza tra la massa del nucleo genitore, quello che decade emettendo radiazione, e le masse dei prodotti del decadimento.

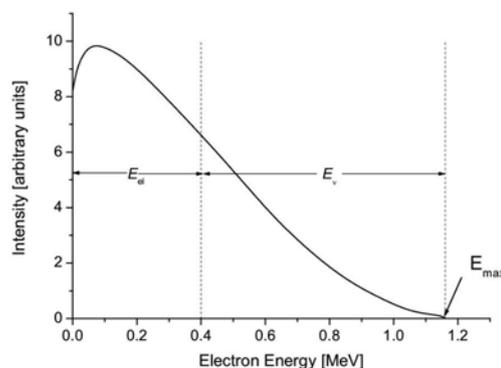


Figura 1: Spettro dell'energia dell'elettrone emesso nel decadimento β del nucleo ^{210}Bi . L'energia massima, E_{max} , di 1.16 MeV, è data dalla differenza tra la massa del nucleo genitore, ^{210}Bi e quella del nucleo figlio, il ^{210}Po . La linea verticale indica come, in media, l'energia disponibile viene divisa tra elettrone ed antineutrino. L'energia media dell'elettrone è misurata in esperimenti calorimetrici.

Al contrario, lo spettro energetico degli elettroni misurati nel decadimento β , vedi Fig. 1, era continuo, per ogni materiale. Inoltre, misure calorimetriche [1, 2] mostrarono che, mediamente, gli elettroni trasportavano meno della metà

La lettera di Pauli

Istituto di Fisica
della Scuola Politecnica
Zurigo

Zurigo, 4 Dicembre 1930
Gloriastrasse

Care Signore e Signori Radioattivi,

come vi spiegherò in maggior dettaglio chi vi porta queste righe, persona che vi invito ad ascoltare, data la statistica "sbagliata" dei nuclei di N e Li - 6 e lo spettro beta continuo, mi è venuto in mente un rimedio disperato per salvare la conservazione dello scambio della statistica^a e dell'energia. Si tratta della possibilità che nei nuclei possano esistere particelle neutre, che chiamerò neutroni, che hanno spin $1/2$, e obbediscono al principio di esclusione e che, inoltre, differiscono dai quanti di luce nel fatto che non viaggiano alla velocità della luce. La massa del neutrone dovrebbe essere dello stesso ordine di grandezza della massa dell'elettrone, e in ogni caso non maggiore di 0.01 masse del protone. Lo spettro beta continuo avrebbe senso con l'ipotesi che, nel decadimento beta, in aggiunta all'elettrone, venga emesso un neutrone in modo che la somma delle energie del neutrone e dell'elettrone sia costante.

Adesso emerge la domanda su quali tipi di forze agiscono tra i neutroni. Per me, il più probabile modello per il neutrone sembra essere, per ragioni quanto-meccaniche (chi vi porta queste righe ne sa di più), che il neutrone a riposo è un dipolo magnetico con un certo valore μ . Gli esperimenti sembrano richiedere che l'effetto di ionizzazione di questo neutrone non possa essere più grande di quello di un raggio γ , e quindi μ non è maggiore di $e \times 10^{-13}$ cm.

Ma, al momento, non oso pubblicare niente riguardo a questa idea, e con fiducia mi rivolgo prima a voi, cari Radioattivi, con la domanda di quanto sia probabile trovare un'evidenza sperimentale per questo neutrone se avesse la stessa capacità, o forse 10 volte maggiore, di un raggio γ di passare attraverso la materia.

Ammetto che il mio rimedio possa sembrare piuttosto improbabile poiché probabilmente questi neutroni, se esistono, sarebbero già stati visti da tempo. Ma se non ci si avventura, non si guadagna, e la serietà della situazione, dovuta alla struttura continua dello spettro beta, è illuminata da un'annotazione del mio onorevole predecessore, il Sig. Debye, che mi ha detto recentemente a Bruxelles: " Oh, è meglio non pensare affatto a questo, così come alle nuove tasse ". Quindi bisognerebbe seriamente discutere ogni modo di risolvere questo problema. Quindi, cari Radioattivi, verificate e giudicate. Mi spiace, non posso apparire personalmente a Tübingen poiché sono indispensabile a Zurigo a causa di un ballo nella notte tra il 6 e 7 Dicembre. Con i miei migliori saluti a voi, e anche al Sig. Back,

il vostro umile servitore
W. Pauli

^aPauli si riferisce al fatto che l'emissione di un singolo fermione, l'elettrone, violerebbe la conservazione della statistica dello spin poiché trasformerebbe un sistema a spin intero in uno stato che globalmente ha spin semi-intero, o viceversa. (N.d.T.)

dell'energia disponibile, ottenuta dal confronto tra le masse dei nuclei genitore e figlio.

Il tentativo di fornire una spiegazione di queste osservazioni pose molti problemi, fu addirittura messa in dubbio la conservazione dell'energia nei decadimenti β .

Nel 1930 Wolfgang Pauli, in una lettera oggi molto famosa, si veda il riquadro, propose l'idea dell'esistenza di una particella priva di carica

elettrica, quindi difficilmente rivelabile, che sarebbe stata emessa insieme all'elettrone, in modo che la somma delle energie delle due particelle fosse costante. Pauli battezzò *neutrone* questa particella, che doveva essere un fermione per soddisfare la conservazione della statistica, vedi la nota nel riquadro.

Nel 1932 Chadwick identificò una particella neutra di massa confrontabile con quella del pro-

tone, e la denominò neutrone. Enrico Fermi si rese conto immediatamente che questa non era la particella prevista da Pauli, e differenziò la nomenclatura delle due particelle. Da bravo italiano chiamò *neutrone* la particella pesante identificata da Chadwick e *neutrino* quella prevista da Pauli, molto più leggera del neutrone. Fermi sviluppò nel 1934 la teoria del decadimento β nella quale prevedeva l'emissione di un elettrone e di un (anti)neutrino dovuta ad una interazione nucleare diversa da quella che tiene legati protoni e neutroni nei nuclei.

Il 14 Giugno 1956. Frederick Reines e Clyde Cowan inviarono un telegramma a Pauli con il seguente testo: " Siamo felici di informarla che abbiamo definitivamente rivelato i neutrini da frammenti di fissione osservando un processo di decadimento beta inverso di protoni. La sezione d'urto osservata è in accordo con quella attesa, sei volte dieci alla meno quarantaquattro centimetri quadrati ". Pauli rispose "Grazie per il messaggio. Tutto arriva a chi sa come aspettare".

Lo studio dell'interazione debole, mise in evidenza, a metà degli anni '50, che la parità (vedi il riquadro) non viene conservata in processi indotti da questa interazione [3]. La definizione del tasso di violazione della parità, e non ultimo il segno, sono una pagina importante della storia della fisica fondamentale di quegli anni. Le conseguenze di questo fatto sulle caratteristiche dei neutrini sono rilevanti. In tutti i processi che osserviamo la direzione dello spin dei neutrini è contraria a quella del loro moto, ed il contrario per gli antineutrini.

L'idea che esistessero differenti tipi di neutrini era già affermata quando nel 1962 fu identificato il neutrino di tipo muonico [4].

Tutti i fenomeni indotti da interazioni deboli implicavano uno scambio della carica elettrica tra le particelle coinvolte nella reazione. Nel caso del decadimento β^- ad esempio, un nucleo si trasforma in un altro nucleo con un neutrone in meno ed un protone in più. La carica elettrica positiva acquisita dal sistema nucleare è compensata dalla creazione di un elettrone, che trasporta carica negativa. Globalmente la carica elettrica è sempre conservata, e fino ad oggi non sono mai stati osservati fenomeni nei quali non lo sia. Lo scambio della carica si riferisce al fatto che parte della carica elettrica viene trasferita da un

sistema, in questo caso il nucleo genitore, ad un altro, il nucleo figlio e l'elettrone. Dal punto di vista teorico era previsto che potessero esistere dei processi di interazione debole nei quali un leptone (si veda la Figura 2) diffondeva da un bersaglio senza che con questo ci fosse scambio di carica elettrica. Nel 1973 [5], questo tipo di reazioni furono scoperte notando che muoni ed elettroni interagivano tra loro in processi di diffusione senza che le rispettive cariche elettriche fossero modificate.

Nel 1975 venne scoperto un nuovo leptone [6], il τ , di massa 1777 MeV, molto maggiore di quella dell'elettrone e del muone. Si ipotizzò quindi che anche a questo leptone fosse associato un altro neutrino che venne identificato, nel 2001, dall'esperimento DONUT al laboratorio Fermi negli USA [7].

I bosoni vettori mediatori dell'interazione debole W e Z^0 furono identificati nel 1983 al collisore di protoni e antiprotoni al CERN di Ginevra [8, 9, 10].

Partendo dai primi anni '90 del secolo scorso si è sviluppata un'ampia attività sperimentale indirizzata allo studio delle proprietà dei neutrini. Gli articoli di questo numero di *Ithaca* daranno un quadro generale dei risultati acquisiti in questi ultimi anni.

Il Modello Standard delle particelle ed interazioni fondamentali

La visione attuale dei componenti fondamentali della materia è riassunta nella Figura 2. Ci sono due famiglie di fermioni di spin $1/2$, i quark ed i leptoni, ognuna composta da sei elementi distinti da varie proprietà, come la carica elettrica, la massa, e da uno specifico numero quantico detto di sapore. Questi fermioni interagiscono con quattro interazioni fondamentali, l'interazione gravitazionale, l'interazione elettromagnetica e le due interazioni nucleari, forte e debole. Le quattro interazioni fondamentali sono mediate da altre particelle, a spin intero, quindi bosoni, che vengono scambiate tra le particelle che interagiscono.

Le intensità relative tra le quattro interazioni fondamentali possono essere definite utilizzan-

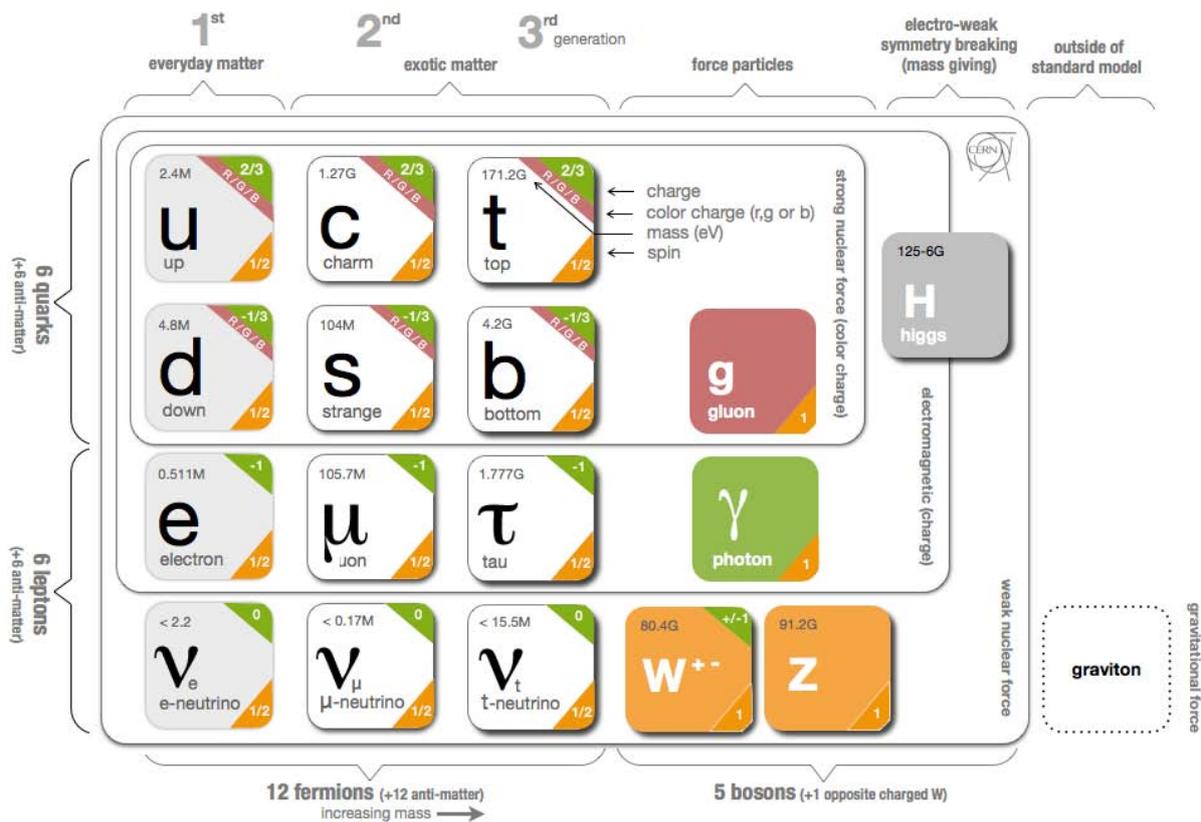


Figura 2: Standard model.

do quantità adimensionali, si veda, ad esempio, il Cap. 9.3 di Ref. [11]. Definendo pari ad 1 l'intensità dell'interazione forte, otteniamo che quella dell'interazione elettromagnetica è pari a 10^{-2} , quella dell'interazione debole è 10^{-5} e quella dell'interazione gravitazionale 10^{-39} .

Come viene anche indicato nella Figura 2, la gravità non è inquadrata nell'ambito di quello che normalmente viene chiamato *Modello Standard*. Al di là delle notevoli difficoltà teoriche nel tentativo di conciliare le teorie della Relatività Generale e la Meccanica Quantistica, rimangono irrisolti problemi empirici e osservativi. Il bosone che dovrebbe mediare l'interazione gravitazionale non è mai stato identificato. Ad ogni modo, il ruolo dell'interazione gravitazionale nel mondo microscopico, cioè atomico, nucleare e sub-nucleare, è irrilevante, data la sua piccola intensità.

L'interazione forte agisce solo tra particelle dotate di carica di colore, questo è il nome che è stato storicamente attribuito al numero quantico

che definisce questa caratteristica. Possiedono carica di colore i quark e anche i mediatori dell'interazione forte, i gluoni. In natura non sono mai stati osservati quark, e nemmeno gluoni, liberi. Si osservano solo composti di quark e gluoni, che vengono chiamati *adroni* e sono, a loro volta catalogati come *barioni* se hanno spin semi-intero, e *mesoni* nel caso abbiano spin intero, o nullo.

Le interazioni elettromagnetica e debole agiscono sia tra quark che tra leptoni. Il mediatore dell'interazione elettromagnetica è il fotone, mentre l'interazione debole è mediata dallo scambio dei bosoni W , la cui massa è di circa 80 GeV, e Z^0 con una massa di circa 91 GeV. È abitudine nella fisica nucleare e sub-nucleare parlare di massa indicando la massa misurata nel sistema di riferimento a riposo della particella. Inoltre, si utilizzano unità naturali dove la velocità della luce c e la costante di Planck $\hbar = h/2\pi$ sono uguali all'unità. Sfruttando la ben nota espressione di Einstein $E = mc^2$ le masse possono essere espresse in unità di energia, in potenze di

elettronvolt, $1 \text{ eV} \simeq 1.60 \times 10^{-19} \text{ J}$.

I neutrini sono leptoni privi di carica elettrica, quindi non sono sensibili all'interazione nucleare forte, in quanto leptoni, e nemmeno all'interazione elettromagnetica, in quanto elettricamente neutri. Quindi i neutrini interagiscono soltanto per il tramite dell'interazione debole. Possiamo ribaltare il discorso affermando che ogni processo che coinvolge neutrini implica la presenza dell'interazione debole. Quindi, interazione debole e neutrini sono strettamente legati tra loro, e la comprensione dei fenomeni che coinvolgono i neutrini implicano la precisa conoscenza dell'interazione debole.

Questo quadro è completato dal bosone di Higgs, scoperto nel 2013. A questo proposito si veda il numero 1 di *Ithaca*.

Neutrini

Le reazioni indotte dalle interazioni deboli sono classificate come *leptoniche* quando sono coinvolti solo leptoni, *semi-leptoniche* quando sono coinvolti sia leptoni che adroni, e *adroniche* o, meglio, *non leptoniche* quando non ci sono leptoni coinvolti.

La reazione del decadimento del muone è un tipico processo debole leptonico

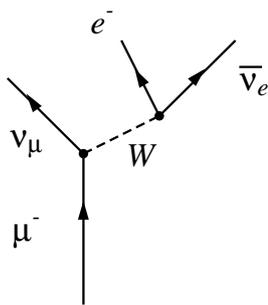
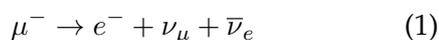


Figura 3: *Decadimento del muone.*

La Figura 3 presenta il diagramma di Feynman che schematizza il processo di decadimento del muone. Ogni elemento grafico di questo tipo di diagrammi indica una funzione matematica e, conoscendo le regole, è possibile calcolare l'ampiezza di transizione direttamente legata ad osservabili, ad esempio la vita media in processi

di decadimento, o la sezione d'urto in processi di diffusione.

Nella Figura 3 ipotizziamo che la freccia del tempo sia indirizzata dal basso verso l'alto. Il muone si muove liberamente, la sua funzione d'onda è descritta dall'equazione di Dirac in assenza di qualsiasi interazione. Ad un certo momento il muone μ , decade emettendo un neutrino muonico ν_μ ed un bosone W mediatore dell'interazione debole. A sua volta il bosone W decade in elettrone e^- ed antineutrino elettronico $\bar{\nu}_e$.

La descrizione del processo (1) in questi termini ha delle implicazioni fisiche notevoli. La prima riguarda la particella W che è virtuale. La conservazione dell'energia e dell'impulso è garantita solo dalla somma delle energie e degli impulsi delle particelle iniziali, il μ in questo caso, e finali, $\nu_\mu, e^-, \bar{\nu}_e$. Proprio perché la propagazione del W non conserva energia ed impulso, si parla di scambio virtuale. È notevole il fatto che l'esistenza della W sia stata prevista in termini di scambio virtuale nella descrizione di processi deboli, come quello del decadimento del muone, prima che fosse disponibile l'energia per produrre W reali, e la tecnologia per poterle rivelare.

La carica negativa è trasportata dal vertice muonico a quello elettronico dal W , ed è globalmente conservata. L'altro fatto rilevante di questo schema è che il numero di leptoni di tipo muonico ed elettronico è conservato. È consuetudine attribuire un numero quantico leptonico +1 alle particelle, e -1 alle antiparticelle. Così come la conservazione di altre proprietà, ad esempio energia, impulso, momento angolare, carica elettrica, anche la conservazione del numero leptonico è uno strumento fondamentale per selezionare reazioni e decadimenti osservati, permessi, da quelli mai osservati, proibiti. Finora non è mai stata osservata alcuna violazione della conservazione del numero leptonico, ma non solo globalmente, ma anche famiglia per famiglia. La reazione (1), ed il conseguente diagramma di Fig. 3, indicano che il numero leptonico di muone +1 dello stato iniziale è conservato dalla presenza di ν_μ nello stato finale, mentre l'esistenza di un elettrone e di un antineutrino elettronico generano un numero leptonico di tipo elettronico nullo. Questo significa che non è mai stata osservata la

reazione

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2)$$

che conserverebbe tutti i numeri quantici, anche quello leptonic globale, ma non ha la conservazione del numero leptonic famiglia per famiglia.

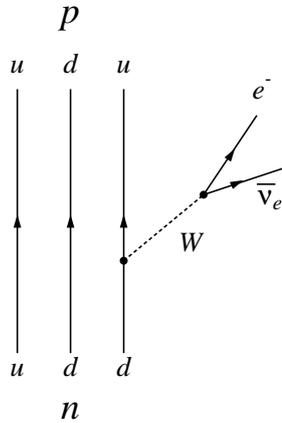


Figura 4: Decadimento del neutrone.

Un altro decadimento debole notevole è quello del neutrone libero

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (3)$$

il cui diagramma è presentato nella Figura 4 in termini del contenuto di quark costituenti del neutrone e del protone. In questa schematizzazione uno dei quark con numero quantico di sapore *d*, di carica $-1/3$, si trasforma in un quark di sapore *u* di carica $+2/3$. Le cariche elettriche sono espresse in termini dell'unità di carica che corrisponde, in modulo, alla carica dell'elettrone.

Il fatto eclatante di questo processo è il cambio di sapore dei quark. **Solo l'interazione debole può modificare il sapore dei quark.** Questa caratteristica dell'interazione debole è quella che ha permesso la sua identificazione. Il raggio di interazione molto piccolo e la debole intensità avrebbero oscurato la sua presenza se non avesse avuto delle caratteristiche che permettono di produrre fenomeni che le altre interazioni non possono generare.

Anche in questo caso si può osservare che il numero leptonic è conservato famiglia per famiglia. I due processi presi in esame indicano una differenza tra neutrini ed antineutrini. Infatti gli antineutrini prodotti dalla reazione (3)

permettono la reazione

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (4)$$

ma

$$\bar{\nu}_e + n \not\rightarrow p + e^- \quad (5)$$

che indica che questa reazione non è mai stata osservata.

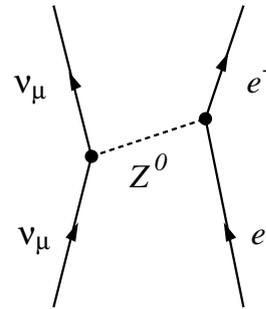


Figura 5: Diffusione di neutrini con interazione neutra.

Le reazioni deboli non sono mediate soltanto dallo scambio di bosoni carichi W^\pm ma anche dallo scambio di un bosone privo di carica elettrica, denominato Z^0 .

Uno studio dettagliato di varie reazioni che sono state osservate, ed altre mai rivelate, indica che i neutrini di tipo muonico e tau, sono particelle differenti tra loro e dai neutrini elettronici.

Interazione debole

L'attuale descrizione dei fenomeni indotti dall'interazione debole è basata sullo scambio dei bosoni W^\pm e Z^0 . In questo quadro, lo studio dell'interazione è legato alla conoscenza dell'intensità e della modalità con la quale i due bosoni si accoppiano con quark e leptoni. In altre parole si tratta di descrivere quantitativamente quei pallini che nelle figure dei vari diagrammi sono legati alle linee che indicano lo scambio di W e Z^0 .

Trattiamo prima il problema dell'intensità dell'interazione debole. La misura ottimale per valutare questa intensità è quella del decadimento del muone, rappresentata dal diagramma di Fig. 3. Questo perché si tratta di un processo che coinvolge solo leptoni, quindi non influenzato dalla presenza delle altre interazioni, come quel-

la forte nel caso del decadimento del neutrone. Il contributo all'ampiezza di transizione del termine che descrive il passaggio del W da un punto all'altro del diagramma è dato dall'espressione [12]

$$g \frac{1}{q^2 - \omega^2 + M_W^2} g \quad (6)$$

dove q è il modulo dell'impulso trasferito dal muone ai prodotti del decadimento, e ω è l'energia trasferita, data dalla differenza tra la massa del muone, 105 MeV, e quella dell'elettrone, 0.5 MeV. Ho considerato nulle le masse dei neutrini coinvolti nel processo. Il termine M_W rappresenta la massa del W ed è di circa 80 GeV. Il termine g , che ho inserito separatamente per indicare che è associato ad ognuno dei due vertici, è un numero reale che rappresenta l'intensità con la quale il W si accoppia alle altre particelle. Questo numero è l'oggetto dello studio e viene comunemente definito come *costante di accoppiamento*.

Dato che, come in questo caso, $q^2 - \omega^2 \ll M_W^2$ per molti processi studiati, si semplifica l'espressione (6) trascurando l'impulso e l'energia trasferiti

$$\frac{g^2}{q^2 - \omega^2 + M_W^2} \rightarrow \frac{g^2}{M_W^2} = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{1}{(\hbar c)^2} G_F \quad (7)$$

dove è stata definita una nuova costante di accoppiamento G_F , detta di Fermi. Nell'espressione precedente ho citato, per la prima volta, la presenza di due costanti fondamentali della fisica, \hbar la costante di Plank, la barra indica che è divisa per 2π , e c , la velocità della luce nel vuoto.

Lo studio accurato del decadimento del muone determina il valore

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \quad (8)$$

Per comprendere il significato quantitativo di questo valore della costante di accoppiamento consideriamo la reazione schematizzata dal diagramma di Fig. 6, dove un neutrino muonico diffonde, con corrente carica, da un elettrone. Per energie del neutrino E_{ν_e} molto più piccole della massa del W , l'espressione della sezione d'urto per questo processo è data da [12]

$$\sigma = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} 2m_e c^2 E_{\nu_e} \quad (9)$$

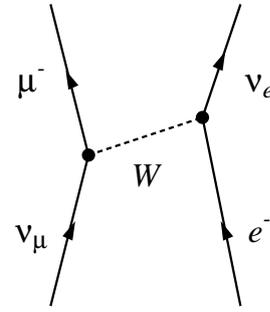


Figura 6: Diffusione di neutrini muonici con elettroni.

dove $m_e=0.5$ MeV è la massa dell'elettrone. Sostituendo i valori noti delle costanti otteniamo il valore della sezione d'urto in m^2

$$\sigma = 10^{-45} E_{\nu_e} (\text{m}^2) \quad (10)$$

dove l'energia del neutrino deve essere espressa in GeV.

Il valore estremamente piccolo di questa sezione d'urto può essere meglio apprezzato se calcoliamo il libero cammino medio del neutrino nella materia. Consideriamo un neutrino con energia di 1 MeV che si propaga nel ferro il cui numero di elettroni per m^3 è $\rho = 2.2 \times 10^{30}$. Abbiamo che il libero cammino medio è dato da

$$L = \frac{1}{\rho\sigma} = [1.7 \cdot 10^{-48} \text{m}^2 \cdot 2.2 \cdot 10^{30} \text{m}^{-3}]^{-1} \simeq 3.74 \cdot 10^{17} \text{m}$$

Considerando che un anno luce corrisponde a circa 10^{16} m, il risultato ci dice che il libero cammino medio di un neutrino nel ferro è di poco meno di 40 anni luce. Questi numeri sono indicativi della necessità di avere rivelatori di neutrini di massa enorme.

L'analisi di diversi fenomeni legati all'interazione debole indica che il valore di g , o G_F , è sempre lo stesso per qualsiasi leptone.

Dopo aver definito l'intensità della interazione affrontiamo il problema della modalità di accoppiamento tra leptoni ed i bosoni W e Z^0 . Il punto di partenza è l'analogia con l'interazione elettromagnetica. In quest'ultimo caso, il bosone mediatore dell'interazione è il fotone, che ha spin 1. Il modo di accoppiarsi deve essere tale da prevedere la corretta somma dei momenti angolari tra le particelle interagenti. Senza entrare in dettagli troppo tecnici, posso affermare che questo modo

Parità

La parità di una entità fisica indica come questa si comporta quando si inverte il sistema di coordinate in modo da definire i vettori di posizione con segno negativo. In termini matematici si può definire un operatore di parità \mathcal{P} che applicato all'operatore di posizione \mathbf{r} lo trasforma in $-\mathbf{r}$, ovvero $\mathcal{P}(\mathbf{r}) = -\mathbf{r}$. Gli autovalori dell'operatore parità possono essere solo +1, parità positiva, o -1, parità negativa. La velocità, definita come la derivata della posizione rispetto al tempo, $\mathbf{v} = d\mathbf{r}/dt$, ha parità negativa $\mathcal{P}(\mathbf{v}) = d(-\mathbf{r})/dt = -\mathbf{v}$. Tutte le quantità vettoriali con parità negativa vengono definite come *vettori polari*, anche se, in maniera colloquiale, si tralascia spesso l'aggettivo polare. Anche l'impulso $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$, dove m è la massa del corpo considerato, è un vettore polare.

Con vettori polari si possono costruire altre quantità che hanno proprietà di parità differenti. Ad esempio, il prodotto scalare di due vettori polari produce una quantità scalare che ha parità positiva $A = \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2$, quindi $\mathcal{P}(A) = A$, poiché viene modificato il segno di entrambi i vettori polari. Il prodotto vettoriale di due vettori polari produce un vettore che non cambia segno sotto parità. Un vettore di questo tipo è detto *vettore assiale*. Un tipico vettore assiale è il momento angolare $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$. Anche in questo caso, poiché entrambi i vettori assiali che definiscono \mathbf{L} cambiano segno si ha che $\mathcal{P}(\mathbf{L}) = \mathbf{L}$. Il prodotto scalare tra un vettore polare ed uno assiale produce una quantità scalare con parità negativa $\mathcal{P}(\mathbf{L} \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{L} \cdot (-\mathbf{r})$. Queste quantità vengono definite *assiali*. La tabella qui sotto riassume quanto detto.

tipologia	parità
scalare	+1
vettore polare	-1
assiale (pseudoscalare)	-1
vettore assiale	+1

di accoppiarsi ricorda, per le proprietà di simmetria rotazionale, quello di un vettore a tre dimensioni. Per questo motivo l'accoppiamento con il fotone è detto di tipo *vettoriale*. Siccome anche i mediatori dell'interazione debole hanno spin 1, la prima ipotesi di proprietà di accoppiamento è quella di tipo vettoriale.

Questa ipotesi è stata messa in crisi dalla scoperta del fatto che, nelle reazioni indotte dall'interazione debole, la parità non è conservata [3]. Nel riquadro riassumo le proprietà di parità di varie entità. Il punto essenziale è il seguente. I diagrammi che ho presentato schematizzano le ampiezze di transizione dei processi in esame. Le probabilità che queste transizioni avvengano sono legate al modulo quadro di queste ampiezze. Se l'interazione debole fosse mediata da un solo tipo di accoppiamento non riveleremmo una violazione di parità. Il valore del quadrato di una quantità rimane uguale sotto l'operazione di cambio di parità. L'operazione di parità ap-

plicata ad una quantità matematica consiste, nel caso di parità negativa, ad un cambio di segno, altrimenti, per parità positiva, non cambia nemmeno quello. In ogni caso, il quadrato di questa quantità mantiene sempre segno positivo.

Nel caso specifico, se l'accoppiamento fosse puramente vettoriale, di tipo V in gergo, la violazione di parità non sarebbe rivelata. D'altra parte, la struttura algebrica dell'accoppiamento con bosoni a spin 1 ammette che l'accoppiamento possa essere anche di tipo pseudo-vettoriale, anche detto vettor-assiale, per questo identificato come A . Tuttavia, anche in questo caso, se questa fosse la sola modalità di accoppiamento non vedremmo alcuna violazione di parità. La violazione di parità avviene solo se entrambi i tipi di accoppiamento sono presenti nell'ampiezza di transizione del processo debole. In questo caso il termine vettoriale cambia di segno ma non quello vettor-assiale. Quadrando la combinazione lineare di questi due termini, il termine

di interferenza ha segno diverso se la parità viene modificata. Esemplicando in formule per chiarire

$$|V + \alpha A|^2 = V^2 + \alpha^2 A^2 + 2\alpha V A , \quad (11)$$

e applicando l'operatore di parità \mathcal{P}

$$\mathcal{P}(|V + \alpha A|^2) = (-V)^2 + \alpha^2 A^2 - 2\alpha V A . \quad (12)$$

La storia della definizione del valore del coefficiente α è un esempio del procedere della scienza moderna. Sono state tratte, e pubblicate, conclusioni errate sia nel valore assoluto sia nel segno relativo, ma il processo è continuato correggendo quanto fatto fino a concordare, verso la fine degli anni '60 del secolo scorso che $\alpha = -1$. Per questo motivo, l'accoppiamento dell'interazione debole è chiamato $V - A$.

Questo modo di accoppiarsi, che implica la massima violazione di parità, ha delle conseguenze importanti per la fisica dei neutrini. Per chiarire questo punto devo introdurre una nuova quantità, detta *elicità*, definita come

$$h = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} . \quad (13)$$

L'elicità è una quantità pseudo-scalare, vedi riquadro, vale +1 quando $\boldsymbol{\sigma}$, lo spin della particella, è esattamente allineato alla direzione del moto, indicata dalla direzione del suo impulso \mathbf{p} . Vale -1 in caso contrario, e, ovviamente, assume tutti i valori intermedi quando non c'è l'esatto allineamento o anti-allineamento.

L'accoppiamento $V - A$ dell'interazione debole implica che tutti i **tutti i neutrini che interagiscono con la materia abbiano elicità -1, e tutti gli antineutrini elicità +1.**

In realtà la quantità che viene conservata nei processi indotti dall'interazione debole non è l'elicità ma una quantità leggermente differente detta *chiralità* che, al contrario dell'elicità, rimane costante indipendentemente dal sistema di riferimento nella quale si osserva, per questo motivo si dice che è un invariante relativistico. L'affermazione corretta è quindi che per l'accoppiamento $V - A$, sono sensibili all'interazione debole solo le particelle che hanno chiralità -1, sinistrorsa, e le antiparticelle con chiralità +1, destrorsa.

Per particelle prive di massa chiralità ed elicità coincidono. Più precisamente in questo caso,

elicità e chiralità hanno autovalori e autovettori comuni. Quindi alla chiralità sinistrorsa corrisponde elicità sinistrorsa, ovvero con autovalore -1, e viceversa. Da tutto questo ne discende l'affermazione fatta precedentemente per i neutrini, ipotizzandoli privi di massa.

Chiralità ed elicità coincidono solo se la massa della particella è nulla. Nel caso di particelle con massa la chiralità è conservata nei processi di interazione debole, e può venire descritta come combinazione lineare dei due stati di elicità. Per particelle massive la chiralità sinistrorsa è descritta dalla componente di elicità sinistrorsa più una componente di elicità destrorsa tanto maggiore quanto più grande risulta essere la massa della particella.

Le conseguenze empiriche di questo fatto sono numerose e ragguardevoli. Qui menziono quella che, a mio avviso, è la più eclatante, e riguarda il decadimento del pione. Il pione carico π^- è un mesone di spin nullo con una massa di circa 140 MeV ed una vita media di 2.6×10^{-8} secondi. Il decadimento del π^- è

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu , \quad (14)$$

con probabilità del 99.9877 %. Il decadimento

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e , \quad (15)$$

favorito dal punto di vista energetico, e, quindi, anche da quello della densità degli stati finali, avviene solo con percentuali dell'ordine di 10^{-4} . Questo fatto, totalmente anti-intuitivo, viene spiegato solo in termini di elicità, chiralità e accoppiamento $V - A$.

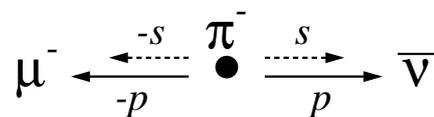


Figura 7: Decadimento del pione.

Analizziamo la conservazione dello spin considerando il decadimento del pione nel suo sistema di riferimento a riposo. Il valore dell'elicità dell'antineutrino, privo di massa, è +1, che implica che il suo spin sia allineato alla direzione del moto. Dato che la somma degli spin, e degli impulsi, deve essere nulla, il leptone carico

si muove in direzione opposta a quella dell'antineutrino, e, anche in questo caso, lo spin ha la stessa direzione del moto, che implica elicità +1. Ma abbiamo visto che l'accoppiamento $V - A$ costringe le particelle a chiralità -1. Se il leptone carico non avesse massa non potrebbe essere prodotto in questo fenomeno. In altre parole, il decadimento del pione è possibile solo perché i leptoni carichi hanno massa a riposo non nulla. La massa, non nulla, genera una differenza nella chiralità, che rimane sempre sinistrorsa, e l'elicità. In altre parole, la funzione d'onda delle particelle con massa, autostato della chiralità con autovalore -1, è composto da una combinazione lineare di autostati di elicità con autovalore -1 e +1, quest'ultima componente tanto maggiore quanto più grande è la massa della particella. Dato che la massa del μ^- è circa 200 volte quella dell'elettrone, la componente di elicità +1 è molto più rilevante, e questo spiega perché il pione decada essenzialmente in muone e relativo antineutrino. In questa visione, se muone ed elettrone non avessero massa il pione sarebbe stabile.

Concetti importanti

In questa *Lezione Mancata* ho cercato di riassumere alcuni fatti che ritengo importanti per la comprensione della fisica dei neutrini e dell'interazione debole. La conoscenza di questi fenomeni, e la loro interpretazione, sono rilevanti per la comprensione degli articoli di questo numero di *Ithaca*. Riassumo qui sotto i concetti chiave della lezione.

- I neutrini sono sensibili solo all'interazione debole. In realtà sono sensibili anche all'interazione gravitazionale che però, nell'ambito della fisica del mondo atomico, nucleare, e sub-nucleare, è trascurabile.
- Ci sono tre tipi di neutrini, ognuno di questi è associato ad un tipo di leptone carico, e^- , μ^- e τ^- . Il numero leptonico è conservato famiglia per famiglia, quindi, quando appare un leptone carico di un certo tipo, deve apparire anche un neutrino dello stesso tipo. Questo implica che i neutrini di un certo tipo possono essere coinvolti in specifiche reazioni non accessibili ad altri tipi di neutrini, e

questo permette di distinguerli. Questo procedimento permette anche di distinguere i neutrini dagli antineutrini.

- La moderna descrizione dei fenomeni di interazione debole è basata sullo scambio di due tipi di bosoni vettori, a spin 1. Il bosone W , carico elettricamente, ha una massa di circa 80 GeV, il bosone Z^0 , elettricamente neutro, ha una massa di circa 91 GeV.
- Il raggio d'azione dell'interazione debole è estremamente corto, dell'ordine di un centesimo di fm, e la sua intensità molto debole. Il libero cammino medio di un neutrino nel ferro è dell'ordine di qualche decina di anni luce.
- Proprio per il suo piccolo raggio d'azione e per la debolissima intensità, l'interazione debole non sarebbe identificabile se non producesse fenomeni attribuibili esclusivamente alla sua presenza. L'interazione debole è la sola che può modificare il sapore dei quark, e anche quello dei leptoni. Nei processi di interazione debole la parità non viene conservata.
- Il modo di accoppiamento dei bosoni mediatori dell'interazione, $V - A$, implica che solo particelle con chiralità sinistrorsa, e antiparticelle con chiralità destrorsa, sono sensibili all'interazione debole. Dato che per particelle con massa nulla chiralità ed elicità coincidono, ne consegue che neutrini privi di massa possono essere identificati solo se il loro spin è antialineato alla direzione del moto, elicità sinistrorsa. Il contrario per gli antineutrini.

Questi fatti sono, al momento, ben accertati, ma non escludono possibilità alternative che possono modificare il quadro presentato. Ad esempio, è ormai accettato il fenomeno dell'oscillazione di sapore dei neutrini, che viene spiegato, nella maniera più semplice, con l'esistenza di una massa a riposo per i neutrini. Questo fatto implica anche che possano esistere dei neutrini con elicità +1, con quali conseguenze? Non si esclude l'esistenza di neutrini con chiralità +1, ma come potremmo identificare la loro presenza se non interagiscono con la materia nella modalità $V - A$?

Nonostante le difficoltà di rivelazione, oggi la fisica del neutrino si sta trasformando in una scienza di precisione, ovvero nella quale lo scopo non è tanto quello della scoperta del fenomeno, ma quello della misura precisa di quantità necessarie per la descrizione del fenomeno stesso. Nel passato l'interazione debole, ed i neutrini in particolare, hanno sconvolto molte delle nostre aspettative, quindi attendiamoci ancora qualche sorpresa.



- [1] C. D. ELLIS, W. A. WOOSTER: "The average energy of disintegration of Radium E", *Proc. Roy. Soc. A* **117** (1927) 109.
- [2] L. MEITNER, W. Z. ORTHMANN: "Über eine absolute Bestimmung der Energie der primären β -Strahlen von Radium E", *Z. Phys.* **60** (1930) 143.
- [3] C. S. WU, E. AMBLER, R. W. HAYWARD, D. D. HOPPES, R. P. HUDSON: "Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay", *Phys. Rev.* **105** (1957) 1413 - 1414.
- [4] G. DANBY, J.-M. GAILLARD, K. GOULIANOS, L. M. LEDERMAN, N. B. MISTRY, M. SCHWARTZ, J. STEINBERGER: "Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36-44.
- [5] F.J. HASERT ET AL.: "Search for elastic muon-neutrino electron scattering", *Phys. Lett. B* **46** (1973) 121-124.

- [6] M. L. PERL ET AL.: "Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ e^-$ Annihilation", *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489.
- [7] K. KODAMA ET AL.: "Observation of τ neutrino interactions", *Phys. Lett. B* **504** (2001) 218.
- [8] G. ARNISON ET AL.: "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s}=540$ GeV", *Phys. Lett. B* **122** (1983) 103-116.
- [9] M. BANNER ET AL.: "Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN $\bar{p}p$ collider", *Phys. Lett. B* **122** (1983) 476-486.
- [10] G. ARNISON ET AL.: "Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider", *Phys. Lett. B* **126** (1983) 398-410.
- [11] K. S. KRANE: *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley and Sons, New York (1988).
- [12] B. POVH, K. RITH, C. SCHOLZ, F. ZETSCHKE: *Particelle e nuclei: un'introduzione ai concetti fisici*. Bollati Boringhieri (Torino). 1998



Giampaolo Co': Professore associato di Fisica Nucleare presso l'Università del Salento si occupa di teorie a molti corpi applicate allo studio della struttura dei nuclei atomici.

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

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

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:

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

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

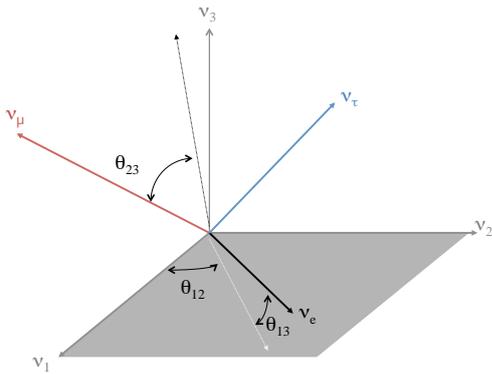


Figura 1: Una rappresentazione geometrica della relazione tra gli autostati di massa e quelli di sapore

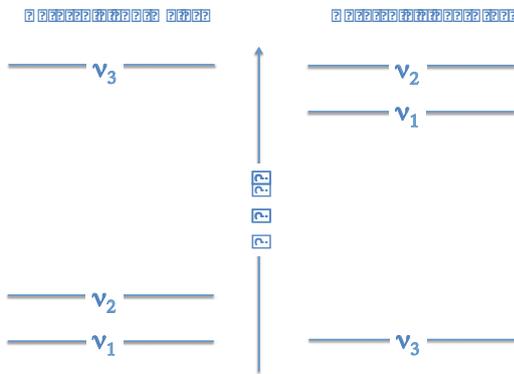


Figura 2: Gerarchie di massa dei neutrini

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

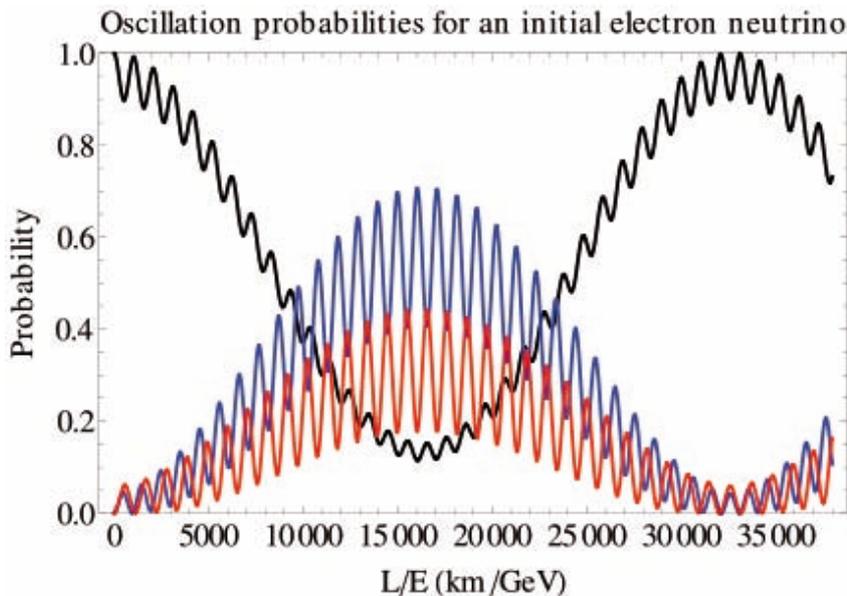


Figura 3: Probabilità di oscillazione di un neutrino con sapore iniziale ν_e . In nero viene indicato il ν_e , in blu il ν_μ e in rosso il ν_τ . I parametri utilizzati sono $\sin^2 2\theta_{13} = 0.10$, $\sin^2 2\theta_{23} = 0.97$, $\sin^2 2\theta_{12} = 0.86$, $\Delta m_{13}^2 = 2.32 \times 10^{-3}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

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

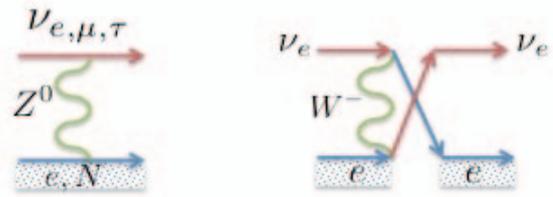


Figura 4: Le interazioni dei neutrini nella materia

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

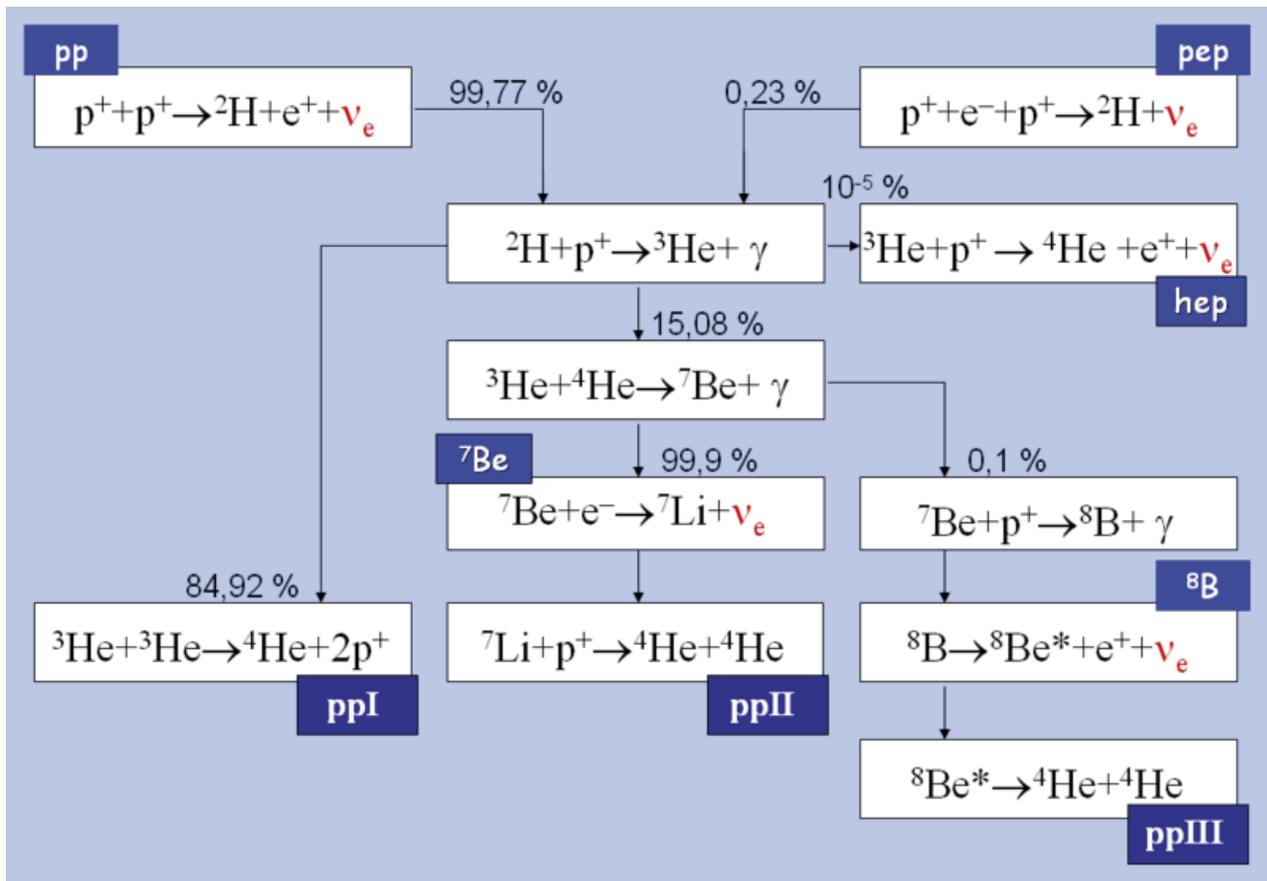


Figura 5: Le reazioni nucleari nel Sole

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 ${}^{71}\text{Ga}$: $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow e + {}^{71}\text{Ge}$. 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

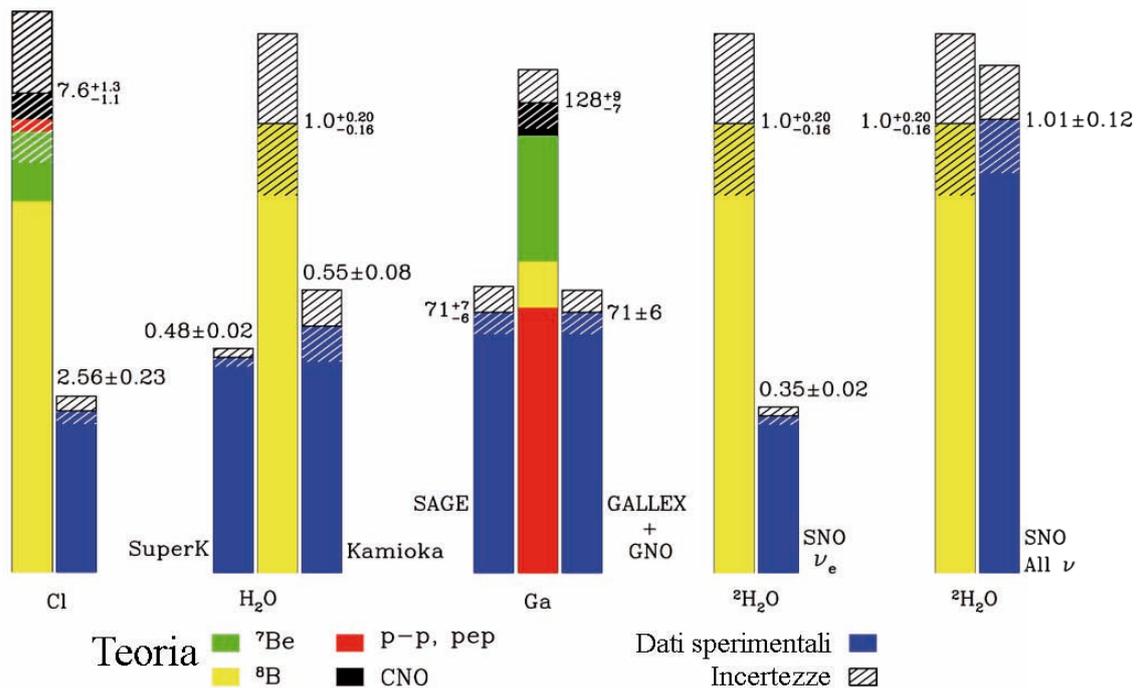
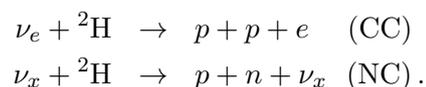


Figura 6: Il flusso dei neutrini solari atteso per ogni esperimento con il contributo atteso dalle varie sorgenti confrontato con i risultati sperimentali (in blu). Sono anche mostrate le incertezze teoriche e quelle sperimentali

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

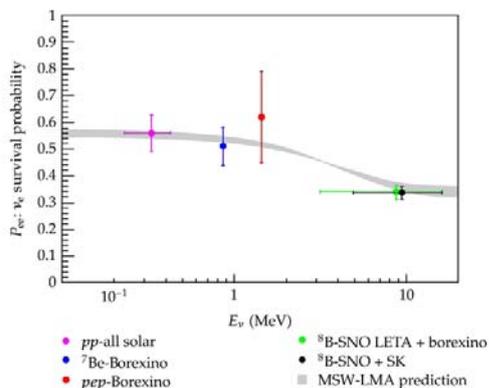


Figura 7: La $P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}$ in funzione dell'energia per neutrini osservati sulla Terra

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.

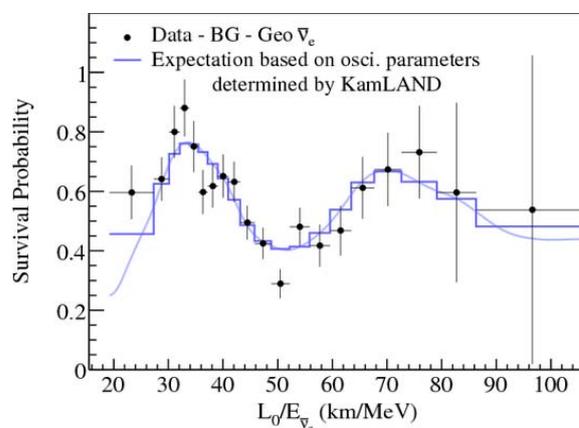


Figura 8: Probabilità di oscillazione in KamLand

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.

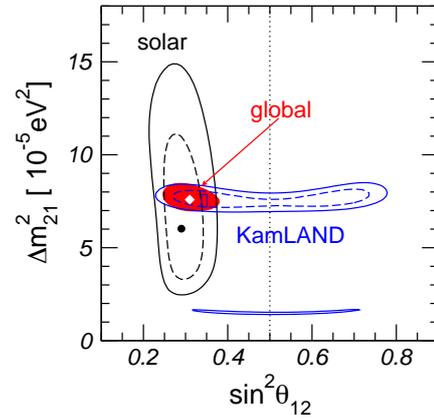


Figura 9: Zona dei parametri permessa nel piano $\Delta m_{12}^2 - \theta_{12}$ [9]

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

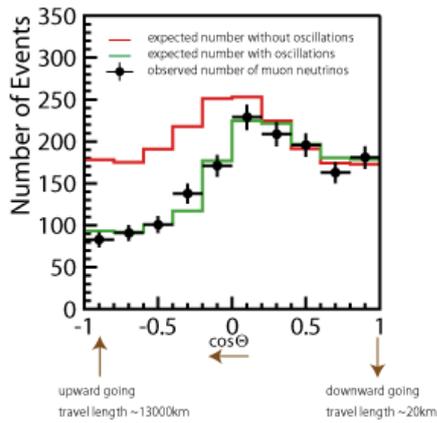


Figura 10: Dipendenza angolare del flusso dei neutrini muonici osservata in SuperKamiokande. In rosso il valore atteso senza oscillazioni, in nero i dati sperimentali, in verde il valore atteso con le oscillazioni

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 di 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.

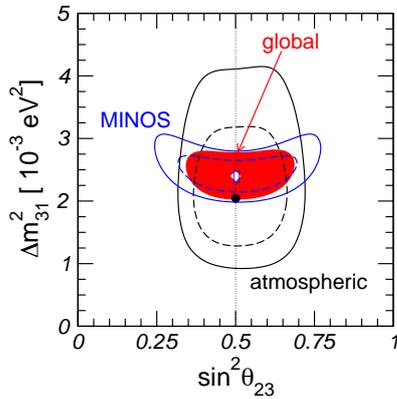


Figura 11: Zona dei parametri permessa nel piano $\Delta m_{31}^2, \theta_{23}$ [9]

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

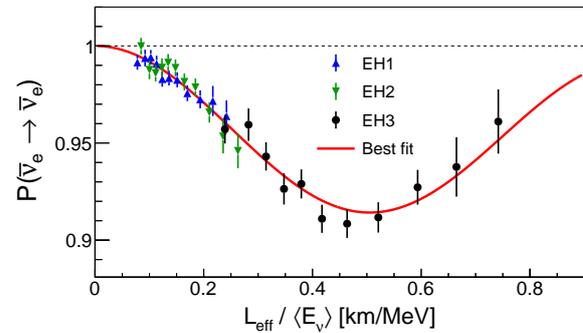


Figura 12: L’evidenza di oscillazione in Daya Bay [17]

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-

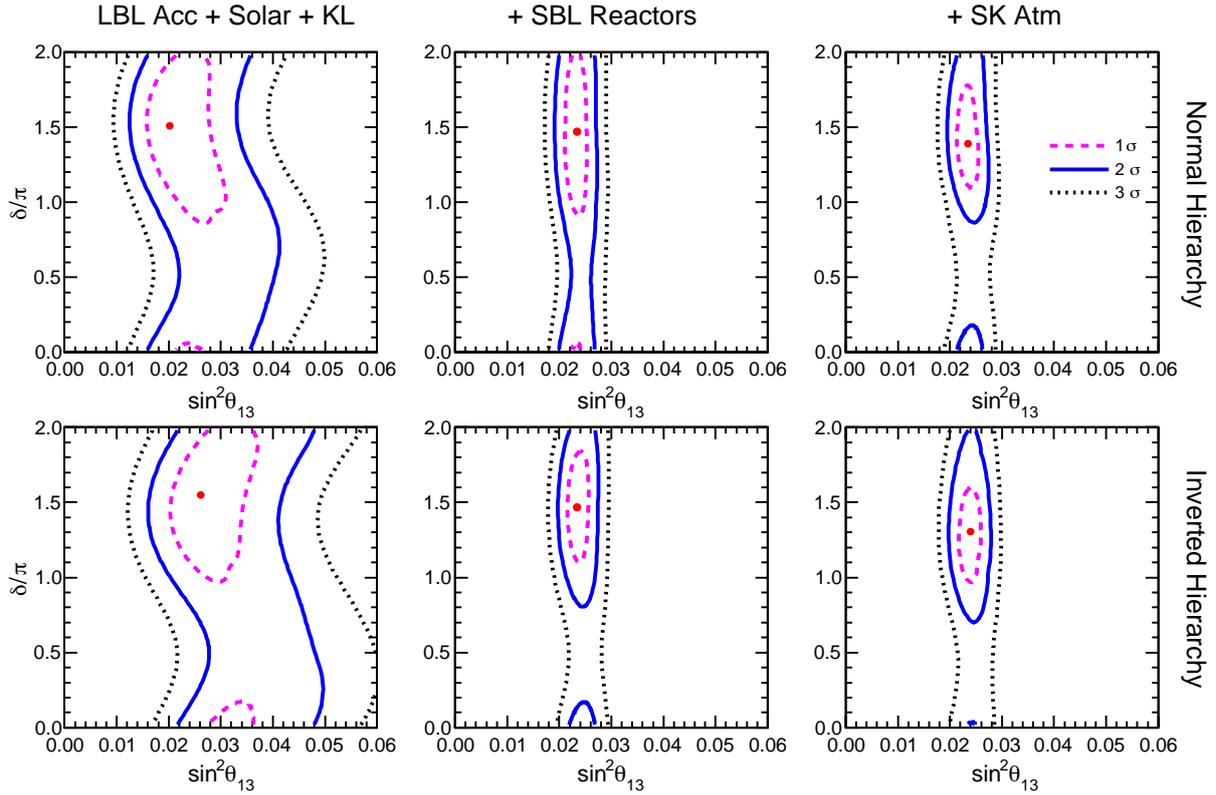


Figura 13: Zone permesse nel piano $\theta_{13} - \delta$ [18]

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-

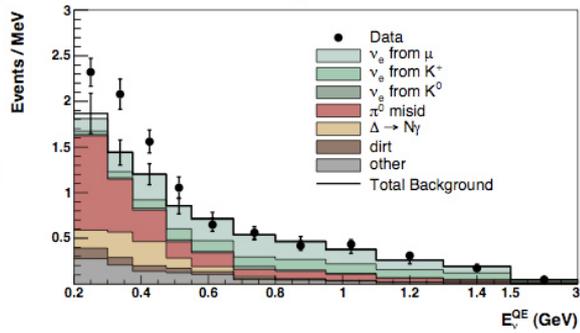


Figura 14: L'anomalia di MiniBooNE: si osservi la discrepanza tra il flusso atteso e i dati sperimentali a bassa energia

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-

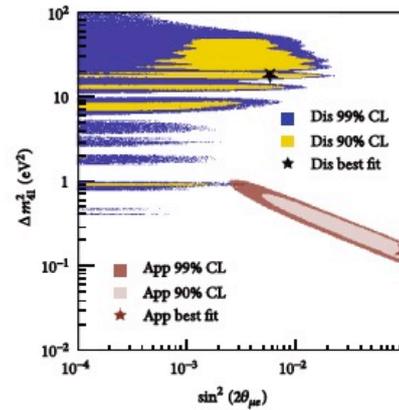


Figura 15: Zone permesse in uno schema "3+1" per le evidenze di LSND/MiniBooNE (in marrone) e le evidenze di sparizione ai reattori (in giallo/blu) [21]

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.

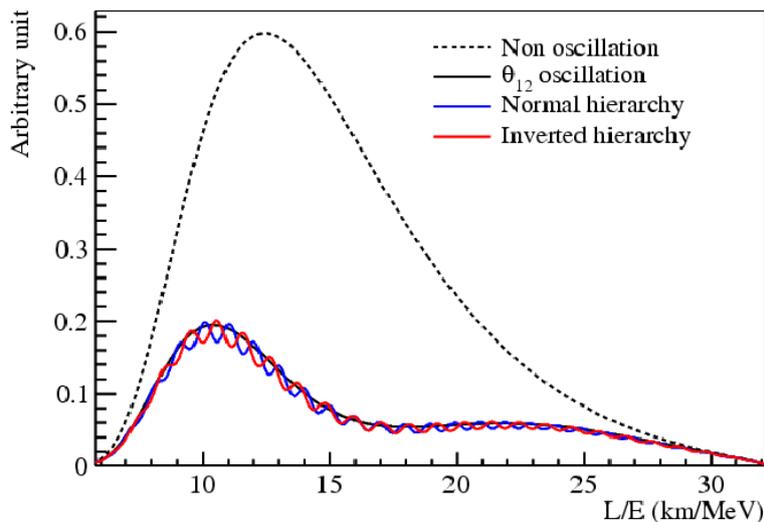


Figura 16: Spettro dei neutrini atteso per l'esperimento JUNO

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.

Breve storia della ricerca delle oscillazioni nei neutrini solari ed atmosferici

Francesco Ronga

*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Laboratori Nazionali di Frascati,
Via E. Fermi, 40 - 00044 Frascati, Italy*

Introduzione

Comunemente si tende a indicare il 1998 come anno della scoperta delle oscillazioni di neutrino. In realtà la storia è molto più complessa ed è durata circa 30 anni. Durante questi anni vi è stato inoltre un dibattito spesso acceso sulla mancanza dei neutrini elettronici provenienti dal sole e sulla mancanza dei neutrini di tipo muonico negli sciami dei raggi cosmici. Tale dibattito però era limitato ai pochi ricercatori coinvolti direttamente negli esperimenti. Nel 1998 l'evidenza divenne tale da cancellare tutti i dubbi ed il risultato venne accettato da tutta la comunità scientifica. A causa dei numerosi protagonisti di questa complessa vicenda il premio Nobel per le oscillazioni di neutrino è stato assegnato solo in questi giorni, il 6 ottobre 2015, dopo ben 17 anni, a Arthur McDonald per le oscillazioni dal sole e a Takaaki Kajita per le oscillazioni di neutrini atmosferici. Tali Nobel seguono quelli del 2002 a Raymond Davis jr e Masatoshi Koshiba aventi come motivazione ufficiale la prima rivelazione di neutrini astrofisici dal sole e dalla supernova del 1987.

Una versione più estesa di questo articolo si trova all'indirizzo www.lnf.infn.it/~ronga/nustor.pdf

Neutrini dal sole

Il 7 marzo del 2003 in un convegno all'Accademia dei Lincei organizzato da Milla Baldo Ceolin, Arthur McDonald spokesman del Sudbury Neutrino Observatory, e premio Nobel 2015, fece notare che l'evidenza del deficit dei neutrini dal sole (neutrini di tipo elettronico) durava dal 1968, data del primo lavoro sperimentale sul flusso dei neutrini solari con l'esperimento con il cloro del premio Nobel R. Davis jr [1]. Il deficit era grande, circa il 30%, e divenne subito statisticamente molto significativo. Si sarebbe potuto già negli anni '70 pensare alle oscillazione di neutrino e far partire un programma sperimentale per uno studio più accurato. Nicola Cabibbo chiese come mai questo non avvenne e perchè ci vollero 30 anni per accettare il fenomeno delle oscillazioni di neutrino, predetto da Bruno Pontecorvo già nel

1957. Ricordo che McDonald rispose all'incirca che era un problema di sociologia scientifica.

Fino agli inizi degli anni cinquanta del secolo scorso la fisica delle particelle si era sviluppata con lo studio dei raggi cosmici, poi ci fu lo sviluppo rapido degli acceleratori e tutte le energie dei ricercatori del settore furono rivolte alle ricerche con acceleratori. I successi furono subito enormi e ben presto si pensò che la fisica delle particelle si potesse studiare solo con acceleratori. L'idea che si potesse fare fisica delle particelle anche senza acceleratori allora era minoritaria e discussa principalmente in conferenze come quelle sui raggi cosmici.

Inoltre le raffinate tecniche radio-chimiche usate da Davis erano spesso al di là della completa comprensione dei fisici sperimentali dell'epoca e il complesso calcolo teorico del flusso dei neutrino solari di John Bahcall era ritenuto sospetto. Tutta questa incomprensione portò alla mancata approvazione negli USA di un esperimento radio-chimico sui neutrini solari di seconda generazione con il gallio. Esperimenti con il gallio furono approvati solo nella seconda metà degli anni ottanta ed in Europa: al Gran Sasso (Gallex) e in Russia (Sage).

Oltre a pregiudizi sperimentali vi era un forte pregiudizio teorico: in analogia a fenomeni analoghi per i quark, si riteneva che l'ampiezza delle oscillazioni di neutrino sarebbe dovuta essere piccola e quindi fosse poco plausibile che le oscillazioni potessero produrre la grande riduzione del flusso dei neutrini solari osservata. Nel 1978 fu studiato da Mikheev, Smirnov e Wolfenstein [2, 3] l'effetto dell'attraversamento della materia sulle oscillazioni dei neutrini (effetto materia). Questo effetto poteva provocare un'amplificazione delle oscillazioni. Quindi fu suggerita una soluzione del problema dei neutrini solari che salvava il pregiudizio teorico: l'ampiezza di oscillazione originaria era piccola ma poi era amplificata con l'effetto materia.

Alcuni teorici [4] ritennero allora che, anche ammessa la possibilità di oscillazione dei neutrini solari, la soluzione fosse: ampiezza di oscillazioni piccole e valori delle differenze delle masse dei neutrini attorno ai 10 eV. In tal caso i neutrini sarebbero stati importanti in cosmologia e avrebbero potuto spiegare il problema della materia oscura. Sulla base di queste considerazioni fu-

rono approvati al CERN due esperimenti, CHORUS e NOMAD, per la ricerca delle oscillazioni su un fascio dei neutrini muonici e su distanze dell'ordine del km.

Comunque debbo ricordare la presenza di un gruppetto di teorici non allineato a questo pensiero dominante. Dopo le prime conferme del deficit dei neutrini solari e l'inizio dell'anomalia dei neutrini atmosferici G.L. Fogli iniziò ad occuparsi della questione, e nel 1994 il gruppo di teorici di Bari (G.L. Fogli, E. Lisi e D. Montanino) pubblicò un lavoro [5] su un'analisi globale delle oscillazioni dei neutrini solari e dei neutrini atmosferici, primo di una lista di lavori che continua ancor oggi.

Neutrini atmosferici e fascio di neutrini dal CERN al Gran Sasso

La storia del deficit dei neutrini muonici derivanti dagli sciami prodotti dai raggi cosmici a causa delle interazioni con l'atmosfera è anche più complessa di quella dei neutrini solari. Ai pregiudizi riportati precedentemente si aggiungevano differenze dei dati dei vari esperimenti che, a posteriori, dobbiamo ritenere dovuti a fluttuazioni statistiche ma anche ad analisi dei dati errate.

Negli anni '80 i teorici delle teorie di grande unificazione (GUT) predissero che il protone dovesse essere instabile e che la vita media del protone fosse tale da poter rivelare decadimenti del protone alla portata di esperimenti aventi massa di almeno 1000 tonnellate. Due tecniche furono proposte: la rivelazione con l'effetto Cherenkov in acqua (IMB negli USA e Kamiokande in Giappone) e la rivelazione con un calorimetro con lastre di ferro separate da rivelatori traccianti (Frejus in Francia, Nussex in Italia sotto il monte Bianco e Soudan negli USA). La ricerca dei decadimenti del protone era limitata dai neutrini atmosferici che avrebbero potuto produrre eventi simili ad un decadimento del protone.

Ben presto nel 1986 l'esperimento IMB [7] osservò i primi neutrini atmosferici ed osservò che il numero di neutrini di tipo muonico contenuti nel rivelatore era inferiore a quanto atteso mentre il numero di neutrini di tipo elettronico era compatibile con le predizioni. Ciò provocò grande

eccitazione perchè si capì subito che tale effetto poteva essere causato dalle oscillazioni dei neutrini muonici. Il risultato di IMB e poi di Kamiokande non fu confermato dall'esperimento del Frejus e con minore evidenza statistica da Nussex. Molti pensarono allora che l'effetto fosse dovuto a differenze delle interazioni dei neutrini in ferro ed in acqua.

A complicare ulteriormente le cose inoltre nel 1992 la collaborazione IMB pubblicò [8] un'analisi basata sui muoni prodotti dai neutrini muonici e che si fermavano all'interno del rivelatore ("stopping muons"). In questo lavoro veniva affermato che non c'era evidenza di oscillazioni. In base a tale analisi si escludevano ampie zone dei valori dei due parametri importanti per le oscillazioni: ampiezza di oscillazione e differenza delle masse. In particolare si escludevano proprio i valori dei parametri che ora abbiamo ben misurato.

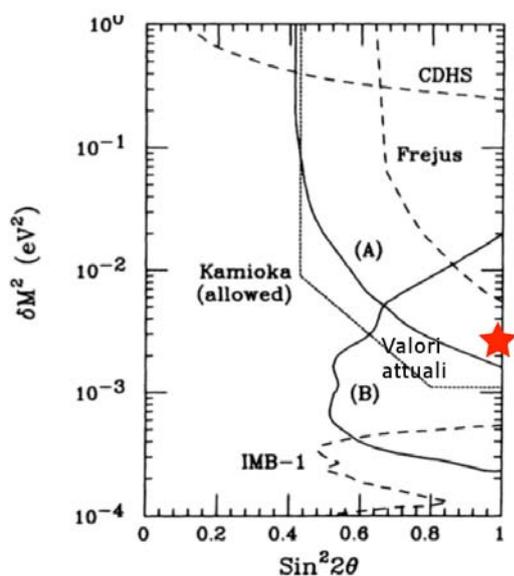


Figura 1: Figura analoga a quella dell'articolo di IMB pubblicato su *Physics Review Letters* nel 1992[8]. Tutte le curve racchiudono zone escluse, tranne Kamiokande che racchiude la zona permessa. Si noti che la curva B di IMB esclude completamente la stella rossa che rappresenta i valori attuali dei parametri di oscillazione. Questo risultato errato creò molta confusione e rallentò la proclamazione della scoperta.

La figura 1 è simile alla figura presentata in tale lavoro, pubblicato sulla prestigiosa rivista *Physics Review Letters*. Questo risultato sembrava una conferma definitiva che il deficit di neutrini di tipo muonico degli eventi contenuti dovesse essere strumentale. A questo risultato se ne aggiungevano altri relativi alla categoria di eventi chiamata "muoni passanti diretti verso l'alto" degli esperimenti IMB, BAKSAN e Kamiokande stesso i quali sembravano escludere un deficit dei neutrini muonici di questa categoria.

Nonostante questo, e in un ambito ristretto, ci si andava convincendo che qualcosa ci fosse. Ricordo che nel 1979, sotto la presidenza INFN di A. Zichichi, si iniziò la progettazione del laboratorio sotterraneo del Gran Sasso. Fin dall'inizio si tenne presente la possibilità di esperimenti di oscillazione con un fascio di neutrini su distanza di 732 km dal CERN al Gran Sasso [9].

Attorno al 1992, il premio Nobel Carlo Rubbia, direttore del CERN dal 1989 al 1993, iniziò ad occuparsi della questione[10]. Rubbia riprese in mano la vecchia idea del fascio dal CERN al Gran Sasso e spinse per un progetto di fascio di neutrini. Con tale fascio si sarebbero potute verificare le anomalie dei neutrini atmosferici in maniera controllata.

Comunque il fascio non venne preso mai in seria considerazione, sulla base dei pregiudizi dominanti. Anche dopo il 1998 la comunità di fisici sperimentali europei dei neutrini era divisa, e il fascio CERN Gran Sasso (CNGS) fu approvato dall'INFN, durante la presidenza di E. Iarocci e dal CERN solo nel dicembre 1999. All'epoca i progetti concorrenti MINOS negli USA e K2K, T2K in Giappone erano già in fase avanzata. Per dare un esempio delle difficoltà si può ricordare che alcuni paesi europei non vollero partecipare a questa impresa, nonostante fosse finanziata quasi completamente dall'Italia. Per l'approvazione del CNGS fu decisivo il fatto che il direttore generale del CERN dell'epoca fosse Luciano Maiani.

MACRO e i neutrini atmosferici

A questo punto debbo inserire dei ricordi personali, dovuti al fatto che, nel 1989, era entrato parzialmente in funzione al Gran Sasso l'esperimento MACRO. MACRO aveva come obiettivo

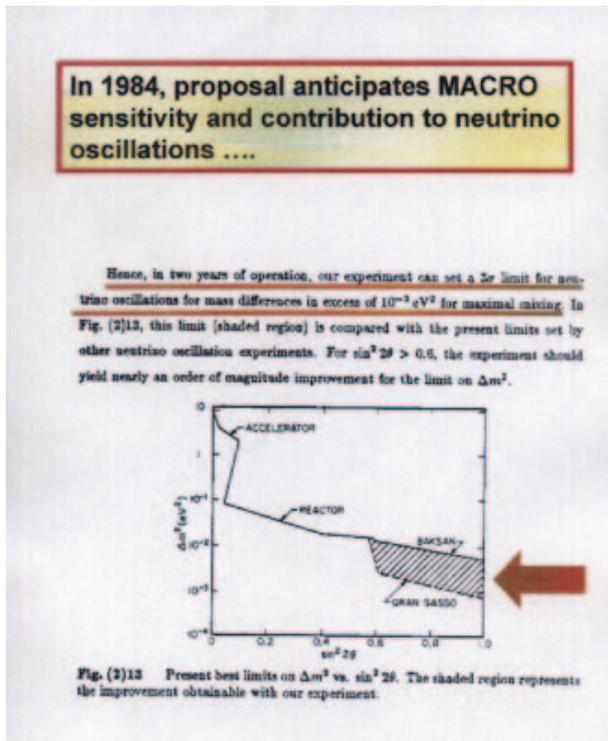


Figura 2: Pagina della proposta di MACRO del 1984 riportata da B. Barish nell'ultima riunione di MACRO del 21 gennaio 2010 al Gran Sasso. La regione tratteggiata rappresentava il risultato dello studio della sensibilità di MACRO nel 1984. Il segnale di oscillazione è stato trovato poi proprio in tale regione.

principale la ricerca dei monopoli magnetici previsti dalle teorie di Grande Unificazione. Però lo stesso apparato poteva rivelare neutrini atmosferici di tipo muonico. La rivelazione era basata sull'osservazione di muoni verso l'alto prodotti nella roccia sotto il rivelatore dai neutrini muonici. Il verso dei muoni era riconosciuto misurando i tempi in contatori a scintillazione. La ricerca delle oscillazioni di neutrino era un tema presente fin dagli inizi di MACRO. La Figura 2 contenuta nella proposta del 1984[11] mostra la regione dei parametri di oscillazione accessibile a MACRO. Tale regione includeva il valore dei parametri di oscillazione che conosciamo ora.

Il mio coinvolgimento nell'analisi dei neutrini fu in parte casuale, perché l'allora spokesman italiano, Enzo Iarocci, voleva sapere se il terzo piano di scintillatori, non ancora costruito, era realmente indispensabile in questo tipo di analisi. Iarocci mi chiese di occuparmene perché sapeva della mia esperienza in tempi di volo maturata in altri esperimenti.

Pochè MACRO era ancora in costruzione, si prendevano dati in condizioni instabili, e quindi si era molto prudenti nel fare affermazioni sul flusso dei neutrini. Però già all'epoca si notava un netto deficit di eventi particolarmente concentrato sulla verticale. Molti di noi ritenevano che potesse essere un fatto strumentale dovuto alla presa dati non stabile, oppure si pensava che potesse essere un effetto di laghi o caverne sotterranee (cosa poi smentita). Risultati preliminari basati su 45 eventi sulla neutrino astronomia furono presentati alla quinta conferenza "Neutrino Telescope" di Venezia del marzo 1993 [12].

In MACRO poi si coagulò un nucleo di persone dedicate a questo tipo di analisi. Al gruppetto storico costituito da Paolo Bernardini, Doug Michael, Antonio Surdo, Teresa Montaruli e Maurizio Spurio si aggiunsero in vari periodi Ed Diehl, Bob Nolty, Colin Okada, Eugenio Scapparone. Avevamo poi il supporto per la parte teorica di Paolo Lipari e Stanislav Mikheev. Questo fu il gruppetto di persone che in genere presentava i risultati di MACRO alle varie conferenze. Queste presentazioni erano spesso lasciate a noi perché c'era diffidenza sui risultati anche da parte degli altri componenti della collaborazione. Molti pensavano che gli effetti osservati fossero dovuti a efficienze fuori controllo.

Una presa dati più stabile, anche se solo con la sola parte inferiore dell'apparato, avvenne solo nel 1993 e risultati preliminari con una limitata statistica di 74 eventi furono pubblicati nel 1995 su Physics Letters[13]. Si osservò un numero di eventi pari al 73% di quello allora atteso e si confermò il deficit accentuato sulla direzione verticale. La combinazione della distorsione della distribuzione angolare e della riduzione del numero totale di eventi suggeriva un effetto di oscillazioni. Comunque, a causa della statistica limitata e dei risultati negativi di IMB riportati in figura 1, fummo molto (o troppo) prudenti nelle conclusioni. Nell'abstract infatti si diceva:

At the 90% confidence level, the data are consistent with no neutrino oscillations or some possible oscillation hypotheses with the parameters suggested by the Kamiokande contained-event analysis.

La frase era diplomatica perché, come già detto, questo risultato era in contrasto con quanto riportato non solo da IMB ma anche da BAKSAN e Kamiokande. Ricordo che Kamiokande dava

risultati contraddittori tra eventi contenuti ed eventi non contenuti.

Anche il progetto del fascio del CERN-Gran Sasso, ristagnava. L'allora direttore del laboratorio del Gran Sasso, Piero Monacelli, sollecitò con scarso successo la dirigenza del CERN e dell'INFN. Piero Monacelli sollecitò anche proposte di esperimento su un possibile fascio CNGS.

Un importante risultato sperimentale fu da noi pubblicato nel 1998 su *Astroparticle Physics* [14] dopo essere stato rifiutato da *Physics Review D* nel 1997. L'articolo era sull'osservazione di particelle cariche verso l'alto prodotte da muoni di alte energie in rivelatori sotterranei. Secondo noi l'articolo era molto importante perché avevamo scoperto un fondo nella ricerca di neutrini muonici verso l'alto di cui non avevano tenuto conto IMB e BAKSAN. Tale fondo dipendeva dall'intensità dei raggi cosmici e tale intensità in IMB e BAKSAN era molto maggiore che in MACRO a causa della profondità minore. Questo fondo, secondo noi, metteva in dubbio i risultati di IMB e BAKSAN ed in particolare quello riportato in figura 1. Forse questa affermazione molto forte, ma corretta, provocò il rigetto dell'articolo da parte di *Physics Review D*, e il nostro successivo invio alla rivista europea *Astroparticle Physics*.

Arriviamo adesso al 1998. L'autore di questa nota era stato designato già nel 1997 a parlare per conto di MACRO alla XVIII conferenza dei neutrini di Takayama del 4-9 Giugno 1998. Inoltre, Paolo Bernardini era stato designato a parlare al Vulcano workshop del 25-30 maggio 1998 che sarebbe avvenuto qualche giorno prima di Takayama.

Nel corso del 1997 e del 1998 la statistica di MACRO era aumentata, le analisi si erano raffinate, avevamo portato avanti ben tre analisi parallele e verificato che i risultati fossero compatibili. Una delle analisi usava un'elettronica alternativa per la misura dei tempi (il circuito PHRASE sviluppato a Pisa per la misura dei tempi). Avevamo anche risposto a una serie di quesiti posti da Barry Barish per verificare le efficienze dell'apparato a cui si associò Giorgio Giacomelli coprospesman della parte italiana. Avevamo trovato il motivo per cui IMB e BAKSAN davano risultati per noi errati. Insomma eravamo pronti a fare affermazioni più decise ed esplicite in favore della presenza di oscillazioni. L'unica perplessità che

avevamo era che la zona preferita dai dati di MACRO non corrispondeva a quella di Kamiokande (analisi successive di Kamiokande spostarono la zona preferita)

Con questo spirito ci presentammo alla riunione annuale di MACRO negli USA in cui in particolare si doveva discutere delle presentazioni alle conferenze estive: le prime erano il Vulcano workshop a Vulcano e la "neutrino 1998" in Giappone. La riunione si tenne il 18-20 aprile a Boston in coincidenza con la celebre maratona. La discussione sulla presentazione dei risultati dei neutrini fu molto accesa. C'è da tener presente che nel gruppo americano vi erano persone che avevano partecipato ad IMB e persone che partecipavano a SuperKamiokande. Inoltre stavano per essere pubblicati i risultati negativi di CHOOZ, un esperimento su reattore teso a verificare i risultati di Kamiokande supponendo che ci fossero oscillazioni con scomparsa degli anti-neutrini elettronici. CHOOZ, a cui partecipava un gruppo di MACRO, escludeva una delle possibilità di oscillazione, nulla potendo dire sull'altra possibilità (neutrino muone in neutrino tau), però contribuiva a generare un'atmosfera di scetticismo sulle oscillazioni.

Per tutti questi motivi, nonostante gli sforzi e la contrarietà della parte italiana del gruppo dei neutrini, si decise a maggioranza che nulla avrebbe dovuto dirsi in favore delle oscillazioni dei neutrini. In particolare non si sarebbe dovuto presentare il grafico della regione permessa dei parametri.

Non so sinceramente cosa avremmo presentato dopo la decisione negativa del gruppo MACRO. Probabilmente io avrei fatto la stessa presentazione che poi ho fatto, ma con altro spirito. Comunque la discussione avvenne in assenza per indisposizione di Barry Barish. Tra l'altro è l'unica volta che ho saputo di B. Barish indisposto. Per fortuna il giorno dopo, il 20 Aprile, Barish era di nuova in forma; venne alla riunione e si fece raccontare cosa era successo. Poi, rispettando i patti presi quando ci aveva chiesto di verificare le efficienze, intervenne con il suo fare deciso e convinse il gruppo americano a cambiare opinione.

La conferenza dei neutrini di Takayama del giugno 1998

La conferenza iniziò lunedì 4 giugno 1998. Si mormorò subito che ci sarebbe stato un grosso annuncio di Superkamiokande e quindi c'era grande attesa. Il primo giorno ci fu una sessione dedicata ai neutrini solari: nell'ordine in Homestake (esperimento con il cloro di Davis), poi Gallex, Sage e Superkamiokande.

È impressionante vedere come il deficit nel flusso dei neutrini rivelati fosse visto, sia pure in forme diverse, da tutti gli esperimenti sia quelli radio-chimici, che quello in acqua. Superkamiokande inoltre disponeva di migliaia di eventi con cui era possibile iniziare a studiare effetti piccoli come quello dovuto alla variazione della distanza terra-sole. Nell'intervento di J. Bahcall del pomeriggio sui flussi attesi dai calcoli dei neutrini solari si sottolineava il fatto che oramai si aveva un deficit con un effetto di 20 deviazioni standard. Molti si aspettavano già il lunedì il grosso annuncio ma non fu così.

Era chiaro quindi che ci sarebbero stati risultati ancora più importanti da parte di SuperKamiokande nel settore dei neutrini atmosferici. A tale argomento era dedicata la mattinata del 5 giugno. L'agenda prevedeva nell'ordine l'intervento di E. Peterson (Soudan2), F. Ronga (MACRO) e del premio Nobel 2015 T. Kajita (Kamiokande e Superkamiokande). L'agenda mi preoccupava perché sapevo che Superkamiokande era un esperimento di qualità molto superiore a MACRO, per cui era possibile che in caso di discrepanza si desse maggior credito ai dati di Superkamiokande e ci fosse una smentita immediata. Inoltre sapevamo che gli eventi contenuti di Kamiokande preferivano oscillazioni con un differenze di massa molto più grande di quello osservato da noi e quindi si poteva pensare che ciò fosse confermato nella presentazione di Kajita. Con trepidazione attesi quindi le conclusioni di Kajita.

Dopo la conferenza alcuni pensarono che la presentazione di MACRO fosse stata "aggiustata" sapendo quello che avrebbe detto Kajita. In realtà non fu così, perché le linee della presentazione erano state fissate nella riunione di Boston di aprile e la presentazione era simile a quella di Paolo Bernardini già avvenuta il pomeriggio del 29 maggio 1998. Il workshop di

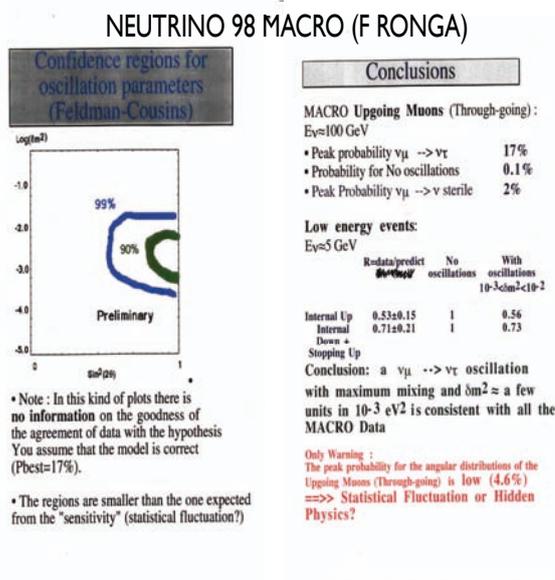


Figura 3: Trasparenze dalla presentazione di MACRO a "neutrino 1998". Le trasparenze sono ancora sul sito della conferenza <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/nu98/scan/index.html>. Trasparenze simili erano state già mostrate da Paolo Bernardini sei giorni prima al Vulcano workshop 1998

Vulcano aveva una partecipazione più limitata di quella di neutrino 1998 per cui la notizia non aveva raggiunto il grande pubblico. Si potrebbe perciò dire che il primo annuncio sulle oscillazioni di neutrino sia avvenuto il 29 maggio 1998 a Vulcano da parte di MACRO e non a Takayama.

La presentazione di SOUDAN2 confermava la mancanza dei neutrini muonici risolvendo finalmente la discrepanza ferro-acqua ma non concludeva nulla sulle oscillazioni. Della presentazione di MACRO riporto in figura 3 due trasparenze tra le più significative. La prima è il grafico della regione di confidenza che fa vedere che nel 1998 MACRO aveva un effetto superiore al 99% di livello di confidenza in favore di oscillazioni neutrino muone in neutrino tau e che la zona permessa non era molto diversa da quella di SuperKamiokande di figura 4. La seconda trasparenza di MACRO riporta tra le conclusioni che il neutrino sterile era sfavorito (c'era un fattore 8 tra le probabilità in neutrino tau e quella in neutrino sterile). Questa analisi era stata possibile grazie al lavoro di Paolo Lipari che da tempo si occupava del calcolo dell'effetto materia. Questi

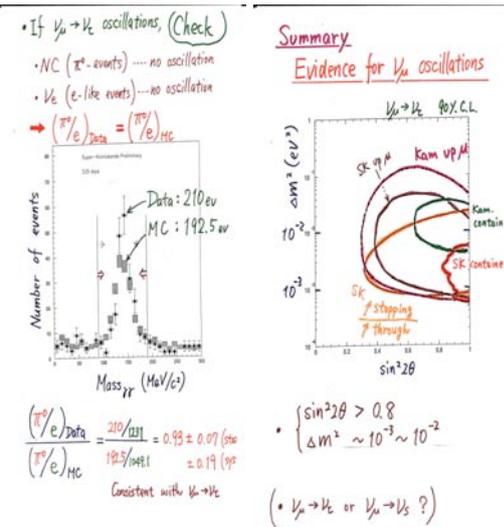


Figura 4: Trasparenze dalla presentazione di SuperKamioKANDE a neutrino 1998.

risultati furono pubblicati nei proceedings delle conferenze e ancora prima inviati il 29 Giugno 1998 a Phys Letters B [15].

Anche della presentazione di SuperKamioKANDE riporto nella figura 4 due trasparenze tra le più significative. La prima è quella relativa all'analisi per escludere il neutrino sterile con una studio della topologia degli eventi. La seconda è quella conclusiva con il famoso plot che viene ancora ricordato in tutto il mondo. La forza del risultato di SuperKamioKANDE stava nel fatto che le analisi con tipi diversi di eventi finalmente concordavano nel risultato. La curva arancione (stopping/through) sconfessava completamente il risultato di IMB di figura 1. Questi risultati furono subito pubblicati e risultano tra i più citati tra tutti gli esperimenti di fisica delle particelle [16]. Bisogna pure osservare che il risultato di SuperKamioKANDE contraddiceva in parte anche il risultato di Kamiokande (curva verde) ed era completamente in accordo con il risultato di MACRO in figura 3.

I giapponesi avevano organizzato una conferenza stampa per pubblicizzare questi risultati in tutto il mondo, cosa che avvenne con grande successo anche presso il grande pubblico. Il risultato di MACRO però scomparve nei comunicati stampa, e l'INFN fu colto di sprovvisa, nonostante gli sforzi di G. Giacomelli. Questo

in parte avvenne anche a causa tutti i dubbi e le perplessità che ho ricordato prima.

La conferenza continuò in tono un pò minore dopo questo avvenimento storico.

Ricordo solo il segnale, forse dovuto a neutrini sterili, dell'esperimento LSND perché ebbe una grossa importanza nel dibattito europeo ed italiano e nell'approvazione del fascio dal CERN al Gran Sasso. Ci fu una proposta per un fascio di neutrini su piccola distanza al CERN per la verifica di LSND, ma tale proposta non fu approvata. L'effetto di LSND è tuttora in parte non spiegato nonostante esperimenti dedicati a Fermilab negli USA.

Un effetto negativo di tale dibattito furono gli ulteriori ritardi nell'approvazione del CNGS. Ci furono anche altre proposte alternative come quella del fascio dal CERN ai monti del massiccio dello JURA su distanze dell'ordine dei 17 Km. Tra i ricercatori del Gran Sasso, in un ambiente sicuramente più difficile di quello di un grande laboratorio come il CERN, circolava una battuta cattiva. La battuta era che queste proposte erano tutte di tipo DIRAC ("Devo Immaneabilmente Restare Al Cern"). Forse queste considerazioni di tipo sociale, oltre ad un problema di costi, spinsero a non costruire per il CNGS un rivelatore di neutrini vicino localizzato al CERN: tale rivelatore avrebbe ampliato le possibilità del fascio permettendo un confronto tra misure vicino/lontano. Però si temeva forse che il rivelatore vicino assorbisse la maggiore parte degli interessi. Alla fine il fascio fu approvato nel dicembre 1999 con il programma scientifico della misura dell'apparizione dei neutrini tau con gli esperimenti ICARUS ed OPERA. In tale ricerca non vi era bisogno del rivelatore vicino.

Conclusioni

Il 1998 fu un punto di svolta perché convinse definitivamente la comunità dei fisici delle particelle elementari dopo quasi 30 anni dalle prime indicazioni delle oscillazioni di neutrino. Dopo di allora furono proposti, approvati e costruiti molti esperimenti. Il settore si velocizzò, nonostante le interazioni deboli.

Siamo oramai alla terza generazione di esperimenti sulle oscillazioni di neutrino e la matrice delle oscillazioni è misurata tutta, tranne un

parametro. Resta un rimpianto personale come italiano ed europeo: la non completa valorizzazione dei risultati ottenuti da MACRO al Gran Sasso, la divisione della comunità dei fisici dei neutrini in Europa sui programmi scientifici e l'ostilità di parte della comunità dei fisici di particelle. Come esempio di questi problemi ricordo che quando ci furono problemi finanziari per la costruzione di LHC una delle azioni per ridurre le spese al CERN fu la chiusura del piccolissimo gruppo del CERN che lavorava su OPERA. Questo fu sicuramente un segnale psicologicamente molto negativo per la collaborazione OPERA e per la comunità europea.

Il comportamento dei Giapponesi fu completamente diverso. Avevano approvato con determinazione il primo fascio di neutrini su lunga distanza (K2K) ben prima del 1998, credendo in questo tipo di fisica fin dall'inizio, nonostante tutti i dubbi elencati in questa nota. Per cui il recente Nobel del 2015 stato più che meritato.

Dopo la fine della presa dati con il CNCS, oggi in Europa non si fa più fisica dei neutrini con fasci di particelle, nè a piccola nè a grande distanza. Forse questo è corretto da un punto di vista di divisione dei compiti a livello mondiale, ma lascia un pò di amaro. Per fortuna in Italia continua al Gran Sasso la fisica dei neutrini senza acceleratori con BOREX (neutrini dal sole e da sorgente), CUORE e GERDA (massa dei neutrini, e neutrini di Majorana).



- [1] R. DAVIS, JR., D. S. HARMER AND K. C. HOFFMAN: "Search for neutrinos from the sun", *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 1205.
- [2] L. WOLFENSTEIN: "Neutrino Oscillations in Matter", *Phys. Rev. D* **17** (1978) 2369.
- [3] S. P. MIKHEEV AND A. Y. SMIRNOV: "Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos", *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** (1985) 913. [*Yad. Fiz.* **42**, 1441 (1985)].
- [4] J. R. ELLIS, J. L. LOPEZ AND D. V. NANOPOULOS: "The Prospects for CHORUS and NOMAD in the light of COBE and GALLEX", *Phys. Lett. B* **292** (1992) 189. [*hep-ph/9207237*].
- [5] G. L. FOGLI, E. LISI AND D. MONTANINO: "A comprehensive analysis of solar, atmospheric, accelerator and reactor neutrino experiments in a hierarchical three generation scheme", *Phys. Rev. D* **49** (1994) 3626.
- [6] H. H. CHEN, W. R. KROPP, H. W. SOBEL AND F. REINES: "Muons produced by atmospheric neutrinos: Analysis", *Phys. Rev. D* **4** (1971) 99.
- [7] T. J. HAINES *et al.*: "Calculation of Atmospheric Neutrino Induced Backgrounds in a Nucleon Decay Search", *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 1986.
- [8] R. BECKER-SZENDY *et al.*: "A Search for muon-neutrino oscillations with the IMB detector", *Phys. Rev. Lett.* **69** (1992) 1010.
- [9] A. ZICHICHI "The Gran Sasso Project", in G. Ciapetti, F. Masas and S. Stipcich eds. *Physics and astrophysics with a multi kiloton modular detector underground track detector GUD workshop Rome 29-31 October 1981*, A. Zichichi "Perspective of underground Physics the Gran Sasso project" CERN EP 88-28
- [10] C. Rubbia, "The Renaissance of experimental neutrino physics", In *Madrid 1992, Proceedings, Perspectives on high energy physics and cosmology* 20-89, and CERN Geneva - CERN-PPE-93-008 (93/01.rec.Mar.) 36 p
- [11] "Proposal for a large area detector dedicated to monopole search, astrophysics and cosmic ray physics at the Gran Sasso Laboratory", Bari Bologna Caltech CERN Drexel Frascati Indiana Michigan Pisa Roma Texas AM Torino Virginia Tech. Collaboration Caltech-Frascati 1984
- [12] F. RONGA [MACRO Collaboration], "High-energy neutrinos in the MACRO experiment", In *Venice 1993, Neutrino telescopes*, 285-297
- [13] S. P. AHLEN *et al.* [MACRO COLLABORATION]: "Atmospheric neutrino flux measurement using upgoing muons", *Phys. Lett. B* **357** (1995) 481.
- [14] M. AMBROSIO *et al.* [MACRO COLLABORATION]: "The Observation of upgoing charged particles produced by high-energy muons in underground detectors", *Astropart. Phys.* **9** (1998) 105. [*hep-ex/9807032*].
- [15] P. BERNARDINI [MACRO Collaboration], "Measurement of the atmospheric neutrino induced muon flux with the MACRO detector", *hep-ex/9809003*. F. RONGA *et al.* [MACRO Collaboration], "Atmospheric neutrino induced muons in the MACRO detector" *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77** (1999) 117. [*hep-ex/9810008*]. M. AMBROSIO *et al.* [MACRO Collaboration], "Measurement of the atmospheric neutrino induced upgoing muon flux using MACRO", *Phys. Lett. B* **434** (1998) 451. [*hep-ex/9807005*].
- [16] T. KAJITA [Super-Kamiokande and Kamiokande Collaborations], "Atmospheric neutrino results from Super-Kamiokande and Kamiokande: Evidence for neutrino(mu) oscillations", *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **77** (1999) 123. [*hep-ex/9810001*]. Y. FUKUDA *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos", *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1562. [*hep-ex/9807003*].



Francesco Ronga: Già dirigente di ricerca presso i Laboratori INFN di Frascati, è un fisico sperimentale. Ha lavorato all'anello di accumulazione ADONE a Frascati e agli esperimenti PEP14 e MAC a Stanford, contribuendo alla scoperta della particella J/PSI. È stato responsabile dell'acquisizione dati e dell'analisi sui neutrini atmosferici nell'esperimento MACRO al Gran Sasso. Si è interessato anche di onde gravitazionali, arrivando a rivelare gli effetti dei raggi cosmici sulle barre risonanti. È stato presidente della Commissione Scientifica Nazionale II dell'INFN ed è autore di oltre 300 pubblicazioni su riviste internazionali.

La domanda di Majorana

Francesco Vissani

Gran Sasso Science Institute e Laboratori Nazionali del Gran Sasso - INFN, L'Aquila

Lo studio delle particelle elementari è stato una continua fonte di sorprese e questo è particolarmente vero per i neutrini. L'unica prova sperimentale che abbiamo dell'esistenza di nuova fisica, non ancora completamente compresa, è il fatto che essi abbiano massa. Ciononostante, alcune delle più antiche domande su queste particelle restano ancora senza risposta, come quella proposta da Ettore Majorana sulla natura della massa dei neutrini. In questo saggio, ci proponiamo di chiarire il senso di questa domanda. Offriremo un sommario dei risultati parziali ottenuti, illustrando gli sviluppi in corso e discutendo cosa manca per giungere alla risposta.

Elettroni, positroni, fotoni

Lo studio dell'atomo e dei suoi componenti ha portato alla formulazione della *elettrodinamica quantistica*, una teoria che descrive con impressionante accuratezza le interazioni tra luce e materia, e che si fonda sui principi della relatività e della teoria dei quanti. Vorremmo iniziare questo saggio richiamando alcuni aspetti di questa teoria che erano noti ad Ettore Majorana e che fornirono spunti per le sue ricerche.

Le particelle minime di materia note come elettroni e con carica negativa si legano intorno ai piccoli e pesanti nuclei di carica positiva e spiegano la struttura dell'atomo, i suoi comportamenti e le trasformazioni chimiche. Inoltre, come mo-

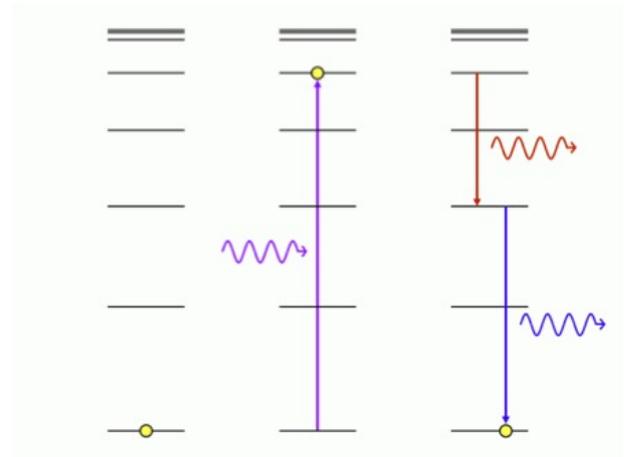


Figura 1: Un elettrone atomico assorbe un fotone con energia E (linea ondulata viola) e va in un livello eccitato. Poi, l'elettrone torna allo stato iniziale emettendo due fotoni con energie $E_1 + E_2 = E$. In altre parole, l'energia si conserva ma il numero dei fotoni può variare.

strato da Einstein, anche la luce è composta da particelle elementari dette fotoni.

La prima importante annotazione è che il numero di fotoni *non* è soggetto ad una legge di conservazione. Per esempio, esso può variare in una transizione atomica, come illustrato in Fig. 1.

Per gli elettroni è diverso. Nelle trasformazioni chimiche il loro numero è fissato. Se abbiamo una reazione con energie varie volte più grandi della massa dell'elettrone, come quella mostrata in Fig. 2, l'energia si può convertire in materia. In questo modo si possono produrre nuovi elettroni, ma sempre in associazione con positroni (e cioè antielettroni) che hanno carica opposta. Così, la carica elettrica si conserva, e proprio per questo, il numero *netto* di elettroni non cambia mai.

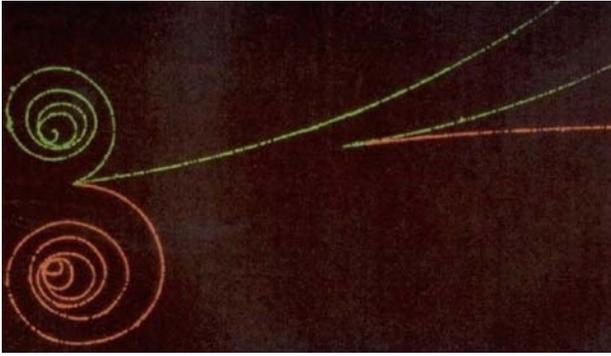


Figura 2: Tracce lasciate in una camera a bolle da elettroni (evidenziati in verde) e positroni (in rosso). La presenza di un campo magnetico permette la misura della carica elettrica. I fotoni che causano le reazioni entrano da sinistra ma non avendo carica elettrica non causano tracce.

Nella elettrodinamica quantistica, la legge di conservazione della carica corrisponde ad un principio di invarianza. Per il lettore interessato ai dettagli, menzioniamo qualche aspetto di questa connessione.

La possibilità che il numero di particelle cambi è descritta introducendo il concetto di campo quantizzato. Nella teoria di Dirac dell'elettrone, ne esiste uno per l'elettrone ed uno per il fotone; essi sono denotati di solito con Ψ ed A_μ .

I due campi differiscono per vari aspetti, inclusi il fatto che il primo è intrinsecamente complesso mentre il secondo è invece reale.¹ Questo significa che Ψ descrive una transizione in cui un elettrone scompare oppure un antielettrone appare. Invece il campo del fotone è neutro, e non c'è niente che distingua il fotone dall'antifotone: essi sono proprio la stessa particella.

Il principio di invarianza che corrisponde alla carica elettrica afferma che nessuna quantità osservabile varia quando trasformiamo $\Psi' = e^{i\alpha Q} \Psi$, dove $Q = -1$ è la carica elementare dell'elettrone ed α un parametro reale. Per questo, la teoria non permette che un nuovo elettrone appaia (o scompaia) da solo, ma richiede che esso sia accompagnato da un un positrone. Il numero netto di elettroni è vincolato dal principio di invarianza, che non vincola invece quello di fotoni. Infatti, il campo del fotone non si trasforma affatto, o come direbbe un matematico, si deve

¹Questo corrisponde a ben noti fatti formali: nella meccanica quantistica la funzione d'onda di Schrödinger è complessa, mentre nella teoria di Maxwell il campo elettrico o quello magnetico sono funzioni reali.

Reazioni tra particelle elementari

In Fig. 2 mostriamo 2 reazioni in cui si forma una coppia elettrone positrone. Nella prima, un elettrone atomico viene urtato, come schematizzato dalla formula

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

Nella seconda, l'urto coinvolge un fotone del campo del nucleo atomico γ^* :

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

Dal punto di vista della conservazione della carica elettrica, il cui valore elementare è -1 , queste reazioni corrispondono alle identità algebriche $0 - 1 = -1 - 1 + 1$ e $0 + 0 = -1 + 1$, che mostrano come la carica elettrica sia conservata.

trasformare con $Q = 0$, proprio perché il campo A_μ è reale.

Altre particelle neutre

Lo studio del nucleo dell'atomo e delle reazioni di alta energia, permise, fin dall'inizio degli anni '30 del secolo scorso, di scoprire nuove particelle. Tra queste, due di esse risultarono neutre, e cioè senza carica elettrica. La prima è il neutrone, che pesa appena di più del protone e con esso costituisce i nuclei dell'atomo. La seconda è il neutrino, che venne scoperto in modo piuttosto particolare.

In certe trasformazioni nucleari vengono emessi elettroni, detti raggi β secondo la terminologia di Rutherford. Si pensava che fossero descritte da:

$$(A, Z) \xrightarrow{?} (A, Z + 1) + e^-$$

siccome la carica del nucleo deve aumentare di una unità per lasciare la carica elettrica invariata. I fisici si aspettavano che l'energia cinetica T dell'elettrone emesso fosse semplicemente fissata dalle masse degli atomi iniziali e finali, secondo la legge $T = (M_{iniziale} - M_{finale})c^2$. Ma sin dagli anni '20 si sapeva che la precedente predizione indica solo il valore massimo di T che può prendere tutti i valori possibili fino a zero.

Fu Pauli ad ipotizzare che, in questi decadimenti β , fosse emessa anche una particella neutra che porta via l'eccesso di energia. Era proprio

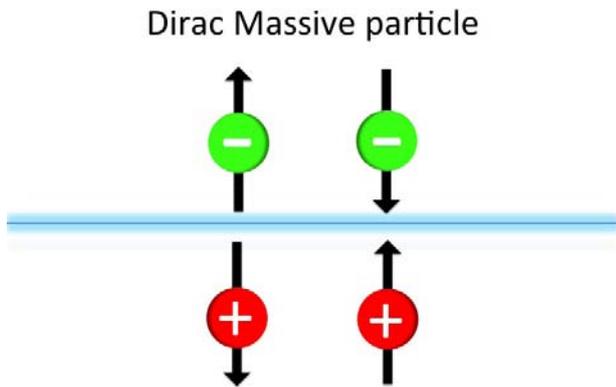


Figura 3: Una particella di Dirac ha due stati di spin. Assieme ad essa esiste la sua antiparticella, che per definizione ha carica opposta. Il caso tipico è quello dell'elettrone.

il neutrino, che come supposto da Pauli aveva solo piccolissime interazioni con la materia ordinaria (preciseremo nel seguito il concetto e la distinzione tra neutrini ed antineutrini). Tre anni dopo, grazie a Fermi, le interazioni di queste particelle vennero quantificate e nel 1956 si riuscì ad osservarle in laboratorio.

La domanda di Majorana

L'esistenza di particelle neutre solleva una domanda sulla loro natura. Possono essere considerate affini al fotone, particella non solo neutra ma addirittura identica alla propria antiparticella, o viceversa, vanno assimilate all'elettrone, di modo che il neutrino e l'antineutrino sono due particelle distinte da qualche ipotetica 'carica'?

Per chiarezza di esposizione, mostriamo in Fig. 3 quali particelle corrispondono ad un campo della teoria di Dirac. Usiamo delle trottole proprio come si fa nei corsi elementari di chimica per raffigurare gli elettroni. Una particella di Majorana è in un certo senso più semplice; essa coincide con la propria antiparticella, come mostrato in Fig. 4. Notiamo che sia nel caso di Dirac che in quello di Majorana, stiamo considerando delle particelle a riposo.

In questo saggio chiameremo *particelle di materia* quelle come l'elettrone, i neutrini, i protoni e i neutroni o i quarks. Esse sono collettivamente chiamate fermioni, essendo soggette alla statistica di Fermi-Dirac, che generalizza il principio di

Majorana Massive Particle

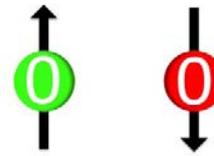


Figura 4: Anche una particella di Majorana ha due stati di spin, ma essa coincide con la propria antiparticella e perciò non ha alcuna carica. In questo, somiglia ad un fotone.

esclusione a cui obbediscono gli elettroni. Per contrasto, particelle come il fotone, il gluone, le particelle W e Z o la particella di Higgs sono soggette alla statistica di Bose-Einstein, e vengono chiamate bosoni.

In termini formali, e considerando la precedente discussione, la domanda di Majorana non è altro che

una ipotesi sulla natura della massa delle particelle neutre di materia.

Si noti che abbiamo dato per scontato che stiamo parlando di particelle dotate di massa, in quanto abbiamo introdotto i concetti di particella di Dirac o di Majorana proprio utilizzando il sistema di riferimento a riposo delle particelle stesse.

Majorana avanzò la sua ipotesi in termini molto generali: proprio come ogni numero complesso può essere scritto come parte reale e parte immaginaria, ogni campo di materia può essere decomposto formalmente in due campi di Majorana. (In termini formali, è corretto asserire che il campo di Majorana è reale, proprio come quello del fotone.)

Ma il caso più interessante è quello in cui un solo campo di Majorana descrive completamente una particella. Siccome questo è possibile soltanto per particelle neutre, originariamente si speculò sul neutrone e sul neutrino. Ma come notato da Racah, neutrone e antineutrone hanno momento magnetico uguale ed opposto; questo richiede che siano descritte dalla teoria di Dirac,



Figura 5: Quando le energie cinetiche dei leptoni neutri (neutrini o antineutrini che siano) sono molto maggiori delle loro masse, essi sono più facilmente osservabili. In questo regime, gli esperimenti mostrano che gli stati con spin antiparallelo o parallelo alla direzione del moto interagiscono in modo differente e producono rispettivamente leptoni negativi o positivi. Questo permette di definire, in questo regime, cosa sia un neutrino e cosa un antineutrino.

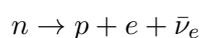
in prima approssimazione almeno ². Per questa ragione, la principale particella di materia candidata a soddisfare l'ipotesi di Majorana è proprio l'elusivo neutrino.

Cosa sappiamo sui neutrini

Dalla scoperta dei neutrini ad oggi, il senso della domanda posta da Majorana è stato sempre più precisato. Per capire come, iniziamo richiamando le principali cose che abbiamo imparato sui neutrini. Discuteremo certe particolarità delle loro interazioni ed i convincenti indizi che queste particelle siano dotate di massa.

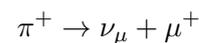
I tre tipi di neutrini Siamo certi che esistono tre tipi diversi di neutrini. Ognuno di essi è associato ai rispettivi leptoni carichi e, μ, τ che vengono prodotti nelle interazioni di neutrini o nei decadimenti. Per questo spesso vengono chiamati leptoni neutri e sono denominati ν_e, ν_μ, ν_τ .

Consideriamo per esempio il decadimento del neutrone



²Non possiamo escludere che neutroni ed antineutroni si mescolino tra di loro in piccola misura. In questo caso gli stati di massa definita sarebbero descritti dalla teoria di Majorana.

o un altro decadimento tipico come quello delle particelle dette pioni con cui si producono fasci di neutrini negli acceleratori,



Da quanto ne sappiamo, il primo decadimento dà sempre e solo leptoni neutri ν_e , il secondo sempre e solo leptoni neutri ν_μ ; sulla distinzione tra neutrini ed antineutrini, si veda la sezione immediatamente successiva.

Peculiari interazioni e conseguenze Passiamo a parlare delle interazioni di neutrino. Una prima proprietà, nota sin dai tempi di Fermi, è che all'aumentare della energia i neutrini interagiscono sempre di più. Questo ha come conseguenza pratica che, più grande è l'energia dei neutrini, più facile è osservarli. Allo stesso tempo, gli effetti più evidenti delle masse dei neutrini sono viepiù trascurabili in questo regime.

Quando le masse dei neutrini sono piccole rispetto alla loro energia cinetica, emerge una seconda e davvero sorprendente proprietà delle interazioni: le particelle con spin parallelo alla direzione del moto interagiscono producendo leptoni carichi positivi, mentre quelle con spin antiparallelo interagiscono producendo leptoni carichi negativi, come mostrato in Fig. 5. Pertanto, nel caso di particelle in moto veloce, è possibile definire i primi come antineutrini ed i secon-

di come neutrini, indipendentemente da quale sia la natura della loro massa. Questo spiega la scelta dei colori usati per denotare gli stati di particella in Fig 4, analoga a quella di Fig. 3.

Questo implica che, nel caso di Dirac, lo stato di neutrino con spin parallelo al suo moto e l'antineutrino con spin antiparallelo al suo moto non producono alcun leptone, nè positivo nè negativo. Si parla in questo caso di stati sterili. Il punto è ulteriormente illustrato per mezzo dell'esperimento concettuale di Fig. 6. Notiamo *en passant* che l'universo stesso funge da sorgente e quindi, a seguito della sua espansione, da rallentatore di neutrini: si sta valutando la possibilità di condurre esperimenti reali seguendo queste idee generali.

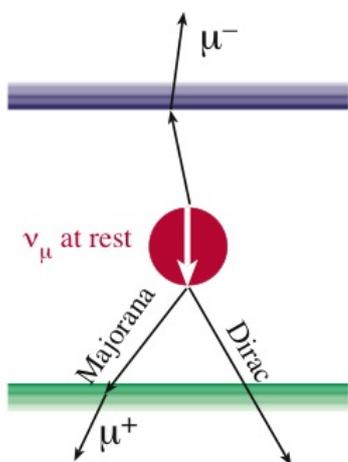


Figura 6: In una stanza, abbiamo neutrini ν_μ con spin orientati in basso. Accelerandoli verso il soffitto produrranno μ^- . Accelerandoli verso il pavimento daranno μ^+ se sono particelle di Majorana ma se sono di Dirac non interagiranno.

Cariche leptoniche conservate – o no? In tutte le reazioni che sono state investigate, usando particelle che si muovono molto velocemente, si è visto che la somma del numero di leptoni carichi e neutri resta sempre la stessa. Si può tenere conto di questo fatto postulando l'esistenza di una carica leptonica conservata. Ma come abbiamo precedentemente osservato, non è possibile dare una definizione di neutrini ed antineutrini che sia valida in tutti i sistemi di riferimento, se le particelle sono di Majorana.

Diciamolo più precisamente. Se i leptoni neutrini avessero quel tipo di massa ipotizzato da Dirac (o se non l'avessero proprio) neutrini ed an-

Ricerche dirette di massa dei neutrini

VELOCITÀ DEI NEUTRINI: Dalle osservazioni della supernova 1987A abbiamo desunto che la massa sia inferiore a 5.8 eV.

SPETTRO β : Si misurano gli elettroni corrispondenti a neutrini con piccola energia cinetica. Mainz e Troitsk hanno ottenuto un limite superiore di 2 eV.

COSMOLOGIA: i neutrini sono prodotti nei primi istanti di vita dell'universo, e quando il fondo cosmico di radiazione diventa visibile, la loro temperatura è circa 0.2 eV. I limiti sulle masse sono inferiori a 0.1 eV.

tineutrini sarebbero ben distinti. Se invece essi possedessero il tipo di massa postulato da Majorana, la distinzione non avrebbe validità assoluta e dovrebbero esistere processi in cui la carica leptonica viene violata, come discuteremo meglio dopo. Pertanto, la questione della conservazione (o meno) della carica leptonica merita i più accurati esami sperimentali.

Evidenze che i neutrini hanno massa I tentativi più diretti di misurare la massa dei neutrini non sono stati ancora coronati da successo. I metodi noti sono tre e sono illustrati nel riquadro. Solo un quarto metodo, piuttosto indiretto ma estremamente sensibile, ha fornito evidenze convincenti che le masse non siano zero.

Questo metodo sfrutta la natura ondulatoria dei neutrini. Per capire i principi su cui è basato, partiamo dall'analogia tra neutrini e luce. Come è noto, un raggio di luce che si propaga in una data direzione ha due possibili stati di polarizzazione ortogonali alla direzione del moto. Possiamo produrre luce polarizzata in una certa direzione con un filtro detto polarimetro. Ma se poi (con un secondo filtro) cerchiamo di polarizzare ulteriormente la luce nella direzione ortogonale alla prima, non troviamo niente: la luce viene assorbita del tutto. Questo permette di concludere che i due stati di polarizzazione sono tanto diversi quanto un neutrino ν_e ed uno ν_μ . D'altro canto, è possibile trasformare uno stato di polarizzazione nell'altro per mezzo di

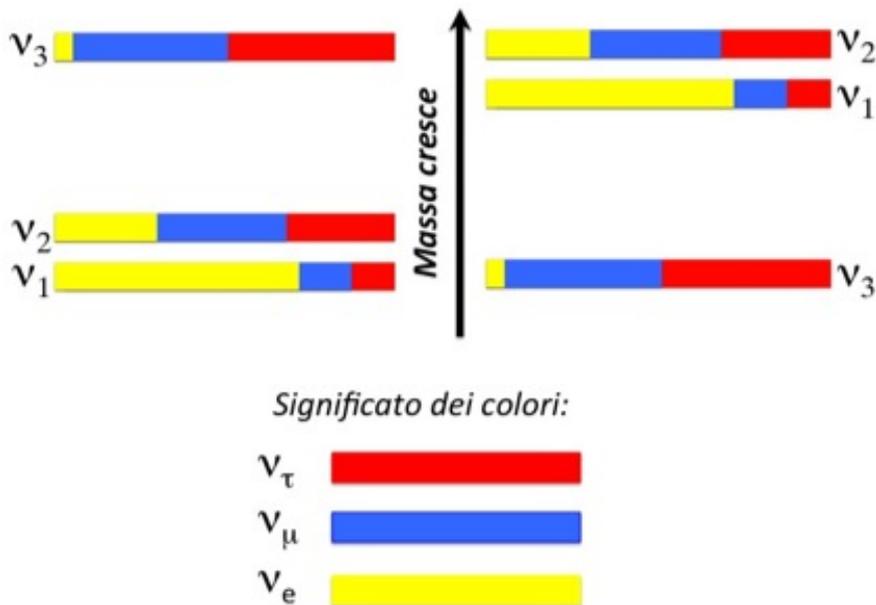


Figura 7: Conosciamo la distribuzione tra i tre stati di massa ν_1, ν_2, ν_3 del neutrino elettronico ν_e (in giallo) che è la cosa che ci interessa di più per la discussione. Abbiamo misurato le differenze di masse quadre, ma non la massa del neutrino più leggero: stando solo alle informazioni empiriche, su base speculativa, essa potrebbe essere relativamente grande. Non sappiamo ancora se lo spettro di massa dei neutrini somigli a quello dei fermioni carichi (il caso illustrato in alto a sinistra, detto spettro normale), oppure no (il caso illustrato in alto a destra, detto spettro inverso).

particolari cristalli, che hanno la caratteristica di propagare i due stati di polarizzazione con velocità differenti. A questo punto ci chiediamo, è possibile che qualcosa del genere avvenga per i neutrini?

Consideriamo un neutrino di tipo ν_μ prodotto in un decadimento. Assumiamo che questo neutrino sia uno stato composito (o come si dice in meccanica quantistica, *sovrapposto*) di più neutrini con masse m_i , con $i = 1, 2, 3$. Le loro funzioni d'onda oscillano con frequenze f_i , proporzionali alle loro energie.³ Siccome le masse sono diverse, energie e frequenze sono diverse: dunque le funzioni d'onda delle tre componenti non oscillano in fase. Per questo, con lo scorrere del tempo, un neutrino di tipo ν_μ non resta uguale a se stesso, ma acquista una certa probabilità di diventare ν_e o ν_τ . Si parla in gergo di *oscillazioni di neutrino* o anche, forse più precisamente, di trasformazioni di neutrino.

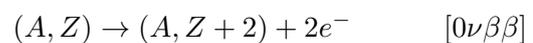
Esperimenti di neutrini dal sole, dalla atmosfera terrestre, da reattori e da fasci artificiali hanno permesso la verifica di queste idee proposte da Pontecorvo. In questo modo abbiamo imparato molto sulle masse dei neutrini: si veda la Fig. 7 per un sommario delle informazioni disponibili.

Non conosciamo ancora la massa del neutrino più leggero e dobbiamo ancora dirimere una im-

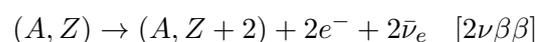
barazzante ambiguità sul tipo di spettro di massa. I due spettri, compatibili con le informazioni sperimentali oggi disponibili, sono detti *normale* e *inverso*. Ma certo, le evidenze che i neutrini abbiano massa rendono urgente capire quale tipo di massa essi abbiano: se quello suggerito da Dirac, o quello suggerito da Majorana.

Alla ricerca della creazione di elettroni

Da più di 70 anni, gli studiosi delle particelle elementari sono alla ricerca di una ipotetica transizione nucleare, che, se osservata, fornirebbe una risposta alla domanda di Majorana. Si tratta della seguente reazione, nella quale un nucleo atomico si trasforma aumentando la sua carica di due unità ed emettendo due elettroni,



Questa reazione viene detta in gergo *doppio decadimento β senza emissione di neutrini* e indicata per brevità con la sigla $0\nu\beta\beta$. Essa può essere messa in contrasto con un'altra reazione, sua analoga,



detta in gergo *doppio decadimento β con emissione di neutrini*, indicata come $2\nu\beta\beta$. Mentre la seconda reazione è stata osservata per vari nuclei,

³Vale $E_i = hf_i$, dove h è la costante di Planck e dove $E_i = \sqrt{(pc)^2 + (m_i c^2)^2}$, secondo Einstein; p è l'impulso del neutrino e c la velocità della luce.

Doppio decadimento β senza neutrini = trasformazione nucleare con creazione di elettroni

Quando si parla di raggi β per riferirsi all'emissione di elettroni ci si conforma alla terminologia usata da Rutherford ma si paga un pesante prezzo alla chiarezza di esposizione: gli elettroni sono noti a tutti mentre i raggi β fanno parte del gergo specialistico.

Inoltre, parlare di *doppio decadimento β senza neutrini* significa definire un processo per l'assenza di qualcosa, che non aiuta di certo un profano a capire di cosa si sta parlando.

In aggiunta a questo, la denominazione tradizionale tende a nascondere il fatto che non stiamo ragionando di un processo tra i tanti, ma, piuttosto, di uno in cui avviene creazione di elettroni. In altre parole, questo processo nucleare ci offre la possibilità di indagare sperimentalmente l'origine della materia. Non è cosa da poco: a fronte delle numerosissime speculazioni teoriche su di questa tematica, non si dispone ancora di alcuna informazione solida a riguardo.

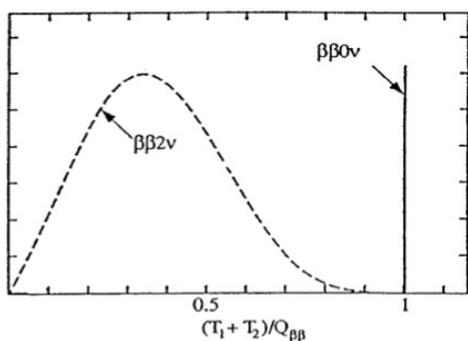


Figura 8: Illustrazione degli spettri energetici attesi nei due tipi di doppio decadimento β . Nell'asse orizzontale viene riportata la somma delle energie cinetiche T_i degli elettroni, divisa per l'energia massima disponibile nel decadimento, $Q_{\beta\beta}$, pari alla differenza tra la massa atomica della specie chimica iniziale e quella finale.

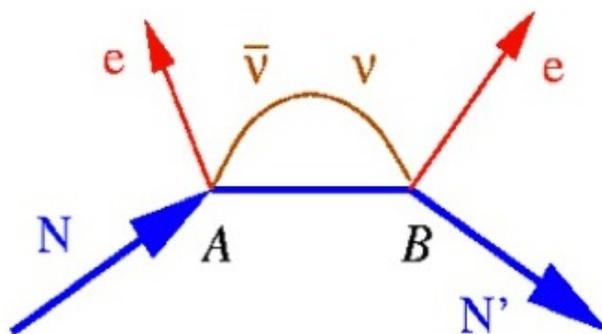


Figura 9: Diagramma di Feynman che mostra come la massa di Majorana dia luogo al decadimento doppio β senza emissione di neutrini.

la prima non è stata ancora osservata. La sua caratteristica saliente, utilizzata nella ricerca sperimentale, è che i due elettroni portano via la massima energia disponibile, come mostrato in Fig. 8.

Passiamo adesso a delineare la connessione di questo processo con la domanda di Majorana. Un comodo ausilio per questo scopo è il diagramma di Fig. 9, detto diagramma di Feynman. Esso mostra come la presenza di una massa di Majorana implichi l'esistenza della transizione nucleare $0\nu\beta\beta$ che stiamo discutendo. Vediamo un po' meglio il suo significato. Le linee blu in Fig. 9 descrivono il nucleo iniziale N di carica Z che si trasforma nel nucleo finale N' di carica $Z + 2$, dopo essere diventato, nel tratto compreso tra i vertici A e B , un nucleo di carica $Z + 1$. In conformità alla teoria di Fermi, nei vertici vengono

emessi elettroni (raggi β) e leptoni neutri ν_e , ma questi ultimi si 'annichilano'. Questo è possibile solo se la massa dei neutrini è del tipo di Majorana, che implica che neutrini ed antineutrini siano lo stesso tipo di particella. In questa situazione il neutrino emesso in A è riassorbito in B .

Numerosi esperimenti hanno contribuito alla ricerca del doppio decadimento β senza neutrini. I progressi maggiori sono stati ottenuti con esperimenti basati su cristalli di germanio (Heidelberg-Moscow, IGEX, GERDA) e sul gas nobile xenon (KamLAND-Zen, EXO-200). Essi hanno mostrato come le vite medie del decadimento eccedano la ragguardevole cifra di 10^{25} anni. Nuovi esperimenti sono prossimi ad entrare in funzione. Due di quelli ospitati dai Laboratori Nazionali del Gran Sasso sembrano molto promettenti: CUORE (Fig. 10) basato su cristalli di ossido di tellurio, e GERDA, basato sul decadimento del nucleo di germanio, che ha già preso dati e sta entrando in una seconda fase operativa.



Figura 10: Il criostato dell'esperimento CUORE.

Si sta iniziando a ragionare di una prossima generazione di esperimenti, che utilizzi rivelatori ancora più grandi e sensibili.

Quanto alle predizioni delle vite medie, ci sono due tipi di ostacoli. Per prima cosa, non conosciamo ancora con precisione le masse dei neutrini e quindi non possiamo predire con sicurezza il valore del parametro $m_{\beta\beta}$, proporzionale all'ampiezza di decadimento. Inoltre, è vero che la dinamica a livello di neutrini è ben compresa, ma i nuclei atomici sono oggetti complessi, ed una loro descrizione accurata è difficile. Ne discuteremo nella prossima sezione.

Un contesto in evoluzione

Negli ultimi anni, sono emerse nuove importanti informazioni dalla cosmologia e dalla fisica nucleare teorica che testimoniano la vivacità e la natura multidisciplinare di questo tipo di ricerche. Ne parliamo qui sotto, mettendo in luce le implicazioni sulla interpretazione del doppio decadimento β senza emissione di neutrini.

Il parametro $m_{\beta\beta}$

La transizione $0\nu\beta\beta$ avviene se i neutrini hanno massa di Majorana diversa da zero. Quello che conta è la massa del neutrino elettronico $m_{\beta\beta}$ (o per la precisione, il valore assoluto dell'elemento della matrice di massa dei neutrini elettronici). Il suo valore viene calcolato come somma delle masse dei singoli neutrini m_i , pesata con la matrice di mescolamento del neutrino elettronico U_{ei}

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right|.$$

La vita media del decadimento $0\nu\beta\beta$ è inversamente proporzionale ad $m_{\beta\beta}^2$.

Impatto della cosmologia I neutrini hanno un ruolo importante in astrofisica e cosmologia. Per illustrare questo, ricordiamo che il tasso di espansione dell'universo dipende dal numero di specie di neutrini. Esso ha un impatto sulle abbondanze cosmologiche degli elementi leggeri (che vengono fissate nei primi secondi di vita dell'universo) e anche sulla distribuzione delle perturbazioni di temperatura del fondo di radiazione cosmica (che viene fissata quando l'universo ha varie centinaia di migliaia di anni). Entrambe le osservazioni sono compatibili con l'ipotesi che solo i tre neutrini noti contribuiscano all'espansione dell'universo.

Ancora più importante per quanto segue è il ruolo cosmologico delle masse dei neutrini. Per gli effetti che consideriamo, tutto quello che conta è l'accoppiamento alla gravità, che non distingue neutrini di Dirac o di Majorana. Ci sembra corretto ricordare che nei decenni scorsi, la cosmologia ha in varie occasioni suggerito che le masse dei neutrini fossero diverse da zero, ma nel tempo, queste indicazioni si sono indebolite. I risultati del 2015 convergono nell'indicare invece uno stringente limite superiore sulle masse dei neutrini. Assumendo che i neutrini siano di Majorana, concludiamo che c'è un importante limite sulla massa $m_{\beta\beta}$ che regola l'ampiezza del decadimento doppio β senza neutrini. Esso è illustrato e discusso in Fig. 11.

Per il seguito della discussione, terremo presente tanto il limite superiore su $m_{\beta\beta}$ indicato

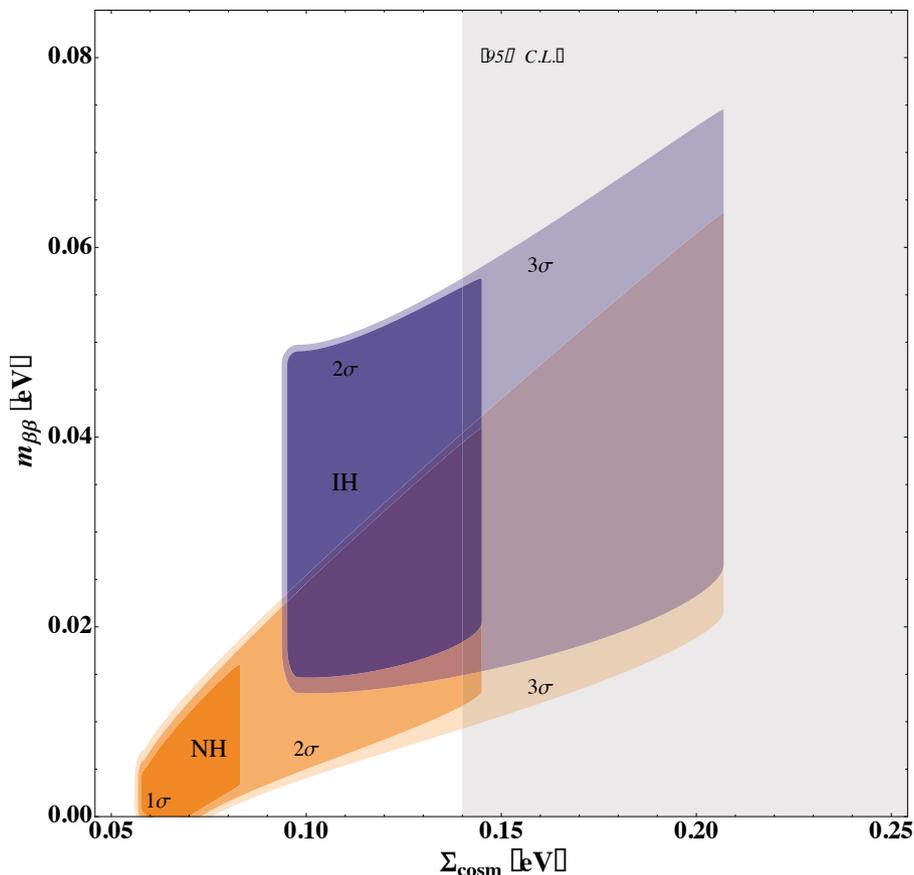


Figura 11: Per interpretare correttamente l'assunzione che la transizione nota come doppio β senza neutrini avvenga a causa delle masse di Majorana dei tre neutrini noti bisogna tenere conto di tutte le informazioni sperimentali sulle masse dei neutrini.

In particolare, l'interpretazione di recenti osservazioni cosmologiche conduce ad un limite superiore sulla somma delle masse dei neutrini $\Sigma_{\text{cosm}} = m_1 + m_2 + m_3$, che a sua volta implica un limite sulla combinazione di massa dei neutrini, $m_{\beta\beta}$, che regola il tasso di doppio decadimento β senza neutrini.

Mostriamo qui a fianco le regioni permesse per $m_{\beta\beta}$, a vari livelli di confidenza, nelle ipotesi che lo spettro di massa dei neutrini sia quello normale (arancio) oppure quello inverso (blu).

dalla figura, quanto il valore piuttosto specifico

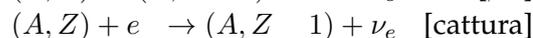
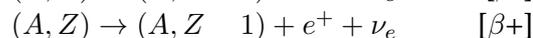
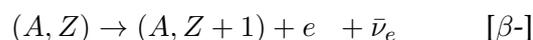
$$m_{\beta\beta} = 8 \text{ meV}$$

compatibile con le indicazioni correnti e possibile per uno spettro di massa dei neutrini normale: si veda la Fig. 11.

Incertezze dalla fisica del nucleo Con quanta precisione si può prevedere la vita media del processo $0\nu\beta\beta$? Dieci anni fa, la gran parte dei fisici avrebbe risposto pressapoco come segue: siccome le varie e numerose previsioni teoriche differiscono di un fattore di due o tre, sarebbe incauto assumere che si possa fare molto di meglio. L'opinione generale iniziò a mutare quando il gruppo di Faessler e collaboratori produsse calcoli che esibivano un errore formale del 10-20%, ed i suoi calcoli risultarono in ragionevole accordo con altri calcoli, indipendenti e condotti con metodi completamente diversi, svolti dal gruppo di Iachello e collaboratori.

Ma la cautela è d'obbligo. Consideriamo infatti processi simili, come il decadimento β singolo

o la cattura di un elettrone dell'atomo,



o anche il $2\nu\beta\beta$. Si trova che l'accordo tra previsioni e misure è entro un fattore intorno a 2-3. L'impulso dei neutrini in questi processi è di vari ordini di grandezza più piccolo dell'impulso dei neutrini coinvolti nel $0\nu\beta\beta$, poiché in quest'ultimo processo, i neutrini sono confinati all'interno del raggio nucleare, e devono soddisfare la relazione di indeterminazione di Heisenberg. Ma questo non implica che le previsioni che riguardano il $0\nu\beta\beta$ siano molto più affidabili delle altre.

Diversi autori hanno avanzato una interessante congettura, che forse potrebbe aiutare a chiarire la situazione. Nel decadimento β , anche i nucleoni hanno interazioni caratteristiche che corrispondono a quelle già discusse per i neutrini. I nucleoni sono soggetti ad intensi accoppiamenti con le correnti di spin, che non hanno analogo nelle interazioni elettromagnetiche. Le relative costanti di accoppiamento, dette accop-

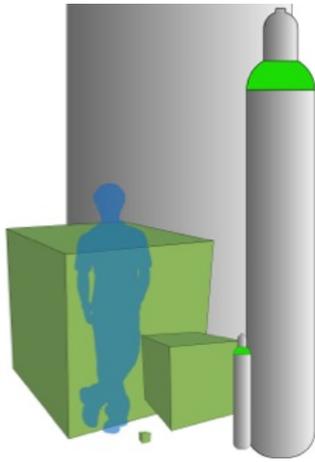


Figura 12: Masse richieste per dar luogo ad un singolo evento di segnale dal doppio β senza neutrini in 5 anni di osservazione. I cubi sono di germanio, le bombole di gas contengono xenon: la più grande è fuori scala. Nei tre casi, si assume che la vita media vera coincida con il presente limite sperimentale, o che le vite medie vere corrispondano a $m_{\beta\beta} = 8$ meV con e senza modifiche dell'accoppiamento assiale nel mezzo nucleare.

piamenti assiali, sono misurate e ben note nel caso di nucleoni liberi, ma sembra ragionevole congetturare che gli accoppiamenti dei nucleoni nel mezzo nucleare possano essere diversi da quelli liberi.

Sviluppando questa congettura, e postulando che gli accoppiamenti assiali nel nucleo siano modificati, si può recuperare un accordo molto migliore tra predizioni sui processi di decadimenti β con emissione di neutrini e misure. Modificando il valore degli accoppiamenti assiali si trova che le predizioni per $0\nu\beta\beta$ cambiano: si trova che il tasso di reazione atteso diminuisce fino a 5 o 6 volte.

Se ci proponiamo di osservare un singolo evento di segnale in un certo tempo di presa dati e se ipotizziamo ottimisticamente che non ci siano eventi spuri (rivelatore ideale), la correttezza della congettura implica la necessità di aumentare dello stesso fattore la massa del rivelatore. Nella Fig. 12, si visualizza quale massa servirebbe per vedere un singolo evento di $0\nu\beta\beta$ in varie ipotesi. In particolare, illustriamo nella stessa figura quali sarebbero le implicazioni della congettura sopra descritta, assumendo che valga $m_{\beta\beta} = 8$ meV.

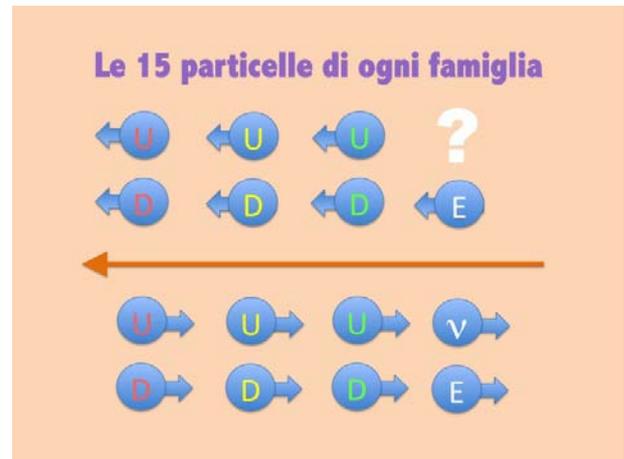


Figura 13: Le particelle del modello standard di una singola famiglia (non mostriamo le altre due, nè le antiparticelle per non appesantire la figura). Nella parte superiore, le particelle con spin parallelo all'impulso; nella parte inferiore, quelle con spin antiparallelo all'impulso. I tre tipi di quarks vengono distinti dal numero quantico di "colore". Il punto di domanda sottolinea l'assenza di un neutrino con spin parallelo all'impulso.

Oltre la fisica nota

Le evidenze che i neutrini abbiano massa mostrano che il modello teorico di riferimento che conosciamo, detto modello standard, è incompleto e va modificato. Ci sono varie opzioni plausibili, e, in queste ultime pagine, ne discutiamo brevemente una che suggerisce che i neutrini abbiano massa di Majorana.

Come è noto, ci sono 2 tipi di particelle di materia: i quark, sensibili alle interazioni forti, ed i leptoni (carichi e neutri), che invece non lo sono. Tutte queste particelle, tranne forse i leptoni neutri, hanno natura di Dirac. Quindi la direzione del loro spin può avere componenti parallele o antiparallele alla direzione del moto. Nel modello standard si postula che i neutrini abbiano solo uno di questi stati. L'altro, se anche fosse presente, non interagisce con la materia come mostrato in Fig. 13.

Ma è lecito pensare che anche l'altro tipo di leptoni neutri esista e che prenda parte a nuove interazioni, corrispondenti a scale di massa più grandi. Difatti, la struttura del modello standard ispira l'idea che proprio questi nuovi neutrini abbiano grandi masse del tipo di Majorana. In questo modo, spieghiamo la ragione per cui non li osserviamo e ne derivano due conseguenze

molto interessanti. Per prima cosa, ne segue che i neutrini noti hanno una piccola massa di Majorana. Inoltre, in questi modelli diventa possibile spiegare l'origine della materia nei primi istanti dell'universo. Non discuteremo oltre questi importanti argomenti che sono oggetto di intensi dibattiti teorici e che ci si augura di riuscire a verificare con adeguati esperimenti nel futuro, sperabilmente dopo la misura della vita media della transizione $0\nu\beta\beta$.

Sommario e discussione

Anche se i neutrini sono piuttosto lontani dalla nostra esperienza quotidiana, a causa delle loro debolissime interazioni, essi hanno avuto un ruolo centralissimo nel disegnare il modello di riferimento delle particelle elementari. Da quando ci siamo resi conto che possiedono masse piccole ma non nulle, sono diventati ancora più importanti e ci costringono a capire come modificare le nostre idee correnti sul modello standard.

Affrontare la domanda di Majorana sulla natura delle masse dei neutrini è diventato più urgente che mai. L'ipotesi di Majorana sulle masse è compatibile con tutte le informazioni disponibili e si armonizza bene con le idee teoriche correnti. Il modo più ragionevole per verificarla è la ricerca della transizione nota come doppio β senza neutrini.

Un risultato positivo avrebbe un enorme importanza: questo processo implica la creazione di elettroni, e cioè di materia ordinaria. Purtroppo per adesso non abbiamo avuto ancora riscontri dagli esperimenti. Quanto alla teoria, abbiamo discusso le ragioni per cui non siamo in grado di predire in modo affidabile il segnale atteso nè di escludere che esso sia molto difficile da verificare.

In questa situazione, ci sembra che il meglio che si possa fare sia semplicemente di continuare a chiarirci le idee e soprattutto di non desistere dagli sforzi sperimentali.

Francesco Vissani: Ricercatore dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS), coordinatore del programma di PhD in fisica astro-particellare presso il Gran Sasso Science Institute (GSSI) di L'Aquila, si occupa principalmente di fisica e astrofisica dei neutrini dal punto di vista teorico.

È molto interessato alla didattica e comunicazione della fisica a tutti i livelli ed è sempre contento di discutere di fisica con le persone interessate.

Ha avuto piacere di lavorare sugli argomenti di questa nota con due giovani colleghi sperimentali, Simone Marcocci e Stefano Dell'Oro (quest'ultimo in tenuta da lavoro, in Fig. 10) e con il noto teorico Alessandro Strumia, con cui ha anche scritto un lungo lavoro di rassegna proprio sui neutrini. I risultati di questi studi sono descritti in vari articoli, che il lettore interessato può reperire dal database pubblico inSPIRE,

<http://inspirehep.net/?ln=en>

I diagrammi più belli sopra inclusi sono frutto di questi lavori in collaborazione.

Interazione dei neutrini con la materia

A billion neutrinos go swimming in heavy water: one gets wet

Michael Kamakana

Maria Benedetta Barbaro

Dipartimento di Fisica - Università di Torino

Omar Benhar

INFN e Dipartimento di Fisica - Università di Roma "La Sapienza"

Carlotta Giusti

Dipartimento di Fisica - Università degli Studi di Pavia

Le interazioni tra i neutrini e i nuclei atomici—che generano i segnali utilizzati per rivelare le oscillazioni dei neutrini—sono un esempio unico di come, in un processo di diffusione, i ruoli di sonda, bersaglio e rivelatore possano diventare intercambiabili.

Introduzione

I neutrini sono particelle straordinariamente elusive. Per dirla con Leon Lederman, si aggiudicano senza rivali il primo premio del concorso minimalista: hanno carica elettrica nulla e massa quasi nulla, e si lasciano coinvolgere solo dall'interazione debole responsabile del decadimento beta del neutrone (oltre che da quella gravitazionale, che è comunque trascurabile).

Nel 1934, Hans Bethe e Rudolf Peierls, basandosi su una stima della sua sezione d'urto ottenuta analizzando il decadimento beta inverso, conclusero perentoriamente che "non c'è alcun modo possibile di osservare un neutrino"[1]. Da parte sua, Wolfgang Pauli, che aveva ipotizzato l'esistenza del neutrino quattro anni prima, com-

mentò costernato: "Ho fatto una cosa terribile: ho postulato l'esistenza di una particella che non può essere rivelata".

In effetti, le sezioni d'urto associate alle interazioni deboli sono molto piccole, e quindi estremamente difficili da misurare. Il valore ottenuto da Bethe e Peierls, $\sigma \approx 10^{-44} \text{ cm}^2$, è circa venti ordini di grandezza minore delle sezioni d'urto tipiche delle interazioni forti tra protoni e neutroni. Utilizzando questa stima si trova un valore del cammino libero medio di un neutrino nell'acqua—cioè della distanza media che un neutrino può percorrere senza che si verifichino collisioni con le particelle del mezzo circostante—dell'ordine di dieci anni luce (un anno luce è pari a 9461 miliardi di km).

I neutrini possono essere osservati solo indirettamente, attraverso le interazioni tra le altre particelle prodotte nelle interazioni deboli e la materia di cui è fatto il rivelatore. Poiché queste interazioni si verificano in modo casuale, per aumentarne la frequenza sono necessari fasci di neutrini sufficientemente intensi e grandi quantità di materia: più neutrini, più materia, più interazioni, più eventi.

Questa strada è stata battuta con costanza e grande successo da Frederick Reines e Clyde Cowan [2], che utilizzarono come sorgente il reattore nucleare di Savannah River—capace di produrre un flusso di 10^{13} antineutrini per centimetro quadrato al secondo—e come rivelatore un apparato (rappresentato nella Fig. 1) costituito da tre serbatoi contenenti ciascuno 1200 litri di liquido scintillante alternati con due serbatoi riempiti con 400 litri d’acqua e 40 kg di cloruro di Cadmio. Il rivelatore era situato ad una distanza di 11 m dalla sorgente, ed interrato a una profondità di 12 m, per schermarlo dal fondo dovuto alla radiazione cosmica.

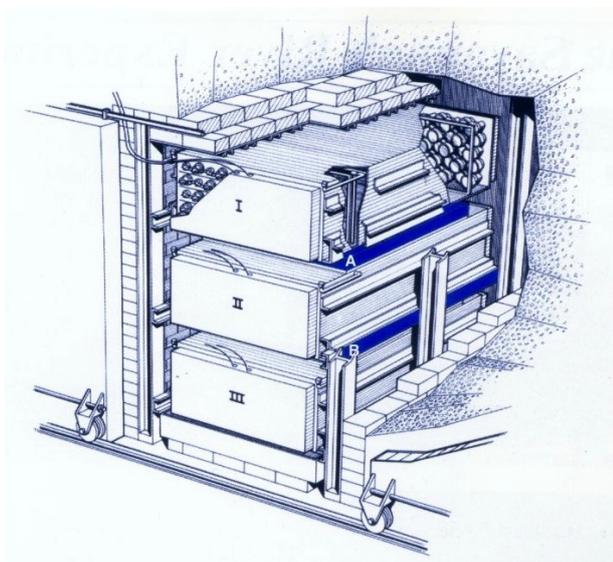
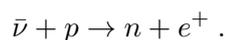


Figura 1: Rivelatore usato da Reines e Cowan per l’esperimento di Savannah River, che ha fornito la prima conferma sperimentale dell’esistenza dei neutrini. I serbatoi I, II e III contenevano liquido scintillante, mentre quelli indicati con A e B erano riempiti d’acqua e cloruro di Cadmio. Sulle facce esterne dei serbatoi I, II e III erano installati 90 tubi fotomoltiplicatori.

Gli antineutrini provenienti dal reattore potevano interagire con l’idrogeno dell’acqua tramite il decadimento beta inverso, cioè il processo



Il positrone prodotto si annichilava immediatamente con un elettrone atomico, dando luogo all’emissione di due fotoni che venivano rivelati da tubi fotomoltiplicatori, e circa 10 msec più tardi il neutrone veniva catturato da un nucleo di Cadmio, con conseguente emissione di un altro fotone.

Con il reattore in attività, Reines e Cowan rivelarono circa 3 eventi all’ora, una frequenza molto maggiore di quella degli eventi dovuti ai raggi cosmici. Il 14 giugno 1956 furono quindi in grado di comunicare a Pauli che il neutrino era stato finalmente osservato in modo definitivo.

Gli esperimenti moderni, il cui scopo principale è la determinazione delle proprietà del neutrino attraverso l’osservazione delle sue oscillazioni tra stati di diverso *sapore*, sono per lo più progettati seguendo uno schema concettualmente simile a quello utilizzato per l’esperimento di Savannah River. In molti casi, i segnali osservati vengono però prodotti attraverso meccanismi di reazione complessi, nei quali la struttura e la dinamica dei nuclei atomici dei materiali presenti nel rivelatore giocano un ruolo fondamentale. La misura di precisione delle grandezze fisiche rilevanti richiede quindi che tutti questi meccanismi, che contribuiscono a determinare la sezione d’urto neutrino-nucleo, siano ben compresi e descritti accuratamente.

Per riassumere, possiamo dire che la misura delle oscillazioni dei neutrini è basata sull’osservazione di processi di diffusione neutrino-nucleo nei quali il nucleo bersaglio funge da rivelatore, mentre il segnale osservato viene utilizzato per determinare le proprietà, largamente sconosciute, della sonda. Non va però dimenticato che lo stesso segnale può anche contenere informazioni preziose su aspetti ancora poco noti della dinamica nucleare, difficili o impossibili da studiare usando come sonde leptoni carichi o adroni.

L’osservazione delle oscillazioni dei neutrini

Secondo il Modello Standard dell’interazione elettrodebole, i neutrini hanno massa nulla ed esistono in tre diversi stati di *sapore*. Oltre al neutrino elettronico, sono stati infatti osservati neutrini emessi o assorbiti insieme agli altri due leptoni carichi, il muone ed il tau. I neutrini elettronici, muonici e tauonici, ν_e , ν_μ e ν_τ , partecipano a reazioni in cui compaiono esclusivamente i leptoni carichi corrispondenti. Quindi, nel Modello Standard, il numero leptonico associato a ciascun sapore è una grandezza conservata.

Grazie ai risultati di una serie di esperimenti effettuati negli ultimi due decenni, oggi sappiamo che la massa del neutrino è certamente diversa da zero, pur essendo molto minore del valore—dell'ordine di grandezza della massa dell'elettrone—suggerito da Pauli nella sua famosa lettera alle “Care Signore e Signori Radioattivi”.

Se i neutrini avessero massa nulla, gli stati di diverso sapore sarebbero degeneri. In questo caso, esisterebbe una base in cui l'hamiltoniana ed i numeri leptonici potrebbero essere diagonalizzati simultaneamente. In presenza di una massa diversa da zero, invece, gli stati che descrivono i neutrini di sapore assegnato differiscono dagli autostati della matrice di massa, e si verifica il fenomeno tipicamente quantistico del mescolamento. A sua volta, il mescolamento è all'origine delle oscillazioni dei neutrini, ipotizzate per primo da Bruno Pontecorvo già nel 1957, poco dopo la scoperta di Reines e Cowan.

Supponiamo che un'interazione debole dia luogo all'emissione di un neutrino di sapore α . Lo stato del neutrino è descritto da una combinazione degli autostati di massa ν_k ($k = 1, 2, 3$) secondo la

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha,k}^* |\nu_k\rangle,$$

dove U è la matrice unitaria che determina il mescolamento. Al momento in cui viene rivelato, il neutrino si troverà ancora in un autostato di sapore, che chiameremo β , ma poiché durante la propagazione dalla sorgente al rivelatore le fasi della funzione d'onda corrispondenti ai diversi autostati della massa evolvono nel tempo in maniera diversa, esiste una probabilità finita che il neutrino rivelato sia in uno stato di sapore diverso da quello del neutrino emesso, cioè che sia $\beta \neq \alpha$. Ad esempio, un neutrino elettronico, dopo aver percorso una distanza sufficientemente lunga, può essere osservato come neutrino muonico.

Nel caso semplice di due sapori la matrice U dipende da un solo parametro, l'angolo di mescolamento θ , e la relazione tra gli autostati del sapore e quelli della massa è

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

La probabilità che un neutrino prodotto in uno stato α con energia E_ν venga osservato nello stato β dopo aver percorso la distanza L si può scrivere nella forma

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.267 \Delta m^2 \frac{L}{E_\nu} \right),$$

dove $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, e le m_i , E_ν e L sono espresse, rispettivamente, in eV, GeV e km. Si noti che θ e Δm^2 sono le proprietà intrinseche dei neutrini che si vogliono determinare con la misura, mentre E_ν ed L sono grandezze caratteristiche dell'apparato sperimentale. L'espressione di $P(\alpha \rightarrow \beta)$ mostra chiaramente che se i neutrini oscillano le loro masse sono diverse da zero, e viceversa.

Nel caso di tre sapori la descrizione della probabilità di oscillazione è analoga, ma più complessa. I parametri da determinare sono tre angoli di mescolamento, tre differenze tra i quadrati delle masse ed una fase.

Le oscillazioni dei neutrini hanno avuto molte verifiche sperimentali. Sul finire degli anni sessanta, l'esperimento Homestake [3] ha osservato un deficit di neutrini solari, rispetto alle previsioni del modello standard del Sole, la cui interpretazione in termini di oscillazioni è stata definitivamente confermata nel 2001 dalle misure effettuate al Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [4]. Nel frattempo, le oscillazioni dei neutrini atmosferici erano state osservate per la prima volta dall'esperimento SuperKamiokande, nel 1998 [5].

Molti esperimenti recenti hanno utilizzato neutrini prodotti da sorgenti artificiali, cioè reattori nucleari [6, 7, 8, 9] o macchine acceleratrici, nelle quali i neutrini vengono prodotti dal decadimento in volo di pioni, ottenuti a loro volta dalle collisioni del fascio primario di protoni con un bersaglio [10, 11, 12, 13, 14, 15].

Negli esperimenti che utilizzano fasci di neutrini prodotti da acceleratori, la cui energia varia tra qualche centinaio di MeV a qualche decina di GeV, la distanza L tra la sorgente ed il rivelatore (*baseline*), scelta in modo da massimizzare la probabilità di oscillazione, è tipicamente dell'ordine delle centinaia di km. Gli esperimenti progettati con questi valori di L sono chiamati *long baseline*.

Le oscillazioni dei neutrini possono essere rivelate osservando, a distanza L dalla sorgente, una

diminuzione del numero di neutrini di un determinato sapore (esperimenti di “scomparsa”, o *disappearance*), oppure la presenza di neutrini di sapore diverso da quello del fascio originario (esperimenti di “comparsa”, o *appearance*).

Gli esperimenti in modalità *disappearance* richiedono elevata statistica e una conoscenza accurata delle proprietà del fascio di neutrini incidente, in particolare l'intensità e la distribuzione in energia, in quanto sia la probabilità di oscillazione che la sezione d'urto di interazione dipendono dall'energia del neutrino E_ν . In molti casi, poiché queste caratteristiche del fascio non sono note a priori con la precisione necessaria, vengono utilizzati due rivelatori, posti a distanza diversa dalla sorgente: uno vicino (*near detector*), che permette di effettuare misure usando il fascio originario, ed uno lontano (*far detector*), col quale le misure vengono ripetute dopo che i neutrini hanno percorso la distanza L . Negli esperimenti in modalità *appearance*, d'altra parte, non è richiesta una statistica elevata, ma è importante conoscere se e quanti neutrini di sapori diversi sono inizialmente presenti nel fascio.

Nelle misure effettuate in modalità *disappearance*, i parametri di oscillazione vengono determinati analizzando la dipendenza dall'energia della probabilità di oscillazione, che si ottiene facendo il rapporto tra il numero di eventi rivelati, rispettivamente, con il *far* e il *near* detector. Il risultato ottenuto dalla Collaborazione T2K applicando questa procedura è riportato nella Fig. 2, che illustra la relazione tra il segnale misurato ed i parametri che caratterizzano l'oscillazione.

I neutrini interagiscono con la materia del rivelatore mediante correnti cariche o neutre, trasferendo al bersaglio energia e impulso. Nell'interazione di corrente carica (CC), che avviene tramite lo scambio di un bosone W^\pm , il neutrino viene assorbito dalla particella di materia con cui interagisce—un nucleone legato all'interno di un nucleo atomico—e viene emesso il leptone carico associato. Il leptone carico presente nello stato finale è generalmente l'unica particella che viene rivelata. Nell'interazione di corrente neutra (NC), che avviene tramite lo scambio di un bosone Z^0 , il neutrino rimane neutrino, ed è quindi presente nello stato finale. In questo caso, quello che viene rivelato può essere il nucleo bersaglio che rincula o, se il nucleo si disintegra, i prodotti

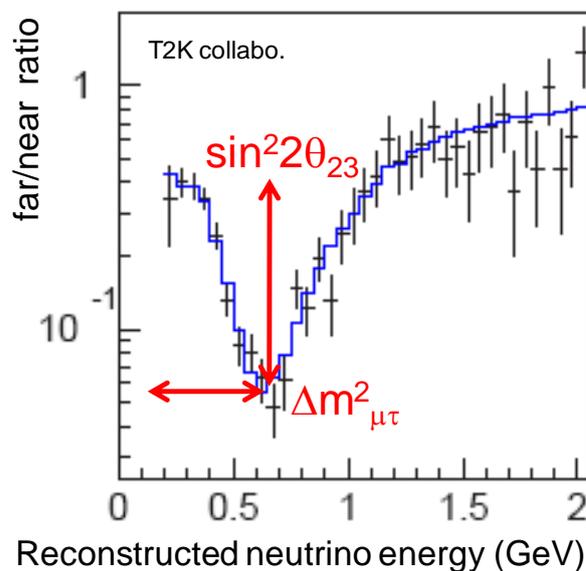


Figura 2: Andamento della probabilità di oscillazione osservata dalla Collaborazione T2K, in funzione dell'energia del neutrino ricostruita analizzando le particelle prodotte nell'interazione con il nucleo bersaglio.

della reazione.

Le interazioni CC sono più semplici da osservare, perché elettroni e muoni lasciano tracce facilmente visibili nei rivelatori. Inoltre l'identificazione del leptone carico prodotto permette di risalire al sapore del neutrino incidente. Per esempio, se si rivela un elettrone se ne deduce che il neutrino iniziale era di tipo elettronico. Inoltre, la produzione di un leptone carico richiede che sia disponibile una quantità di energia sufficiente da trasformare nella sua massa. Questo implica che per neutrini di energia molto bassa (neutrini solari o neutrini prodotti da reattori) le interazioni CC possono interessare esclusivamente neutrini di tipo elettronico. L'interazione NC, al contrario, non permette l'identificazione del sapore del neutrino iniziale.

La ricostruzione dell'energia del neutrino

Come abbiamo visto, gli esperimenti *long baseline*—che utilizzano fasci di neutrini prodotti da acceleratori—sono basati sull'osservazione della dipendenza della probabilità di oscillazione dall'energia del neutrino incidente, E_ν . Questa quantità non è però nota a priori, essendo distribuita secondo un flusso del tipo di quello

illustrato nella Fig. 3, che si riferisce all'esperimento MiniBooNE. Si vede chiaramente che neutrini con energie che differiscono di molte centinaia di MeV vengono prodotti con la stessa probabilità. Di conseguenza, il valore di E_ν deve essere ricostruito a partire dalle proprietà osservate delle particelle prodotte nell'interazione neutrino-nucleo.

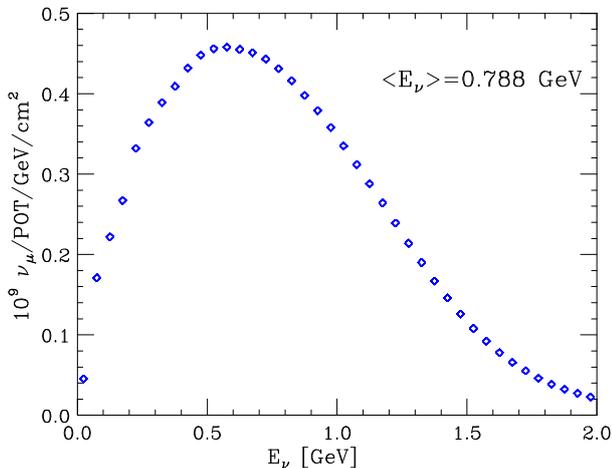


Figura 3: Dipendenza dall'energia del flusso di neutrini utilizzato dall'esperimento MiniBooNE.

Gli esperimenti che usano fasci di neutrini con energie piccate intorno a 600 – 800 MeV, come T2K e MiniBooNE, determinano il valore di E_ν dagli eventi prodotti da interazioni CC utilizzando le variabili cinematiche del leptone carico presente nello stato finale, cioè la sua energia cinetica e l'angolo di emissione, che vengono misurate in grandi rivelatori Cherenkov riempiti d'acqua o di olio minerale.

Questa tecnica, chiamata ricostruzione cinematica, è utilizzata principalmente per gli eventi *quasi elastici*—caratterizzati dall'assenza di pioni nello stato finale—che forniscono il contributo dominante alla sezione d'urto totale a energie relativamente basse. La sua applicabilità richiede però che sia verificata una ipotesi molto stringente sul meccanismo di reazione.

L'algoritmo di ricostruzione è basato sull'assunto che il neutrino interagisca con un singolo nucleone in quiete, la cui energia di legame all'interno del nucleo viene approssimata con una costante, ϵ . In questo caso, lo stato finale consiste di un leptone carico, un nucleone emesso dal nucleo bersaglio e un nucleo residuo in uno stato legato.

Esperimenti effettuati utilizzando fasci di elettroni hanno dimostrato chiaramente che meccanismi di reazione diversi dall'emissione di un singolo nucleone possono produrre eventi che, pur essendo identificati come quasi elastici dal punto di vista sperimentale, sono caratterizzati da stati finali più complessi. La ricostruzione accurata dell'energia del neutrino in eventi di questo tipo—che discuteremo più avanti—richiede ovviamente algoritmi più complessi, basati su modelli realistici della dinamica nucleare.

A energie maggiori di ~ 1 GeV il contributo dei processi inelastici—produzione di risonanze e diffusione profondamente inelastica—aumenta fino a diventare dominante. La determinazione dell'energia del neutrino in questo regime cinematico richiede la ricostruzione di eventi caratterizzati dalla presenza nello stato finale di molti adroni, sia nucleoni che mesoni. Questo tipo di analisi è possibile, almeno in linea di principio, utilizzando la tecnica calorimetrica.

I calorimetri sono rivelatori che permettono di misurare la cosiddetta *energia visibile*—cioè l'energia cinetica depositata dalle particelle presenti nello stato finale—associata ad ogni evento. Dispositivi di questo tipo sono già stati utilizzati dagli esperimenti MINOS [12], OPERA [14] e NO ν A [16], e avranno un ruolo fondamentale in esperimenti attualmente in fase di progettazione, come il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) [17].

La tecnica calorimetrica è ovviamente basata sulla capacità di ricostruire correttamente lo stato finale, che dipende in primo luogo dalle caratteristiche e dalle prestazioni del rivelatore. Anche gli effetti nucleari sono però molto importanti, poiché possono essere all'origine di una quantità significativa di *energia mancante*, che rende problematica la ricostruzione di E_ν . Per esempio, se un pione prodotto al vertice primario di interazione è riassorbito all'interno del nucleo, la sua energia non viene depositata nel calorimetro, e contribuisce all'energia mancante.

In conclusione, indipendentemente dal metodo utilizzato per la ricostruzione, la determinazione dell'energia del neutrino—indispensabile per ottenere i parametri di oscillazione dall'analisi del segnale osservato—richiede che tutti i meccanismi di reazione attivi nell'interazione neutrino-nucleo siano descritti accuratamente.

Meccanismi di reazione

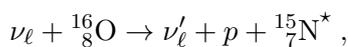
Benchè le interazioni dei neutrini con i nucleoni liberi siano piuttosto ben conosciute, la descrizione delle interazioni con i nuclei atomici presenta notevoli difficoltà. La complessità della dinamica delle interazioni forti, all'origine delle forze agenti tra i nucleoni, dà luogo ad una varietà di processi, che contribuiscono alla sezione d'urto neutrino-nucleo con un peso relativo dipendente, oltre che dall'energia del neutrino incidente, dalla cinematica del processo di diffusione.

Un ruolo determinante lo gioca l'impulso trasferito, q , che determina la risoluzione spaziale con cui la sonda "vede" il nucleo bersaglio, λ , attraverso la semplice relazione $\lambda \sim \pi/q$.

Per valori di λ dell'ordine del raggio nucleare, che nel caso dei materiali usati per i rivelatori è compreso nell'intervallo 2.5 – 5 fm, (1 fm = 10^{-13} cm, $1 \text{ fm}^{-1} = 197.3 \text{ MeV}$), l'interazione ha come risultato il rinculo del nucleo bersaglio, che, a seconda dell'energia trasferita, può restare nello stato fondamentale o essere eccitato ad uno stato dello spettro discreto.

A momenti trasferiti maggiori di $\sim 500 \text{ MeV}$, d'altra parte, λ diventa minore della distanza media che separa i nucleoni all'interno del nucleo. In questo regime cinematico l'interazione coinvolge per lo più un singolo nucleone che—almeno in prima approssimazione—riceve tutto l'impulso e l'energia trasferiti dalla sonda. È però importante ricordare che si tratta di un nucleone in moto e legato all'interno del nucleo, la cui risposta all'interazione debole è molto diversa da quella di un nucleone libero in quiete.

Se l'energia del neutrino è dell'ordine delle centinaia di MeV, nella maggior parte delle collisioni la frazione trasferita al nucleone non è sufficiente ad eccitarne i gradi di libertà interni né, a maggior ragione, a provocarne la frammentazione. In questo caso, il meccanismo dominante è la diffusione quasi elastica. Per esempio, nel caso di una interazione NC con il nucleo di ossigeno, illustrato schematicamente nella Fig. 4 la reazione rilevante è la



dove l'indice ℓ si riferisce al sapore leptonic, e ${}^{16}_8\text{O}$ denota il nucleo di ossigeno—composto da $Z = 8$ protoni e $A - Z = 8$ neutroni—nello stato

fondamentale. Nello stato finale sono presenti, oltre al neutrino, un protone emesso dal nucleo di ossigeno e il nucleo residuo, ${}^{15}_7\text{N}^*$, che può trovarsi nello stato fondamentale o in un qualsiasi altro stato legato. Quindi, come abbiamo anticipato nella sezione precedente, dal punto di vista sperimentale, i processi quasi elastici sono caratterizzati dall'assenza di pioni, che vengono prodotti principalmente nei decadimenti degli stati eccitati del nucleone.

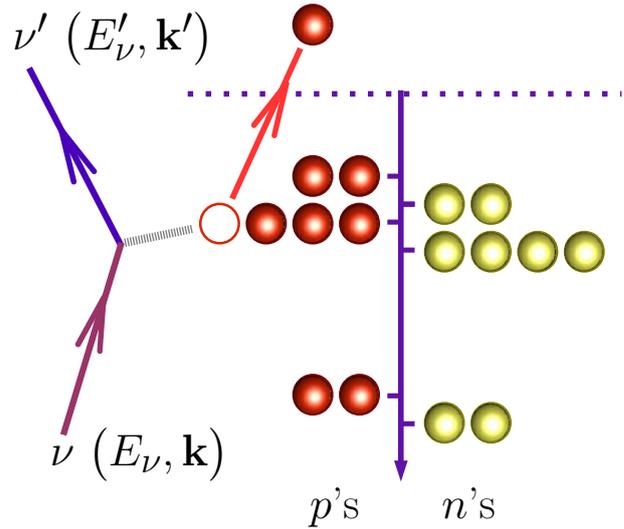


Figura 4: Rappresentazione schematica dell'interazione di corrente neutra tra un neutrino di quadrimpulso $k \equiv (E_\nu, \mathbf{k})$ ed un protone nel livello $1p_{3/2}$ dello stato fondamentale del nucleo di ossigeno. Nello stato finale del processo sono presenti, oltre al neutrino, un protone, emesso dal nucleo di ossigeno, ed un nucleo di azoto.

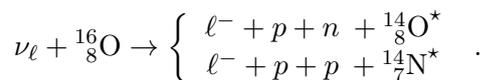
Il meccanismo illustrato nella Fig. 4 è basato sull'ipotesi che la dinamica nucleare possa essere descritta in termini di un *campo medio* che genera i livelli energetici occupati dai nucleoni. In questo schema, che è alla base del modello a shell nucleare, nello stato fondamentale protoni e neutroni occupano i livelli di energia più bassa—nel caso dell'ossigeno i livelli $1s_{1/2}$, $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ ¹—che costituiscono il *mare di Fermi*, e si comportano come un insieme di particelle indipendenti. L'implementazione più radicale di questo approccio è il modello a gas di Fermi, nel quale il nucleo è descritto come un gas degenere di nucleoni con un'energia di legame media ϵ .

¹Usiamo la notazione spettroscopica, secondo la quale gli stati con momento angolare orbitale, $L = 0$ e 1 sono indicati, rispettivamente, con le lettere s e p . L'indice in basso si riferisce all'autovaleore del momento angolare totale, J .

A partire dagli anni sessanta, molti esperimenti di diffusione elettrone-nucleo hanno analizzato i limiti del modello a shell, rivelando deviazioni significative rispetto alle sue previsioni dovute alla presenza di forti correlazioni tra i nucleoni.

Le correlazioni si manifestano attraverso collisioni tra coppie di nucleoni nello stato fondamentale del nucleo, che hanno come conseguenza l'eccitazione di entrambe le particelle a stati dello spettro continuo al di fuori del mare di Fermi. La conseguente riduzione della probabilità di occupazione dei livelli energetici previsti dal modello a shell è stata confermata da esperimenti effettuati usando una grande varietà di nuclei bersaglio—dall'elio fino al piombo—e condizioni cinematiche diverse.

Se l'interazione con il neutrino coinvolge una delle particelle appartenenti alla coppia correlata, nello stato finale del processo sono presenti due nucleoni emessi dal nucleo bersaglio e un nucleo residuo di $A-2$ nucleoni. Per esempio, nel caso di interazione CC con l'ossigeno si possono verificare le reazioni



Poiché in molti esperimenti l'unica particella rivelata è il leptone carico, ℓ^- , dal punto di vista osservazionale questi processi sono indistinguibili dalla reazione in cui viene emesso un solo nucleone



e il loro contributo deve essere incluso nell'analisi dei dati. Nel caso in cui sono presenti due nucleoni nello stato finale la ricostruzione dell'energia del neutrino è però molto più complicata, e richiede un modello della dinamica nucleare che includa in modo esplicito l'effetto delle correlazioni tra i nucleoni.

Altri due meccanismi danno luogo a processi con emissione di due nucleoni: l'interazione nello stato finale tra il nucleone che ha assorbito il quadrimpulso trasferito dal neutrino e un nucleone "spettatore", e le interazioni nelle quali il quadrimpulso trasferito viene condiviso da due nucleoni. Un esempio di quest'ultimo tipo di reazione è il processo in cui l'interazione debole coinvolge un mesone scambiato tra due nucleoni

interagenti.

Notiamo infine che, anche nel regime cinematico in cui la diffusione quasielastica è dominante—per esempio, alle energie tipiche dell'esperimento MiniBooNE contribuisce per circa il 60% alla sezione d'urto totale—le reazioni in cui lo stato finale contiene almeno un pione rappresentano un fondo molto importante, la cui descrizione è fondamentale per la corretta interpretazione del segnale osservato.

Stato dell'arte e prospettive

Negli ultimi 10 anni, l'attività—sia teorica che sperimentale—dedicata allo studio delle sezioni d'urto neutrino-nucleo ha subito un notevole impulso, dovuto soprattutto alla crescente consapevolezza del ruolo giocato da queste grandezze nella misura dei parametri che caratterizzano le oscillazioni.

Gli esperimenti in corso ed in fase di costruzione hanno il duplice scopo di misurare la sezione d'urto dei neutrini e fare luce sui meccanismi legati alla dinamica delle interazioni forti e alla struttura del nucleo, molti dei quali ancora poco conosciuti, che la determinano.

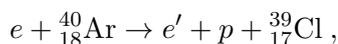
L'esperimento MINER ν A [18], già in fase di presa dati al Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), nei pressi di Chicago, misurerà sezioni d'urto di neutrini ed antineutrini di energia $E_\nu \sim 3.5$ GeV, usando come rivelatore 5 tonnellate di scintillatore plastico e come bersagli nuclei di idrogeno, elio, carbonio, ossigeno, ferro e piombo.

L'esperimento MicroBooNE [19], in costruzione al FNAL, studierà la sezione d'urto nucleare di neutrini di energia $E_\nu \sim 1$ GeV utilizzando un rivelatore riempito con 170 tonnellate di argon liquido. Sempre al FNAL, le potenzialità di questo tipo di rivelatore sono state esplorate nell'ambito del progetto ArgoNeuT [20], che ha analizzato le interazioni di neutrini nell'intervallo di energia 100 MeV - 1 GeV .

Malgrado la statistica modesta, gli eventi rivelati dalla Collaborazione Argoneut hanno fornito un'evidenza molto convincente di processi con emissione di due nucleoni. Le informazioni estratte da queste misure sono un prezioso complemento a quelle ottenute dagli esperimenti di diffusione di elettroni. Il nucleo di argon, che

in un esperimento come DUNE avrà il ruolo di rivelatore, in questo caso ha svolto perfettamente il ruolo del bersaglio, la cui struttura e dinamica interna sono state analizzate usando il neutrino come sonda.

La tecnica di rivelazione basata sull'uso di argon liquido, proposta alla fine degli anni settanta ed implementata per la prima volta ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso nel rivelatore ICARUS [21], avrà un ruolo fondamentale negli esperimenti futuri. Preziose informazioni sul nucleo di argon saranno acquisite da un esperimento di diffusione di elettroni in programma alla Thomas Jefferson National Accelerator Facility, a Newport News, Virginia, nella prima metà del 2017 [22]. La misura della sezione d'urto del processo



in cui l'elettrone diffuso ed il protone emesso vengono rivelati in coincidenza, permetterà di determinare la distribuzione di impulso ed energia dei nucleoni nello stato fondamentale del nucleo bersaglio. La conoscenza di questa grandezza sarà un elemento essenziale per la ricostruzione dell'energia del neutrino negli eventi rivelati da DUNE.

Dal punto di vista teorico, ci sono stati progressi significativi nello sviluppo di modelli sempre più realistici della sezione d'urto neutrino-nucleo, nella maggior parte dei casi basati su approcci già utilizzati con successo per la descrizione delle sezioni d'urto di elettroni.

Il problema specifico più importante che si deve affrontare nel caso della diffusione di neutrini nasce dal fatto che l'energia del fascio non è ben definita, e la sezione d'urto misurata è in realtà la media su una distribuzione del tipo di quella illustrata nella Fig. 3. Di conseguenza, è impossibile conoscere con precisione l'energia trasferita al nucleo bersaglio, il cui valore, come abbiamo visto, è il fattore principale che determina il meccanismo di reazione. Per esempio, un evento quasi elastico di tipo CC—caratterizzato, oltre che dall'assenza di pioni nello stato finale, dai valori misurati dell'angolo di emissione e dell'energia cinetica del leptone carico—può corrispondere a energie trasferite diverse, e quindi a meccanismi di produzione diversi.

La sfida da vincere nei prossimi anni sarà la

definizione di uno schema capace di descrivere in modo *consistente* tutti i meccanismi di reazione attivi ad energie comprese tra qualche centinaio di MeV e qualche GeV. Inoltre, il formalismo utilizzato dovrà prestarsi ad essere implementato in modo *efficiente* nei programmi di simulazione utilizzati per l'analisi dei dati, molti dei quali sono ancora basati sul modello nuclear a gas di Fermi.



- [1] H. Bethe e R. Peierls, *Nature* **133**, 532 (1934).
- [2] C.L. Cowan Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, e A.D. McGuire, *Science* **20**, 103 (1956).
- [3] R. Davis, D. Harmer e K.C. Hoffman, *Phys. Rev. Lett.* **20**, 1205 (1968).
- [4] Q. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **87**, 071301 (2001).
- [5] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [6] K. Eguchi *et al.* (KamLAND Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **90**, 0211802 (2003).
- [7] Y. Abe *et al.* (Double Chooz Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 131801 (2012).
- [8] J. K. Ahn *et al.* (RENO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 191802 (2012).
- [9] F. P. An *et al.* (Daya Bay Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **108**, 171803 (2012).
- [10] P. Astier *et al.* (NOMAD Collaboration), *Phys. Lett. B* **570**, 19 (2003).
- [11] M. H. Ahn *et al.* (K2K Collaboration), *Phys. Rev. D* **74**, 072003 (2006).
- [12] D. G. Michael *et al.* (MINOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **97**, 191801 (2006).
- [13] A. A. Aguilar-Arévalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **102**, 101802 (2009).
- [14] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *Phys. Lett. B* **691**, 138 (2010).
- [15] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **659**, 106 (2011).
- [16] D. S. Ayres *et al.* (NO ν A Collaboration), Fermilab-Proposal-0929, arXiv:hep-ex/0503053; R.B. Patterson, *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.* **235**, 151 (2013).
- [17] C. Adams *et al.* (LBNE Collaboration), arXiv:1307.7335.
- [18] L. Fields *et al.* (MINER ν A Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **111**, 022501 (2013); G.A. Fiorentini *et al.* (MINER ν A Collaboration), *ibidem* **111**, 022502 (2013).
- [19] T. Katori (MicroBooNE Collaboration), in *Proceedings of the 7th International Workshop on Neutrino-Nucleus scattering in the Few GeV Region*, AIP Conf. Proc. **1405**, 250 (2011).

- [20] C. Anderson *et al.* (ArgoNeuT Collaboration) , Phys. Rev. Lett. **108**, 161802 (2012).
- [21] J.N. Bahcall, M. Baldo-Ceolin, D.B. Cline, and C. Rubbia, Phys. Lett. B **178**, 234 (1986).
- [22] A. Ankowski *et al.*, arXiv:1406.4080 [nucl-ex].



Maria Benedetta Barbaro: Professore associato di Fisica Teorica presso l'Università di Torino, dove tiene corsi di Meccanica Quantistica, Struttura della Materia e Teoria dei Sistemi Complessi alle Alte e Basse Temperature. È autrice di numerose pubblicazioni nel campo della fisica nucleare teorica e delle interazioni elettrodeboli nei nuclei.

Omar Benhar: Dirigente di ricerca dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, tiene il corso di Teorie di Gauge all'Università di Roma "La Sapienza". È autore di numerose pubblicazioni sulla teoria dei sistemi di molti corpi, le interazioni elettrodeboli dei nuclei e le proprietà delle stelle compatte.

Carlotta Giusti: Professore associato di Fisica Nucleare presso l'Università degli Studi di Pavia, dove tiene i corsi di Introduzione alla Fisica Nucleare e Fisica Nucleare. È autrice di numerose pubblicazioni nel campo della fisica nucleare teorica e delle interazioni elettrodeboli nei nuclei.

Neutrini e Supernovae

Alessandro Mirizzi

Dipartimento Interateneo di Fisica "Michelangelo Merlin" e INFN Bari

La sorgente di neutrini più spettacolare dell'Universo è l'esplosione di una supernova, che corrisponde alla fase terminale di una stella di grande massa. Durante questo processo la luminosità dei neutrini è paragonabile a quella dell'intero Universo. Per questa ed altre eccezionali caratteristiche, la rivelazione di neutrini da supernova, in rivelatori sotterranei, rappresenta una delle prossime frontiere dell'astrofisica dei neutrini.

Collasso stellare ed esplosione di una supernova

Le stelle di massa superiore a 8 masse solari (M_{\odot}) diventano inevitabilmente instabili nelle fasi terminali della loro evoluzione. Esse, come d'altronde tutte le stelle, generano energia attraverso la fusione nucleare dei loro nuclei d'idrogeno in elio. Tuttavia, a differenza del Sole, queste stelle, giunte ad una fase avanzata del proprio ciclo vitale, non si limitano a fondere l'elio in carbonio, ma in virtù della loro massa sufficientemente elevata, sono in grado di attuare dei cicli di fusione che dal carbonio portano alla produzione di elementi sempre più pesanti. Esse evolvono dunque in una struttura "a cipolla", con una sequenza di strati concentrici dentro i quali avvengono reazioni nucleari di natura diversa. Lo strato più esterno è costituito di idrogeno (H). Procedendo verso il centro della stella, si trovano in sequenza gli strati di elio (He), carbonio (C), ossigeno (O),

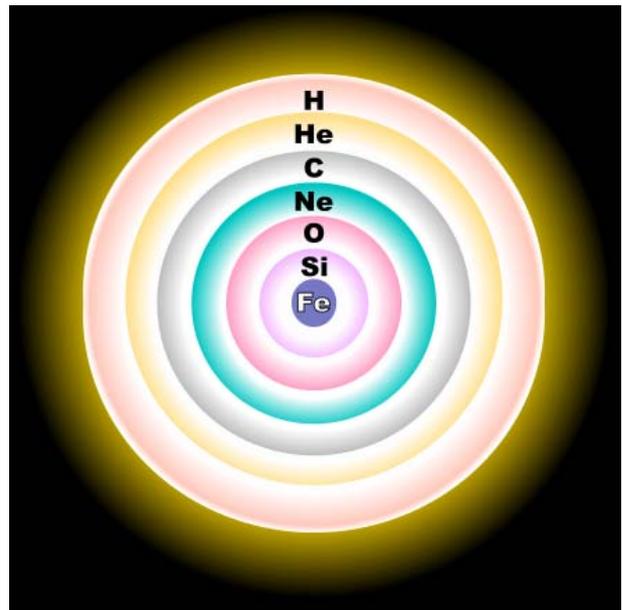


Figura 1: Schema degli strati "a cipolla" di una stella di grande massa nelle ultime fasi di vita. (Non in scala).

neon (Ne), magnesio (Mg), silicio (Si), e il nucleo centrale composto da ferro (Fe) (Fig. 1).

Quest'ultimo, di raggio $\sim 10^3$ km, è sostenuto dalla *pressione di degenerazione* degli elettroni (vedi il riquadro), finché la sua massa supera la massa critica di Chandrasekhar, che indica il limite superiore di massa per stelle sostenute dalla pressione di degenerazione. Quando la massa del nucleo supera tale limite ($\sim 1.3M_{\odot}$) questo diventa instabile e collassa a causa della gravità. Il collasso è arrestato dalle forze repulsive nucleari in corrispondenza al valore di densità $\rho_{\text{nucl}} \sim 2.8 \times 10^{14}$ g/cm³, oltre la quale la materia nucleare diventa difficilmente comprimibile. A questo punto, la pressione è sufficiente a fer-

Pressione di degenerazione

La pressione che si instaura in un corpo soggetto ad altissime compressioni, chiamata pressione di degenerazione, trae la sua origine dal fatto che il principio di esclusione di Pauli impedisce alle particelle che costituiscono la materia (fermioni) di occupare lo stesso stato quantico. Pertanto, se si prova ad avvicinare continuamente le particelle fino al punto che la loro posizione diventi indistinguibile, esse si devono posizionare in stati energetici differenti. La riduzione forzata del volume a loro disposizione costringe le particelle a occupare anche gli stati quantici ad alta energia. La resistenza presentata a un'ulteriore compressione si manifesta nella forma di una pressione che si oppone alla compressione, la pressione di degenerazione.

mare il collasso, causando il *rimbalzo* della parte più interna del nucleo. Forti onde di pressione sono riflesse dal centro e, quindi, procedono verso l'esterno. Come risultato, il nucleo interno della stella, agendo come un pistone, genera un'onda d'urto nella parte più esterna, a 50-100 km dal centro. Questo meccanismo può capovolgere l'iniziale scenario di implosione del nucleo stellare. Se abbastanza energia è immagazzinata nell'onda d'urto, quest'ultima espelle il mantello stellare fuori dal nucleo di ferro. Infatti, l'onda d'urto può raggiungere la superficie della stella ed erompere in una esplosione violenta. Si ha così una *supernova a collasso gravitazionale*. Le fasi dell'esplosione di una supernova sono illustrate in Fig. 2.

Neutrini da supernova

L'onda d'urto propagandosi dissipa energia dissociando i nuclei atomici di ferro, nelle regioni che attraversa. I protoni liberati dalla scissione dei nuclei di ferro, permettono una veloce neutronizzazione del nucleo stellare, grazie al *processo beta*: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, causando un'emissione di neutrini elettronici chiamata *emissione di neutronizzazione*. Grazie a questo processo il nucleo originario evolve in una protostella di neutroni. La parte esterna del nucleo, intanto, continua a cadere verso il centro, depositandosi sulla protostella, la cui massa raggiunge $1.4 - 1.6 M_\odot$. I neutrini elettronici emessi sfuggono liberamente finché la densità del nucleo diventa così alta da renderlo opaco per i neutrini. I processi più importanti per l'intrappolamento dei neutrini sono: (i) diffusione su nucleoni liberi ($\nu + N \rightarrow \nu + N$), (ii) diffusione coerente

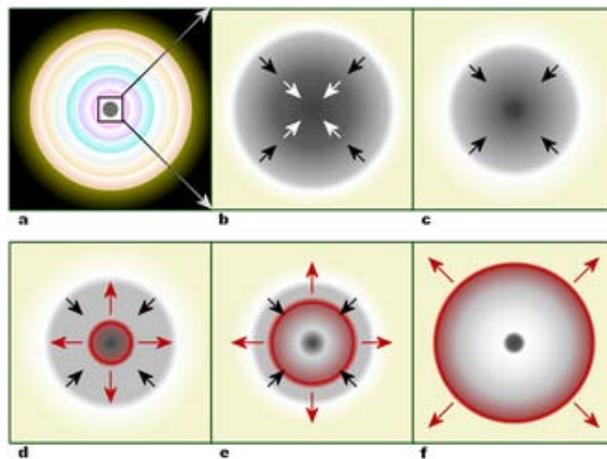


Figura 2: Le fasi del collasso gravitazionale del nucleo di una stella di grande massa. All'interno della stella in un avanzato stadio evolutivo (a), la fusione nucleare termina con la sintesi del ferro, che, depositandosi al centro dell'astro, va a costituire un nucleo inerte (b) che in breve tempo raggiunge la massa limite di Chandrasekhar, iniziando a collassare. La materia della parte più interna del nucleo degenera in neutroni ed emette neutrini (c), causando un rimbalzo della materia (d) che dà origine ad un'onda d'urto (in rosso). Il fronte d'urto inizialmente tende a rallentare (e), ma è rinvigorito da processi che includono interazioni tra i neutrini. L'onda spazza via gli strati circostanti il nucleo (f), lasciando solo un residuo di materia degenera: una stella di neutroni compatta.

su nuclei pesanti ($\nu + (Z, A) \rightarrow \nu + (Z, A)$), (iii) assorbimento da nucleone ($\nu_e + n \rightarrow p + e^-$), (iv) diffusione neutrino-elettrone ($\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$). L'effetto di questi processi può essere stimato valutando il libero cammino medio per i neutrini $\lambda = 1/\rho\sigma \sim 10$ m, dove $\rho \sim 10^{38}$ nucleoni/cm³ è la densità della protostella, e $\sigma \sim 10^{-41}$ cm² è l'ordine di grandezza tipico delle sezioni d'urto per i processi indicati. Il libero cammino medio

Classificazione delle supernovae

La classificazione più utile per le supernovae è basata sul meccanismo fisico di esplosione: termonucleare oppure collasso gravitazionale. Stelle con massa $4 < M < 8M_{\odot}$ che sono evolute in nane bianche e si trovano in sistemi binari possono inglobare una massa critica di materia dalla stella compagna. La quantità di materiale ricevuto può essere tale da innalzare la temperatura del suo nucleo fino al punto di fusione del carbonio. A questo punto si innesca una serie di processi termici che disgrega completamente la nana bianca. Nel caso di supernovae di tipo termonucleare l'emissione dei neutrini è trascurabile. Le stelle di massa maggiore ($M > 8M_{\odot}$) esplodono invece attraverso collasso gravitazionale come illustrato nel testo principale.

Le supernovae sono classificate anche sulla base delle caratteristiche delle loro curve di luce e delle linee di assorbimento dei diversi elementi chimici che appaiono nei loro spettri. Una prima divisione viene effettuata sulla base della presenza o dell'assenza delle linee dell'idrogeno. Se lo spettro della supernova presenta tali linee (chiamate serie di Balmer nella porzione visibile dello spettro), essa viene classificata come di *Tipo II*; altrimenti è di *Tipo I*. Ognuna di queste due classi è a sua volta suddivisa in base alla presenza di altri elementi chimici o alla forma delle curve di luce. In particolare, le supernovae di *Tipo Ia* presentano la linea del silicio ionizzato (Si II). Le supernovae di *Tipo Ib/c* non presentano alcuna linea del silicio. Le supernovae di *Tipo Ib* presentano la linea dell'elio non ionizzato, mentre quelle di *Tipo Ic* non presentano alcuna linea dell'elio. Le supernova di tipo termonucleari corrispondono al Tipo Ia. Le curve di luminosità delle SN Ia sono sorprendentemente riproducibili, nel senso che diverse supernovae presentano lo stesso tipo di curve di luce. Per questa ragione sono utilizzate come candele standard in cosmologia. Le supernovae a collasso gravitazionale invece corrispondono a quelle di tipo Ib/c e II.

risulta molto più piccolo del raggio della protostella di neutroni. Dunque, i neutrini intrappolati diffondono attraverso la protostella. Una stima del tempo di diffusione è data dal prodotto della durata fra due successivi urti per il numero di passi $\tau \sim (\lambda/c)(R/\lambda)^2 \sim 10$ s. È utile introdurre il concetto di *neutrinosfera*, che indica il raggio oltre il quale un neutrino in media subisce l'ultimo urto prima di uscire liberamente dal nucleo. All'interno della neutrinosfera il moto dei neutrini è di diffusione (termica), all'esterno è libero.

Nell'intervallo temporale fra 0.5 e 10 s dopo l'inizio dell'esplosione, la protostella di neutroni può essere vista come una stella di raggio di circa 30 km, che si contrae lentamente e si raffredda attraverso l'emissione di neutrini e antineutrini di tutti i sapori. I processi più importanti di emissione sono: $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$, $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$, $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, $N + N \rightarrow N + N + \nu + \bar{\nu}$. Questa fase è detta *emissione termica*. Alla fine di questa fase si è formata una vera *stella di neutroni*.

Una supernova può dunque essere considerata come un *corpo nero* che si raffredda attra-

verso l'emissione dei neutrini di tutti i sapori. Quasi tutta l'energia di legame gravitazionale (3×10^{53} erg) viene portata via dai neutrini, emessi con spettri quasi-termici, con una energia media di ~ 15 MeV.

Supernova 1987A

Rivelatori in grado di misurare un segnale di neutrini da supernova provenienti dalla nostra galassia sono operativi dal 1980, quando il telescopio BST (Baksan Scintillator Telescope) entrò in funzione. Ma bisogna aspettare l'esplosione della prima supernova osservata nel 1987 (SN 1987A) per ricevere un segnale di neutrini stellari. Questa supernova è esplosa il 23 Febbraio nella Grande Nube di Magellano, una piccola galassia satellite della Via Lattea, ad una distanza da noi di circa 170.000 anni-luce (Fig. 3).

Per la prima volta è stato possibile rintracciare negli archivi fotografici la posizione dell'esplosione e localizzare la stella progenitrice, una supergigante blu di massa di $20 M_{\odot}$. Grazie alla



Figura 3: Esplosione della SN 1987A: prima (sinistra) e dopo (destra).

relativa vicinanza della stella, e dunque alla luminosità della supernova, è stato possibile condurre osservazioni con un'accuratezza senza precedenti. Inoltre, per la prima (e tuttora unica) volta è stato possibile misurare il segnale dei neutrini associato all'esplosione della supernova.

Due rivelatori sotterranei, sensibili ad antineutrini elettronici, Kamiokande II in Giappone e IMB nell'Ohio, rivelarono 11 (Fig. 4) e 8 antineutrini, rispettivamente, su un arco temporale di 10 s. Le misure del telescopio BST risultarono meno significative. Nonostante la bassa statistica, la quantità di informazioni che gli scienziati hanno estratto da questi pochi eventi è stata considerevole.

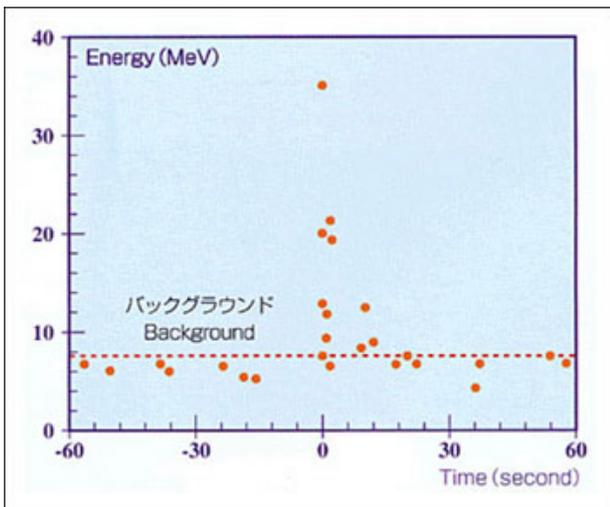


Figura 4: Gli 11 punti a 0 secondi mostrano gli eventi dei neutrini dalla SN 1987A osservati da Kamiokande II.

Principalmente, il segnale dei neutrini della SN 1987A ha confermato la descrizione di una protostella di neutroni che si raffredda attraverso

l'emissione dei neutrini. L'energia misurata dei singoli neutrini corrisponde alla temperatura iniziale attesa per la protostella di neutroni, mentre la durata del segnale dei neutrini è in accordo con il tempo scala di ~ 10 s per il raffreddamento della stella. L'accordo eccellente fra la teoria e le osservazioni ha permesso di escludere che la supernova abbia perso energia attraverso processi misteriosi, associati all'emissione di particelle esotiche come assioni o neutrini sterili. Allo stesso tempo lo spettro di energia dei neutrini ha permesso di ottenere una stima dell'energia totale emessa dalla supernova, consistente con la creazione di una stella di neutroni di massa $1.4M_{\odot}$ e raggio di 15 km.

Inoltre, le misure hanno rivelato anche informazioni fondamentali sulla natura dei neutrini stessi. Poiché i neutrini hanno raggiunto la Terra non più di tre ore prima che la supernova fosse catturata nelle immagini ottiche, essi devono aver viaggiato ad una velocità molto prossima a quella della luce. Poiché particelle più leggere viaggiano più velocemente di quelle più pesanti, gli scienziati hanno concluso che la massa dei neutrini è molto piccola. Ciò ha permesso di escludere la possibilità che i neutrini possano essere la componente dominante della materia oscura nell'Universo.

Future osservazioni di neutrini da supernova

La lezione impartita dalla SN 1987A è che i neutrini e la fisica delle supernovae sono strettamente legati. Dunque non è inaspettato che uno dei più grandi desideri degli astronomi e dei fisici del neutrino sia l'esplosione di una supernova nella nostra galassia. Soprendentemente non è stata rivelata alcuna supernova nella Via Lattea dal 1604, quando fu osservata una "nuova stella" nella costellazione Ophiuchus. Essa fu studiata fra gli altri dall'astronomo tedesco Johannes Kepler (di cui porta il nome) e dall'italiano Galileo. Appena tre decenni prima, nel 1572, gli astronomi in Europa, fra cui il leggendario astronomo danese Tycho Brahe, ne avevano avvistata un'altra. Le evidenze correnti suggeriscono che entrambe le supernova fossero di tipo termonucleare e non da collasso gravitazionale.

Basandosi sulle osservazioni nelle altre galassie, gli astronomi stimano che dovrebbero avvenire circa tre esplosioni di supernova per secolo nella Via Lattea. Anche se il materiale interstellare assorbisse la luce da una supernova nelle regioni più distanti della nostra galassia, esso non fermerebbe i neutrini, la cui rivelazione dunque annuncerebbe la morte di una stella di grande massa nella Via Lattea.

Poichè i neutrini da supernova sono emessi prima della luce, la loro rivelazione può dare in anticipo un allarme agli astronomi che una supernova sta per essere visibile. A tal riguardo esiste una rete ai rivelatori di neutrini, chiamata *Supernova Early Warning System* (SNEWS) progettata per dare un precoce avviso agli astronomi dell'evento di una supernova nella nostra galassia. Essa include tra l'altro i rivelatori Borexino e Large Volume Detector (LVD) ai Laboratori del Gran Sasso in Italia, Super-Kamiokande in Giappone e Icecube al Polo Sud. I suddetti rivelatori sono altamente sensibili ad un segnale di neutrini da una esplosione galattica. Per esempio, Super-Kamiokande dovrebbe registrare diverse migliaia di eventi da una supernova nel centro galattico, a più di 25.000 anni-luce da noi. Questi neutrini potrebbero permettere di localizzare la supernova nel cielo con una risoluzione di qualche grado. Icecube dovrebbe ricevere un milione di eventi, pertanto è il miglior rivelatore per ricostruire la struttura temporale del segnale dei neutrini.

L'alta statistica di neutrini attesa nei rivelatori attualmente in funzione fornirebbe un quadro dettagliato del collasso gravitazionale. Fra l'altro gli scienziati saranno in grado di determinare se il collasso gravitazionale della stella abbia portato ad un buco nero, da cui niente (neanche i neutrini) può sfuggire, piuttosto che ad una stella di neutroni. Nel caso della formazione di un buco nero, il flusso dei neutrini emessi dalla supernova subirebbe una brusca interruzione. Invece se il risultato dell'esplosione fosse una stella di neutroni, essa emetterebbe neutrini su un tempo scala di circa 10 s durante il suo raffreddamento, cosicché il flusso dei neutrini dovrebbe decrescere gradualmente piuttosto che subire una interruzione improvvisa.

Anche i fisici delle particelle sono interessati ai neutrini da supernova, i quali rappresentano una

rara opportunità per capire come queste particelle si comportano in condizioni estreme non riproducibili in laboratorio. In particolare, nelle regioni più interne di una supernova, la densità dei neutrini è così alta, che le loro auto-interazioni, di solito trascurabili, possono alterare la loro evoluzione di sapore. In queste condizioni i neutrini formano un gas denso che può mostrare un comportamento inusuale, sotto forma di *oscillazioni collettive*. Inoltre le oscillazioni dei neutrini nella supernova sono sensibili alla dinamica dell'esplosione. Infatti l'andamento temporale del segnale dei neutrini potrebbe permettere di seguire in tempo reale la propagazione dell'onda d'urto nella stella. Infine una delle questioni aperte nella fisica del neutrino è la cosiddetta "gerarchia di massa", cioè come sono ordinati gli autostati di massa dei neutrini. Sono permesse due possibilità: (i) gerarchia di massa normale se ci sono due autostati di massa leggeri più uno pesante, (ii) gerarchia invertita se è presente un autostato leggero e due pesanti. Misurando i neutrini da supernova si potrebbe ottenere una risposta a questa domanda fondamentale.

Da quanto discusso, emerge che la misura di un prossimo segnale di neutrini da una supernova galattica avrà un potenziale fisico enorme. Le esplosioni galattiche sono però eventi rari. D'altra parte ci sono circa 10 esplosioni di supernova per secondo nell'Universo visibile. L'emissione cumulativa dei neutrini da tutte le esplosioni di supernova passate ha prodotto un fondo cosmico di neutrini, il cosiddetto *fondo diffuso di neutrini da supernova*, la cui esistenza era stata predetta già prima della SN 1987A. Sebbene debole, questo flusso diffuso è un segnale garantito che può permettere di sondare una fisica diversa da quella di una esplosione galattica, compresi processi che avvengono su scale cosmologiche nel tempo o nello spazio. In particolare, il segnale diffuso di neutrini da supernova è sensibile al tasso di formazione stellare. Al momento questo segnale non è stato ancora rivelato, ma l'esperimento Super-Kamiokande ha ottenuto un limite stringente, che è al di sopra delle tipiche stime teoriche solo di circa un fattore 2. Questo limite è incoraggiante e attualmente in Super-Kamiokande è in corso lo studio di tecniche sperimentali avanzate per permettere la rivelazione di questo segnale nei prossimi anni.

Sebbene un evento di esplosione di una supernova galattica sia raro, vi sono buone possibilità che possa accadere nei prossimi decenni. Inoltre, la misura del flusso diffuso dei neutrini da supernova potrebbe essere imminente. Non resta, quindi, che essere pazienti e prepararsi, attraverso lo sviluppo di modelli teorici e procedure sperimentali, per poter rivelare e analizzare nel miglior modo possibile un simile evento, dal momento che si potrebbe presentare una sola volta nella vita media di un fisico.

Per approfondimenti si veda [1], che è in corso di pubblicazione.



- [1] A. Mirizzi, I. Tamborra, H.-T. Janka, N. Saviano, K. Scholberg, Robert Bollig, Lorenz Hudepohl, and Sovan Chakraborty “Supernova Neutrinos: Production, Oscillations and Detection,” in preparazione per *La Rivista del Nuovo Cimento*, arXiv:1508.00785 [astro-ph.HE]



Alessandro Mirizzi: È un ricercatore in fisica teorica presso l’Università di Bari. Si è laureato e addottorato a Bari. Ha svolto attività di ricerca presso il Max Planck Institute for Physics di Monaco di Baviera e presso l’Università di Amburgo. Si occupa di fisica astroparticellare, con particolare interesse per l’astrofisica e la cosmologia dei neutrini e di particelle ipotetiche come gli assioni.

I neutrini in astrofisica

Vincenzo Flaminio

Dipartimento di Fisica ed INFN, Università di Pisa, Pisa

La nostra comprensione degli eventi di altissima energia che hanno luogo in oggetti astrofisici, quali le esplosioni di Supernovae, i Gamma Ray Bursts, i Nuclei Galattici Attivi ed altri, è drasticamente migliorata negli ultimi decenni, grazie soprattutto al notevole progresso tecnologico nel campo dell'astronomia gamma ed X. L'osservazione dei neutrini solari, e poi di quelli emessi nell'esplosione della supernova 1987A, ha inoltre risposto ad alcuni interrogativi riguardanti i processi che hanno luogo all'interno di oggetti stellari ed hanno ravvivato l'interesse verso i neutrini di alta energia emessi da sorgenti cosmiche. A ciò si è aggiunta ancor più recentemente l'osservazione di neutrini di altissima energia nell'esperimento IceCube, situato sotto i ghiacci dell'Antartide. In quest'articolo ci proponiamo di illustrare il ruolo che i neutrini hanno avuto e continuano ad avere nel campo dell'astrofisica, con particolare riguardo a quella che è nota come *astrofisica delle alte energie*.

Una brevissima rassegna dell'astronomia moderna

Le prime osservazioni astronomiche ed i primi record storici di eventi astronomici risalgono ai Babilonesi, agli Egiziani, ai Cinesi, ai Greci e, in tempi più recenti, agli Arabi arrivati nel sud del-

l'Europa. Tuttavia fu solo con Copernico e poi con Galileo ed il suo telescopio a rifrazione che nacque la moderna astronomia. Dopo la prima dimostrazione del funzionamento del suo telescopio, che ebbe luogo a Venezia nel 1609, Galileo riuscì ad utilizzarlo per effettuare un gran numero di osservazioni, quali quella delle montagne e crateri della Luna, delle Lune di Giove, degli anelli di Saturno, delle fasi di Venere.

Da allora importanti sviluppi hanno avuto luogo nel campo dell'astronomia ottica e, più in generale, dell'astronomia basata sulla rivelazione dell'emissione elettromagnetica da parte di sorgenti cosmiche. Le limitazioni dei telescopi ottici situati sulla Terra, dovute all'assorbimento e diffusione della radiazione da parte dell'atmosfera, sono state superate mediante l'utilizzo di telescopi basati su satellite, quali lo Hubble Space Telescope, nonché con l'utilizzo di telescopi situati ad alte quote e con l'utilizzo di ottiche adattive per correggere le distorsioni dei fronti d'onda dovute all'atmosfera.

Importanti progressi nel campo dell'astronomia elettromagnetica si sono avuti con lo sviluppo dell'astronomia infrarossa, dovuta a Charles Piazzi Smyth, che nel 1896 effettuò uno studio dettagliato del calore emesso dalla luna, utilizzando una termocoppia. Uno dei vantaggi delle osservazioni effettuate nell'infrarosso deriva dal fatto che tale radiazione è poco assorbita dalle nubi di gas situate tra la Terra e le parti centrali della Galassia.

Nei primi anni '30 un'ulteriore importante sviluppo si ebbe grazie a Karl Jansky, che osservò per la prima volta l'emissione radio da una zona situata al centro della via lattea. Questa fu

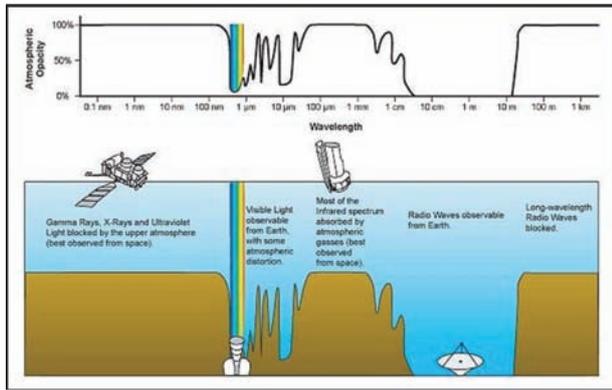


Figura 1: Altezza di dimezzamento della radiazione nell'atmosfera in funzione della lunghezza d'onda (su scala logaritmica). Come si può vedere dal grafico, le regioni di maggior trasparenza sono quelle del visibile e del radio. Raggi X ed ultravioletti sono fortemente assorbiti. Notevolmente assorbiti sono anche i raggi γ e la radiazione infrarossa.

successivamente identificata con Sagittarius A. La risoluzione angolare dei radio telescopi così sviluppati subì un drammatico miglioramento con l'interferometria radio, sviluppata nel 1946 da Martin Ryle ed altri. La risoluzione passò in tal modo da qualche decina di minuti d'arco ai millesimi d'arco ottenibili con la moderna "Very Long Baseline Interferometry". L'avvento della radioastronomia portò un ulteriore vantaggio, legato al ridotto assorbimento della radiazione nella regione di lunghezze d'onda comprese tra qualche centimetro e qualche metro, come mostrato nelle Figure 1 e 2. Ciò in contrasto con l'elevato assorbimento da parte dell'atmosfera della luce visibile, della radiazione infrarossa (con l'eccezione di poche "finestre" nella regione dei micron) e delle onde radio di grande lunghezza d'onda. Un gran numero di importanti scoperte astronomiche vennero proprio con l'avvento della radioastronomia. Tra queste occorre ricordare quella delle radio galassie alimentate da buchi neri supermassivi, il lensing gravitazionale [1] e, particolarmente importante, la radiazione di fondo.

La trasparenza del mezzo interstellare a lunghezze d'onda situate nella zona delle onde radio consente di vedere attraverso il disco della nostra galassia e di osservare oggetti altrimenti nascosti. Ciò ha consentito in particolare lo studio del buco nero supermassivo (Sgr A*) posto al centro della nostra Galassia, di cui vedremo in seguito.

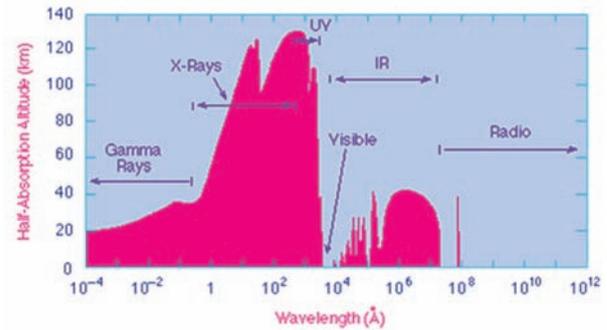


Figura 2: Opacità atmosferica in funzione della lunghezza d'onda (su scala logaritmica). Il grafico è simile a quello della figura 1, ma mostra in aggiunta il campo delle lunghezze d'onda possibilmente rivelabili.

Come mostrato in figura 2 la rivelazione di raggi X e γ da parte di sorgenti astrofisiche è fortemente limitata, per rivelatori collocati sulla superficie terrestre, dall'assorbimento atmosferico. Ciò è particolarmente vero per i raggi X, il che ha richiesto l'utilizzo di rivelatori collocati su satelliti quali il rivelatore Italo-Olandese BeppoSax [2] e successivamente CHANDRA [3]. Per ciò che concerne le osservazioni di raggi γ queste si sono basate per molti anni su rivelatori collocati a terra. Questi sfruttano la radiazione Cherenkov generata da sciame elettromagnetici originati da raggi γ di alta energia che investono l'atmosfera. La radiazione viene in questo caso rivelata attraverso grandi specchi parabolici o sferici che la focalizzano su appositi sensori. Tra questi val la pena di menzionare il rivelatore HESS [4], installato in Namibia, MAGIC [5] installato alle isole canarie e VERITAS [6] in Arizona. In fase di realizzazione è infine il rivelatore CTA [7], che fornirà una veduta completa del cielo sud come di quello nord. Più di recente, per ottenere una visione globale del cielo e per liberarsi degli effetti dovuti all'assorbimento atmosferico, si è fatto ricorso a rivelatori di γ posti su satelliti, quali EGRET [8] e, più di recente, FERMI [9]. Val la pena menzionare il fatto che i rivelatori di γ posti a terra e quelli che operano su satellite sono complementari. Ciò è legato al fatto che il flusso dei γ decresce rapidamente all'aumentare dell'energia. Ciò richiede rivelatori di grande superficie, difficili da installare su satelliti. Ricordiamo in effetti che quest'ultimo tipo di rivelatori riesce a coprire un range di energie che non supera i 100

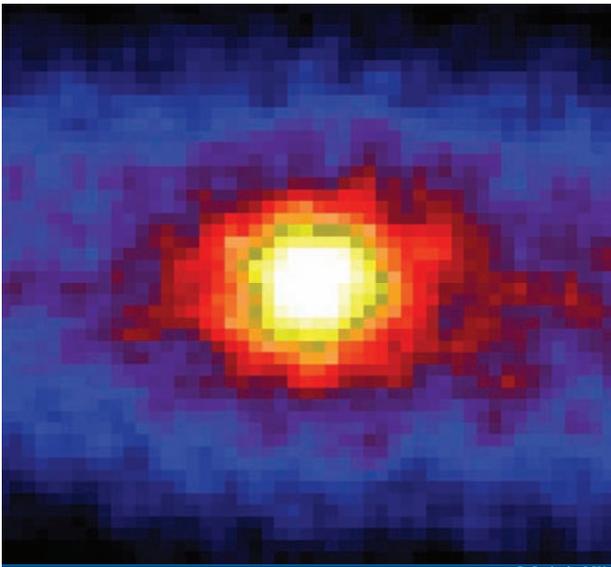


Figura 3: L'immagine del Sole ottenuta attraverso la rivelazione dei neutrini che ne provengono, rivelati dall'esperimento SuperKamiokande. L'immagine, centrata sul Sole, copre un'ampia regione angolare, di $90^\circ \times 90^\circ$ sia in ascensione retta che in declinazione.

GeV, mentre i rivelatori Cherenkov posti a terra coprono energie da circa 50 GeV in su.

Oggi sappiamo che la fonte d'energia che alimenta il Sole e le altre stelle sono i processi di fusione nucleare che hanno luogo al loro interno. In questi vengono emessi enormi flussi di neutrini. I primi calcoli al riguardo risalgono al 1938-39, ad opera di Bethe e di Critchfield [10, 11]. È interessante notare come nei lavori di questi autori non vi sia alcuna menzione del fatto che la rivelazione dei neutrini emessi in tali processi avrebbe potuto fornire un'importante verifica della teoria. Si dovette aspettare alcuni decenni ed il paziente lavoro di Raymond Davis [12] e successivamente di Masatoshi Koshiba [13] perché l'osservazione dei neutrini solari fornisse una prova inequivocabile della teoria. Per queste scoperte a Raymond Davis e Masatoshi Koshiba venne attribuito, nel 2002, il premio Nobel. In aggiunta, l'esperimento Kamiokande, condotto dallo stesso Koshiba, osservò per la prima volta i neutrini emessi nell'esplosione di una Supernova, la SN1987A [14]. Con questi esperimenti l'Astrofisica usciva dal campo delle osservazioni limitate alla radiazione elettromagnetica, ed apriva una nuova importante finestra, l'Astrofisica dei neutrini. La figura 3 mostra l'immagine del sole ottenuta osservando i neutrini solari rivelati

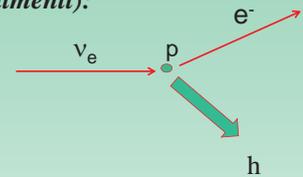
Conservazione numero leptonico

Nelle collisioni (o decadimenti):

$$\nu_e \rightarrow e^- \quad (511 \text{ KeV})$$

$$\nu_\mu \rightarrow \mu^- \quad (106 \text{ MeV})$$

$$\nu_\tau \rightarrow \tau^- \quad (1.776 \text{ GeV})$$



Ma violato dal fenomeno delle «oscillazioni» dei neutrini

$$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$$

$$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$$

$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (Nati come tali al CERN osservati come ν_τ al Gran Sasso. Esperimento OPERA)

Figura 4: Neutrini e corrispondenti "leptoni". In basso: le transizioni legate ad alcune tipiche "oscillazioni" dei neutrini.

nell'esperimento SuperKamiokande [15].

Quelli emessi dal Sole e Stelle simili, nonché quelli che hanno origine nell'esplosione delle Supernovae, hanno energie relativamente basse. Molti dettagli dei relativi fenomeni sono, almeno in parte, compresi. Si ritiene d'altronde che neutrini aventi energie incomparabilmente maggiori siano emessi in processi astrofisici di vario tipo. È di questi che si occupa l'astrofisica dei neutrini di alte energie, che è l'oggetto di questo lavoro.

Cosa sono i neutrini? Da Pauli ai giorni nostri

L'esistenza del neutrino fu ipotizzata negli anni '30 da Pauli e successivamente posta su solide basi da Fermi. Dei neutrini altri diranno in questo numero di *Ithaca*. Io mi limiterò a ricordare che esistono tre tipi o "flavour" di neutrini: il neutrino elettronico ν_e , il neutrino muonico ν_μ ed il neutrino associato al mesone τ , ν_τ (vedasi anche la Figura 4). Per ciascuno di questi esiste la corrispondente antiparticella, indicata con una barra sopra il simbolo ($\bar{\nu}_e...$). Il primo di questi ad essere stato osservato è stato il ν_e (più precisamente la sua antiparticella $\bar{\nu}_e$, emessa nei decadimenti radioattivi ed in particolare in enormi quantità nei reattori nucleari). Un esempio è il decadimento del trizio, ^3H , in ^3He mostrato in figura 5. Qui uno dei neutroni presenti nel nucleo del trizio si trasforma in un protone con la simultanea emissione di un elettrone ed un antineutrino elettronico.

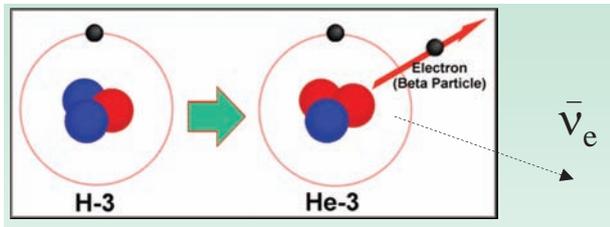


Figura 5: Decadimento beta del trizio in ${}^3\text{He}$, con produzione di un $\bar{\nu}_e$ e di un elettrone. La vita media per questo decadimento è pari a circa 17.8 anni.

Il motivo dell'associazione di ciascuno dei tre neutrini ad uno dei tre leptoni quali l'elettrone, il μ ed il τ , è legato, come schematicamente mostrato in Figura 4, al fatto che nell'interazione di un ν_e con la materia viene in genere prodotto un elettrone e mai un μ o un τ ed analogamente per gli altri due neutrini. Tale associazione del ν_e con l'elettrone, del ν_μ con il μ , e via dicendo, continua a valere, con i relativi cambiamenti di segno, per le corrispondenti antiparticelle. Così, se un $\bar{\nu}_e$ interagisce con la materia esso darà luogo ad un elettrone positivo e^+ ; analoga cosa si verifica per il $\bar{\nu}_\mu$ e $\bar{\nu}_\tau$, che daranno origine rispettivamente ad un μ^+ ed un τ^+ . Tale "legge di conservazione del numero leptonico" è tuttavia in un certo senso violata nel fenomeno delle cosiddette "oscillazioni dei neutrini". Se un neutrino ν_e è prodotto in un'interazione noi potremo in alcuni casi osservare dopo un certo tempo (o equivalentemente un certo tratto percorso) che esso si è trasformato in un neutrino di diverso flavour, cioè un ν_μ o un ν_τ . Un esempio di cui la stampa ha parlato negli ultimi tempi è quello dell'osservazione nell'esperimento OPERA (realizzato al Gran Sasso) di ν_τ a partire da un fascio di ν_μ prodotti al CERN di Ginevra [16]. Dobbiamo affrettarci ad aggiungere che la probabilità di una tale conversione (o oscillazione come viene comunemente chiamata) è estremamente piccola, ma misurabile con grande precisione. Un secondo esempio che val la pena menzionare è quello dei neutrini elettronici ν_e emessi nel corso dei processi di fusione nucleare che hanno luogo nel sole. Il sole produce energia attraverso la conversione di protoni in nuclei di He (fusione nucleare). Circa 600 milioni di tonnellate di protoni vengono "bruciati" ogni secondo per alimentare la luminosità del sole. Il processo che è alla base della catena di reazioni di "fusione nucleare" è:



Questo è un processo "debole", quindi lento. Le successive reazioni, che comportano la fusione di nuclei di ${}^2\text{H}$ con protoni o con altri nuclei di ${}^2\text{H}$, sono molto più veloci. Tuttavia la velocità del processo complessivo è determinata da quella della prima delle reazioni, quella debole appunto. Si è trovato che, dei ν_e emessi, solo una frazione di circa il 30% arriva sulla terra come ν_e , mentre il resto subisce, nel tragitto verso la terra, una conversione in ν_μ o ν_τ . Questa osservazione ha costituito storicamente la prima evidenza delle oscillazioni dei neutrini negli esperimenti di Davis e Koshiba già citati.

Particelle elementari e rivelatori di particelle

Iniziamo col dire cosa significhi "vedere" una particella elementare. Ciò che in realtà vediamo è la "traccia" che la particella lascia nell'attraversare un mezzo materiale. Un'analogia è quella della traccia lasciata da un aereo che viaggi ad alta quota, come mostrato in Figura 6.



Figura 6: Traccia lasciata da un aereo in volo ad alta quota

Anche se a volte noi non riusciamo a vedere l'aereo, ne deduciamo il passaggio dalla scia che esso lascia. Ciò è facilmente esemplificato nei casi in cui la particella abbia una carica elettrica (positiva o negativa). Tra queste ricordiamo quelle di cui il nostro mondo (e noi stessi) è costituito: protoni ed elettroni. Altre particelle cariche sono quelle che ci piovono incessantemente addosso dallo spazio: quelli che conosciamo come *raggi cosmici* tra cui particolarmente abbondanti so-

Unità di misura dell'energia adoperata nella fisica delle particelle.

Unità	keV	MeV	GeV	TeV	PeV	EeV
Valore	1000 eV	1000 keV	1000 MeV	1000 GeV	1000 TeV	1000 PeV
..	10^3 eV	10^6 eV	10^9 eV	10^{12} eV	10^{15} eV	10^{18} eV

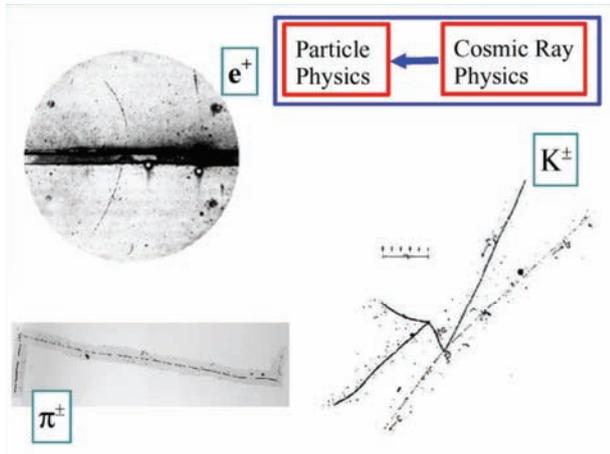


Figura 7: Tracce lasciate da particelle cariche in un'emulsione fotografica

no i μ , i mesoni π ed altri. Le masse di tutte le particelle elementari sono enormemente piccole. I fisici, memori dell'equivalenza tra massa ed energia, preferiscono esprimere le masse delle particelle in unità di energia: l'elettrone volt o semplicemente eV. Questa è l'energia cinetica che un elettrone acquista quando venga accelerato da una differenza di potenziale di un Volt¹. Tale unità è molto piccola e quindi vengono comunemente adoperati i multipli di questa grandezza, come indicato nel riquadro. Così la massa dell'elettrone è all'incirca 511 eV, quella del μ 106 MeV, quella del protone 938 MeV e via dicendo. I valori di alcune di queste masse sono indicati in Figura 4.

Tornando alla traccia che una particella lascia al proprio passaggio in un rivelatore, un esempio classico è quello della traccia lasciata nell'attraversare un'emulsione fotografica. Alcuni esempi sono mostrati nella Figura 7. Se una particella carica di alta energia (nei casi di Figura 7 si parla di energie dell'ordine delle centinaia di MeV o di qualche GeV) attraversa un'emulsione fotografica, essa "danneggia" gli atomi/molecole

¹1 eV = $1.60217733 \times 10^{-19}$ J.

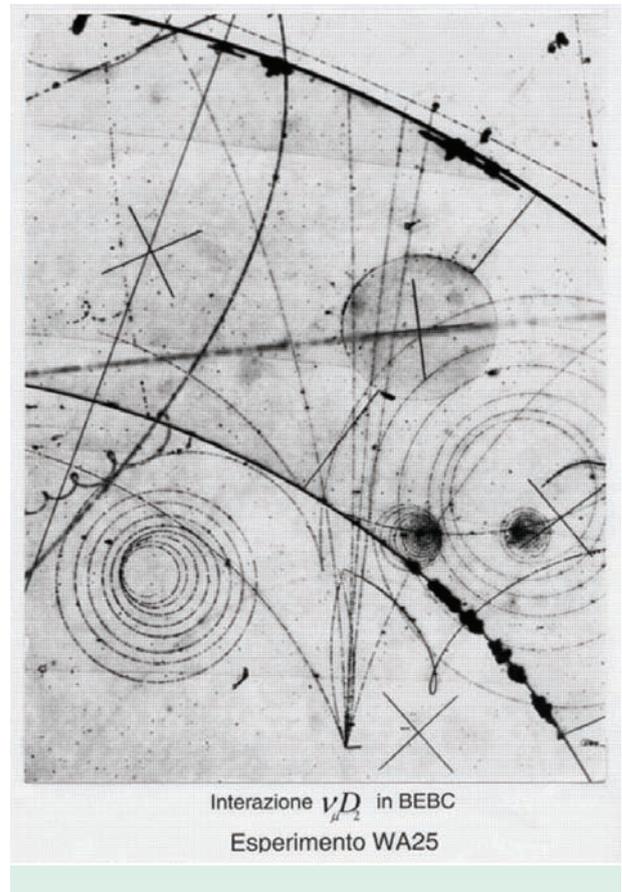


Figura 8: Tracce lasciate da particelle cariche in una camera a bolle.

nella regione attraversata. Una volta che l'emulsione sia trattata chimicamente (sviluppata) la sequenza di atomi interessati risulterà più scura rispetto al resto dell'immagine. Questo è il caso degli esempi mostrati in figura. Questi sono degli eventi storici che non discuteremo, ma che hanno rappresentato importanti scoperte nella fisica delle particelle.

Un ulteriore esempio di visualizzazione di particelle è quello mostrato in Figura 8. Qui vediamo le tracce lasciate da alcune particelle in quella che è una camera a bolle. In questo caso, delle particelle cariche, attraversando un mezzo liquido tra-

sparente, in opportune condizioni di pressione e temperatura, provocano la formazione lungo la traiettoria percorsa, di minuscole bollicine, la cui sequenza indica la traiettoria delle particelle. Nell'esempio mostrato le traiettorie delle varie particelle sono curve, poichè il rivelatore contenente il liquido era collocato in una zona in cui era presente un intenso campo magnetico.

Le particelle positive vengono incurvate in un verso, quelle negative nel verso opposto. Nell'esempio mostrato notiamo che tutte le particelle appaiono provenire da un'unica origine posta nella parte bassa dell'immagine. Nel caso specifico le particelle nascevano dalla collisione di un neutrino con un nucleo. I prodotti della collisione sono le particelle positive e negative le cui traiettorie sono evidenti. Il neutrino d'altronde, non avendo carica elettrica, non lascia alcuna traccia.

Nell'esempio di Figura abbiamo un chiaro caso di rivelazione di una particella priva di carica elettrica, appunto il neutrino. Una particella neutra non interagisce con gli elettroni degli atomi e di conseguenza non lascia alcuna traccia come quelle che abbiamo visto. Per rivelare la presenza di una particella neutra dobbiamo sperare che essa collida con un nucleo o atomo, dando luogo ad una o più particelle cariche e quindi rivelabili. In altre parole dobbiamo aspettare che la particella neutra "muoia".

Nella Figura notiamo in aggiunta una coppia di particelle di segno opposto che appaiono provenire dalle vicinanze del medesimo punto in cui il neutrino ha interagito. Questa è una coppia elettrone-positrone ($e^- e^+$) nata dalla "conversione" di un fotone (γ) di alta energia generato nella medesima collisione che ha dato origine alle particelle cariche. Il γ , essendo privo di carica elettrica, non lascia alcuna traccia visibile, al pari del neutrino.

La probabilità che una particella collida e quindi "muoia" lasciando in tal modo traccia del proprio passaggio, dipende dall'energia della particella, ma dipende soprattutto dal tipo di particella. Tale probabilità è legata a quella che è nota come "sezione d'urto". Essa è estremamente piccola nel caso dei neutrini. Se prendiamo come riferimento tale probabilità per un protone avente energia pari a 10 GeV, essa è 200 miliardi di volte più piccola nel caso di un neutrino

della medesima energia. Ciò spiega come mai i neutrini provenienti dallo spazio attraversino liberamente la terra senza subire collisioni se non in rarissimi casi. Particolarmente elevato è il flusso dei neutrini provenienti dal Sole. Si calcola che all'incirca 70 miliardi di neutrini al secondo arrivano su ciascun cm^2 di superficie terrestre. Ciò sia di giorno che di notte!

Tale probabilità cresce tuttavia molto all'aumentare dell'energia del neutrino. Per un neutrino di 10^{20}eV (100 milioni di TeV) tale probabilità è un cento milioni di volte più grande che per un neutrino di 10 GeV. Si tratta comunque di probabilità estremamente basse, almeno per energie non troppo elevate.²

Un terzo tipo di rivelatori di particelle di cui dobbiamo parlare è quello basato sulla "radiazione Cherenkov". Ancora una volta ci baseremo sull'esempio di un aereo. Se questo viaggia a velocità superiore alla velocità del suono nell'atmosfera, viene generato un fronte d'onda sonoro note come "shock". Questo è mostrato nella parte superiore della Figura 9.



Figura 9: Immagine in alto: shock acustico generato da un aereo che viaggia a velocità supersonica. In basso: shock elettromagnetico generato da una particella che viaggia a velocità superiore a quella della luce nel mezzo.

Analogamente, se una particella carica viaggia in un mezzo trasparente (ad esempio l'acqua) ad una velocità superiore alla velocità della luce nel mezzo, viene a generarsi una sorta di shock elettromagnetico (cioè luce - ovvero fotoni) come mostrato nella parte inferiore della medesi-

²Se l'energia dei neutrini è molto elevata, questi cominciano ad esser assorbiti nell'attraversarla.

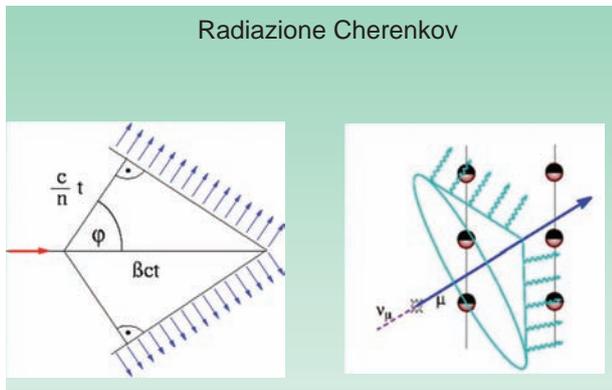


Figura 10: A sinistra: schematizzazione del cono cherenkov di emissione della luce. A destra: visualizzazione tridimensionale del medesimo cono e dei fotoni emessi. È anche mostrata schematicamente una matrice di rivelatori della luce emessa.

ma figura. Ciò che accade è illustrato in modo schematico in Figura 10.

A partire dalla superficie del cono mostrato viene emessa luce (ovvero fotoni). L'asse del cono coincide con la direzione della particella. Se ora noi avremo disposto nella regione di liquido attraversata dalla particella una serie di rivelatori di luce che registrino con grande precisione l'esatto istante d'arrivo della luce su ciascuno, conoscendo anche la posizione esatta di ciascun sensore, saremo in grado di ricostruire con grande precisione l'asse del cono e quindi la traiettoria della particella. I rivelatori di luce normalmente adoperati sono i fotomoltiplicatori (PMT). Un ulteriore esempio è mostrato in Figura 11.

I primi rivelatori che abbiamo descritto (emulsione fotografica, camera a bolle) sono oramai poco adoperati se non in casi eccezionali. Altri rivelatori sono in uso, quali le *camere proporzionali*, le *camere a "drift"*, le TPC (*Camere a proiezione temporale*), i *rivelatori a microstrip/micropad di silicio*, i *calorimetri*, etc. [17]. Negli esperimenti che discuteremo si fa esclusivamente uso dei rivelatori di radiazione Cherenkov.

Interazione dei neutrini con la materia

Le collisioni cui siamo qui interessati sono quelle relative a neutrini di alta energia: diverse centinaia di GeV almeno. Nella collisione di un neutrino di questa energia con la materia (nella più

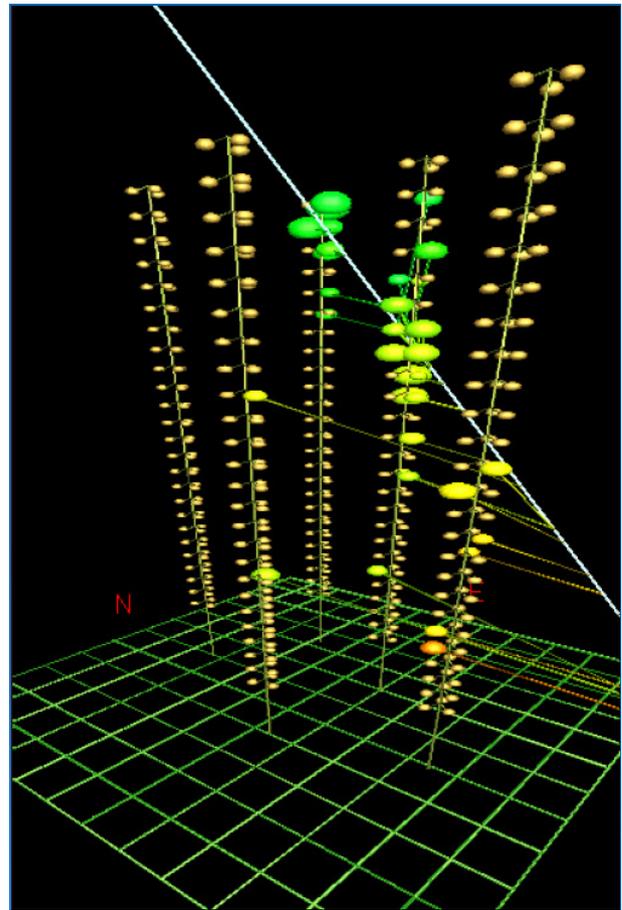


Figura 11: Un esempio di rivelatore di μ che utilizza la luce Cherenkov emessa dalla particella nell'attraversare l'acqua. Nella Figura il colore indica i tempi relativi di arrivo dei segnali Cherenkov sui PMT: il giallo prima del verde. Sono anche indicate, a tratto sottile, le traiettorie (ricostruite) dei fotoni Cherenkov.

gran parte dei casi un nucleo atomico) possono aversi prodotti diversi a seconda del tipo di neutrino ($\nu_e \nu_\mu \nu_\tau$ o corrispondenti antineutrini) come mostrato in Figura 12.

Il processo più rilevante per la rivelazione dei neutrini di origine cosmica è il primo nella figura. In tale processo viene prodotto un μ di alta energia, che ha mediamente il 50% dell'energia del neutrino (75% nel caso di un antineutrino) insieme ad un certo numero di protoni, neutroni, mesoni π e k etc.. Questi ultimi si dividono il resto dell'energia. Queste ultime particelle perdono rapidamente energia, attraverso numerose collisioni nell'attraversare il mezzo; collisioni a catena nel corso delle quali nuove particelle, di energia via via più bassa, vengono prodotte. In tale processo a catena si ha in definitiva la formazione di un cosiddetto *sciame adronico*, mostrato

La morte del neutrino

50% (75%) dell'energia del neutrino (antineutrino)

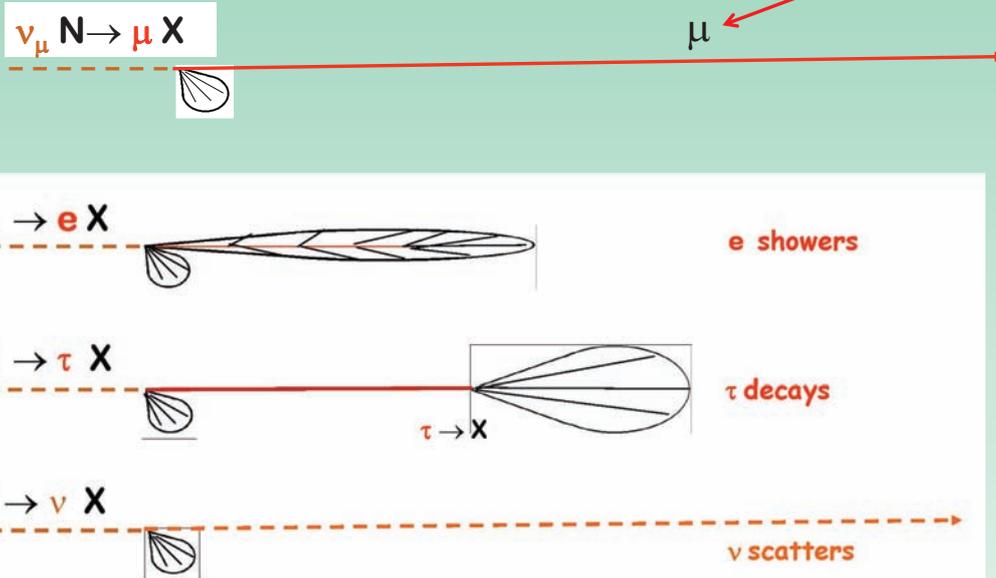


Figura 12: I differenti processi attraverso i quali un neutrino interagisce con la materia.

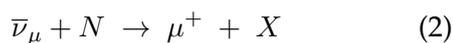
schematicamente nella figura. Le singole particelle dello sciame non sono, nella più gran parte dei casi, rivelabili individualmente, ma è spesso possibile determinare, con una certa approssimazione, l'energia totale dello sciame e la sua direzione.

Il processo è schematizzato con:



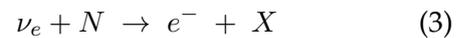
dove X indica lo sciame.

Analogamente, nel caso di un antineutrino avremo:



Per alte energie dei neutrini, in entrambe i processi il μ viene emesso ad un angolo estremamente piccolo ($\ll 1^{\circ}$) rispetto alla direzione del neutrino. Ciò è importante nella ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini di alte energie. La direzione del μ indica in tal caso con chiarezza la posizione angolare della sorgente.

Considerazioni analoghe valgono nel caso dei restanti processi mostrati in figura:

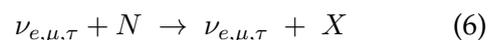


Nonchè degli analoghi processi indotti dai corrispondenti antineutrini.

Infine, l'ultimo dei processi mostrati in figura:



Può aver luogo indifferentemente per tutti i tipi di neutrini ed antineutrini. Ad esempio:



Ed analoghe per i corrispondenti antineutrini. In tali processi, non essendo rivelabile il neutrino prodotto, si vedrà solo lo sciame X e la rivelazione dell'evento, nonchè la valutazione dell'energia e direzione del neutrino, risulterà molto più problematica.

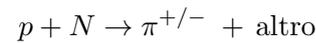
Un commento particolare è necessario nel caso del processo (3). In questo, l'elettrone prodotto, avendo una massa molto più piccola di quella del μ^- prodotto nel processo (1), perde rapidamente energia nell'attraversare il mezzo denso in cui ha avuto luogo l'interazione. L'elettrone subisce un gran numero di collisioni con gli atomi che incontra, ed in ciascuna di queste perde energia, che emette sotto forma di fotoni (γ). Questi a loro volta portano, nell'attraversamento del mezzo, alla produzione di coppie elettrone-positrone. Ciascuno di questi ultimi, perdendo energia in successive collisioni, produce ulteriori fotoni e quindi ulteriori coppie elettrone-positrone. Questo processo a catena si ripete fino a che l'energia di ciascuna delle coppie prodotte non scende al di sotto di una certa soglia. A questo punto l'ulteriore produzione di coppie $e^+ e^-$ e di fotoni si arresta. Nel corso del processo sommariamente descritto si ha, come nell'analogo caso dello *sciame adronico*, lo sviluppo di uno *sciame elettromagnetico*, come schematizzato in figura. Tale sciame ha caratteristiche morfologiche assai diverse da quelle dello sciame adronico. Lo sciame elettromagnetico risulta più allungato e stretto di quello adronico, come visibile in figura.

I raggi cosmici

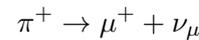
Per comprendere i problemi che si incontrano nella rivelazione dei neutrini astrofisici, è necessario capire preliminarmente quali altre particelle provengano a noi dal cosmo. Ciò anche perché molte di queste costituiscono una sorgente di segnali spuri nel tentativo di rivelare i neutrini; come si suol dire una *sorgente di fondi*, o anche di *rumore*. Altre danno luogo esse stesse alla produzione di neutrini, che è poi estremamente difficile distinguere dai neutrini di origine cosmica.

L'atmosfera terrestre è continuamente bombardata da un enorme flusso di particelle provenienti dallo spazio; quelli che sono noti come *raggi cosmici primari*. Essi sono prevalentemente costituiti da protoni ed altri nuclei di alta energia, con un piccolissimo contributo di altre particelle (elettroni, positroni, γ etc.). A terra siamo bombardati prevalentemente dai *raggi cosmici secondari*, prevalentemente muoni (μ) ma anche γ , elettroni, positroni e neutrini. Questi sono tutti il prodotto dell'interazione dei raggi cosmici

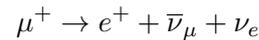
primari con i nuclei dell'atmosfera. In tali interazioni si ha la produzione di particelle a breve vita media, ad esempio:



dove N è un nucleo generico. Il π^+ (π^-) decade in circa 10^{-8} secondi in un μ ed un neutrino:

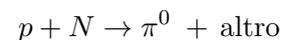


A sua volta il μ^+ decade in 10^{-6} secondi in:

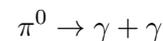


In definitiva questi processi, e gli analoghi in cui la particella prodotta è un π^- , danno origine alla produzione di neutrini ed antineutrini di entrambi i "flavour" ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$)

L'interazione dei protoni (o nuclei) dà luogo, con probabilità all'incirca uguali a quelle relative ai processi indicati, alla produzione dei partner neutri dei $\pi^{+/-}$, cioè dei π^0 (massa circa 135 MeV):



Il π^0 prodotto decade in tempi brevissimi (10^{-10} secondi) in due fotoni:



Riassumendo, sappiamo che nei raggi cosmici secondari sono presenti neutrini (antineutrini) e fotoni (γ) di alta energia, all'incirca con la medesima abbondanza. Questi neutrini e γ sono in definitiva il risultato dell'interazione dei protoni (nuclei) incidenti sull'atmosfera, con i nuclei di cui l'atmosfera stessa è costituita.

Venendo ai neutrini di origine cosmica; la domanda che da decenni i ricercatori si pongono è: quali sono le possibili sorgenti galattiche (extragalattiche) di neutrini di alta energia? Qui non prendiamo in considerazione i neutrini solari né quelli che possono provenire dall'esplosione di una supernova. Tutti questi hanno energie relativamente basse, limitate a poche decine di MeV.

È naturale pensare che queste siano quelle (principalmente resti di Supernovae) in cui si ritiene (come vedremo in seguito) avvenga la produzione ed accelerazione dei raggi cosmici

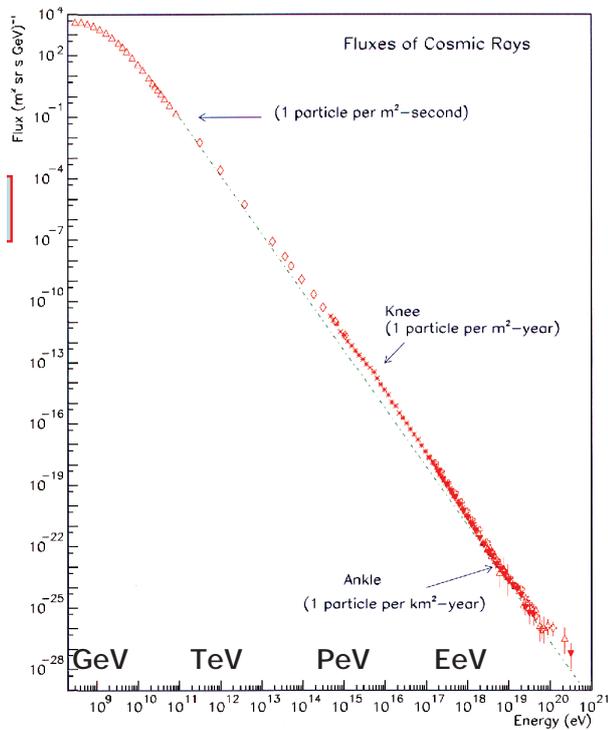


Figura 13: Spettro energetico dei raggi cosmici primari.

primari. Questi, interagendo con gli strati più esterni della sorgente (la Supernova Remnant nel caso specifico), potranno dar luogo a neutrini e fotoni, attraverso reazioni in tutto analoghe a quelle che hanno luogo nell'atmosfera terrestre. In quest'ipotesi, si è a lungo ritenuto che le sorgenti di γ fossero anche sorgenti di neutrini.

Purtroppo tale ragionamento semplicistico non tiene conto di un importante caveat: esistono meccanismi diversi da quello descritto (noto come *meccanismo adronico*), che possono dar luogo a γ di alte energie, e che non implicano la produzione di neutrini. Il più noto di tali meccanismi (noti come *meccanismi leptonici*) è il *Synchrotron-inverse-Compton*, di cui non discuteremo [18].

Produzione ed accelerazione dei raggi cosmici

Lo spettro energetico dei raggi cosmici primari è stato misurato in un gran numero di esperimenti di vario tipo. Come mostrato in Figura 13 esso copre una range di energie che arriva fino a circa 10^{21} eV (circa 1000 EeV). In tale range di energie lo spettro diminuisce drammaticamente, passando da un rate di qualche decina di particelle per m^2

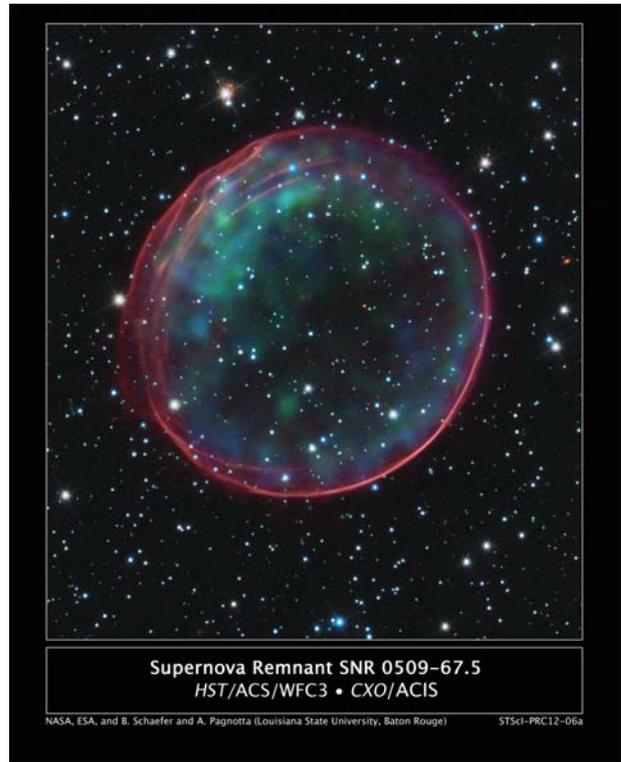


Figura 14: La supernova remnant snr 0509-67.5. Da NASA, ESA, CXC SAO. The Hubble space telescope Team.

per secondo a valori di qualche particella per km^2 per decennio!

Non è del tutto chiaro quale meccanismo fornisca, in oggetti galattici o extragalattici, l'accelerazione osservata per protoni e nuclei. Il meccanismo comunemente accettato è noto come *meccanismo di Fermi del primo ordine* [19]. Tale meccanismo avverrebbe principalmente nelle *supernovae remnants*, cioè in ciò che rimane dopo l'esplosione di una supernova. A seguito dell'esplosione ciò che era una stella si contrae in una *stella di neutroni* o in un *buco nero*, mentre un fronte di gas e polveri si propaga nello spazio a velocità relativistiche, allontanandosi dal nucleo della stella originaria. Si veda ad esempio la Figura 14. La propagazione di quello che è un front di shock può proseguire per diversi secoli ed è in questa fase che protoni e nuclei possono, attraverso una serie di rimbalzi tra il fronte dello shock ed il mezzo interstellare circostante, acquistare le enormi energie osservate. Il meccanismo è assai più complesso di quel che possiamo qui descrivere. Tuttavia esso può essere qualitativamente compreso con riferimento al modello-giocattolo dei due trenini che viaggiano in direzioni opposte,

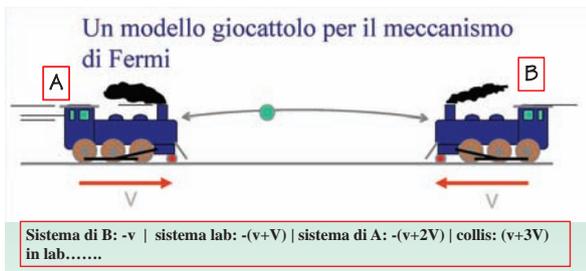


Figura 15: Un modello-giocattolo per illustrare il meccanismo d'accelerazione di Fermi.

come mostrato in Figura 15.

I due treni A e B viaggiano in direzioni opposte con velocità V uguali in modulo, sul medesimo binario. Se ora una pallina viene lanciata dal treno B verso il treno A, con velocità $-w$ nel riferimento del treno B, essa avrà velocità $-(w+V)$ nel laboratorio. La sua velocità nel riferimento di A sarà $-(w+2V)$. Se ammettiamo che la collisione della pallina con il treno A sia frontale ed elastica, la velocità della pallina nel sistema di A dopo la collisione sarà $(w+2V)$, mentre sarà $(w+3V)$ nel sistema del laboratorio. Proseguendo nelle successive collisioni è facile vedere che, dopo un gran numero di collisioni la pallina avrà acquistato un'enorme velocità. Nel caso dell'accelerazione in Supernovae Remnants il problema è enormemente più complicato, per i seguenti motivi:

1. Il problema è tridimensionale
2. Le velocità sono relativistiche, il che richiede l'utilizzo delle trasformazioni di Lorentz
3. La presenza di campi magnetici gioca un ruolo importante nel processo
4. La massima energia raggiungibile dalle particelle dipende dalla durata del processo di espansione del fronte di shock

I calcoli necessari per raggiungere il risultato e calcolare lo spettro d'energia delle particelle sono complicati ed affetti da incertezze. È comunque necessario avere almeno un'idea della densità di Supernovae Remnants nella nostra Galassia e/o in Galassie vicine. Per una recente trattazione dei meccanismi d'accelerazione negli shock delle Supernovae Remnants si veda la referenza [20]. Lo spettro d'energia che tali calcoli forniscono è proporzionale a $E^{-2.7}$, in accordo

qualitativo con i dati sperimentali. Recentemente un'evidenza diretta della produzione di π^0 in interazioni di protoni accelerati in Supernovae Remnants è stata fornita dall'esperimento FERMI [21].

Possibili sorgenti di neutrini

Esiste un'ampia letteratura sulle possibili sorgenti di neutrini [22, 23, 24, 25, 26]. Qui ci limiteremo ad elencarne alcune ed a fornire qualche dettaglio aggiuntivo sulle Supernovae Remnants.

Tra le sorgenti possibili, sono state studiate in numerose analisi le seguenti:

1. Le quasars. Una quasar (contrazione di QUASi-stellar radio source, radiosorgente quasi stellare) è un nucleo galattico attivo estremamente luminoso e generalmente molto distante dalla Terra.
2. Le microquasars. Le microquasar hanno caratteristiche simili alle quasar ma, a differenza di queste, il buco nero al loro interno è di poche masse solari. Microquasar sono presenti anche nella nostra galassia.
3. Le pulsars. Sono stelle di neutroni che ruotano molto velocemente. La loro radiazione elettromagnetica in ristrette zone angolari è osservata come impulsi emessi ad intervalli estremamente regolari.
4. I nuclei galattici attivi. Galassie il cui nucleo, molto luminoso, emette una grandissima potenza radiativa (anche centinaia di volte superiore a quella delle normali galassie) con spettro che va dalle onde radio ai raggi X duri, e con una variabilità temporale su scale di tempo assai brevi (anche solo di qualche giorno o meno). Si ritiene che l'emissione sia causata da materiale in caduta verso un buco nero supermassivo (centinaia di milioni di masse solari).
5. Le blazars. Le Blazars sono delle quasars compatte, presumibilmente associate a buchi neri supermassivi, che emettono potenti getti di radiazione che, in modo continuo o intermittente, vengono a trovarsi orientati verso la Terra.

6. I gamma-ray-bursts. I gamma ray bursts sono brevi ma potentissime esplosioni che hanno luogo in galassie distanti, con emissione di raggi γ . Sono le più potenti esplosioni che hanno luogo nel cosmo, con durate che vanno da una frazione di secondo ad alcuni minuti.

Le Supernovae sono particolarmente interessanti, per quanto si è detto sopra quando si è parlato dei meccanismi di accelerazione.

Le stelle sono generalmente in equilibrio dinamico, come conseguenza del bilanciamento tra la pressione interna, dovuta ai processi di fusione nucleare ed al conseguente sviluppo di energia, e la gravità che tenderebbe a far collassare la stella verso il proprio nucleo interno. I processi di fusione iniziano, come già accennato, con la fusione di nuclei di idrogeno, poi di ^2H , ^{12}C , e via via dei nuclei sempre più pesanti prodotti. Tali processi proseguono fino a che l'elemento più abbondante non appartenga al gruppo del Fe. Essendo la fusione di nuclei di Fe un processo endotermico, che cioè non produce energia ma ne richiede, le reazioni di fusione si arrestano. A questo punto la pressione interna diviene insufficiente a bilanciare quella dovuta alla gravità. Ciò che accade in seguito è estremamente complesso, ma il risultato finale è l'implosione della stella, con simultanea creazione nella sua parte centrale di una stella di neutroni o di un buco nero e l'emissione di un guscio di materiale, ad altissime velocità. Nasce così una Supernova Remnant. Più in particolare, se il nucleo di Fe della stella originaria aveva massa compresa tra 1.39 e 3 masse solari, si ha la formazione di una stella di neutroni, mentre per masse maggiori di 3 masse solari viene a formarsi quello che è noto come un buco nero.³ La nostra via lattea contiene qualche centinaia di migliaia di buchi neri. Esistono poi nell'Universo dei buchi neri supermassivi (che sono anzi la maggioranza). Questi hanno masse pari a milioni di volte quella del Sole. Si ritiene che ne esista uno al centro di ogni galassia, compresa la nostra, al cui centro è Sagittarius A*, avente massa pari a circa 4 milioni di masse solari.

³Già Laplace, nel 1796, formulò l'ipotesi dell'esistenza di "stelle invisibili", in quanto talmente massive da rendere impossibile la fuoriuscita della luce. Appunto i buchi neri.

A parità di intensità emessa sotto forma di neutrini da una Supernova Remnant, il flusso osservabile sarà tanto maggiore quanto più essa è vicina. Per questo motivo particolare attenzione viene prestata alle Supernovae che negli ultimi millenni sono esplose nella nostra galassia o in galassie vicine. Tra le prime ricordiamo:

- la SN del 1006 (osservata da Cinesi, Giapponesi ed Arabi)
- la SN del 1054 (l'attuale CRAB)
- la SN del 1572 (detta di Tycho)
- la SN del 1604 (detta di Keplero)

Tra quelle in galassie vicine:

- la SN del 1885 (in Andromeda)
- la SN del 1987 (nelle nubi di Magellano)

Gli esperimenti sulla ricerca dei neutrini cosmici

Uno dei principali oggetti d'indagine nella fisica dei raggi cosmici è la ricerca delle relative sorgenti. Essendo i raggi cosmici costituiti prevalentemente da protoni ed altri nuclei leggeri, quindi dotati di carica elettrica, essi sono deflessi dai campi magnetici galattici/extragalattici, il che rende impossibile (se non ad altissime energie) associarli a determinate sorgenti. Inoltre, su grandi distanze essi sono assorbiti a causa delle interazioni con polveri e gas. I neutrini, essendo privi di carica elettrica, ed avendo una così piccola probabilità di collisione con le polveri ed i gas, non hanno alcuna di tali limitazioni. Si ritiene, come accennato, che essi provengano dal decadimento di "mesoni" (π ed altri) prodotti nelle interazioni di protoni e nuclei accelerati nelle Supernovae Remnants (o analoghi oggetti cosmici). Essi provengono cioè dalle medesime sorgenti da cui hanno origine i raggi cosmici e, a differenza di questi, "puntano" direttamente alle sorgenti. Un ulteriore vantaggio dei neutrini risiede nel fatto che, essendo così poco assorbiti dagli strati più esterni degli oggetti stellari, possono arrivare sulla Terra anche nei casi in cui siano stati prodotti nelle regioni più interne dei medesimi. Avendo poi essi una sezione d'urto così piccola,

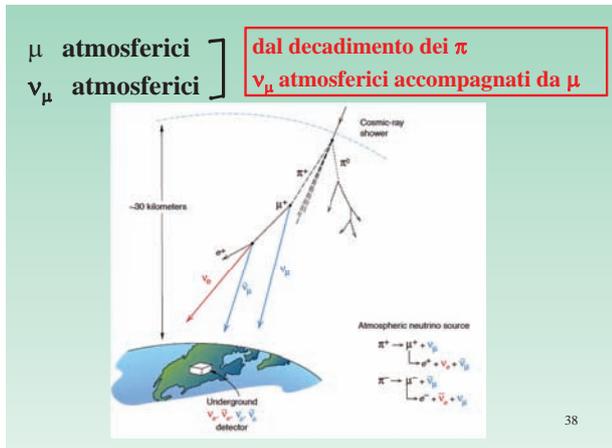


Figura 16: Sorgenti di segnali spuri negli esperimenti sulla ricerca dei neutrini cosmici

è necessario un rivelatore di grande massa per consentirne la rivelazione. La prima idea di un rivelatore di grande volume per la rivelazione dei neutrini cosmici risale a M.A. Markov [27] che la propose nel 1960. L'idea era quella di usare l'acqua del mare (o di un grande lago o, come si fece in seguito il ghiaccio del polo sud) come bersaglio e rivelatore del μ prodotto nell'interazione del neutrino. Il μ è rivelato attraverso la luce Cherenkov che esso emette nell'attraversare il mezzo trasparente. Ciò è facilitato dal fatto che per alte energie ($\gg 100$ GeV) il μ prodotto acquista, come visto, una grossa frazione dell'energia del neutrino e di conseguenza percorre centinaia di metri nell'acqua del mare. Un gran numero di rivelatori ottici (fotomoltiplicatori/PMT) è ovviamente necessario per la rivelazione dei fotoni Cherenkov. Questi debbono esser sensibili alla debole quantità di luce prodotta. Essendo così sensibili potrebbero esser danneggiati da sorgenti intense di luce quale quella Solare o altre. È quindi opportuno posizionarli a grandi profondità marine (alcuni chilometri) dove il buio è assoluto. C'è un ulteriore vantaggio nel posizionare il rivelatore a grande profondità. Come accennato nella sezione sui raggi cosmici e come si può vedere nella figura 16, i raggi cosmici secondari, soprattutto i mesoni μ atmosferici costituiscono un'importante sorgente di segnali spuri (di "rumore") per un rivelatore di questo tipo. Al livello della superficie terrestre il flusso dei μ atmosferici è circa 100 per metro quadro e per secondo. Ad una profondità di 3 km tale flusso risulta, a causa della perdita d'energia che i μ subiscono nell'attraver-

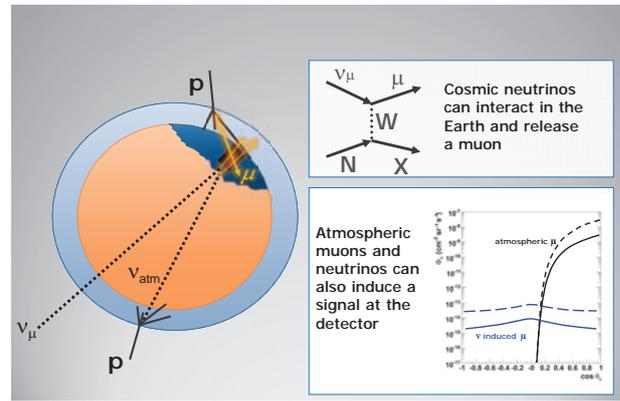


Figura 17: Tipica collocazione del rivelatore in fondo al mare. Sono mostrate le varie sorgenti di "fondi"; μ generati dai raggi cosmici nell'atmosfera; neutrini generati dai medesimi processi, anche nell'emisfero opposto. Il diagramma in alto a destra rappresenta il tipico processo di produzione di μ da parte dei neutrini. In basso, il flusso dei μ atmosferici confrontato con quello dei neutrini atmosferici, in funzione dell'angolo di provenienza.

sare l'acqua, all'incirca un milione di volte più piccolo, il che è un indubbio vantaggio per gli esperimenti.

Convieni a volte, per liberarsi completamente da tale residuo flusso di μ atmosferici, costruire esperimenti ottimizzati per la ricerca di neutrini provenienti "dal basso", cioè neutrini che abbiano attraversato la Terra ed abbiano poi interagito negli strati di Terra posti sotto al rivelatore o nell'acqua. come mostrato in Figura 17. Nella Figura sono indicate le altre particelle che potrebbero costituire sorgenti di segnali spuri.

I primi tentativi di installare a grandi profondità marine un rivelatore di questo tipo risalgono al 1980, con l'esperimento DUMAND [28] di cui un prototipo fu installato al largo delle isole Hawaii, ad una profondità di circa 4.5 km. Questi proseguirono con l'esperimento Baikal [29], installato nell'omonimo lago, a partire dal 1990 ad una profondità di circa 1100 metri; poi con l'esperimento AMANDA [30], installato sotto i ghiacci del polo sud, a partire dal 1995 ad una profondità compresa tra 1500 e 2000 metri; con l'esperimento NESTOR [31], di cui un prototipo funzionò per qualche mese nel 2003, ad una profondità compresa tra 4000 e 5000 metri, al largo delle coste del Peloponneso; con l'esperimento NEMO [32, 33], di cui un prototipo fu installato e funzionò per qualche mese, ad una profondità di circa 1 km,

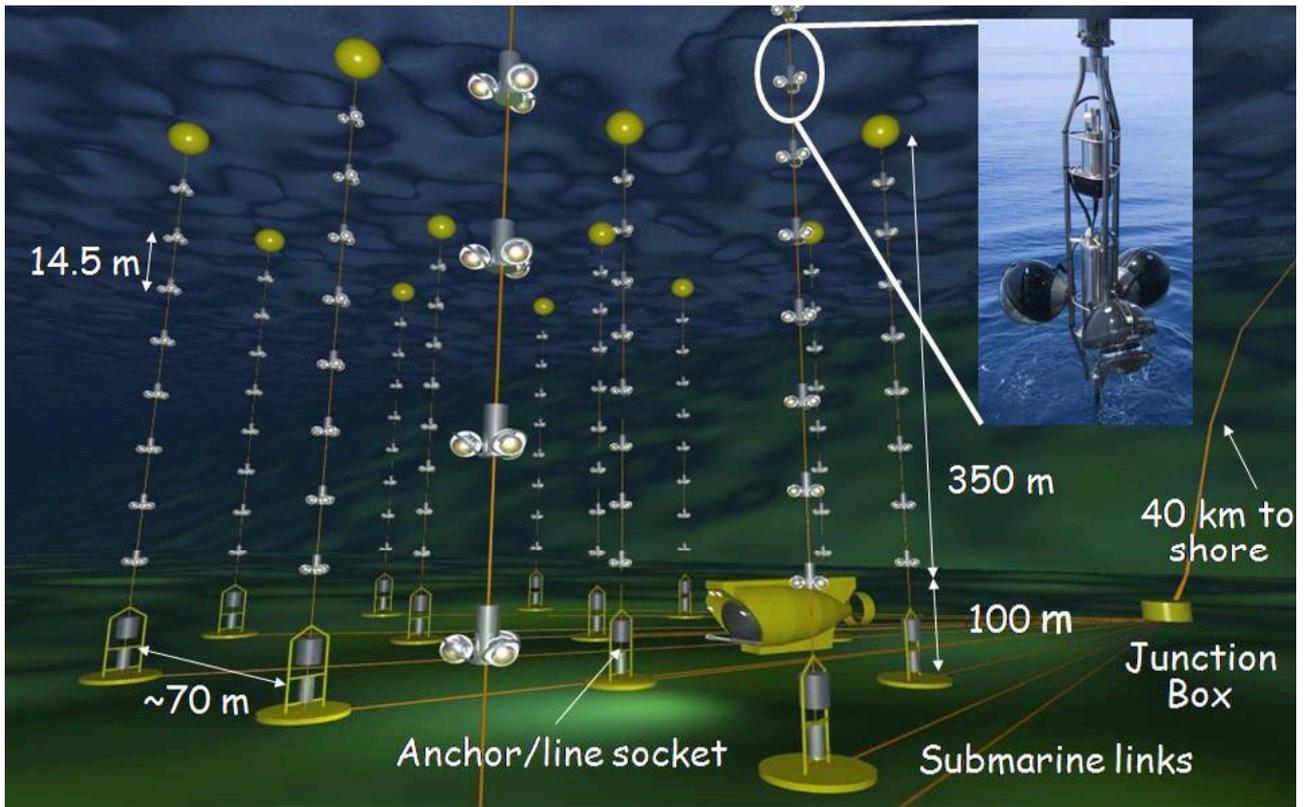


Figura 18: Sketch del rivelatore ANTARES. La foto nel piccolo riquadro mostra un tipico tripletto di PMT ed il relativo contenitore dell'elettronica associata.

al largo del porto di Catania; con l'esperimento ANTARES [34, 35, 36, 37, 38], installato a partire dal 2002 al largo di Tolone ad una profondità di 2400 metri; con l'esperimento IceCube, installato sotto i ghiacci del polo sud. Dedicheremo nel seguito la nostra attenzione a due esperimenti tuttora in fase di presa dati: ANTARES ed IceCube. Accenneremo poi brevemente al nuovo grande progetto in costruzione nel Mediterraneo, KM3.

L'esperimento ANTARES

Il rivelatore ANTARES, costruito ed operato da un'ampia collaborazione di istituzioni ed università soprattutto europee, è installato al largo di Tolone, a circa 40 km dalla costa, ad una profondità di 2400 metri. Esso consiste di 875 sensori ottici (fotomoltiplicatori / PMT) fissati, come mostrato in Figura 18, a 12 cavi elettro-ottici, dove sono raggruppati in "tripletti". Essi *guardano* verso il basso ad un angolo di 45° rispetto alla verticale. I cavi, saldamente ancorati sul fondo del mare e tenuti in tensione da apposite boe in cima, svolgono il triplo ruolo di reggere meccanicamente

i PMT, di fornire ai medesimi ed all'elettronica associata l'energia elettrica necessaria e di trasmettere verso la stazione di controllo posta a terra i segnali registrati dai PMT. Un cavo elettro-ottico sottomarino, lungo circa 40 km è anche adoperato a tale scopo. I PMT sono racchiusi in sfere di vetro resistenti alla pressione. Le correnti marine possono spostare lateralmente le boe e quindi tutti i PMT, anche di diversi metri. Poiché è d'altronde necessario, per la ricostruzione delle traiettorie dei μ , conoscere con grande precisione la posizione ed orientazione di ciascun PMT, si fa ricorso ad un sistema di idrofoni, insieme a bussole ed inclinometri, i cui segnali consentono di avere, istante per istante, l'informazione geometrica desiderata. Scopo dell'esperimento è la ricerca di neutrini (principalmente ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$) aventi energie maggiori di circa 50 GeV, attraverso la rivelazione dei μ prodotti. L'orientazione dei PMT è stata scelta per ottimizzare la rivelazione di neutrini provenienti dal basso.

L'installazione e le eventuali operazioni di riparazione del rivelatore richiedono l'utilizzo di navi e di sottomarini teleguidati. Un esempio è mostrato in Figura 19. Uno dei problemi che si in-

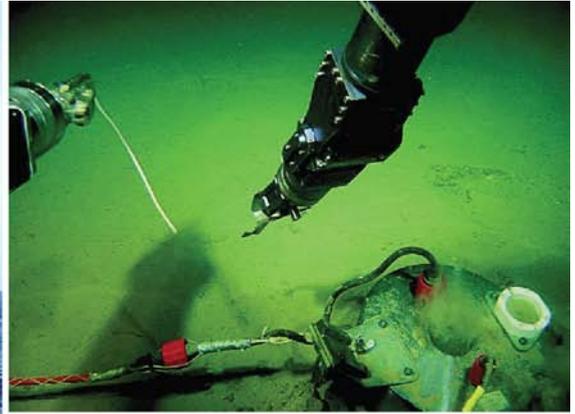


Figura 19: Nella foto di sinistra: una delle linee, posizionata sulla nave e pronta per l'immersione. In primo piano è ben visibile la boa. Nella foto di destra si vedono due dei "bracci" del sottomarino teleguidato che effettua un collegamento in profondità.

contrano in esperimenti di questo tipo effettuati in mare è quello delle sorgenti spurie di piccoli segnali luminosi. Queste hanno due diverse origini:

1. La presenza nell'acqua del mare di un isotopo radioattivo del potassio (^{40}K). Questo, decadendo dà luogo ad elettroni che, per effetto Cherenkov, emettono piccole quantità di luce.
2. La presenza, anche a grandi profondità, di organismi marini che "comunicano" emettendo piccoli impulsi luminosi

Il primo dei due effetti è abbastanza costante nel tempo e non crea troppi problemi. Il secondo può divenire importante in alcuni periodi, a causa dell'afflusso di organismi biologici, spesso dovuto a correnti sottomarine. Si trova che tale effetto diminuisce con la profondità, per cui è in

linea di massima preferibile installare gli esperimenti a grandi profondità e ad una notevole distanza dalla costa.

ANTARES ha raccolto dati a partire dal 2007. Nel periodo 2007-2013 erano stati raccolti all'incirca 6300 eventi indotti da neutrini ed antineutrini muonici [39]. In questa analisi erano stati eliminati gli eventi aventi $\cos \theta \geq 0.1$ dove θ è l'angolo zenitale del μ . In aggiunta erano stati ottenuti molti eventi in cui solo lo sciame adronico/elettromagnetico era visibile. Due diverse analisi erano state effettuate su questi eventi, più precisamente sugli eventi raccolti fino a tutto il 2012:

1. Una ricerca di sorgenti puntiformi di neutrini in una regione prossima al centro della nostra galassia
2. Una ricerca di neutrini "diffusi"; cioè di un eccesso di eventi di altissima ener-

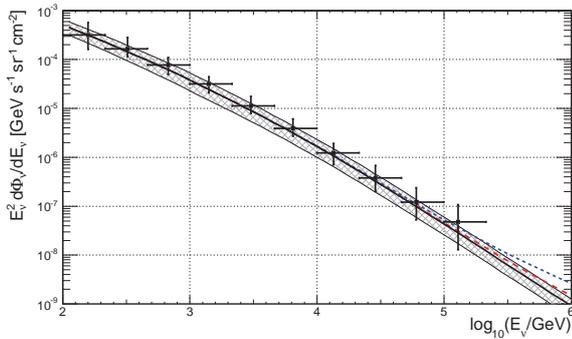


Figura 20: Spettro energetico dei neutrini atmosferici misurato in diversi esperimenti.

gia rispetto al "fondo" dovuto ai neutrini atmosferici

Nel primo caso si cerca un eccesso ad un certo angolo (in coordinate galattiche) rispetto ad una distribuzione angolare relativamente uniforme, dovuta ai neutrini atmosferici. A sua volta questa analisi è stata ripetuta in due modi diversi:

1. Cercando un eccesso in una qualsivoglia direzione
2. Cercando un eccesso in direzioni predefinite, corrispondenti a 50 sorgenti galattiche note

In entrambi i casi si ipotizzava una dipendenza del flusso dall'energia E del neutrini proporzionale ad E^{-2} . Nessuna delle due ricerche ha evidenziato un eccesso. In queste circostanze, ciò che l'esperimento pubblica è un *limite superiore* al flusso. Tale limite è normalmente espresso in unità dell'energia al quadrato moltiplicata per il flusso ($\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). In entrambe le analisi menzionate il limite risulta dell'ordine di ($1 \div 3 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

Una ricerca alternativa è quella dei cosiddetti *neutrini diffusi*, cioè di un eccesso di ν rispetto al fondo dei neutrini atmosferici. La ricerca dei neutrini diffusi [40] è basata sulla misura dell'energia dei μ rivelati che, come accennato in precedenza, è una frazione rilevante dell'energia dei neutrini. Ciò consente di liberarsi del "fondo" dei neutrini atmosferici che, come mostrato in Figura 20 diminuisce molto rapidamente con l'energia.

Applicando quindi un "taglio" sull'energia del μ rivelato, si cerca un'eccesso di eventi per energie che superino tale valore. ⁴ Per "eccesso" si

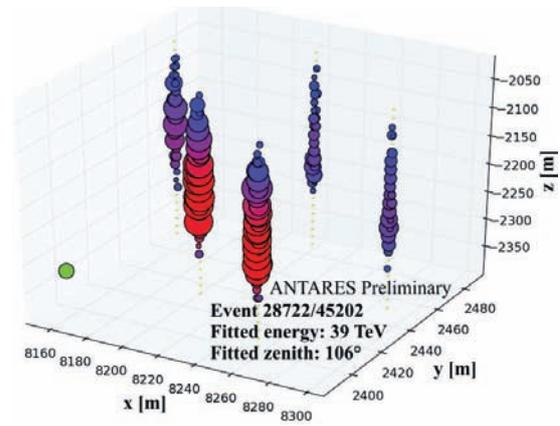


Figura 21: Esempio di evento con sciame. Sono mostrati i segnali indotti in 5 delle 12 linee del rivelatore.

intende un numero di eventi maggiore di quello atteso dai fondi dovuti sia a μ atmosferici mal ricostruiti che alle "code" ad alte energie dei neutrini atmosferici. Con un taglio in energia di 45 TeV, gli autori trovano 8 eventi, con un fondo atteso di 8.4. Ne deducono un limite superiore al flusso dei neutrini astrofisici di:

$$E^{-2} \Phi = 5.1 \text{ GeV} \times 10^{-8} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$$

Un'ulteriore ricerca di neutrini diffusi è stata effettuata facendo uso degli eventi contenenti solo uno "sciame". Questi possono essere eventi indotti da ν_τ , da ν_e o da ν_μ in cui il μ ha solo una piccola frazione dell'energia del neutrino. Possono anche esser eventi, del tipo descritto in precedenza, in cui non c'è produzione di alcun leptone carico, ma nello stato finale è presente un neutrino uguale a quello che ha interagito. Un evento con sciame è mostrato in Figura 21.

Anche in questo caso non è stato trovato alcun eccesso. Il limite posto al flusso di neutrini cosmici nel range di energie ($23 \text{ TeV} \div 7.8 \text{ PeV}$) è in tal caso:

$$E^{-2} \Phi = 4.91 \times 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$$

La ricerca di neutrini da Blazars in ANTARES

Come detto più su, una sorgente di fondo difficile da eliminare è quella dei neutrini atmosferici.

⁴La determinazione dell'energia del μ è basata sulla quantità di luce vista dai rivelatori ottici.

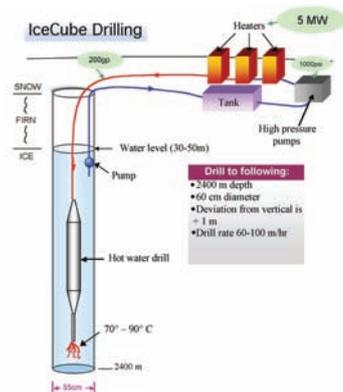


Figura 22: Sistema adoperato da IceCube per la fusione del ghiaccio e per la successiva installazione di una stringa.

Poiché questi hanno energie relativamente basse (inferiori a $40 \div 50$ TeV) la tecnica normalmente adoperata è quella di selezionare eventi con energie superiori a tali valori. Tuttavia è possibile in alcuni casi ricorrere ad un diverso metodo. Se infatti una sorgente emettesse neutrini solo in un breve intervallo di tempo, sarebbe possibile selezionare eventi in quell'intervallo, in cui il flusso dei neutrini atmosferici sarebbe enormemente ridotto. Sorgenti di questo tipo sono le *Blazars*, caratterizzate da una emissione concentrata in piccoli intervalli di tempo, ed i cosiddetti "flares". L'emissione γ da parte di tali sorgenti è monitorata dal rivelatore FERMI ad energia fino al GeV e, ad energie molto più elevate, dai rivelatori Cherenkov atmosferici, quali H.E.S.S., MAGIC e VERITAS. ANTARES ha quindi cercato neutrini provenienti da tali sorgenti in coincidenza temporale con l'osservazione dei γ . L'analisi si è concentrata su 41 Blazars di grande luminosità osservate da FERMI e su 7 "flares" di energia nella regione del TeV osservati dai rivelatori Cherenkov. È stata trovata un singolo neutrino in correlazione spazio-temporale con un γ , dalla blazar 3C79 nella regione del GeV. Tuttavia la probabilità che tale evento sia dovuto ad una delle varie sorgenti di fondo non è ritenuta trascurabile. Solo limiti superiori al flusso di neutrini da tali sorgenti sono quindi stati forniti da queste analisi [41].

L'esperimento IceCube

L'esperimento IceCube, condotto da un'ampia collaborazione internazionale, è stato installato sotto i ghiacci del polo sud tra il 2005 ed il 2010. Il rivelatore è situato ad una profondità che va da 1450 a 2450 metri, ed occupa un volume totale di circa 1 km^3 . I 5160 sensori ottici (PMT) sono distribuiti su 86 stringhe. Uno dei vantaggi che derivano dall'operare sotto i ghiacci è nel fatto che l'attività biologica, presente nel mare, è qui totalmente assente. Parimente assente è il ^{40}K . Tali vantaggi sono in parte controbilanciati dal fatto che, una volta che il rivelatore sia "immerso" a qualche km di profondità nel ghiaccio, è destinato a restarvi. Nessuna operazione di recupero/riparazione è possibile. Come mostrato in Figura 22, per installare ogni singola stringa viene effettuato, facendo uso di acqua ad alta temperatura, un profondo foro nel ghiaccio. La stringa viene quindi immersa nell'acqua del foro che, poco tempo dopo, risolidifica. L'operazione richiede molto tempo ed energia. L'installazione di una stringa richiede in media 2 giorni. La Figura 23 mostra alcune stringhe di IceCube come viste da sotto il ghiaccio.

L'esperimento ha pubblicato, negli ultimi anni, una gran quantità di risultati. Questi comprendono, per la prima volta, l'osservazione di neutrini cosmici. Ci limiteremo qui ai risultati riguardanti:

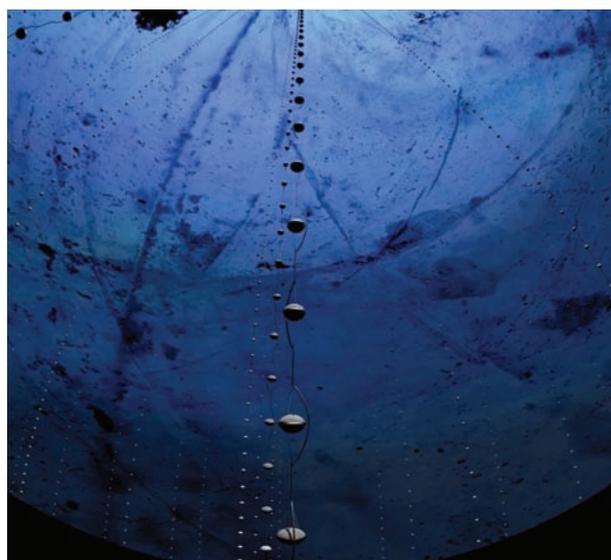


Figura 23: Veduta delle stringhe di IceCube da sotto il ghiaccio.

1. i μ , sia atmosferici che cosmici, con origine nella Terra o nel ghiaccio sotto il rivelatore,
2. gli eventi che hanno origine all'interno della zona occupata dal rivelatore.

Eventi con μ

I risultati riguardanti questi eventi sono stati pubblicati di recente [42]. Questi hanno riguardato i dati raccolti nei primi anni di presa dati (35000 ν_μ rivelati tra Maggio 2010 e Maggio 2012). Nell'analisi sono stati accettati solo eventi provenienti dall'emisfero nord. Per far ciò sono stati selezionati eventi con angolo zenitale maggiore di 85° , corrispondenti ad una massa totale attraversata dai neutrini equivalente ad almeno 12 km d'acqua. L'energia dei μ , grossolanamente legata a quella dei neutrini è stata valutata sulla base della quantità di luce vista dai PMT. Quando il μ entra nella zona strumentata può aver già attraversato centinaia di metri ed aver quindi perso una considerevole frazione della sua energia. Dato che la sezione d'urto dei neutrini aumenta all'aumentare dell'energia, per neutrini di altissima energia ci si aspetta un notevole assorbimento dei medesimi nell'attraversare la terra, specie per quelli provenienti dallo zenit. La Figura 24 mostra lo spettro d'energia dei μ osservati. I punti neri con barra d'errore sono i dati sperimentali. In rosso è mostrata la distribuzione attesa dai neutrini atmosferici. Si nota come, ad energie superiori a circa 30 TeV vi sia un eccesso d'eventi rispetto al flusso atteso dai soli neutrini atmosferici. Questo è un primo indizio di neutrini d'origine cosmica. Il flusso degli atmosferici è stato calcolato come la somma di quelli provenienti dal decadimento di $\pi^{+/-}$, $\mu^{+/-}$, $K^{+/-}$. Esiste anche un flusso atteso dal decadimento di particelle più pesanti, a breve vita media (soprattutto i mesoni D). Le predizioni per quest'ultimo sono mostrate in blue nella medesima figura. Come si vede il suo contributo non appare importante. L'eccesso di eventi ad energie superiori a circa 30 TeV corrisponde a 3.7 deviazioni standard. Le predizioni, risultanti da questa analisi, per i neutrini astrofisici, sono mostrate dalla curva verde nella figura. L'eccesso osservato ad alte energie è consistente con un flusso di neutrini (ν_μ) astrofisici dato da:

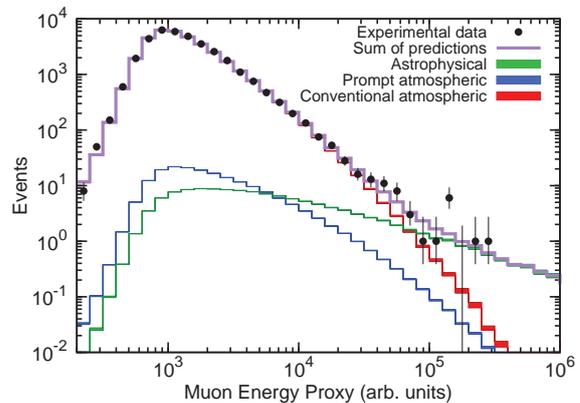


Figura 24: Spettro energetico dei μ misurati in IceCube. I punti in nero, con barra d'errore sono i dati sperimentali. In rosso il contributo atteso dai neutrini atmosferici. In blu quello dei neutrini dal decadimento di particelle più pesanti (mesoni D). In verde il contributo calcolato per i neutrini di origine astrofisica, dove si è ipotizzata una dipendenza dall'energia del tipo E^{-2} . La scala orizzontale non è propriamente l'energia, ma il valore di circa 3×10^3 è all'incirca la stessa quantità in GeV.

$$\Phi(E_\nu) = 9.9^{+3.9}_{-3.4} \times 10^{-19} \left(\frac{E_\nu}{100 \text{ TeV}} \right)^{-2} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

È stata effettuata una ricerca [43] di possibili sorgenti puntiformi di tali neutrini, con risultati negativi.

Eventi con inizio all'interno della zona strumentata

Per liberarsi completamente del fondo residuo dei μ atmosferici nonché di quello dovuto ai neutrini atmosferici che hanno interagito al di sotto del rivelatore, è stata effettuata una selezione dei soli eventi che hanno origine all'interno della zona strumentata [44, 43, 45]. A tale scopo sono stati rigettati gli eventi che hanno dato luogo a segnali nei PMT più esterni, in coincidenze locali ed a tempi causalmente compatibili con la posizione del vertice ricostruito, come mostrato in Figura 25. Si noti che per alte energie i ν atmosferici, dal decadimento $\pi \rightarrow \mu\nu$ sono spesso accompagnati da μ . Quindi la reiezione dei μ entranti nel rivelatore aiuta a rigettare i neutrini atmosferici. Ulteriori dettagli di tali criteri di veto sono dati nella referenza [44].

Ricerca di eventi di altissima energia iniziati nel rivelatore



Figura 25: Schema del rivelatore ICECUBE, con indicazione del veto utilizzato per rigettare eventi con origine fuori dalla zona strumentata.

Una prima selezione ha portato, usando gli eventi raccolti in 641 giorni di presa dati, ad un campione di 388 eventi con origine all'interno della zona strumentata, aventi energie superiori ad 1 TeV. Un'analisi dettagliata di tali eventi porta ad una stima del numero di quelli indotti da neutrini astrofisici di 87^{+14}_{-10} , cui corrisponde, nel range di energie 25 TeV ÷ 1.4 PeV un flusso dato da:

$$\Phi_\nu = 2.06^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{-18} (E_\nu/100 \text{ TeV})^{-2.46 \pm 0.12} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Notiamo che questo dato è relativo alla somma dei tre "flavour" di neutrini (ν_μ, ν_e, ν_τ), mentre quello ottenuto in precedenza era relativo ai soli ν_μ . I due risultati sono quindi compatibili entro gli errori. IceCube ha così portato ad una prima osservazione di neutrini di alta energia da sorgenti astrofisiche. Al momento, tuttavia, nessuna associazione a specifiche sorgenti note, sia galattiche che extragalattiche, è stata evidenziata.

Una ricerca di sorgenti puntiformi localizzate nell'emisfero sud è stata effettuata combinando i dati di ANTARES con quelli di IceCube relativi ai neutrini provenienti dal cielo sud. Il risultato è stato negativo [46].

Il progetto KM3

Ricordiamo che l'idea base degli esperimenti che non intendono limitarsi ad eventi con origine

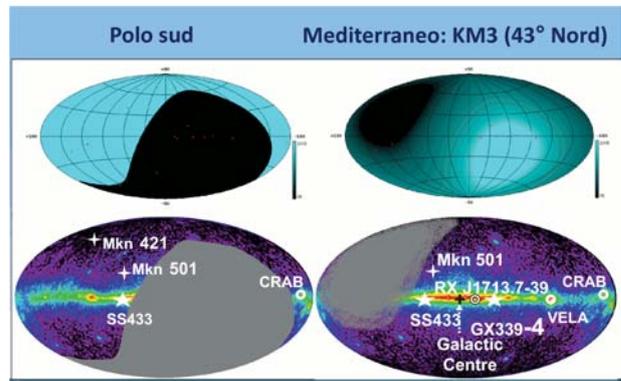


Figura 26: Confronto tra la zona della nostra galassia vista da un rivelatore collocato nel Mediterraneo e da uno collocato al polo sud.

all'interno del rivelatore, è quella di rivelare neutrini provenienti "dal basso", che abbiano cioè attraversato la Terra. Tenendo conto della posizione ed orientazione della Terra nella nostra galassia, ciò implica che un esperimento operante nell'emisfero nord è ottimale per rivelare neutrini provenienti dalle zone centrali della galassia, dove si ritiene possano esistere numerose sorgenti; vedi Figura 26. Questo è un indubbio vantaggio rispetto ad esperimenti quali IceCube, installati nell'emisfero sud. Un ulteriore vantaggio che caratterizza gli esperimenti effettuati in mare, rispetto a quelli effettuati nel ghiaccio, è la migliore risoluzione angolare nella ricostruzione dei μ .⁵

Come accennato in precedenza, allo scopo di minimizzare sorgenti spurie di luce, quali quelle legate ad attività biologiche, è opportuno lavorare a grandi profondità e grande distanza dalla costa. Sotto questo profilo la scelta del sito di ANTARES, anche se vantaggiosa sotto il profilo logistico, data la vicinanza a grandi installazioni marine quali quelle presenti nel porto di Tolone, non è ideale. Si è quindi individuato un sito nel Mediterraneo meridionale, a sud della Sicilia, profondo circa 3500 metri e distante circa 100 km dalla costa. È stato quindi messo in opera un lungo cavo elettro-ottico sottomarino che connette la stazione di terra (posta a Capopassero - Sicilia) con il sito scelto. Qui sono stati installati sul fondo del mare i sistemi d'interfaccia tra il cavo sottomarino ed il rivelatore. Quest'ultimo è ora in fase di costruzione. Il rivelatore sarà co-

⁵Ciò è legato al fatto che i fotoni Cherenkov prodotti subiscono processi di diffusione nettamente ridotti in acqua rispetto a quanto accade nel ghiaccio.



Figura 27: Uno dei moduli ottici adoperati nell'esperimento KM3. Ciascun modulo contiene 31 PMT di piccolo diametro, otto dei quali sono visibili nella foto.

stituito da una gran numero di "moduli ottici". Ciascuno di questi consiste di una sfera di vetro resistente alla pressione, che contiene, al posto del singolo fotomoltiplicatore di grande superficie adoperato sia in ANTARES che in IceCube, 31 piccoli fotomoltiplicatori, come mostrato in Figura 27. Con tale scelta è da un lato possibile ridurre i problemi legati alle sorgenti spurie di segnali luminosi, dall'altro "vedere" la direzione di provenienza della luce Cherenkov, il che aiuta nella ricostruzione delle tracce. I moduli ottici saranno distribuiti su 115 stringhe alte circa 700 metri, con 18 moduli per stringa. Si otterrà in tal modo un rivelatore pari a circa tre volte IceCube.

Conclusioni

Dopo l'osservazione dei neutrini solari in due diversi esperimenti, e quella dei neutrini emessi nell'esplosione della Supernova SN1987/A, gli sforzi di numerosi gruppi sperimentali si sono concentrati sulla ricerca di neutrini di alta energia emessi da sorgenti galattiche o extragalattiche. Alcuni di questi esperimenti sono stati completati ed hanno preso dati per diversi anni. Abbiamo qui analizzato i due esperimenti, ANTARES nell'emisfero nord ed IceCube al polo sud, che hanno la massima sensibilità nei rispet-

tivi emisferi. Il primo di questi esperimenti, di dimensioni nettamente inferiori a quella di IceCube ma caratterizzato da una migliore risoluzione angolare nella ricostruzione dei μ , non ha al momento individuato alcuna sorgente di neutrini. Il secondo ha trovato diversi eventi indotti da neutrini di altissima energia, sia attraverso la rivelazione dei μ prodotti che attraverso l'osservazione di sciami elettromagnetici o adronici. Tuttavia i tentativi di associare tali eventi a determinate sorgenti galattiche o extragalattiche non hanno dato esito positivo. Un nuovo esperimento, Km3, che si ritiene possa avere sensibilità migliore di quella di IceCube, è attualmente in fase di costruzione/messa in opera nel Mediterraneo.



- [1] F. DE PAOLIS, M. GIORDANO, G. INGROSSO, L. MANNI, A. NUCITA, F. STRAFELLA: "Macro / Micro / Retro lensing gravitazionale", *Ithaca* 5 (2015) 19 - 34.
- [2] <http://www.asdc.asi.it/bepposax/>
- [3] <http://chandra.harvard.edu/>
- [4] www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/
- [5] magic.mpp.mpg.de/
- [6] <http://veritas.sao.arizona.edu/about-veritas-mainmenu-81>
- [7] B. S. ACHARYA ET AL.: "Introducing the CTA concept", *Astroparticle Physics* 43 (2013) 3-18.
- [8] D. J. THOMPSON: "Gamma ray astrophysics: the EGRET results", *Reports on progress in physics* 71 (2008) 116901.
- [9] <http://www.nasa.gov/content/fermi-gamma-ray-space-telescope>
- [10] H.A. BETHE: "Energy production in stars", *Physical Review* 55 (1939) 434.
- [11] H.A. BETHE AND C.U. CRITCHFIELD: "The formation of deuterons by proton combination", *Physical Review* 54 (1938) 248.
- [12] R. DAVIS ET AL.: "SEARCH FOR NEUTRINOS FROM THE SUN", *Physical Review Letters* 20 (1968) 1205.. R. DAVIS; *Proc. Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Res.*, Upton, NY, (1978)
- [13] M. KOSHIBA ET AL.: "Constraints on Neutrino Oscillation Parameters from the Measurement of Day-Night Solar Neutrino Fluxes at Super-Kamiokande", *Physical Review Letters* 82 (1999) 1810..
- [14] K. HIRATA ET AL.: "Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A", *Physical Review Letters* 58 (1) 1987) 1490. R. M. BIONTA ET AL.: "Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the large magellanic cloud", *Physical Review Letters* 58 (1987) 1494.
- [15] <http://apod.nasa.gov/apod/ap980605.html>

- [16] N. AGAFONOVA ET AL.: "Discovery of tau neutrino appearance in the CNGS neutrino beam with the OPERA experiment", *Prog. Theor. Exp. Phys.* (2014) 101C01.
- [17] D. GREEN: *The Physics of Particle Detectors*. Cambridge University Press, Cambridge, UK (2000).
- [18] M. S. LONGAIR: *High Energy Astrophysics*. Princeton Series in Astrophysics, Princeton (2011).
- [19] E. FERMI: "On the Origin of the Cosmic Radiation", *Physical Review* **75** (1949) 1169.
- [20] A.R. BELL: "Cosmic ray acceleration", *Astroparticle Physics* **43** (2013) 56.
- [21] M. ACKERMANN ET AL.: "Detection of the characteristic pion-decay signature in supernova remnants", *Science* **339** (2007) 807-811.. Vedi anche: arXiv:1302.3307 v1 [astro-ph.HE] 14 Feb. 2013.
- [22] J. N. BAHCALL: *Neutrino Astrophysics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK (1989).
- [23] T. STANEV: *High Energy Cosmic Rays*. Springer, Berlin (2004).
- [24] M. D. KISTLER, J.F. BEACOM: "Guaranteed and prospective galactic TeV neutrino sources", *Physical Review D* **74** (2006) 063007.
- [25] F. AHARONIAN, L. ANCHORDOQUI, D. KHANGULYAN, AND T. MONTARULI: "Microquasar LS 5039: a TeV gamma-ray emitter and a potential TeV neutrino source", *J. Phys. Conf. Ser.* **39** (2006) 08.
- [26] A. M. TAYLOR ET AL.: "Revisiting the diffuse neutrino flux from the inner Galaxy using new constraints from very high energy γ -ray observations", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **602** (2009) 113.
- [27] M.A. Markov, *Proc. 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics (Rochester)* (1960).
- [28] ARTHUR ROBERTS: "The birth of high-energy neutrino astronomy: A personal history of the DUMAND project", *Reviews of Modern Physics* **64** (1992) 1.
- [29] <http://www.ifh.de/baikal/baikalhome.html>
- [30] <http://icecube.wisc.edu/> <http://amanda.uci.edu/>
- [31] <http://www.nestor.org.gr/>
- [32] <http://nemoweb.lns.infn.it/>
- [33] S.AIELLO ET AL.: "Measurement of the atmospheric muon flux with the NEMO Phase-1 detector", *Astroparticle Physics* **66** (2015) 1.
- [34] The ANTARES Collaboration *Proposal for a 0.1 km² detector*, (1999), available at <http://antares.in2p3.fr>
- [35] V. Flaminio; *Proc. XIII Intern. Works. on Neutrino Telescopes* M.B.Ceolin Ed. (2009).
- [36] J.A. AGUILAR ET AL.: "Transmission of light in deep sea water at the site of the ANTARES neutrino telescope", *Astroparticle Physics* **23** (2005) 131.
- [37] P. AMRAM ET AL.: "Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope", *Astroparticle Physics* **13** (2000) 127.
- [38] M. AGERON ET AL.: "Studies of a full scale mechanical prototype line for the ANTARES neutrino telescope and tests of a prototype instrument for deep-sea acoustic measurements", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **581** (2007) 695.
- [39] S. ADRIÁN-MARTINEZ ET AL.: "Searches for Point-like and extended neutrino sources close to the Galactic Centre using the ANTARES neutrino Telescope", *The Astroparticle Journal Letters* **766** (2014) L5.
- [40] S. ADRIÁN-MARTINEZ ET AL.: "Measurement of the atmospheric ν_μ energy spectrum from 100 GeV to 200 TeV with the ANTARES telescope", *Eur. Physics Journal C* **73** (2013) 2606.
- [41] ADRIÁN-MARTINEZ ET AL.: "Search for muon-neutrino emission from GeV to TeV gamma ray flaring blazars using five years data of the ANTARES telescope", *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **in press** (2015)
- [42] M.G. Aartsen et al.; *Evidence for astrophysical muon neutrinos from the northern sky with IceCube* arXiv:1507.04005 v1 [astro-PH.HE] (14 Luglio 2015).
- [43] M.G. Aartsen et al.; *Search for extended and point-like neutrino sources with four years of IceCube data* arXiv:1406.6757 v1 [astro-PH.HE] (2014).
- [44] M.G. Aartsen et al.; *Atmospheric and astrophysical neutrinos above 1 TeV interacting in IceCube* arXiv:1410.1749 v2 [astro-PH.HE] (2015).
- [45] M.G. Aartsen et al.; *Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of IceCube data* arXiv:1405.5303 v2 [astro-PH.HE] (2014).
- [46] J. Barrios-Marti and Chad Finley; *First combined search for neutrino point-sources in the Southern Sky with the ANTARES and IceCube neutrino telescopes*. 34th International Cosmic Ray Conference The Hague, The Netherlands, (2015)

Vincenzo Flaminio: Già Ordinario di Fisica Sperimentale presso l'Università di Pisa, dove ha ricoperto numerose cariche. Ha lavorato a lungo in esperimenti di fisica adronica al CERN di Ginevra e negli Stati Uniti. È stato responsabile di numerosi progetti di ricerca, sia nazionali che Europei. A partire dagli anni '80 si è occupato prevalentemente di fisica dei neutrini, con esperimenti effettuati al CERN. Si è poi occupato di esperimenti sulla ricerca di neutrini astrofisici, quali ANTARES e KM3.

Esperimenti di Neutrini negli USA

Camillo Mariani

Center for Neutrino Physics, Virginia Tech, Blacksburg, VA, 24061, USA

Introduzione

Negli Stati Uniti ci sono vari progetti per lo studio delle oscillazioni di neutrini e delle loro interazioni con la materia.

Possiamo dividere gli esperimenti in tre categorie, corrispondenti a quando gli esperimenti prenderanno dati: esperimenti "presenti", "futuri prossimi" e "futuri lontani". L'elenco degli esperimenti presenti comprende $\text{NO}\nu\text{A}$, Minerva e MINOS. Gli esperimenti futuri, uno prossimo e uno lontano, sono, rispettivamente, MicroBooNE e DUNE. Un altro tipo di divisione riguarda la tecnologia che verrà adottata per misurare le proprietà dei neutrini. Esperimenti come MicroBooNE o DUNE useranno la tecnologia dell'argon liquido per identificare in modo preciso le interazioni dei neutrini.

$\text{NO}\nu\text{A}$

$\text{NO}\nu\text{A}$ è un esperimento nato negli Stati Uniti, che utilizza il fascio di neutrini esistente a Fermilab (NuMI), con un aumento dell'intensità, e un rivelatore lontano posizionato a circa 800 km di distanza in prossimità della frontiera con il Canada.

Il fascio di neutrini chiamato NuMI, è generato al Fermi National Accelerator Laboratory (Fermilab) ed utilizza il fascio di protoni prodotti dal main injector, incidente su un bersaglio di grafite che ha la forma di un lungo cilindro di metallo.

Diversi tipi di particelle fondamentali sono prodotti nelle collisioni tra i protoni e il bersaglio di grafite, inclusi pioni, che sono particelle cariche. NuMI utilizza magneti per guidare i pioni nella direzione in cui si vogliono produrre neutrini. I pioni, poco tempo dopo la loro creazione (circa 100 m) decadono in muoni e neutrini muonici, e questi ultimi continuano a viaggiare nella stessa direzione dei pioni. Il bersaglio di NuMI, insieme ai magneti che determinano la direzione del fascio di neutrini, è mostrato in Fig. 1.

Il fascio di neutrini è rivolto verso il basso con un angolo di 3.3 gradi. Anche se il fascio nasce circa 150 piedi (~ 50 m) sottoterra al Fermilab, raggiungerà profondità fino a sei miglia sotto la superficie terrestre nel suo viaggio verso Ash River, al confine con il Canada, prima di incontrare il rivelatore lontano di $\text{NO}\nu\text{A}$.

Il complesso acceleratore a Fermilab attualmente è in grado di erogare 400 kW di potenza, ed in futuro verrà aggiornato in modo da erogare fino a 700 kW di potenza per NuMI.

L'esperimento $\text{NO}\nu\text{A}$ utilizza due rivelatori: un rivelatore vicino che è posizionato a Fermilab e consiste di 330 tonnellate di scintillatore liquido, e un rivelatore molto più grande, di 14000 tonnellate, che è posizionato nel Minnesota, appena a sud del confine USA-Canada. I rivelatori sono costituiti da 344000 celle di scintillatore estruso, mostrato in Fig. 2. Le celle sono costituite di plastica (PVC) altamente riflettente e sono riempite di scintillatore liquido. I due bloc-



Figura 1: Fotografia del bersaglio per neutrini usato in NuMI. Foto cortesia di Fermilab.

chi sono riempiti con un liquido composto per il 95% da olio minerale e dal 5% da pseudocumene (liquido incolore infiammabile), tossico, ma imprescindibile negli esperimenti con i neutrini: la miscela amplifica la luce che la colpisce, permettendo ai neutrini di essere individuati e misurati più facilmente. Ogni cella nel rivelatore lontano misura 3.9 cm di larghezza, 6.0 cm di profondità ed è lunga 15.5 metri. L'assemblaggio delle celle è rappresentato schematicamente in Fig. 2.

Quando un neutrino colpisce un atomo in uno scintillatore liquido, rilascia uno sciame di particelle cariche. Poiché queste particelle si fermano nel rivelatore, la loro energia viene raccolta utilizzando fibre ottiche che modificano la lunghezza d'onda della luce in modo che possa essere raccolta efficientemente dai foto-rivelatori posizionati all'esterno di ciascuna cella di plastica contenente scintillatore liquido. Utilizzando il modello di luce visto dai foto-rivelatori, è possibile determinare quale tipo di neutrino ha causato l'interazione e quale sia la sua originale energia.

La presa dati per $\text{NO}\nu\text{A}$ è iniziata ufficialmente alla fine del 2013 e la costruzione dell'intero apparato (due rivelatori a quasi 800 chilometri

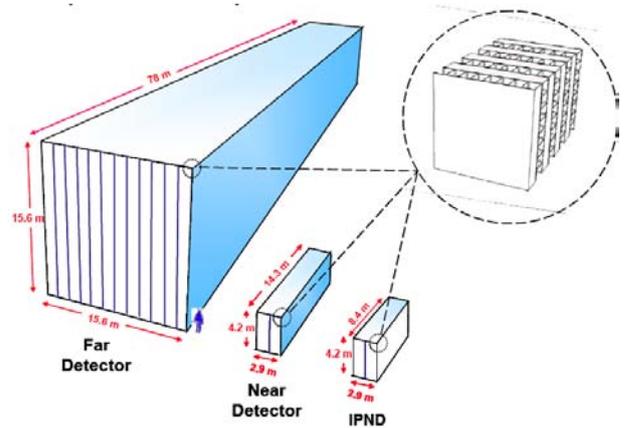


Figura 2: Schema dell'assemblaggio delle celle di plastica nei rivelatori dell'esperimento $\text{NO}\nu\text{A}$.

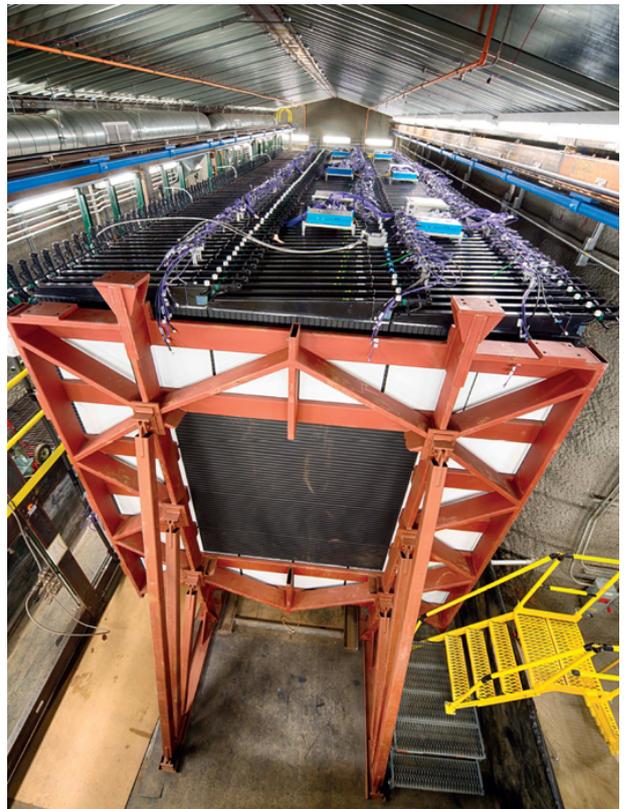


Figura 3: Fotografia del rivelatore vicino di $\text{NO}\nu\text{A}$.

di distanza) è stata completata nel gennaio 2014. La prima fase dell'esperimento durerà sei anni.

$\text{NO}\nu\text{A}$ permetterà di caratterizzare in dettaglio i neutrini, determinandone i tempi di vita, la direzione e l'energia. Studiando le oscillazioni nelle diverse tipologie di neutrini, gli scienziati sperano di scoprire l'ordinamento delle masse dei neutrini (la cosiddetta gerarchia di massa) e il perché l'Universo contiene attualmente molta più materia che antimateria. Il compito dei ricercatori del progetto $\text{NO}\nu\text{A}$ è, letteralmente,



Figura 4: Fotografia del rivelatore vicino di MINOS, a Fermilab.

catturare i neutrini al volo con attrezzature molto grandi e costose. I primi risultati importanti sono già arrivati. Dopo aver "sparato" protoni contro obiettivi di grafite al Fermilab, appena fuori Chicago (Illinois), i neutrini vengono raccolti e inviati 735 chilometri a nord ovest, dove si trova il rivelatore $\text{NO}\nu\text{A}$ ad Ash River (Minnesota), lungo il confine canadese. I primi fasci sono stati sparati nel settembre 2013, mentre le apparecchiature di Ash River, oggi completate, erano ancora in costruzione.

Il fascio di neutrini prodotto a Fermilab attraversa ben tre stati e un lago: l'Illinois, il Wisconsin, (la crosta terrestre sottostante) il Lago Superiore ed il Minnesota.

MINOS

L'esperimento MINOS utilizza lo stesso fascio di neutrini muonici sfruttato da $\text{NO}\nu\text{A}$, e prodotto dal main injector del Fermilab. Il fascio di neutrini in questo caso viene proiettato a 735 chilometri di distanza, attraverso la Terra, verso un rivelatore di neutrini da 5000 tonnellate posto a 800 metri di profondità presso il Soudan Underground Laboratory, nel Minnesota. Le fotografie dei rivelatori vicino e lontano di MINOS sono presentate nelle Fig. 4 e 5.

L'esperimento MINOS, come $\text{NO}\nu\text{A}$, utilizza due rivelatori quasi identici: il rivelatore vicino, posizionato a Fermilab, è utilizzato per controllare la purezza del fascio di neutrini muonici, mentre quello del Soudan è utilizzato per la ricerca dei neutrini elettronici e muonici. Per coprire il tragitto dal Fermilab al Soudan, i neutrini impiegano quattro centesimi di secondo, un



Figura 5: Fotografia del rivelatore lontano di MINOS, in Minnesota.

tempo sufficiente per cambiare le loro identità. Entrambi i rivelatori sono composti di scintillatore plastico. La luce proveniente dalle particelle cariche emesse dalle interazioni di neutrini viene catturata usando fibre ottiche e trasformata in segnali elettrici da foto-moltiplicatori. Entrambi i detector sono immersi in campo magnetico.

L'osservazione degli eventi nel rivelatore del Soudan permette ai ricercatori dell'esperimento MINOS di ottenere informazioni sulla quantità $\sin^2 2\theta_{13}$. Se i neutrini muonici non si trasformassero in neutrini elettronici, tale quantità sarebbe nulla. L'intervallo di valori permesso dall'ultima misurazione di MINOS si sovrappone a quella dell'esperimento T2K, ma è più limitata. MINOS restringe tale range a 0-0.12, migliorando i risultati ottenuti dallo stesso esperimento su un insieme di dati più limitato nel 2009 e nel 2010. Il range ottenuto da T2K è tra 0.03 e 0.28.

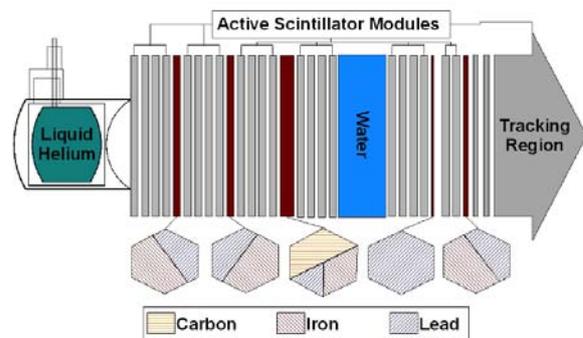


Figura 6: Schema di assemblaggio dei piani di Minerva.

Minerva

Il rivelatore Minerva è posizionato di fronte al detector vicino di MINOS. Minerva ha lo scopo di studiare in dettaglio le interazioni di neutrini con diversi materiali. Il rivelatore è costituito da diversi piani di scintillatore plastico (come MINOS) alternati a piani costituiti da carbonio, ferro e piombo come mostrato nella Fig. 6.

DUNE

Il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) sarà il più grande esperimento per lo studio delle oscillazioni dei neutrini mai costruito. Il nuovo fascio di neutrini (che verrà prodotto al Fermilab) invierà particelle a 800 miglia di distanza, verso un rivelatore ad Argon liquido da 40000 tonnellate ospitato nel Sanford Underground Research Lab in South Dakota. DUNE utilizzerà una diversa tecnologia per rivelare le interazioni di neutrini, l'argon liquido. Il rivelatore lontano di DUNE sarà riempito con Argon liquido, che consentirà di utilizzare una tecnologia estremamente sofisticata, per catturare immagini tridimensionali, attraverso piani di sottilissimi fili, delle tracce lasciate dalle particelle cariche prodotte dall'interazione dei neutrini. DUNE utilizzerà anche un near detector, simile a quello utilizzato da T2K ma ancora in fase di progettazione, per caratterizzare sia il fascio di neutrini prodotti al Fermilab sia le interazioni di neutrini



Figura 7: Fotografia del rivelatore ICARUS.

in argon liquido. Parte del progetto DUNE è una serie di esperimenti ("short baseline" o SBND) che sono attualmente in costruzione a Fermilab, tutti condotti con diversi rivelatori argon liquido incluso il rivelatore ICARUS 7, costruito in Italia.

Camillo Mariani: È un assistant professor presso il Centro di Fisica del Neutrino di Virginia Polytechnic Institute and State University nota anche come Virginia Tech in USA. Mariani è coinvolto in vari esperimenti di neutrini agli acceleratori e ai reattori negli Stati Uniti ed Europa tra cui MiniBooNE, MicroBooNE, SBND, DUNE, Double Chooz, SOLID e CHANDLER.

L'Europa dei neutrini

Francesco Terranova

Dipartimento di Fisica "Giuseppe Occhialini" - Università degli studi di Milano-Bicocca e INFN - Sezione di Milano-Bicocca

La scoperta delle oscillazioni di neutrino ha aperto nuove prospettive per la fisica delle particelle elementari e offre straordinarie opportunità per i centri di ricerca europei. Queste opportunità riguardano tutti i settori della fisica sperimentale del neutrino: la misura delle masse assolute e delle relazioni tra gli autostati di massa, la violazione del numero leptonico, il mixing tra i neutrini e la violazione di CP. Grazie alle oscillazioni, sappiamo a priori quali sono le precisioni richieste agli esperimenti di prossima generazione per raggiungere gli obiettivi che si sono prefissati. Le tecniche sperimentali che si stanno sviluppando sono estremamente diversificate così come le dimensioni e i costi degli esperimenti: da progetti "a misura di università" a grandi collaborazioni internazionali costruite su facilities condivise.

Tutto molto in fretta

La scoperta delle oscillazioni di neutrino [1] ha aperto un programma di ricerca che, nel 1998, sembrava sconfinato. Tutti e tre gli angoli di mixing potevano essere misurati così come le differenze di massa tra i neutrini. L'impresa, tuttavia, sarebbe potuta risultare titanica perchè gli angoli di mixing potevano essere simili a quelli dei quark (piccolissimi) e le differenze di massa al di fuori delle regioni concretamente esplora-

bili dagli esperimenti. Non è stato affatto così. Il più piccolo degli angoli di mixing dei neutrini ($\theta_{13} \simeq 8^\circ$) è circa uguale al più grande degli angoli dei quark (l'angolo di Cabibbo: 13°). In concreto: se trovate il giusto L/E, ovvero il giusto rapporto tra la distanza di propagazione e l'energia del neutrino (si veda il box "La formula di oscillazione nel vuoto" in [1]) le probabilità di oscillazioni diventano enormi ($>10\%$). Il rapporto L/E, d'altronde, non era un parametro ignoto: le oscillazioni erano state osservate per i neutrini prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici primari con l'atmosfera (neutrini atmosferici) e per i neutrini prodotti dal sole. Si trattava di realizzare esperimenti con sorgenti artificiali che avessero il valore del rapporto L/E corretto per riprodurre fedelmente le oscillazioni dei neutrini atmosferici e solari. A questo programma sperimentale imponente hanno contribuito molti paesi. Il Giappone ha avuto un ruolo guida ospitando il primo (K2K) e il più preciso (T2K) esperimento capace di osservare le oscillazioni alla scala di energia dei neutrini atmosferici con sorgenti artificiali, così come il primo esperimento che ha osservato le oscillazioni alla scala di energia dei neutrini solari con neutrini prodotti da reattori nucleari (KamLAND). Gli Stati Uniti hanno realizzato l'esperimento più preciso per la misura della differenza di massa responsabile delle oscillazioni alla scala dei neutrini atmosferici (MINOS, solo da poco scalzato da T2K). La Cina e la Corea hanno dimostrato per la prima volta che $\theta_{13} \simeq 8^\circ$ usando neutrini prodotti dai reattori (un risultato confermato in modo spettacolare da T2K con neutrini prodotti da acceleratori di particelle). In Europa è stata osservata per

la prima volta l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (OPERA ai Laboratori del Gran Sasso usando un fascio di ν_μ prodotti al CERN e puntanti verso l'Italia). In una serie impressionante di misure di precisione, l'esperimento BOREXINO (Gran Sasso) ha determinato come l'oscillazione dei neutrini solari dipenda dalla densità di materia del sole. In fisica del neutrino si è fatto in 15 anni quello che, nei quark, ha richiesto decenni anche se, ad oggi, le precisioni raggiunte sugli angoli di mixing sono ancora molto lontane dalle precisioni ottenute per i quark [2].

Questi enormi progressi, più ancora che fornire informazioni specifiche sul fenomeno delle oscillazioni, hanno in realtà cambiato in maniera profonda il modo di progettare esperimenti all'interno della nostra disciplina. Fino a dieci anni fa, le oscillazioni dei neutrini erano un'incognita (oltre che una potenziale opportunità). Oggi, le informazioni raccolte dagli esperimenti di oscillazione sono il fondamento di tutti i progetti futuri per la fisica del neutrino, anche quelli che nulla hanno a che fare con le oscillazioni stesse.

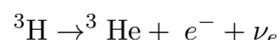
I gruppi europei, da sempre, sono impegnati e hanno dato contributi rilevanti alla fisica del neutrino. Ora, però, che il costo e la complessità degli esperimenti sta crescendo a un livello confrontabile con quello della fisica agli acceleratori di particelle, è tempo di farsi domande di più ampio respiro. Prima di tutto, esiste ancora spazio per esperimenti "nazionali" o una strategia complessiva europea è ormai improcrastinabile? E soprattutto, qual'è il confine tra un'impresa scientifica che ha concrete possibilità di essere realizzata a livello europeo e una che richiede necessariamente uno sforzo globale? La fisica dei grandi acceleratori si pone questi interrogativi da decenni e ha realizzato infrastrutture - prima di tutte il CERN di Ginevra - e organismi decisionali capaci di affrontarli. La fisica del neutrino, invece, è un campo molto più diversificato: esistono ancora esperimenti gestibili in piccoli laboratori o, addirittura, in campus universitari a cui si affiancano facilities con collaborazioni internazionali, costi e complessità che sfidano le grandi imprese del CERN.

Nelle pagine che seguono, cercheremo di dare qualche risposta a questi interrogativi, mettendo un po' da parte le considerazioni strategiche e politiche e facendoci guidare dalla fisica, ovvero

da quello che le oscillazioni di neutrino ci hanno insegnato.

Masse

Prima ancora che i neutrini fossero osservati in modo diretto, si aveva consapevolezza che le loro masse a riposo dovevano essere molto piccole. Non è un caso che - come ha notato D. Montanino in un altro articolo di questo stesso numero di Ithaca - il Modello Standard sia stato originariamente concepito assumendo neutrini completamente privi di massa. Neutrini molto pesanti avrebbero modificato la cinematica dei decadimenti β : per esempio un nucleo di trizio (un isotopo instabile dell'idrogeno costituito da un protone e due neutroni) che decade attraverso il processo



non è in grado di generare elettroni con energia pari a $m_{3\text{H}} - m_{3\text{He}} - m_e$ (m indica la massa a riposo) perché una frazione fissa e irriducibile dell'energia disponibile in questo processo esotermico deve essere "investita" per produrre la massa a riposo del neutrino. Tanto più grande è la massa del neutrino tanto più piccola sarà l'energia massima raggiungibile dall'elettrone. Lo studio dello spettro dell'elettrone è stato perciò il metodo classico per eccellenza per "pesare" i neutrini [3]. Un metodo, che, dopo oltre 70 anni di sforzi, non ha, però, prodotto una misura della massa del neutrino. Le oscillazioni offrono una spiegazione semplice di questo clamoroso fallimento (si veda il box "Le masse assolute dei neutrini") e indicano con chiarezza dove andare a cercare per osservare finalmente il fenomeno.

Visto che i decadimenti beta coinvolgono neutrini elettronici, ciò che determina lo spettro dell'elettrone è soprattutto l'autostato di massa che maggiormente si mescola con il neutrino elettronico. Se esistono autostati pesantissimi i cui angoli di mixing con ν_e sono trascurabili, questi autostati diventano irrilevanti per lo studio dei decadimenti beta. Potremmo però essere fortunati: l'autostato più pesante potrebbe essere quello che maggiormente si mescola con ν_e (in gergo, è la situazione di "gerarchia inversa"). Ancora meglio, i neutrini potrebbero avere masse

grandi ma simili tra loro: visto che le oscillazioni sono sensibili alle differenze dei quadrati delle masse (Δm^2), un valore di Δm^2 piccolo potrebbe nascondere masse grandi (in gergo, “masse degeneri”). Le oscillazioni parlano chiaro: in caso di gerarchia inversa (o, ancor meglio masse degeneri) la massa del neutrino cui è sensibile il decadimento β non può essere inferiore a $\simeq \sqrt{\Delta m_{31}^2} \simeq 5 \times 10^{-2}$ eV. Se siete capaci di costruire un esperimento preciso entro i 50 meV avete solo due possibilità: o vedete l’effetto (e, probabilmente, andate a Stoccolma) o non vedete nulla e dimostrate che la natura ha scelto la “gerarchia normale”, ovvero che l’autostato più pesante è quello che si mescola di meno con il ν_e .

Considerazioni molto simili si applicano alla ricerca del “doppio decadimento beta senza neutrini” ($0\nu\beta\beta$) [4]. Decadimenti di questo tipo (si vedano gli articoli di F. Vissani ed E. Lisi in questo numero di *Ithaca*, in particolare il box “Il doppio decadimento beta” in [5]) non sono permessi nel Modello Standard ma lo sono nella maggior parte delle sue estensioni. Un’evidenza sperimentale del $0\nu\beta\beta$ sarebbe una rivoluzione epocale nella fisica delle particelle elementari: è un fenomeno che contraddice chiaramente il Modello Standard perché viola una delle sue simmetrie (la conservazione del numero leptonic) ma nello stesso tempo, offre una spiegazione semplice della piccolezza delle masse del neutrino rispetto a tutte le altre particelle cariche. I neutrini acquisiscono la status particolare di “particelle di Majorana”: sono cioè gli unici fermioni elementari che coincidono con le loro antiparticelle.

Anche in questo caso le oscillazioni danno informazioni precise: se la gerarchia è inversa e i neutrini sono particelle di Majorana, avrete certezza di osservare l’effetto (e di andare, questa volta senza alcun dubbio, a Stoccolma) se costruite un esperimento con sensibilità migliore di 15 meV. Tuttavia, il rischio di insuccesso è maggiore rispetto ai decadimenti beta: se non osservate nulla non potete inferire che la gerarchia di massa sia normale perché i neutrini potrebbero non essere particelle di Majorana: in questo caso il $0\nu\beta\beta$ non avviene per la conservazione del numero leptonic, indipendentemente dalle masse dei neutrini. Ovviamente, chi lavora in questo settore spera che la fortuna aiuti gli auda-

ci, proprio come è avvenuto negli anni 2000 con le oscillazioni. Staremo a vedere.

L’Europa vanta l’esperimento più preciso al mondo per lo studio del decadimento beta e del suo spettro. Si chiama KATRIN e si trova a Karlsruhe, in Germania. È l’estensione più spettacolare (si veda la Figura 1) degli esperimenti fatti negli anni ’90 e utilizza, concettualmente le stesse tecniche. Malgrado ciò, la precisione che raggiungerà nei prossimi anni (circa 200 meV) si manterrà ancora lontana dai fatidici 50 meV. Ci sarà mai un super-KATRIN capace di raggiungere l’obiettivo dei 50 meV? Vi sono due scuole di pensiero: la prima (la più diffusa) ritiene che le tecniche implementate da KATRIN (spettrometria magnetica combinata a speciali sorgenti di trizio) abbiano raggiunto i loro limiti intrinseci e che serva un’idea nuova. Questa idea potrebbe essere la misura dell’energia complessiva del decadimento beta attraverso tecniche calorimetriche: ovvero attraverso la variazione di temperatura all’interno di materiali diamagnetici. È una tecnica che sfrutta gli enormi progressi fatti negli ultimi 30 anni sui rivelatori termici, rivelatori che oggi sono comunemente impiegati negli esperimenti di cosmologia osservativa. In Europa sono concentrati i principali gruppi che stanno sviluppando questo approccio e, recentemente, due esperimenti europei (ECHO e HOLMES) hanno cominciato a lavorare usando un isotopo molto promettente: l’Olmio-163. L’altra scuola di pensiero, invece, sostiene che ci siano ancora margini di miglioramento per la tecnologia di KATRIN e, recentemente, una collaborazione americana (PTOLEMY) ha intrapreso un programma di ricerca e sviluppo basato su quella tecnica con l’obiettivo ambiziosissimo di misurare i neutrini prodotti dal Big Bang. La fisica del decadimento beta è proprio uno di quei settori in cui vi è ancora molto spazio per esperimenti “da laboratorio universitario” al fine di identificare la tecnologia vincente per arrivare alla soglia dei 50 meV. Tuttavia la realizzazione dell’esperimento vero e proprio avrà sicuramente una complessità tale da richiedere l’aggregazione di queste risorse e la creazione di un unico programma europeo per lo studio di precisione del decadimento beta.

La situazione per il $0\nu\beta\beta$ è sostanzialmente diversa. Le precisioni raggiunte dagli esperimenti attuali sono già molto buone (nell’ipotesi, ovvia-

Le masse assolute dei neutrini

Le tecniche sperimentali utilizzate per determinare le masse dei neutrini non coinvolgono mai singoli autostati di massa. Nel decadimento beta, la distorsione dello spettro degli elettroni è dovuta alla presenza del ν_e e pertanto coinvolge tutti gli autostati che si mescolano con il neutrino elettronico. La relazione che intercorre tra la "massa efficace del neutrino" (m_β) che determina lo spettro dell'elettrone e le masse dei singoli autostati è la seguente:

$$m_\beta = \cos^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{12} m_1^2 + \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} m_2^2 + \sin^2 \theta_{13} m_3^2$$

Un tempo questi angoli erano ignoti ma a partire dal 2012 sono stati tutti ben misurati, così come sono state ben misurate le quantità $m_2^2 - m_1^2$ e $|m_3^2 - m_2^2|$. Questo permette di determinare qual'è il m_β minimo nel caso in cui m_3 ("gerarchia normale") o m_1 ("gerarchia inversa") sia l'autostato più pesante. Abbiamo, in particolare:

$m_\beta > 10$ meV - per gerarchia normale

$m_\beta > 50$ meV - per gerarchia inversa

Considerazioni analoghe valgono per il $0\nu\beta\beta$ per il quale vale $m_{0\nu\beta\beta} < 10$ meV per gerarchia normale e $m_{0\nu\beta\beta} > 15$ meV per gerarchia inversa. In generale, per l'osservazione sperimentale di questi processi, la gerarchia inversa è una condizione estremamente favorevole.



Figura 1: Trasporto dello spettrometro di Katrin verso Karlsruhe.

mente, che i neutrini siano particelle di Majorana) e l'obiettivo dei 15 meV non è irraggiungibile. Molti gruppi sperimentali sono al lavoro per incrementare la quantità di isotopi presenti negli esperimenti, e dunque la probabilità di osservare uno di questi decadimenti rarissimi, e la reiezione del fondo. Analogamente, molti fisici nucleari stanno cercando di ridurre le incertezze teoriche che permettono di determinare la massa dei neutrini una volta nota la vita media del decadimento $0\nu\beta\beta$: questa incertezza è al momento la principale fonte di errori sistematici nello studio

dei neutrini di Majorana. La fisica del doppio decadimento beta ha lasciato da decenni i campus universitari perché tutti i moderni esperimenti richiedono laboratori sotterranei molto profondi per la reiezione del fondo dovuto ai raggi cosmici. L'Europa è estremamente ben equipaggiata in questo settore e vanta un laboratorio con sale e infrastrutture enormi (i Laboratori del Gran Sasso) e diversi laboratori più piccoli ma sufficienti a ospitare esperimenti di punta per il doppio beta: i laboratori di Modane in Francia, di Canfranc in Spagna e di Boulby in Inghilterra. Tuttavia a livello mondiale la concorrenza è imponente: già ad oggi i tre più precisi esperimenti di doppio beta europei (GERDA e CUORE - Figura 2 - al Gran Sasso e NEMO-3 a Modane) si confrontano con risultati altrettanto precisi provenienti dagli Stati Uniti (EXO) e dal Giappone (KAMLAND-Zen). Nuovi laboratori e nuovi progetti sono in sviluppo negli Stati Uniti, in Canada, Giappone, Cina, Corea e India. In questo settore, perciò, una strategia Europea è ormai una necessità e la fisica astroparticellare europea si è dotata da tempo di organi di coordinamento internazionali. Ma la buona fisica viene ben prima della buona politica: gli esperimenti che ho citato in precedenza utilizzano tecniche molto diverse tra di loro e, al

momento, non vi è certezza su quale tecnica sia estendibile ai 15 meV. Nei prossimi dieci anni, perciò avremo risultati più precisi che ci permetteranno di fare un'ulteriore selezione tra le tecniche più promettenti; tuttavia non siamo nella condizione di poter considerare conclusa la fase di ricerca e sviluppo e progressi tecnologici sostanziali - soprattutto nella purezza dei materiali e nella reiezione dei fondi - sono una necessità per raggiungere gli obiettivi che le informazioni provenienti dalle oscillazioni ci hanno imposto.



Figura 2: Il criostato di CUORE capace di raffreddare a 10 mK circa 740 kg di rivelatori termici per lo studio dei decadimenti rari del Tellurio.

Gerarchie di massa

Nella fisica delle masse assolute, conoscere l'autostato più pesante e il suo mixing con il ν_e può far la differenza tra un esperimento di "esplorazione" e uno di "scoperta". Esiste un modo per conoscere la gerarchia di massa senza misurare esplicitamente questi autostati? Fortunatamente sì, ancora una volta grazie alle oscillazioni di neutrino. Fin dalla fine degli anni '90 sono state proposte diverse tecniche per ottenere informazioni sulla gerarchia di massa dalle probabilità di oscillazione. Quasi tutte si basano sull'effetto MSW descritto in [1]: le oscillazioni dei neutrini nella materia sono perturbate dalla presenza degli atomi e la probabilità di oscillazione diventa sensibile alla gerarchia di massa, ovvero non solo al valore assoluto dei Δm^2 ma anche al loro segno. Tutti gli esperimenti proposti in Europa, Stati Uniti e India per la misura della gerarchia si basano su questo principio ma nessuno degli esperimenti attualmente in funzione ha una sensibilità sufficiente per osservare una perturbazione così piccola. L'unica eccezione è

l'esperimento americano NOVA che è entrato in funzione in questi mesi ma che potrà osservare l'effetto solo per particolari regioni dello spazio dei parametri e con sensibilità statistica molto ridotta.

La partita per la misura della gerarchia di massa [6] è aperta e, a differenza della misura delle masse assolute, questa osservabile è chiaramente alla portata delle tecnologie attuali. Per quale motivo ne siamo così certi? La possibilità di osservare questo fenomeno è legata alla probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ alla scala di energia dei neutrini atmosferici (qualche GeV). L'ampiezza di probabilità dipende dall'angolo θ_{13} : se quest'angolo fosse stato piccolo o, addirittura, confrontabile con il corrispondente angolo per i quark, la misura sarebbe diventata difficile come la misura delle masse assolute. Nel 2012, esperimenti in Cina, Corea, Giappone e, più recentemente, l'esperimento francese Double-Chooz hanno dimostrato al di là di ogni ragionevole dubbio che θ_{13} è molto grande (8°). Perfino le più speculative tra le tecniche proposte nel passato hanno perciò la loro chance di effettuare la misura.

Una delle più speculative è stata proposta da S. Petcov e M. Piai nel 2002 [7] e si basa sull'osservazione dei battimenti nelle probabilità di oscillazione dei neutrini prodotti ai reattori nucleari. I battimenti sono dovuti al fatto che $\Delta m_{31}^2 \neq \Delta m_{32}^2$: dai battimenti è possibile inferire, perciò, la gerarchia di massa. Nel 2002, ricordo di aver letto un po' di fretta quell'articolo: mi bastò notare che la tecnica avrebbe funzionato se θ_{13} fosse stato $> 6^\circ$. A quel tempo si sapeva solo che $\theta_{13} < 9^\circ$ perciò archiviai l'articolo nella lista delle "idee intelligenti che non funzioneranno mai". Su questa idea oggi si basa il più imponente progetto cinese in fisica del neutrino (l'esperimento JUNO), che raccoglie una collaborazione di centinaia di fisici, inclusa un'ampia partecipazione europea. Alla luce del fatto che $\theta_{13} \simeq 8^\circ$, non posso che concordare con quanti sostengono che la natura è stata generosa con i fisici del neutrino.

Sarà possibile misurare in un esperimento europeo la gerarchia di massa, magari facendo concorrenza proprio JUNO? Probabilmente sì: grazie al fatto che $\theta_{13} \sim 8^\circ$, gli effetti di materia e le perturbazioni indotte dalla gerarchia di massa

saranno visibili anche nelle oscillazioni dei neutrini atmosferici. I grandi telescopi di neutrino marini progettati per osservare i neutrini di altissima energia provenienti dal cosmo possono essere riadattati per osservare neutrini a energie del GeV instrumentando con un gran numero di rivelatori piccole porzioni dell’oceano. Questo riadattamento è stato recentemente proposto (per il ghiaccio) dalla Collaborazione Ice-Cube e riproposto (per l’acqua) dalla Collaborazione KM3-Net (si veda l’articolo di V. Flaminio in questo numero di Ithaca). Le osservazioni in acqua verranno effettuate con l’esperimento ORCA (Figura 3), situato nel Mar Mediterraneo, a poca distanza dalle coste francesi, mentre al Polo Sud si acquisiranno dati con l’esperimento PINGU.

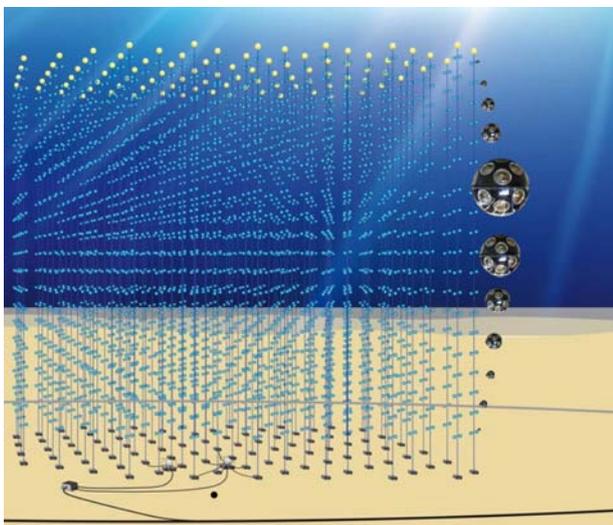


Figura 3: *Disposizione dei fotomoltiplicatori sottomarini per l’osservazione dei neutrini atmosferici in ORCA.*

Il principale vantaggio di questi esperimenti è l’utilizzo di sorgenti di neutrino già presenti nell’ambiente: i neutrini atmosferici per ORCA/PINGU e i neutrini provenienti dai reattori nucleari per JUNO. Questo vantaggio si paga in termini di controllo e conoscenza dello spettro di energia delle sorgenti e determina la principale limitazione alla sensibilità degli esperimenti. Una sorgente completamente controllata, prodotta da acceleratori, all’energia ideale per esaltare gli effetti di materia sarebbe la soluzione ideale. È una soluzione percorribile?

Fasci di neutrino

Storicamente, le sorgenti artificiali di neutrino prodotti dagli acceleratori sono stati la chiave di volta per ottenere un’evidenza incontrovertibile delle oscillazioni. Nei fasci [8], i neutrini sono prodotti dai decadimenti $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. I pioni (π^+) vengono, a loro volta, prodotti dalle interazioni di protoni con bersagli di grafite o berillio e sono focalizzati da lenti magnetiche. È possibile perciò produrre fasci di neutrini muonici a qualunque energia compresa tra 0.1 e 100 GeV e puntarli - deflettendo i pioni prima che decadano - in qualunque luogo della terra. Sono il modo ideale per studiare le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ con precisioni dell’ordine del 1%. Sono le Ferrari della fisica del neutrino e, come le Ferrari, costano una tombola.

Un fascio di neutrini di energia di 1 GeV puntato verso un rivelatore distante 1000 km, può misurare la gerarchia di massa con una precisione enormemente migliore rispetto a JUNO, ORCA e PINGU ed eliminare qualunque dubbio residuo sugli errori sistematici cui sono affette le sorgenti ambientali. Ma il gioco vale la candela? Costruire un fascio esclusivamente per la gerarchia di massa può essere un azzardo economico perché la gerarchia di massa non è un’osservabile continua: è una variabile binaria (gerarchia normale o inversa). La precisione, perciò serve per eliminare l’incertezza sulle fluttuazioni statistiche e gli errori sistematici ma non svolge il ruolo di misura di precisione. Con un po’ di fortuna, JUNO, ORCA e PINGU potrebbero ottenere un’evidenza statistica a 3-4 sigma e combinando i dati si avrebbe una misura solida della gerarchia. Ovviamente, le cose potrebbero andare storte: dati in conflitto porterebbero a un risultato inconcludente, come è successo di recente con i neutrini sterili [1] (si veda l’articolo di P. Bernardini in questo numero di Ithaca). Ma allora, non conviene aspettare e vedere cosa succede?

In realtà, grazie a quanto sappiamo dalle oscillazioni, i fasci di neutrino hanno oggi un’opportunità che dieci anni fa sarebbe apparsa pura fantascienza. Il fatto che tutti gli angoli di mixing siano grandi permette di osservare un’importante effetto interferenziale tra i tre autostati di massa. Nei quark questo effetto genera la violazione della simmetria di coniugazione di carica

e parità (CP) (si veda il riquadro nell'articolo di D. Montanino) ed è, in parte, responsabile dell'asimmetria materia-antimateria nell'universo. Il mescolamento dei neutrini può dare origine a un effetto analogo e rappresenta un'ulteriore sorgente di violazione di CP nell'universo. Osservarla è, concettualmente semplicissimo: basta osservare una differenza tra la probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e quella delle rispettive antiparticelle $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. Questa differenza dipende da una fase complessa nella matrice di mescolamento [1]: se la fase è massima ($\delta = \pi/2$), la differenza è massima, se la fase è nulla ($\delta = 0$) la simmetria di CP è preservata.

I fasci di neutrini agli acceleratori sono l'unica possibilità realistica di osservare la violazione di CP nel settore dei neutrini. Richiedono intensità circa dieci volte maggiori rispetto ai fasci attuali, rivelatori di 10^5 tonnellate e costi che superano il miliardo di Euro. Non vi è discussione sul fatto che questi progetti hanno lo status di "progetti globali", ovvero le cui possibilità di realizzazione trascendono i singoli continenti e richiedono uno sforzo e un coordinamento a livello mondiale di tutti i fisici delle particelle elementari. Quali possibilità ha l'Europa di ospitare una simile facility? Il nostro continente ha due assi nella manica: il CERN a Ginevra e la European Spallation Source a Lund. Entrambe queste installazioni possono fornire le sorgenti di protoni intensissime necessarie per lo studio della violazione di CP. La prima permette anche lo studio della gerarchia di massa [9], la seconda si limita allo studio della violazione di CP [10]. Entrambe, tuttavia, necessitano della costruzione di un rivelatore con una massa adeguata.

Fuori dall'Europa, gli Stati Uniti propongono un progetto simile a quello basato sul CERN: i protoni vengono prodotti e accelerati al laboratorio Fermilab (Illinois) e i neutrini sono puntati verso l'esperimento DUNE (South Dakota), a circa 1300 km di distanza. In questo momento, il progetto americano è l'unico che può vantare un finanziamento sostanziale (circa il 75% del costo) da parte del governo ospitante. Il Giappone propone di utilizzare il laboratorio JPARC, nel Sendai, per inviare neutrini verso un nuovo rivelatore (HyperKamiokande) posto a 230 km di distanza. La proposta giapponese non è al momento finanziata, non ha sensibilità alla ge-

rarchia di massa ma ha la migliore sensibilità alla violazione di CP.

Potremmo disquisire a lungo sui pro e contro delle diverse proposte. Temo però che a questo punto le considerazioni di fisica dovranno essere necessariamente integrate da considerazioni di natura strategica e di opportunità economica: un compito a cui rinuncio volentieri.

Conclusioni

Da 15 anni la fisica del neutrino corre a ritmi serrati. La chiave di questa accelerazione è stata la scoperta delle oscillazioni di neutrino: un fenomeno che ha riplasmato dalle fondamenta la nostra disciplina e ha permesso di identificare precisamente gli obiettivi e le sfide per gli esperimenti di prossima generazione. La fisica del neutrino, oggi, lascia spazio a molte tipologie di progetti: esperimenti "a misura di università" e grandi progetti internazionali costruiti su facilities condivise. L'Europa, d'altronde, possiede molte infrastrutture ideali per la fisica del neutrino: laboratori sotterranei, grandi acceleratori e centri di ricerca focalizzati sullo sviluppo di nuove tecnologie, e ha le potenzialità per giocare un ruolo determinante anche nel prossimo decennio. La frase che ho sentito più spesso pronunciare nelle rassegne del mio settore è stata: "siamo stati davvero fortunati" o, ancora, "la Natura è stata generosa con i fisici del neutrino". Tutto questo è vero - e spero di essere riuscito a spiegarne il senso nelle pagine che precedono - ma non deve spingere a sottovalutare l'inventiva e la determinazione con cui abbiamo perseguito i nostri programmi sperimentali. La Natura non sempre è generosa ma, spesso, la fortuna aiuta gli audaci.



- [1] D. Montanino, "Le oscillazioni di Neutrino", *Ithaca*, questo numero.
- [2] K.A. OLIVE ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): "Review of Particle Physics", *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001.
- [3] G. DREXLIN ET AL.: "Current Direct Neutrino Mass Experiments", *Advances in High Energy Physics* **2013** (2013) 293986.
- [4] A. GIULIANI AND A. POVES: "Neutrinoless Double-Beta Decay", *Advances in High Energy Physics* **2012** (2012) 857016.

- [5] E. Lisi, "Neutrini: messaggeri di nuova fisica", *Ithaca*, questo numero.
- [6] R.B. Patterson, "Prospects for Measurement of the Neutrino Mass Hierarchy", arXiv:1506.07917 [hep-ex].
- [7] S.T. PETCOV AND M. PLAT: "The LMA MSW Solution of the Solar Neutrino Problem, Inverted Neutrino Mass Hierarchy and Reactor Neutrino Experiments", *Phys. Lett. B* **533** (2002) 94.
- [8] S. KOPP: "Accelerator-based neutrino beams", *Phys. Rep.* **439** (2007) 101.
- [9] A. RUBBIA: "LAGUNA-LBNO: Design of an underground neutrino observatory coupled to long baseline neutrino beams from CERN", *J.Phys.Conf.Ser.* **408** (2013) 012006.
- [10] M. DRACOS: "The ESS Based Neutrino Super Beam for CP Violation Discovery", *Phys. Procedia* **61** (2015) 459.

+
+ +

Francesco Terranova: È professore associato di Fisica Sperimentale presso l'Università di Milano Bicocca. Da 15 anni lavora nella fisica del neutrino, occupandosi sia di esperimenti di oscillazione con sorgenti artificiali sia di decadimenti doppio-beta.

La frontiera dei neutrini sterili

Paolo Bernardini

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

Le oscillazioni di neutrino sono ormai un fenomeno acquisito: oscillano i neutrini *naturali* (prodotti dai raggi cosmici nell'atmosfera oppure dalle reazioni nucleari nel Sole), oscillano anche quelli *artificiali* (da reattori nucleari o da acceleratori di particelle). I parametri caratteristici delle oscillazioni sono oggetto di misure sempre più precise e il puzzle sembra ormai quasi completo. Eppure alcuni tasselli sperimentali non trovano ancora il loro posto. Se queste misure anomale dovessero essere confermate, si aprirebbero scenari entusiasmanti. La nuova fisica, cercata con le grandi macchine acceleratrici, potrebbe invece palesarsi ancora una volta dalle bizzarrie dei neutrini. L'esistenza di neutrini sterili, che interagiscono solo gravitazionalmente, aprirebbe nuovi orizzonti di ricerca, ma per ora è solo un'ipotesi. In questo articolo, cercando di evitare approfondimenti troppo tecnici e senza la pretesa di completezza, verranno presentati sinteticamente i dati sperimentali anomali, l'ipotesi di altri neutrini, oltre a quelli già noti, e lo stato dell'arte nella ricerca dei neutrini sterili.

Introduzione

Da quando nel 1930 Wolfgang Pauli suggerì l'esistenza di una particella neutra e priva di massa per spiegare lo spettro continuo degli elettroni da decadimento beta, i neutrini hanno sempre riservato grandi sorprese per i fisici teorici e sperimentali. La probabilità che essi interagiscano con la materia è estremamente bassa e quindi servono flussi di neutrini molto intensi ed apparati sperimentali molto grandi per rivelarli in numero adeguato. Verso la fine degli anni '90 è stato scoperto che i neutrini oscillano, cioè cambiano sapore durante il loro cammino (si veda l'articolo di D. Montanino in questo numero di *Ithaca*). Ad esempio, l'esperimento Opera al Gran Sasso ha verificato che un neutrino muonico (ν_μ) con un'energia di 20 GeV ha una certa probabilità di diventare un neutrino tau (ν_τ), e venire rivelato come tale, dopo aver percorso 730 km. È opportuno sottolineare che i fenomeni oscillatori possono manifestarsi in apparizione, come nell'esempio precedente, oppure in scomparsa, cioè con una riduzione del numero di neutrini che ci si aspetta di osservare.

Attualmente la gran parte dei dati sperimentali è coerente con un modello nel quale i neutrini hanno massa ed assumono tre sapori (ν_e, ν_μ, ν_τ). Questi stati di sapore sono combinazioni (*mixing*) di tre autostati di massa (m_1, m_2, m_3). Il modello è caratterizzato dagli angoli di *mixing* ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$) e dalle differenze dei quadrati della

Il decadimento dello Z^0

Il collisore LEP (Large Electron Positron) ha permesso numerose misure di precisione nella fisica delle particelle elementari. È stata misurata anche la larghezza di decadimento del bosone neutro Z^0 (Figura 1) che viene generato e distrutto nelle interazioni deboli di corrente neutra. La larghezza aumenta col numero dei possibili canali di decadimento, cioè delle coppie particella-antiparticella che possono essere generate, a condizione che la massa totale non sia maggiore di quella dello Z^0 (91.2 GeV). I canali direttamente osservabili sono quelli leptone carico - antileptone carico (e^-e^+ , $\mu^-\mu^+$, $\tau^-\tau^+$) e quelli adronici (quark-antiquark). I canali neutrino-antineutrino non sono direttamente osservabili, ma contribuiscono alla larghezza totale che quindi dipende dal numero di neutrini. I punti sperimentali in Figura 1 sono consistenti con tre sapori dei neutrini ed escludono l'esistenza di altri neutrini che si accoppino con lo Z^0 , a meno di non azzardare l'ipotesi di neutrini con massa superiore alla metà di quella dello Z^0 .

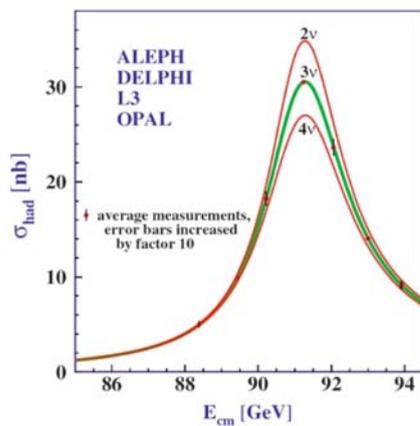


Figura 1: Misure a LEP della larghezza di decadimento del bosone Z^0 . I punti sperimentali sono confrontati con differenti modelli che prevedono 2, 3 o 4 famiglie di neutrini. Come si osserva facilmente, i dati sperimentali suggeriscono l'esistenza di sole 3 famiglie neutriniche (curva verde). Si noti che gli errori sperimentali sono stati ingranditi 10 volte per renderli visibili, quindi l'accordo col modello a 3 neutrini è molto forte.

masse (Δm_{21}^2 e Δm_{32}^2). Tutti questi parametri sono stati misurati e la ricerca sulle oscillazioni dei neutrini sembra ormai destinata a misure di sempre maggiore precisione, mentre l'interesse della comunità scientifica si è spostato su altri temi (gerarchia delle masse, violazione di CP, neutrini astrofisici). Eppure, nonostante gli indubbi successi dell'attuale teoria delle oscillazioni a tre sapori, alcuni dati sperimentali suggeriscono che la teoria non sia completa e che si debba ipotizzare l'esistenza di altri neutrini.

Una prima anomalia sperimentale riguarda gli

antineutrini elettronici ($\bar{\nu}_e$) provenienti dai reattori nucleari. Un'accurata rianalisi delle reazioni nucleari che avvengono nei reattori, indica che i flussi misurati risultano inferiori all'attesa. Un deficit simile è stato osservato anche nei flussi dei neutrini provenienti da sorgenti con una radioattività dell'ordine del MegaCurie, usate per la calibrazione degli esperimenti radiochimici progettati per lo studio dei neutrini solari. Infine, due esperimenti americani (LSND e MiniBooNE) hanno individuato degli antineutrini elettronici in un fascio di antineutrini muonici. Questi fenomeni di scomparsa e di apparizione sono stati osservati su corta-base (cioè a piccole distanze in rapporto all'energia dei neutrini come verrà chiarito più avanti.) e non sono assolutamente spiegabili ipotizzando che esistano solo tre tipi di neutrini. D'altro canto, le misure sulla larghezza di decadimento del bosone Z^0 eseguite al collisore LEP (vedere la scheda sull'argomento) pongono limiti stringenti al numero dei neutrini attivi: i neutrini che interagiscono debolmente, accoppiandosi con i bosoni W^+ , W^- e Z^0 , e che possono generare i leptoni carichi (e , μ , τ) sono solo tre (ν_e , ν_μ , ν_τ) [1]. Quindi, queste misure anomale trovano spiegazione solo assumendo l'esistenza di altri neutrini, già ipotizzati da Pontecorvo circa cinquant'anni fa [2]. Essi non potrebbero accoppiarsi con i bosoni mediatori dell'interazione debole, sarebbero privi di una controparte carica e quindi vengono definiti sterili. Dato che i neutrini non interagiscono elettromagneticamente e neanche partecipano all'interazione forte, che interessa principalmente protoni e neutroni, ai

neutrini sterili sarebbero sensibili solo all'interazione gravitazionale, a meno di non introdurre nuove interazioni. Si potrebbero osservare solo grazie al fenomeno dell'oscillazione e quindi sarebbero particelle ancora più elusive dei neutrini attivi. La loro scoperta sarebbe comunque fondamentale per la comprensione dell'universo perché i neutrini hanno un ruolo enorme nella evoluzione cosmica. Per approfondire le tante implicazioni dell'eventuale esistenza dei neutrini sterili, si consiglia la lettura della referenza [3].

Le anomalie sperimentali

Prima di passare in rassegna le misure incompatibili con l'attuale teoria delle oscillazioni a tre sapori è opportuno comprendere perché quest'ultima non preveda fenomeni di apparizione o di scomparsa su corta-base. In una rappresentazione semplificata dell'oscillazione, limitata a due sapori e due autostati di massa, la probabilità che un neutrino con sapore iniziale α venga osservato come neutrino di sapore β risulta

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2 2\theta_{ij} \sin^2 (1.27 \Delta m_{ij}^2 L_{\text{km}} / E_{\text{GeV}}), \quad (1)$$

dove gli indici i e j indicano gli autostati di massa, L_{km} è la distanza in km percorsa dal neutrino, E_{GeV} è la sua energia in GeV e il termine Δm_{ij}^2 è espresso in eV^2 . I parametri dell'oscillazione sono stati misurati con crescente precisione negli ultimi anni. I valori più aggiornati per le differenze dei quadrati delle masse risultano [4]

$$\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \times 10^{-5} \text{ eV}^2,$$

$$\Delta m_{32}^2 = (2.44 \pm 0.06) \times 10^{-3} \text{ eV}^2.$$

Utilizzando questi valori per calcolare il secondo fattore dell'espressione (1) e assumendo un esperimento su corta-base, cioè col rapporto $L_{\text{km}} / E_{\text{GeV}} = L_{\text{m}} / E_{\text{MeV}} \simeq 1$, si ottiene per Δm_{21}^2

$$\begin{aligned} & \sin^2 (1.27 \Delta m_{21}^2 L_{\text{km}} / E_{\text{GeV}}) \\ &= \sin^2 (1.27 \times 7.53 \times 10^{-5}) = 9 \times 10^{-9}, \end{aligned}$$

e per Δm_{32}^2

$$\begin{aligned} & \sin^2 (1.27 \Delta m_{32}^2 L_{\text{km}} / E_{\text{GeV}}) \\ &= \sin^2 (1.27 \times 2.44 \times 10^{-3}) = 1 \times 10^{-5}. \end{aligned}$$

In altre parole, ricordando che il fattore $\sin^2 2\theta_{ij}$ non può essere maggiore dell'unità, la probabilità di osservare qualche neutrino *oscillato* (ν_β nell'esempio fatto) è praticamente nulla per un esperimento su corta-base. Ovviamente, di converso, non è neanche pensabile osservare la scomparsa degli originari neutrini- α perché questi hanno una probabilità di circa il 100% di conservare il loro sapore. Conti più accurati, tenendo conto dei tre sapori dei neutrini e dei tre autostati di massa, portano a risultati molto simili. Si può quindi concludere che nessun fenomeno di oscillazione dovrebbe manifestarsi in esperimenti su corta-base.

Viceversa è facile verificare che la probabilità di oscillazione diventerebbe significativa anche per misure su corta-base, ipotizzando un altro valore per la differenza dei quadrati delle masse ($\Delta m_{\text{sterile}}^2$) molto maggiore di Δm_{21}^2 e Δm_{32}^2 . Le misure che vengono presentate qui di seguito, tutte su corta-base, hanno appunto evidenziato fenomeni oscillatori, suggerendo addirittura $\Delta m_{\text{sterile}}^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$.

Gli antineutrini dai reattori nucleari - Il primo neutrino fu osservato da Reines e Cowan negli anni '50, presso il reattore di Savannah River, grazie ad un processo che viene chiamato decadimento beta inverso. L'antineutrino prodotto nel reattore è catturato dal protone che si trasforma in un neutrone emettendo un positrone: $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$. Da allora molte altre misure sono state eseguite per monitorare il funzionamento dei reattori nucleari e studiare la fisica del neutrino, tipicamente con rivelatori singoli. La mancanza di un secondo rivelatore più vicino al reattore impedisce di conoscere il flusso di neutrini prima che l'oscillazione si possa manifestare, l'unico confronto possibile è con previsioni teoriche. Nel 2011 è stata pubblicata una nuova stima del flusso di antineutrini, utilizzando i più aggiornati database nucleari e raffinando le tecniche di calcolo [5]. I flussi di antineutrini prodotti da alcuni isotopi dell'uranio (^{235}U , ^{238}U) e del plutonio (^{239}Pu ,

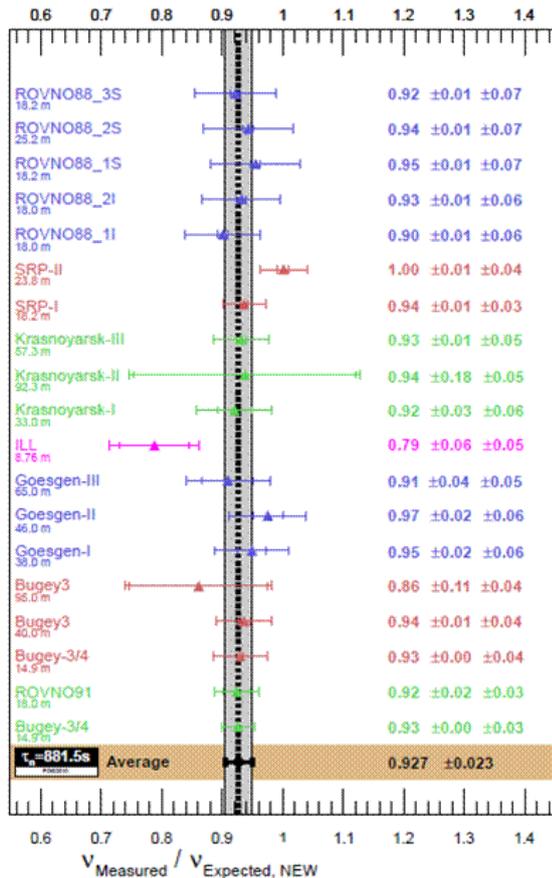
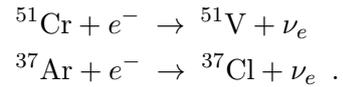


Figura 2: Rapporto tra flussi di neutrini da reattore misurati e attesi (19 esperimenti). Si osserva chiaramente un deficit dei neutrini misurati.

^{241}Pu) sono stati ricalcolati nell'intervallo 2 – 8 MeV, mediamente con un aumento del 3% rispetto al passato. Questo ha comportato un riesame dei risultati già pubblicati per 19 esperimenti, tutti ad una distanza dal reattore inferiore a 100 m, tenendo conto anche di una nuova stima della vita media del neutrone. In Figura 2 i dati sperimentali sono confrontati con le nuove previsioni. Tenendo conto di tutti i 19 esperimenti il rapporto misura/previsione risulta $R = 0.927 \pm 0.023$, con una significatività statistica superiore a 3σ . In altre parole si osserva la scomparsa di oltre il 7% dei neutrini. Questo risultato si può spiegare assumendo l'oscillazione dei neutrini con $\Delta m^2 \simeq 2.4 \text{ eV}^2$.

Le sorgenti di calibrazione - Gli esperimenti GALLEX e SAGE hanno misurato il flusso di neutrini solari grazie alla trasformazione del gallio in germanio ($^{71}\text{Ga} + \nu_e \rightarrow ^{71}\text{Ge} + e^-$). Questa tecnica di misura è stata calibrata utilizzando sorgenti radioattive di cromo e argon,

particolarmente intense, in grado di emettere neutrini per cattura elettronica:



I neutrini elettronici così prodotti sono stati rivelati con la stessa procedura radiochimica usata per studiare i neutrini solari. Entrambi gli esperimenti hanno conteggiato un numero di eventi inferiore a quanto atteso (scomparsa). Combinando i risultati degli esperimenti GALLEX e SAGE il rapporto tra misura ed aspettazione risulta $R = 0.86 \pm 0.05$ (significatività statistica 2.8σ) a cui corrisponde $\Delta m^2 \geq 0.35 \text{ eV}^2$. Per un'analisi approfondita sulla cosiddetta anomalia del gallio, si legga la referenza [6].

LSND e MiniBoone - L'esperimento Liquid Scintillation Neutrino Detector (LSND) a Los Alamos è stato progettato per cercare effetti di oscillazione in un fascio di antineutrini muonici ($\bar{\nu}_\mu$), in particolare per osservare la transizione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. I neutrini del fascio hanno un'energia compresa tra 20 e 75 MeV, sono generati dal decadimento dei μ^+ e percorrono una distanza di 30 m prima di raggiungere il rivelatore. Anche in questo caso, come nei

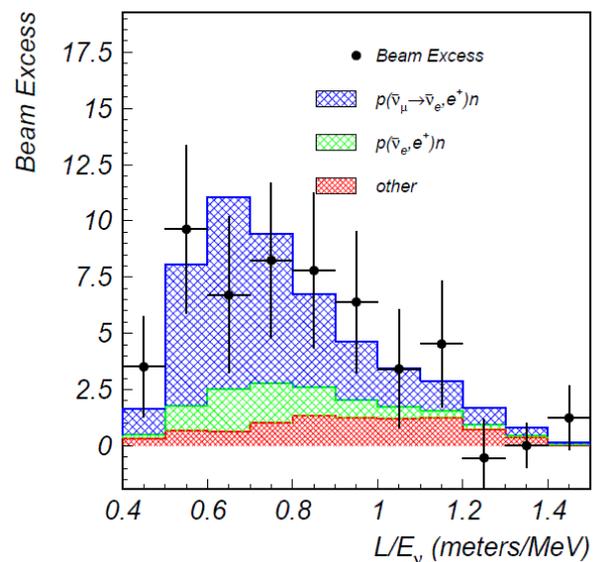


Figura 3: LSND - La distribuzione di eventi da $\bar{\nu}_e$ rispetto al rapporto L_m/E_{MeV} [7]. È necessario ipotizzare l'oscillazione (fascia blu) per rendere i dati compatibili con l'attesa.

precedenti, si tratta di un esperimento su cortabase, dato che il rapporto L_m/E_{MeV} è dell'ordine dell'unità. Il segnale di oscillazione (apparizione di antineutrini elettronici) è rivelato, come per gli antineutrini da reattore, attraverso la reazione di cattura $p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+$. Essa è caratterizzata da una doppia segnatura: il segnale del positrone seguito da un fotone gamma di 2.2 MeV dovuto alla cattura del neutrone. La Figura 3 ben sintetizza il risultato della misura di LSND: i dati sperimentali (punti neri) non sono compatibili con il fondo atteso (banda rossa e banda verde). Solo introducendo un altro segnale (banda blu) da neutrini *oscillati* si ottiene una distribuzione compatibile con la misura [7]. Il valore di Δm^2 si colloca nell'intervallo 0.2 – 2.0 eV². Un altro esperimento, denominato KARMEN ha eseguito misure simili, senza trovare segnali di oscillazione, ma senza neanche poter completamente escludere il risultato di LSND.

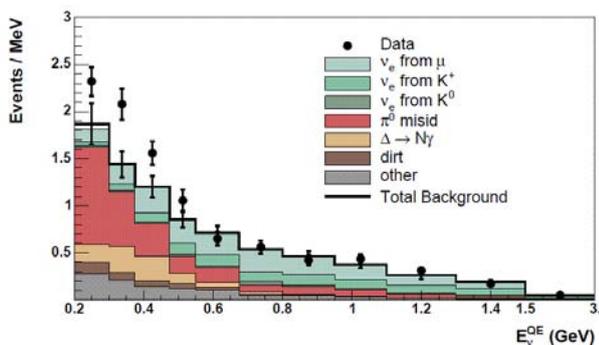


Figura 4: MiniBooNE - La distribuzione in energia degli eventi da ν_e . I punti neri rappresentano la misura, mentre le bande colorate rappresentano i diversi fondi [8]. I neutrini osservati sono più numerosi di quanto previsto alle basse energie.

L'esperimento MiniBooNE a Fermilab è stato progettato essenzialmente per verificare la misura di LSND ed ha operato sia con un fascio di neutrini muonici che con un fascio di antineutrini muonici. I neutrini elettronici generati dall'oscillazione (ν_e) sono stati rivelati cercando interazioni con i nuclei di carbonio ($\nu_e + C \rightarrow e^- + X$). I risultati della misura [8] sono riportati in Figura 4 dove si vede un eccesso di eventi a basse energie. Questo risultato non è compatibile con quello di LSND, a meno di non introdurre modelli di oscillazione più complessi e la violazione di CP,

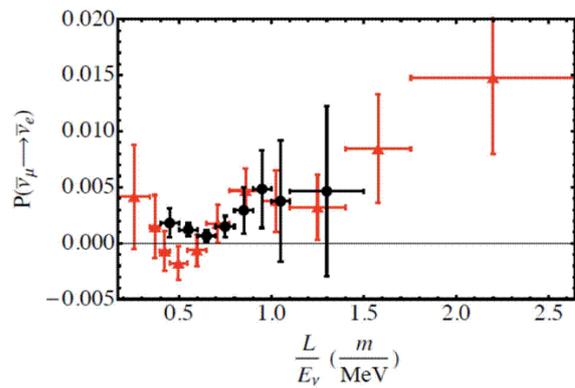


Figura 5: La probabilità di oscillazione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ misurata da LSND (punti neri) e da MiniBooNE (punti rossi) in funzione del rapporto L_m/E_{MeV} [9]. I risultati dei due esperimenti sono compatibili entro le barre d'errore.

cioè una asimmetria tra neutrini e antineutrini. Le misure sono state ripetute con il fascio di antineutrini, questa volta con risultati [9] compatibili con quelli di LSND (vedere Figura 5).

Possibile spiegazione - I singoli risultati anomali non sono di per sé particolarmente significativi, si passa dal risultato di LSND a 3.8σ a quello delle sorgenti al MegaCurie (2.8σ). Ma combinati tra loro assumono maggiore significatività e rafforzano l'ipotesi del neutrino sterile. Quindi i valori di Δm^2 suggeriti dalle misure possono essere interpretati come $\Delta m^2_{\text{sterile}}$, cioè come la differenza tra il quadrato della massa del ν sterile e il quadrato della massa di un neutrino attivo. L'eventuale scoperta dei neutrini sterili aprirebbe la strada a nuova fisica. Si potrebbero ipotizzare interazioni non-standard, oltre alle quattro già note (elettromagnetica, debole, forte e gravitazionale), e i modelli cosmologici dovrebbero tener conto di queste nuove particelle massive. La possibilità forse più affascinante è che la materia oscura sia proprio costituita dai neutrini sterili. In effetti già i neutrini attivi (ν_e, ν_μ, ν_τ) potrebbero essere i candidati naturali per la materia oscura, ma essi risultano troppo leggeri e non permettono di spiegare le strutture osservate su larga scala. I neutrini sterili, così scarsamente interagenti con la materia ordinaria, dotati di una massa maggiore, sembrano anch'essi buoni candidati. Questa ipotesi dei neutrini sterili come materia oscura viene rafforzata da alcuni studi teorici che ipotizzano l'esistenza di diversi neu-

trini sterili, addirittura con masse dell'ordine del keV.

È comunque opportuno ricordare che altre misure non hanno trovato evidenza di oscillazioni anomale, ma senza arrivare ad escluderle completamente. È stato già citato l'esperimento KARMEN, va anche ricordato che il satellite PLANCK, dedicato alla misura della radiazione cosmica di fondo, ha posto vincoli severi [10], anche se non definitivi, all'esistenza dei neutrini sterili, che se esistessero dovrebbero contribuire alla radiazione presente nell'universo, riscaldandosi nella sequenza di oscillazione e collisione.

La ricerca del neutrino sterile

Come si è visto il panorama sperimentale non è di facile interpretazione e può essere chiarito solo da esperimenti con un'alta sensibilità, che non lascino spazio a dubbi. Molti esperimenti sono stati progettati, con lo scopo di indagare le tre anomalie. Per quanto riguarda il flusso di neutrini dai reattori, si conta di utilizzare al meglio apparati già esistenti, dedicati al monitoraggio delle centrali nucleari, oppure di mettere in opera nuovi apparati di misura. Progetti in questo senso sono stati avviati in Belgio, Francia, Russia, Corea e Cina. Due esperimenti (CeLand e SOX) intendono invece indagare sui neutrini da sorgenti ad altissima attività; per fare ciò utilizzeranno sorgenti di cesio (^{144}Ce) e cromo (^{51}Cr) in prossimità o all'interno dei rivelatori KamLand in Giappone e Borexino al Gran Sasso.

Indagare sull'anomalia di LSND e MiniBooNE richiede un fascio di neutrini e rivelatori adeguati. Una possibilità era rappresentata dall'uso combinato di una *Time Projection Chamber* (TPC), capace di "fotografare" gli eventi da neutrino elettronico in un fascio di neutrini muonici, e di uno spettrometro, in grado di misurare la carica e il flusso dei muoni [11, 12]. Il progetto prevedeva la realizzazione di due coppie di rivelatori, a distanze diverse, che permettessero di osservare l'oscillazione in funzione del cammino percorso dai neutrini. Purtroppo questo progetto, in gran parte italiano, ha subito una battuta d'arresto perché il management del CERN ha rinunciato, almeno per ora, a realizzare un fascio di neutrini. A Ginevra comunque è in fase di rea-

lizzazione una *Neutrino Platform*, cioè un'area sperimentale dove sviluppare e collaudare rivelatori destinati a ricerche sui neutrini negli Stati Uniti e in Asia.

Attualmente solo gli Stati Uniti hanno avviato un programma di ricerca del neutrino sterile su fascio. Questo in fondo non meraviglia, dato che sia LSND che MiniBooNE sono esperimenti americani. A Fermilab, dove è in funzione il *Booster Neutrino Beam*, si lavora per eseguire misure con la tecnica delle TPC ad argon liquido. Sono previsti tre rivelatori (LAR1-ND, MicroBooNE e Icarus) a diverse distanze (circa 100, 470 e 600 m) dal tunnel di produzione dei neutrini. MicroBooNE era stato progettato essenzialmente per indagare le misure anomale di MiniBooNE, eventualmente completato da LAR1-ND, come rivelatore vicino (*Near Detector*) per monitorare le caratteristiche del fascio prima che le oscillazioni si manifestino. Successivamente la collaborazione Icarus, diretta dal premio Nobel Carlo Rubbia, ha proposto di utilizzare il rivelatore da 600 tonnellate, già operativo nei laboratori del Gran Sasso, per completare il setup sperimentale con un rivelatore lontano (*Far Detector*) che possa osservare al meglio l'eventuale apparizione di ν_e . Le tre collaborazioni lavorano in stretto coordinamento con la prospettiva di avviare la presa dati combinata nella primavera 2018.

Un'altra collaborazione (NESSiE), in maggioranza italiana, di cui fa parte anche l'autore di questo articolo, ha proposto di riutilizzare gli spettrometri dell'esperimento OPERA, già in funzione al Gran Sasso, per misurare l'eventuale scomparsa dei ν_μ , ulteriore inevitabile segnatura del fenomeno oscillatorio [13]. Il Program Advisory Committee (PAC) di Fermilab ha giudicato scientificamente fondata la proposta, ma non compatibile con le disponibilità finanziarie e gli impegni già assunti a Fermilab.

Conclusioni

Il modello con tre neutrini massivi è in grado di spiegare la gran parte dei fenomeni oscillatori osservati. Solo poche misure, peraltro controverse, sembrano indicare che non tutto è stato compreso. Un principio di cautela suggerirebbe di non investire nella ricerca dei neutrini sterili, ma è difficile spegnere gli

entusiasmi scatenati dalla possibilità di scoprire qualcosa di completamente nuovo. La scoperta del neutrino sterile rappresenterebbe una svolta epocale nella comprensione dell'universo e quindi il gioco sembra proprio valere la candela. Nei prossimi anni sapremo se i neutrini hanno ancora altre sorprese in serbo per noi.



- [1] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL AND SLD COLLABORATION: "Precision electroweak measurements on the Z resonance", *Physics Report* **427** (2006) 257.
- [2] B. PONTECORVO: "Neutrino experiments and the question of leptonic-charge conservation", *Sov. Phys. JETP* **26** (1968) 984.
- [3] K.N. Abazajiana et al. "Light Sterile Neutrinos: A White Paper", arXiv:1204.5379v1.
- [4] K.A OLIVE ET AL. (PARTICLE DATA GROUP): "The Review of Particle Physics", *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001.
- [5] TH. A. MUELLER ET AL.: "Improved predictions of reactor antineutrino spectra", *Phys. Rev. C* **83** (2011) 054615.
- [6] C. GIUNTI, M. LAVADE: "Statistical significance of the gallium anomaly", *Phys. Rev. C* **83** (2011) 065504.
- [7] A. AGUILAR ET AL. (LSND COLLABORATION): "Evidence for neutrino oscillations from the observation of $\bar{\nu}_e$ appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ beam", *Phys. Rev. D* **64** (2001) 112007.
- [8] A. A. AGUILAR-AREVALO ET AL. (MINIBOONE COLLABORATION): "Unexplained Excess of Electronlike Events from a 1-GeV Neutrino Beam", *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 101802.
- [9] A.A. AGUILAR-AREVALO ET AL. (MINIBOONE COLLABORATION): "Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations", *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 181801.

- [10] A. MIRIZZI ET AL: "The strongest bounds on active-sterile neutrino mixing after Planck data", *Phys. Lett. B* **726** (2013) 8 .
- [11] P. Bernardini et al. (NESSiE Collaboration) "Prospect for Charge Current Neutrino Interactions Measurements at the CERN-PS", arXiv:1111.2242.
- [12] M. Antonello et al. (ICARUS Collaboration), M. Benetoni (NESSiE Collaboration) "Search for anomalies from neutrino and anti-neutrino oscillations at $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ with muon spectrometers and large LAr-TPC imaging detectors", arXiv:1203.3432.
- [13] A. Anokhina et al. (NESSiE Collaboration) "Prospects for the measurement of muon-neutrino disappearance at the FNAL-Booster", arXiv:1404.2521. A. Anokhina et al. (NESSiE Collaboration) "Search for sterile neutrinos in the ν_μ disappearance mode at FNAL", sottomesso per la pubblicazione a *Phys. Review D*



Paolo Bernardini: È professore associato di Fisica Nucleare e Subnucleare presso l'Università del Salento. Nei primi anni della sua carriera, all'Università di Urbino, si è interessato di storia della fisica e di elettronica quantistica. Trasferitosi a Lecce nel 1988, si è dedicato alla fisica astroparticellare, nell'ambito delle attività dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Ha collaborato all'esperimento MACRO presso i laboratori sotterranei del Gran Sasso, contribuendo alle analisi sui neutrini atmosferici che portarono alla scoperta del fenomeno delle oscillazioni. Successivamente si è dedicato all'esperimento ARGO-YBJ presso l'osservatorio di alta quota di YangBaJing in Tibet. Dal 2000 è uno degli organizzatori del Neutrino Oscillation Workshop (NOW).

Neutrini: messaggeri di nuova fisica

Eligio Lisi Istituto Nazionale di Fisica Nucleare - Sezione di Bari

Sappiamo sperimentalmente che i neutrini hanno una massa molto più piccola dei corrispondenti leptoni carichi. Perché? Una intrigante congettura suggerisce uno stretto legame fra masse piccole e nuova fisica a scale di energia molto alte. Le profonde implicazioni e ramificazioni di questa congettura sono al centro di un vasto programma di ricerca sperimentale e teorica a livello mondiale.

Le piccole masse dei neutrini

Negli ultimi due decenni, le ricerche di oscillazioni di neutrino ci hanno insegnato che i tre neutrini ν_α con sapore $\alpha = e, \mu$ e τ sono combinazioni lineari di tre neutrini ν_i con masse m_1, m_2 e m_3 , tramite una matrice unitaria U : $\nu_\alpha = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i$. Le oscillazioni di sapore $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ sono sensibili alle differenze di massa al quadrato ($\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$) ma non alle **masse assolute** (m_i), su cui però esistono dei limiti superiori (si veda l'articolo di D. Montanino in questo numero di *Ithaca*).

Storicamente, il primo limite alle masse dei neutrini (derivato dal decadimento β) fu posto già da Wolfgang Pauli nella sua famosa lettera del 1930: $m_\nu < 0.01 m_p$ (cioè circa $m_\nu < 10^7$ eV in unità naturali, $c = 1 = \hbar$). Dopo ben 85 anni di ricerche, questo limite cinematico è migliorato di quasi sette ordini di grandezza, e può essere

espresso in una forma che tiene conto del mescolamento U_{ei} fra il neutrino elettronico ν_e emesso nel decadimento β e gli stati ν_i :

$$m_\beta = \sqrt{\sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2} < 2 \text{ eV} . \quad (1)$$

Limiti indipendenti sono stati ottenuti recentemente dalla cosmologia di precisione: infatti, il modello cosmologico standard prevede un fondo cosmico diffuso di neutrini primordiali con densità di $110 \nu + \bar{\nu}$ al cm^3 (per ogni sapore). Essi fungono da sorgente di gravità con intensità proporzionale dalla somma delle loro masse, su cui l'attuale limite cosmologico è molto stringente,

$$\Sigma = m_1 + m_2 + m_3 < 0.3 \text{ eV} , \quad (2)$$

sebbene esso possa essere indebolito significativamente (fino ad un ordine di grandezza) in varianti del modello cosmologico standard.

I dati appena discussi implicano che ciascuna delle masse $m_{1,2,3}$ dei neutrini debba essere inferiore ad un (prudente) **limite di circa 1 eV**. D'altra parte, tramite gli esperimenti di oscillazione, conosciamo le due quantità indipendenti $|\Delta m_{12}^2|$ e $|\Delta m_{23}^2|$. Pertanto, almeno due masse devono essere superiori a $\sqrt{|\Delta m_{12}^2|} \simeq 0.009 \text{ eV}$ e a $\sqrt{|\Delta m_{23}^2|} \simeq 0.05 \text{ eV}$, mentre non è ancora escluso che una fra le tre masse m_i sia nulla.

Gli intervalli appena discussi per le masse dei neutrini sono riassunti in Fig. 1, assieme ai valori delle masse degli altri fermioni fondamentali del modello standard (i leptoni carichi ℓ e i

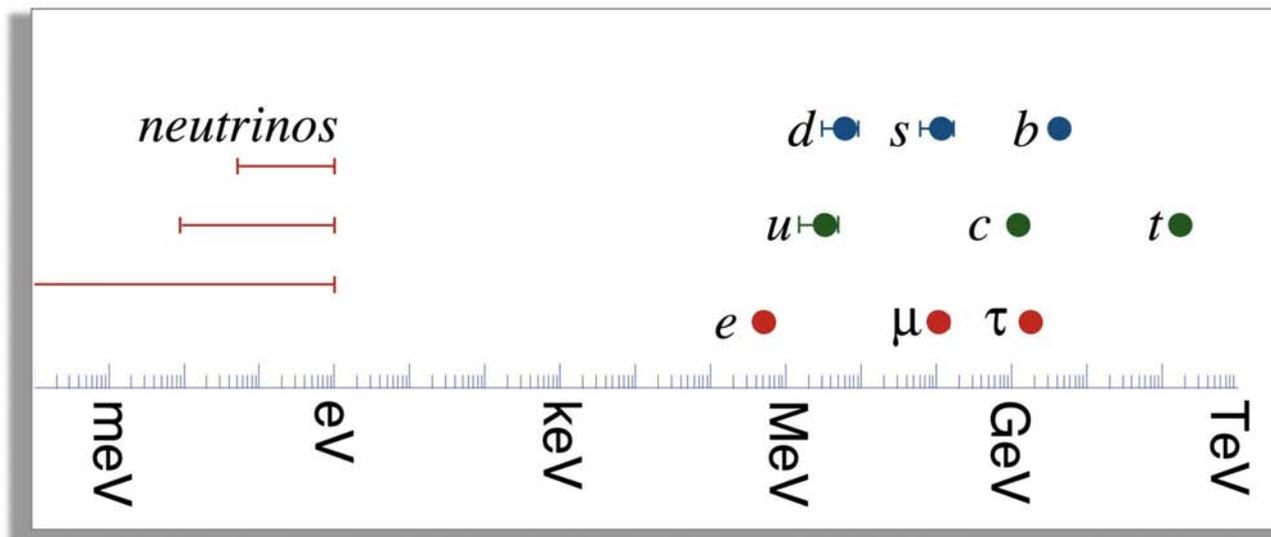


Figura 1: Masse dei fermioni carichi fondamentali (leptoni e quark) e intervalli permessi per le masse dei neutrini.

quark q) in scala logaritmica. I neutrini appaiono nettamente isolati, in fondo alla scala. **Perché?**

Diciamo subito che una possibile risposta è che... non ci sia nessuna risposta! In linea di principio, i valori delle masse dei fermioni fondamentali in Fig. 1 potrebbero essere (almeno in parte) "casuali" e non indicativi di nuova fisica ad un livello più profondo: ...*Vuolsi così colà dove si puote ciò che si vuole, e più non dimandare (Inferno III 95-96)*. Una tale posizione pessimistica trova talvolta terreno fertile nell'ipotesi del multiverso (in cui il nostro universo coesisterebbe con innumerevoli altri, caratterizzati da valori differenti dei parametri fondamentali) e nel cosiddetto principio antropico (per cui solo gli universi con certi parametri sviluppano forme di vita intelligente). Fortunatamente, è ancora presto per arrendersi a questo tipo di "interpretazioni", come si cercherà di illustrare nel seguito.

Neutrini: Weyl, Dirac e Majorana

Tutte le particelle elementari hanno almeno due proprietà fondamentali: la **massa** (che può eventualmente essere nulla, come per il fotone) e il momento angolare intrinseco o **spin** (che può essere nullo o multiplo di $1/2$, in unità naturali). Per esempio, il bosone di Higgs ha una massa di circa 126 GeV e spin 0, mentre ogni neutrino ha una massa inferiore a 1 eV e spin $1/2$.

Massa e spin si comprendono appieno nel linguaggio affascinante della teoria dei gruppi, e

in particolare del gruppo di trasformazioni di coordinate della relatività speciale, che lasciano invariata la velocità della luce. A queste proprietà cinematiche vanno aggiunte quelle dinamiche, descritte dal gruppo di simmetrie del modello standard delle particelle elementari, e dalla rottura delle simmetrie tramite il meccanismo di Higgs. Qui ci limitiamo ad una comprensione euristica del profondo legame esistente fra masse e proprietà spinoriali dei neutrini, considerando il caso più semplice di un solo tipo di **neutrino** ν e del corrispondente **antineutrino** $\bar{\nu}$, entrambi dotati di massa m , eventualmente nulla.

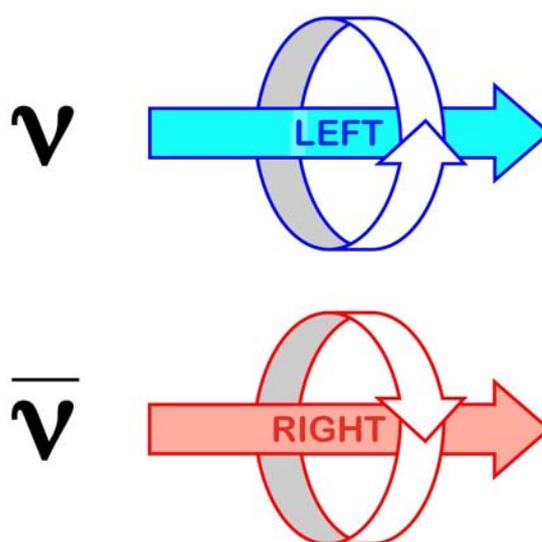


Figura 2: Rappresentazione schematica di un ν e di un $\bar{\nu}$ creati in un processo di interazione debole.

In Fig. 2 è rappresentato il neutrino ν creato in un processo debole, quindi con spin opposto al moto, come una trottola che gira in senso sinistrorso o **left-handed** (LH). Viceversa, l'antineutrino $\bar{\nu}$ è sempre creato come una trottola che gira in senso destrorso o **right-handed** (RH).

Cosa succede agli stati (LH o RH) durante la successiva propagazione? Ci sono tre differenti possibilità, legate ai nomi di tre giganti della fisica teorica del secolo scorso: Hermann **Weyl**, Paul **Dirac** ed Ettore **Majorana**.

Il primo caso è quello in cui $m = 0$, come si assumeva nel modello standard fino a meno di vent'anni fa. In questo caso, il neutrino (antineutrino) si muove alla velocità della luce e rimane esattamente LH (RH), proprio come all'atto della sua creazione in Fig. 2, finchè esso non "muore", per esempio generando il corrispondente leptone ℓ^- (ℓ^+) in una interazione di corrente carica. Il campo quantistico del neutrino è allora detto di **Weyl** ed ha **due componenti**: ν (LH) e $\bar{\nu}$ (RH).

Nel caso in cui $m \neq 0$, il neutrino ν si muove ad una velocità v inferiore a quella della luce (anche se solo di poco, avendo tipicamente una energia $E \gg m$ in ogni situazione di interesse sperimentale). In questo caso, la proprietà di essere LH non può essere invariante: un ipotetico osservatore che si muovesse con velocità $v' > v$ vedrebbe invertirsi la direzione del moto (ma non lo spin) del neutrino, che gli apparirebbe come una trottola destrorsa invece che sinistrorsa. In altre parole, un neutrino nasce sempre LH ma, se munito di massa, sviluppa una piccola componente RH durante la propagazione, con ampiezza di probabilità di ordine m/E . Analogamente, un antineutrino inizialmente RH sviluppa una piccola componente LH, come schematizzato in Fig. 3. Il campo quantistico del neutrino è allora detto di **Dirac** ed ha **quattro componenti**: ν (LH e RH) e $\bar{\nu}$ (RH e LH).

Le quattro componenti (generalmente indipendenti) di un neutrino di Dirac possono dimezzarsi in due sottocasi speciali. Uno lo abbiamo già visto: è il neutrino di Weyl, che si ottiene banalmente da quello di Dirac nel limite $m \rightarrow 0$. Ma si può avere un'altra possibilità, assolutamente non banale, nel caso in cui le componenti RH e LH di ν e $\bar{\nu}$ sono identiche a due a due, come indicato in Fig. 4. Questa possibilità è esclusa per una particella di spin 1/2 munita di carica (elettrica, o

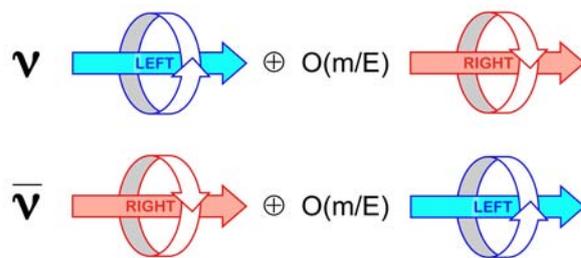


Figura 3: Caso $m \neq 0$: Rappresentazione euristica di un neutrino di Dirac a quattro componenti.

legata ad altri numeri quantici), in quanto la componente RH (o LH) della particella e della sua antiparticella avrebbero carica opposta; ma può verificarsi per i neutrini, purchè essi non abbiano nessuna "carica" (non solo elettrica). Se la Natura ha scelto questa possibilità, allora non sussiste nessuna distinzione sostanziale fra neutrino e antineutrino ($\nu \equiv \bar{\nu}$), ma solo due possibili stati RH e LH della **stessa particella-antiparticella** (vedi riquadro). Il campo quantistico del neutrino è allora detto di **Majorana** ed ha due sole componenti indipendenti.

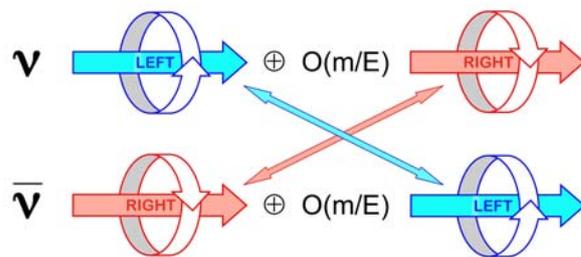
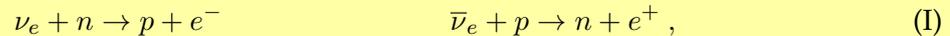


Figura 4: Caso $m \neq 0$: Rappresentazione euristica di un neutrino di Majorana, con componenti coincidenti a due a due. In questo caso, $\nu \equiv \bar{\nu}$.

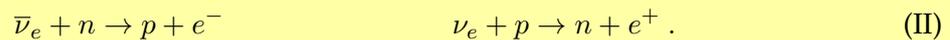
Riassumendo: i fermioni di Dirac sono muniti sia di massa che di almeno una "carica", e sono caratterizzati da quattro componenti indipendenti (particella e antiparticella, LH e RH). Il caso di Dirac si applica ai quark q e ai leptoni carichi ℓ , e potrebbe caratterizzare anche i neutrini. Azzerando la massa di un fermione di Dirac se ne ottiene uno di Weyl: possibilità non ancora esclusa per il ν più leggero. Alternativamente, azzerando ogni sua "carica" (ma non la massa) si ottiene un fermione di Majorana: possibilità non solo non esclusa per i neutrini, ma molto interessante dal punto di vista teorico e sperimentale, come vedremo. Infine, ricordiamo che per $m = 0$

L'apparente paradosso dell'identità fra neutrini e antineutrini

Il lettore attento si sarà chiesto come conciliare la possibile esistenza di neutrini di Majorana (identici alle loro antiparticelle) con il fatto che alcuni processi sembrano essere indotti solo da neutrini ma non da antineutrini, o viceversa. Per esempio, se chiamiamo ν_e la particella neutra prodotta in un decadimento β^+ (e $\bar{\nu}_e$ quella prodotta in un decadimento β^-), sappiamo che sono state sperimentalmente osservate le reazioni



mentre non sono mai state osservate quelle ottenute scambiando ν_e con $\bar{\nu}_e$:



Non risulta dunque provato che $\nu \neq \bar{\nu}$? La risposta è ... no, non è provato: e non c'è alcun paradosso. Se i neutrini sono di **Weyl** o di **Dirac**, allora ν_e e $\bar{\nu}_e$ sono effettivamente differenti, tanto da poter associare un **numero leptonico** L con valore $+1$ al doppietto (ν_e, e^-) e -1 al doppietto $(\bar{\nu}_e, e^+)$. Le reazioni osservate (I) conservano il numero leptonico ($\Delta L = 0$), mentre quelle non osservate (II) sono proibite, implicandone la violazione di due unità ($\Delta L = 2$).

Se invece i neutrini sono di **Majorana**, non c'è paradosso perchè essi non hanno alcuna carica (e dunque nemmeno un numero leptonico), rendendo le reazioni (II) possibili *in linea di principio*, sebbene estremamente improbabili in pratica. Infatti, il " ν_e " prodotto in un decadimento β^+ e il " $\bar{\nu}_e$ " prodotto in un decadimento β^- non sono altro che le componenti LH e RH di una stessa particella ν , identica alla sua antiparticella $\bar{\nu}$. La trasformazione da uno stato all'altro è possibile ma, come illustrato in Fig. 4, essa è fortemente soppressa da un fattore $m/E \ll 1$. Anche alle energie più basse sperimentalmente rivelabili, $E \sim O(1)$ MeV, il fattore di soppressione risulta essere $> 10^6$ per $m < 1$ eV, rendendo le reazioni (II) talmente rare da sfuggire (almeno finora) ad una misura sperimentale. La paziente ricerca di **processi molto rari con $\Delta L = 2$** è dunque cruciale per provare l'esistenza di neutrini di Majorana.

(Weyl) lo stato LH o RH è una costante del moto, mentre per $m \neq 0$ (Dirac o Majorana) entrambi gli stati si sviluppano nella propagazione: si suol dire che le masse "accoppiano" stati LH e RH.

Termini di massa (non)standard

La scoperta del bosone di Higgs ha avuto un impatto mediatico tale, da rendere popolare il concetto che esso "fornisce la massa a tutte le altre particelle" (eccetto il fotone e i gluoni). Nel modello standard, il campo di Higgs si accoppia alle componenti LH e RH di un generico fermione con intensità y e, dopo la rottura della simmetria elettrodebole, fornisce ad esso una massa $m \sim yv$, ove $v = 174$ GeV è il valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs. Si parla in questo caso di "accoppiamenti di Yukawa" (da cui la y) e "termini di massa standard" per i fer-

mioni, che risultano essere inevitabilmente di Dirac. Il quark top, con la sua massa $m_t \simeq 173$ GeV, rappresenta il fermione di Dirac con l'accoppiamento di Yukawa più naturale, $y_t \simeq 1$, mentre gli altri fermioni carichi hanno valori di y inferiori di alcuni ordini di grandezza rispetto all'unità.

Per i neutrini, la faccenda è più complessa. Storicamente, nella costruzione del modello standard si assunse che i tre neutrini ν_e, ν_μ e ν_τ fossero spinori LH di Weyl (dunque senza componenti RH), a differenza di tutti gli altri fermioni carichi. In questa ipotesi, i termini di massa dei neutrini sono assenti, e le masse rimangono nulle anche dopo la rottura della simmetria. La scoperta delle oscillazioni di sapore implica però l'esistenza di neutrini con massa e ci impone di includere i relativi termini, introducendo degli stati RH da accoppiare agli stati LH. In questo caso, dopo la rottura della simmetria si otten-

gono dei termini di massa di Dirac anche per i neutrini, ma rimane inspiegabile la singolare piccolezza dei loro accoppiamenti di Yukawa: bisogna infatti che $y_\nu < O(10^{-11})$ per avere una massa $m_\nu \sim y_\nu v < O(1)$ eV.

Per i neutrini esiste però una ulteriore e peculiare possibilità. Gli stati RH appena introdotti non hanno interazioni elettromagnetiche e nemmeno interazioni deboli di corrente carica o neutra (accoppiate ai soli stati LH): sono completamente privi di cariche, tanto da essere denominati “sterili”. In questo caso, nessuna simmetria del modello standard proibisce che essi siano neutrini di Majorana, con massa Λ del tutto indipendente dalla scala elettrodebole v . Per i soli neutrini, il caso più generale è comprende dunque sia **termini di massa di Dirac** standard (cioè associati al meccanismo di Higgs e alla scala elettrodebole v) che **termini di massa di Majorana** nonstandard (indipendenti della scala elettrodebole).

Questa possibilità emerge in modo naturale in numerose estensioni del modello standard. Per esempio, l'estensione al gruppo di simmetrie SO(10) rimane un promettente candidato per l'unificazione delle interazioni elettrodeboli e forti ad alte scale di energia [$\Lambda \sim O(10^{15})$ GeV $\gg v$], e consente di organizzare ogni famiglia di fermioni in una rappresentazione di dimensione 16, che contiene anche un neutrino RH. In particolare, la prima famiglia conterrebbe gli stati LH e RH dell'elettrone e del corrispondente neutrino, e quelli dei quark u (up) e d (down) nei tre “colori” (rosso, verde e blu) dell'interazione forte,

$$\begin{pmatrix} u_L & u_L & u_L & \nu_L \\ d_L & d_L & d_L & e_L \\ u_R & u_R & u_R & \boxed{\nu_R} \\ d_R & d_R & d_R & e_R \end{pmatrix}, \quad (3)$$

per cui sarebbe naturale associare allo stato ν_R un termine di massa di Majorana alla scala Λ .

Rimanendo per semplicità nel caso di una sola famiglia, in presenza di due termini di massa (di Dirac alla scala v e di Majorana ad una scala $\Lambda \gg v$) le componenti LH e RH del neutrino risultano essere accoppiate secondo una “matrice di massa” della forma:

$$\begin{pmatrix} 0 & \sim y_\nu v \\ \sim y_\nu v & \sim \Lambda \end{pmatrix}, \quad (4)$$

ove i termini nondiagonali rappresentano il termine di Dirac (che accoppia il campo di Higgs agli stati LH e RH), mentre quello diagonale non nullo rappresenta il termine di Majorana (originato dal solo neutrino RH), con “ \sim ” ad indicare che si tratta di ordini di grandezza. La diagonalizzazione di questa semplice matrice porta a due risultati sorprendenti: 1) i due autostati sono, in generale, neutrini di Majorana; 2) i due autovalori di massa sono pari a $M \sim \Lambda$ per lo stato più pesante ed a

$$m \sim y_\nu^2 \frac{v^2}{\Lambda} \quad (5)$$

per lo stato più leggero (a meno di un segno irrilevante). Questa equazione fornisce una intrigante spiegazione, detta “ad altalena” (in inglese, **see-saw**, vedi riquadro), per l'estrema piccolezza di m : maggiore è la scala di massa Λ associata al neutrino RH rispetto alla scala elettrodebole v , minore è la massa del neutrino.

Per poter ottenere $m < O(1)$ eV con un accoppiamento di Higgs “naturale” $y_\nu \sim O(1)$, la scala di nuova fisica deve essere dunque $\Lambda > O(10^{13})$ GeV, consistente con le energie predette dai modelli di grande unificazione. Alternativamente, scale Λ più basse possono essere ottenute assumendo $y_\nu \ll 1$, come avviene per gli altri fermioni carichi ad eccezione del quark top. Al limite, modelli con $\Lambda \sim O(1)$ TeV e $y_\nu \sim 10^{-5}$ (*TeV-scale see-saw*) sono già messi alla prova alle energie del Large Hadron Collider (LHC).

Ovviamente sono possibili numerose varianti rispetto al semplice modello descritto, sia per tenere conto delle tre famiglie note di leptoni, sia perchè il numero di nuovi possibili stati RH può essere arbitrario, rendendo così molto ricca la fenomenologia dei neutrini associata alla scala Λ . Esiste dunque un ampio di spettro di possibilità teoriche, su cui stiamo appena cominciando a porre alcuni vincoli sperimentali.

In sintesi, la congettura descritta rappresenta un'elegante **risposta alla domanda iniziale**: perchè le masse dei neutrini sono straordinariamente piccole rispetto alla scala elettrodebole v ? La risposta data dal meccanismo **see-saw** implica che i **neutrini siano di Majorana** e che “parlino” non solo con il bosone di Higgs ma anche, ad energie più elevate, con una **scala di nuova fisica Λ** .

Il meccanismo see-saw e... una festa dei 25 anni con sorpresa!

Se cercassimo informazioni sul “see-saw mechanism” in un libro di fisica dei neutrini più vecchio di almeno dieci anni, troveremmo invariabilmente un riferimento a quattro famosi lavori teorici, indipendenti e quasi contemporanei fra loro, firmati da M. Gell-Mann, P. Ramond e R. Slansky (1979), T. Yanagida (1980), R.N. Mohapatra and G. Senjanovic (1980), e J. Schechter e J.W.F. Valle (1980). L’impatto di questi lavori sulle successive ricerche teoriche nel settore è stato imponente, tanto che nel 2004 si vollero celebrare i **25 anni dell’idea del see-saw** con un convegno dedicato, dal titolo *Seesaw’25* (Parigi, 10-11 giugno 2004). Sia durante il convegno che subito dopo, diversi protagonisti della fisica del neutrino dell’epoca contribuirono, con i loro ricordi, a ricreare l’atmosfera e le idee che circolavano nella seconda metà degli anni ’70.

Fu allora che... sorprendentemente, emerse dall’oblio un lavoro di **P. Minkowski (1977)**, quasi del tutto ignoto ai più, che conteneva con chiarezza e completezza gli elementi del meccanismo see-saw, con almeno due anni di anticipo rispetto agli altri. L’autore, alieno da ogni vanità personale, non ne aveva mai reclamato il primato, lasciando che altri se ne accorgessero ben 27 anni dopo. Ancora oggi, egli ricorda il suo vecchio articolo e la successiva “riscoperta” con sorprendente modestia. In ogni caso, l’importanza del lavoro di Minkowski del 1977 fu immediatamente riconosciuta fin dagli atti del convegno *Seesaw’25*, ed oggi esso conta oltre 2200 citazioni (in continua crescita), pareggiando ormai in celebrità i lavori citati del 1979-1980.

Appuntamento dunque al 2027, per il (vero) cinquantennale del meccanismo see-saw!

Il decadimento $\beta\beta$ senza neutrini

L’eventuale natura di Majorana dei neutrini può manifestarsi in rare violazioni del numero leptonic, sopresse da un fattore $m/E \ll 1$ (si veda il primo riquadro). L’unico processo di questo tipo che appare sperimentalmente osservabile è il **doppio decadimento beta senza neutrini**.

Il processo $0\nu\beta\beta$, illustrato in Fig. 5, prevede il decadimento di un nucleo (A, Z) in un nucleo $(A, Z + 2)$ con due neutroni in meno e due protoni in più, e la contemporanea emissione di due elettroni senza neutrini associati. La somma delle energie dei due elettroni dovrebbe apparire come una “riga” che emerge, esattamente al Q -valore della reazione, dal “rumore” di fondo dello spettro energetico continuo.

Il diagramma in Fig. 5 mostra il processo al livello microscopico di quark. Andando dall’alto verso il basso, un quark d del neutrone si trasforma in un quark u del protone emettendo un bosone carico W , che a sua volta decade in un elettrone (LH) e un antineutrino (RH). Se il $\bar{\nu}$ ha massa non nulla, esso può effettuare una transizione da RH a LH all’ordine m/E . Inoltre, se è di Majorana, tale stato va identificato con la componente LH del ν che, interagendo con un bosone

$0\nu\beta\beta$ decay: $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-$

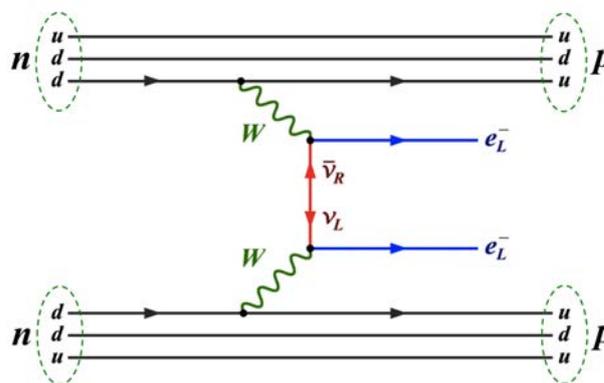


Figura 5: Doppio decadimento beta senza neutrini, mediato da un neutrino di Majorana.

W emesso in un’altra transizione $d \rightarrow u$ (in basso nella figura) genera il secondo elettrone (LH). Essendo un processo con violazione del numero leptonic, esso non può avvenire tramite neutrini di Dirac (o di Weyl): la sua osservazione rappresenterebbe dunque una segnatura inconfondibile dei neutrini di Majorana. In ogni caso, si tratta di un decadimento molto raro, sia perché coinvolge dinamicamente due processi deboli con scambio di W , sia perché è cinematicamente soppresso all’ordine m/E .



Figura 6: Le piccole masse dei neutrini come possibili messaggeri di nuova fisica oltre la scala elettrodebole (EW).

Nel caso generale di tre ν di Majorana, l'ampiezza di probabilità $0\nu\beta\beta$ è proporzionale ad una combinazione lineare delle masse m_i ,

$$m_{\beta\beta} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right|, \quad (6)$$

detta anche **massa effettiva di Majorana**, ove i pesi U_{ei}^2 (in generale complessi) tengono conto del mescolamento del ν_e con ognuno dei ν_i nei due vertici deboli in Fig. 5.

Gli attuali limiti superiori su $m_{\beta\beta}$ sono già inferiori alla scala di 1 eV, anche se la loro interpretazione soffre di incertezze teoriche nucleari. In termini di vite medie, si è arrivati a porre limiti a livello di 10^{24} – 10^{25} anni, ben superiori all'età dell'universo (1.4×10^{10} anni)! Per poter osservare almeno un decadimento $0\nu\beta\beta$ all'anno, bisogna dunque disporre di numerosi nuclei candidati (largamente superiori al numero di Avogadro), e attendere pazientemente un possibile segnale, in condizioni di fondo bassissimo. È in corso una gara agguerrita fra esperimenti concorrenti nei laboratori di tutto il mondo (inclusi quelli dell'INFN al Gran Sasso), data l'importanza epocale che avrebbe la scoperta di neutrini di Majorana.

Verso orizzonti ancora più ampi

In conclusione, dal punto di vista sperimentale, le tre grandezze m_β , Σ e $m_{\beta\beta}$ definite nelle eq. (1), (2) e (6), sono associate a tre diversi modi di accedere alle masse assolute dei neutrini, rispettivamente tramite i decadimenti β , la cosmologia di precisione, e i decadimenti $0\nu\beta\beta$. Le misure di tali grandezze sono al centro di un vastissimo

programma di ricerche a livello mondiale, e c'è da sperare che (almeno per una di esse) i limiti superiori si trasformino in un segnale positivo nel prossimo futuro.

Dal punto di vista teorico, la scoperta di neutrini di Majorana segnerebbe un punto estremamente importante a favore dell'ipotesi di una nuova scala di massa Λ indipendente dalla scala elettrodebole. Nel meccanismo see-saw, tipicamente questa è la scala di grande unificazione legata al decadimento del protone, ma non è affatto escluso che i neutrini di Majorana “parlino” anche con scale più basse legate ad altri fenomeni molto interessanti, fa cui la generazione dell'asimmetria barionica dell'universo tramite violazione di CP leptonica (“leptogenesi”), il possibile contributo di neutrini sterili “pesanti” alla materia oscura o di neutrini sterili leggeri nelle oscillazioni di sapore, e molto altro ancora come illustrato in Fig. 6. Le piccole masse dei neutrini potrebbero dunque condurci verso inesplorati orizzonti di nuova fisica.

La bibliografia sugli argomenti descritti è sterminata. Un buon punto di partenza per ulteriori approfondimenti è il sito web: nu.to.infn.it.



Eligio Lisi: Dirigente di Ricerca presso la Sezione di Bari dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. E' coordinatore del locale gruppo teorico. Le sue ricerche hanno riguardato aspetti teorici e fenomenologici della fisica di precisione elettrodebole, con particolare attenzione alla fisica delle masse e dei mescolamenti dei neutrini.

Numero VI Anno 2015

Viaggio nella Scienza

Ithaca



Neutrini

