



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
FACOLTÀ DI SCIENZE MM.FF.NN.
DIPARTIMENTO DI FISICA “G. GALILEI”

SCUOLA DI DOTTORATO DI RICERCA IN FISICA

CICLO XXII

L’esperimento ICARUS: dal T600 alle grandi masse. Studio e sviluppo di un sistema di trigger

Coordinatore: Ch.mo Prof. ATTILIO STELLA

Supervisore: Dott. Alberto Guglielmi

Dottorando: Dott. ANGELA FAVA

Abstract

The ICARUS-T600 detector at LNGS, in final commissioning after 20 years of R&D, is the first large mass Liquid Argon TPC (LAr-TPC) which, thanks to its great energy resolution and completely uniform imaging, is expected to give original contributions to Particle Physics in the fields of neutrino oscillations and p-decay search. Moreover the start-up of this experiment represents an important test of the Liquid Argon technology toward the realization of any much larger LAr-TPC detector.

This kind of experiments requires an efficient and multi-purpose trigger system, capable of an high accuracy identification of the detector regions interested by the event, useful for data reduction. In ICARUS-T600 the signal that better matches these requests is the one of the TPC wires. Thus two possible ways of extracting the TPC wires signal have been studied with the aim of realizing a first level local trigger system: one is based on the AWS signal, analog sum of signals collected by 32 consecutive wires, while the other one applies a double-rebinning algorithm (DR-sl_w) to each wire signal. Both these solutions have been implemented on dedicated boards, installed in a small LAr-TPC at LNL, and tested: the obtained results, especially concerning the DL-sl_w algorithm, are extremely positive and suggest the employment of this kind of internal trigger signal in ICARUS-T600 and in forthcoming experiments using huge LAr-TPC detectors.

Sommario

Il rivelatore ICARUS-T600, installato ai LNGS e prossimo alla presa dati, è la prima grande TPC ad Argon liquido (LAr-TPC): grazie alla sua ottima risoluzione in energia e alle capacità di imaging sarà in grado di dare contributi originali nell'ambito della fisica del neutrino e del decadimento del nucleone, nonostante la massa ridotta. La messa in funzione di questo rivelatore rappresenta inoltre, dopo 20 anni di R&D, un importante banco di prova della tecnica delle LAr-TPC in vista di futuri esperimenti dedicati alla ricerca di eventi rari con rivelatori ad Argon liquido di grande massa.

Requisito essenziale per apparati di questo tipo è un sistema di trigger efficiente e flessibile, in grado di limitare l'acquisizione alle sole regioni del rivelatore interessate dall'evento; il segnale che meglio si presta a questo scopo è, in ICARUS-T600, quello dei fili delle TPC. Sono state studiate, pertanto, due possibili strategie per l'estrazione di un segnale di trigger locale di primo livello dai fili della TPC: una è basata sul segnale AWS somma analogica dei segnali di 32 canali consecutivi, mentre l'altra sfrutta un algoritmo di filtro medio di doppio rebinning (DR-slw) applicato ai segnali dei singoli fili. Entrambe le soluzioni sono state implementate hardware su opportune schede che sono state installate in una piccola LAr-TPC ai LNL per verificarne funzionalità e prestazioni: questi test hanno fornito risultati molto incoraggianti, soprattutto per quanto riguarda il DR-slw, che prospettano la possibilità di utilizzo di un trigger interno di questo tipo per la ricerca di eventi isolati in rivelatori ad Argon liquido di grande massa.

Indice

Introduzione	iii
1 Lo stato attuale della Fisica dei Neutrini	1
1.1 Quale massa per il neutrino?	2
1.1.1 Misure dirette e indirette di massa	2
1.1.2 Modelli di generazione della massa del neutrino: Dirac o Majorana?	8
1.2 Il fenomeno delle oscillazioni di sapore	17
1.2.1 Ambientazione teorica	17
1.2.2 Determinazione sperimentale dei parametri di oscillazione	21
1.2.3 Il problema del neutrino sterile	36
1.2.4 Fit globali: come misurare i parametri mancanti	39
2 Tecniche e apparati sperimentali.	
Le LAr-TPC	51
2.1 LAr-TPC quarant'anni dopo Gargamelle: la rinascita delle Camere a Bolle per la fisica del neutrino.	53
2.2 ICARUS-T600 ai LNGS: la prima grande LAr-TPC	58
2.2.1 Struttura del rivelatore	59
2.2.2 Test in superficie	68
2.2.3 Installazione e commissioning del rivelatore al Gran Sasso	69
2.3 La test-facility ai LNL: Icarino	75
3 La fisica con ICARUS-T600 e il sistema di trigger	83
3.1 La Fisica con ICARUS	84
3.1.1 Neutrini Solari	84

3.1.2	Neutrini Atmosferici	84
3.1.3	Neutrini dal fascio CNGS	85
3.1.4	Neutrini cosmici da SuperNovae	87
3.1.5	Decadimento del protone	91
3.2	Architettura generale del sistema di trigger di ICARUS-T600	92
3.2.1	Trigger di primo livello con segnali dai PMT	95
3.2.2	Trigger di primo livello con segnali dai fili delle TPC	96
4	Prestazioni di un sistema di trigger basato sul segnale AWS	101
5	Prestazioni di un sistema di trigger basato sull’algoritmo di doppio rebinning	117
5.1	L’algoritmo di doppio rebinning e la “sliding window”	118
5.2	Implementazione hardware dell’algoritmo DR-slw su FPGA	123
5.3	Test diretto delle nuove schede digitali con eventi di raggi cosmici	126
5.3.1	Rivelazione della singola hit in Collezione	127
5.3.2	Collezione: studio del segnale GTO	136
5.3.3	GTO come trigger interno della LAr-TPC: ricerca delle tracce in Induzione	143
5.4	GTO: “trigger di neutrini solari”	147
5.5	Nuove schede digitali in ICARUS-T600	154
	Conclusioni	155

Introduzione

Nonostante le conoscenze nell'ambito della Fisica del neutrino abbiano compiuto, negli ultimi 50 anni, enormi progressi da un punto di vista sia teorico che sperimentale, allo stato attuale rimangono ancora molti interrogativi irrisolti, soprattutto nel campo della fenomenologia delle oscillazioni: in particolare rimangono da determinare l'angolo di mixing θ_{13} e l'eventuale esistenza di una violazione di CP nel settore leptonic, particolarmente interessante anche per la comprensione dell'Universo e della sua genesi. Pertanto è in corso un'intensa attività di ricerca sperimentale con neutrini da varie sorgenti (naturali, reattori nucleari e acceleratori di particelle) che, visti gli obiettivi estremamente ambiziosi, richiederà rivelatori di grande massa (dell'ordine delle centinaia di Kt), possibilmente schermati dalla radiazione cosmica, dotati di una buona granularità spaziale e risoluzione in energia in grado di ricercare la presenza di segnali rari.

In questo contesto il rivelatore ICARUS-T600, installato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) e prossimo alla messa in funzione, è il primo rivelatore sotterraneo di grande massa che adotta la tecnica delle TPC ad Argon liquido (LAr-TPC) per la rivelazione di eventi di neutrini cosmici (solari, atmosferici e da SuperNoavae) e la ricerca dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in comparsa sfruttando il fascio di neutrini CNGS inviato dall'SPS del CERN. Inoltre la sua elevata sensibilità permetterà di studiare la stabilità della materia barionica (ricerca del decadimento del protone) con limiti paragonabili a quelli ottenuti da rivelatori di masse molto maggiori, quali SuperKamiokande. Le LAr-TPC, infatti, offrono una prospettiva molto promettente nell'ambito della ricerca di eventi rari quali ad esempio il decadimento del protone e della Fisica del Neutrino, grazie alla loro elevata "granularità" che consente una precisa ricostruzione spaziale tridimensionale degli eventi ed una efficiente misura dell'energia depositata. ICARUS-T600, pertanto, è un esperimento molto atteso non solo per i risultati di fisica ma anche, dopo 20 anni di sviluppo e R&D, come banco di prova delle potenzialità di ricostruzione topologica e calorimetrica

degli eventi in vista della prossima generazione di rivelatori di neutrini di grande massa. Per questo tipo di rivelatori, ed in particolare per ICARUS-T600, un problema rilevante è costituito dal trigger, che deve essere estremamente flessibile, in grado di identificare con alta efficienza una vasta gamma di eventi diversi tra loro per topologia e deposizione di energia e di restringere efficacemente la porzione di apparato interessata dall'evento per ridurre il più possibile la mole di dati da acquisire. A tal proposito l'utilizzo della luce di scintillazione, raccolta da opportuni fototubi immersi nell'Argon liquido, è sicuramente importante per la generazione di un segnale di trigger di primo livello molto veloce e per la temporizzazione assoluta dell'evento. Tuttavia la scarsa risoluzione spaziale di questo tipo di segnali (determinata essenzialmente dalla grande trasparenza dell'Argon liquido alle frequenze dell'ultravioletto in cui la luce di scintillazione viene emessa) li rende praticamente inutilizzabili per il data reduction.

Diventa pertanto di cruciale importanza riuscire ad estrarre un segnale di trigger di primo livello dai segnali dei fili della TPC. I dati raccolti durante i run di test di uno dei due semimoduli di ICARUS-T600, eseguiti in superficie a Pavia nel 2001, mostravano una duplice patologia che rendeva difficoltosa l'identificazione on-line del segnale fisico: da un lato si è osservato uno sfasamento del segnale su fili adiacenti, tanto maggiore quanto più la traccia lasciata dalla particella al suo passaggio è inclinata rispetto ai piani di fili, dall'altro il rumore elettronico si presenta modulato secondo due componenti, di bassa e alta frequenza. Per il trattamento di questi problemi sono state proposte due soluzioni: una scheda che integra il segnale AWS ottenuto come somma analogica dei segnali proveniente da 32 fili adiacenti, e un algoritmo di filtro di doppio-rebinning implementato su una FPGA che "vede" direttamente il segnale dei fili. Per lo studio delle prestazioni di entrambe le soluzioni ci si è avvalsi sia di simulazioni software che di dati sperimentali: oltre a quelli raccolti a Pavia nel 2001, sono stati utilizzati anche eventi di raggi cosmici raccolti in due prese dati, nel 2008 e nel 2009, con una piccola test-facility LAr-TPC (Icarino) installata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL). In particolare quest'ultimo rivelatore ha permesso di installare entrambe le schede (quella con l'AWS e quella con l'FPGA), così da misurarne "in vivo" il funzionamento, l'efficienza e il rapporto segnale/fondo. I risultati ottenuti sono in entrambi i casi molto incoraggianti, in particolare per quanto riguarda il segnale dell'FPGA che implementa l'algoritmo di doppio rebinning: nella fase finale dei test è stato possibile eseguire una breve presa dati con un trigger interno finalizzata alla

localizzazione di eventi isolati e/o di bassa energia test, importantissima per gli sviluppi futuri di rivelatori LAr-TPC di grandi masse in cui la ricerca di segnali rari tipo p-decay, neutrino solare e neutrino da SuperNova rappresenta una sfida notevole.

Capitolo 1

Lo stato attuale della Fisica dei Neutrini

Da quando, nel 1930, W. Pauli ne ipotizzò l'esistenza [1], il neutrino ha catalizzato l'attenzione e la curiosità dei fisici. Si tratta, infatti, di una particella che, a dispetto della sua piccolissima massa, ha posto innumerevoli interrogativi sulla Fisica delle interazioni deboli, e ha successivamente richiesto variazioni del Modello Standard (MS) delle interazioni fondamentali.

Negli ultimi 40 anni sono stati compiuti molti progressi. In campo teorico sono stati elaborati numerosi modelli per cercare di introdurre in modo consistente il neutrino in un'estensione del MS. D'altra parte una lunga serie di esperimenti ha portato dapprima alla rivelazione di questa particella e poi alla determinazione di alcune sue caratteristiche: il coinvolgimento nelle sole interazioni deboli con una sola componente di elicità ("left" per la particella e "right" per l'antiparticella), la sua esistenza in tre sapori distinti, accoppiati ai corrispondenti leptoni carichi (e , μ , τ) ed infine, non ultima per importanza, la sua piccolissima ma non nulla massa.

Tuttavia si è ancora ben lontani da una conoscenza dettagliata ed esauriente del neutrino: da un lato i modelli teorici fin'ora elaborati non sono ancora completi e del tutto convincenti, dall'altro gli esperimenti fin qui condotti hanno dimostrato di non aver raggiunto una sensibilità sufficiente per misurare tutte le proprietà del neutrino e, anzi, alcuni di questi esperimenti hanno aggiunto nuovi interrogativi a quelli già esistenti. Ad esempio, l'esperimento LSND a Los Alamos ha sollevato il problema di un possibile ulteriore sapore di neutrino con un'interazione differente dagli altri.

1.1 Quale massa per il neutrino?

Quando tra il 1963 e il 1972 venne sviluppato il MS a partire dal modello d'interazione debole V-A di Fermi, l'esistenza del neutrino era già stata provata sperimentalmente da Reines e Cowan (1956, [2]) e Goldhaber aveva già scoperto che questa particella partecipa alle interazioni solo con la componente left-handed (1958, [3]). Il ν venne quindi da subito introdotto nel MS come particella neutra di spin 1/2 left-handed e priva di massa, inserita in doppietti di SU(2) assieme ai corrispondenti leptoni carichi.

Nonostante questo modello ne descrivesse molto bene tutta la fenomenologia, ben presto si iniziò a discutere sulla possibilità che questa particella fosse dotata di una pur piccolissima massa. Questa ipotesi venne ulteriormente incentivata dall'esigenza di una spiegazione per il mistero della “massa mancante dell'Universo”: tenendo conto dell'abbondanza di ν relici prevista dalla teoria del Big Bang ($\sim 330 \text{ cm}^{-3}$), infatti, sarebbe bastata $m_\nu \sim 1 \text{ eV}$ per giustificare completamente l'ammontare di materia oscura stimato indirettamente da varie osservazioni astrofisiche (in primis la distribuzione di velocità delle galassie spirali).

Benché recentissime misurazioni del fondo cosmico di radiazione (CMB, [4]) e osservazioni della formazione di strutture cosmiche su larga scala (LSS) abbiano escluso i neutrini dai candidati per la materia oscura, l'idea di un neutrino massivo fu incredibilmente indovinata. La stessa, infatti, ricevette negli anni a seguire altre conferme fino al 1998, quando l'esperimento SuperKamiokande (vedi §1.2) evidenziò l'anomalia dei ν atmosferici aprendo la strada alla scoperta delle oscillazioni.

1.1.1 Misure dirette e indirette di massa

Informazioni dirette sul valore assoluto della massa del neutrino sono state ottenute con esperimenti perseguiti da oltre 60 anni, misurando la cinematica dei decadimenti dei mesoni π e τ e lo spettro β di decadimento di alcuni nuclei. La massa del neutrino del μ è stata studiata nella reazione di decadimento del π a riposo $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\mu$: $m_{\nu_\mu}^2 = (m_\pi^2 + m_\mu^2) - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + p_\mu^2}$. Un esperimento di precisione condotto al Paul Scherrer Institut di Zurigo [27] ha posto il limite:

$$m_{\nu_\mu} < 190 \text{ keV} \quad (90\% \text{ C.L.}) \quad (1.1)$$

La massa del neutrino del τ , invece, è stata studiata nel decadimento dei τ prodotti ai collider e^+e^- nel massimo numero di π (19 o 20), il canale piú sensibile a m_{ν_τ} per il ridotto spazio delle fasi disponibile per il neutrino, anche se a discapito della sezione d'urto del processo. ALEPH a LEP [5], con un'analisi bidimensionale nel piano di massa invariante ed energia nel sistema di riferimento del laboratorio dei pioni emessi ($M_\pi, \Sigma_j E_{j,lab}(\pi)$), ha raggiunto il limite:

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (1.2)$$

La ricerca di m_{ν_e} , invece, si basa sull'attenta analisi dello spettro del decadimento β in prossimità dell' end-point, secondo quanto evidenziato da Fermi già nel 1934 [6]: rispetto ai decadimenti di π e τ questa reazione è molto piú facile da studiare, nonostante la piccola sezione d'urto, in quanto i ν trasportano molta meno energia. Lo spettro energetico dell'elettrone emesso, per neutrini con autostati di massa di autovalori m_i , è descritto dalla [7]

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dE} = & \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cos^2\theta_C |M|^2 F(E_0 + m_e - \epsilon) \sqrt{(E_0 + m_e - \epsilon)^2 - m_e^2} \cdot \\ & \cdot \Sigma_{ij} |U_{ei}|^2 \sqrt{(\epsilon - V_j)^2 - m_i^2} \Theta(\epsilon - V_j - m_i^2) (\epsilon - V_j) P_j \end{aligned} \quad (1.3)$$

con G_F = costante di Fermi, θ_C = angolo di Cabibbo, M = elemento di matrice nucleare, F = funzione di Fermi, $\epsilon = E_0 - E$ con E energia cinetica dell' e^- ed E_0 energia massima che l'elettrone può assumere per $m_i = 0$ (ovvero quella di endpoint). Gli elementi U_{ei} corrispondono alla matrice di mescolamento (vedi §.1.2), mentre P_j e V_j indicano rispettivamente la probabilità e l'energia di eccitazione degli stati elettronici del sistema nucleare finale, e infine $\Theta(\epsilon - V_j - m_i^2)$ è la funzione a gradino che assicura la conservazione dell'energia e confina le varie componenti nel settore fisico $\epsilon - V_j - m_i^2 > 0$. Dal momento che tanto la funzione di Fermi F quanto l'elemento di matrice nucleare M sono indipendenti dai parametri m_i , la forma spettrale del decadimento β dipende dalla matrice di massa dei neutrini solamente per il fattore dello spazio delle fasi. La regione di maggiore sensibilità in prossimità dell'endpoint risulta purtroppo estremamente soppressa in termini di eventi. Pertanto si considerano emettitori β con un'energia di endpoint piú piccola possibile, dato che la frazione di spettro contenuta nell'ultimo intervallo di ampiezza Δ prima dell'endpoint vale:

$$f(\Delta) = \frac{\int_{E_0-\Delta}^{E_0} \rho(E) dE}{\int_{m_e c^2}^{E_0} \rho(E) dE} \propto \left(\frac{\Delta}{E_0}\right)^3. \quad (1.4)$$

Gli elementi con energia di endpoint piú bassa tra quelli conosciuti sono il trizio con $E_0 = 18.6 \text{ KeV}$ e il ^{187}Re con $E_0 = 2.6 \text{ KeV}$, il primo viene preferito per esperimenti di ricerca della massa del neutrino, nonostante la sua energia di endpoint sia superiore, in quanto:

- il decadimento β del trizio è super-permesso con una vita media di 12.3 anni (piuttosto breve, soprattutto se confrontata con i $4.3 \cdot 10^{10}$ anni del ^{187}Re), permettendo l'impiego di un set-up sperimentale con la sorgente separata dal rivelatore;
- l'elemento di matrice nucleare di questo decadimento non ha alcuna dipendenza dall'energia dell'elettrone;
- la molecola del trizio è la piú semplice e permette un calcolo quantitativo sufficientemente preciso dello spettro dello stato molecolare finale.

La lunga storia della ricerca di m_{ν_e} in reazioni di decadimento β del trizio, iniziata nei tardi anni '40 con un esperimento basato sull'utilizzo di contatori proporzionali e di tecniche fotografiche [8], portò a stabilire un limite $m_{\nu_e} < 55 \text{ eV}$ nei primi anni '70 [9], grazie all'utilizzo di uno spettrometro magnetico dedicato caratterizzato contemporaneamente da alta luminosità e risoluzione, considerando per la prima volta nell'analisi l'influenza dell'eccitazione dell'orbitale elettronico della molecola prodotta nel decadimento.

Un decennio piú tardi il gruppo ITEP di Ljubimov (Mosca) annunciò evidenza per una massa non nulla del neutrino, $m_{\nu_e} = 30 \text{ eV}$ [10], risultato però escluso da tre gruppi indipendenti, di Kündig (Zurigo) [11], del Los Alamos National Laboratory [12] e del Lawrence Livermore National Laboratory [13] esclusero l'evidenza di ITEP (Fig.1.1). Allo stesso tempo, comunque, emerse un problema che avrebbe a lungo afflitto la comunità scientifica: i valori sperimentali di $m_{\nu_e}^2$, infatti, cadevano nella regione negativa, priva di significato fisico. La linea guida suggerita dallo stesso Particle Data Group per interpretare questa anomalia fu (almeno fino al 1998¹) il cosiddetto approccio Bayesiano: considerare

¹Dal '98 si iniziò ad adottare altri metodi, tra cui il cosiddetto "approccio frequentista", i quali comunque danno risultati del tutto simili.

l'opportunità per il valore sperimentale di essere una fluttuazione statistica invece che la conseguenza di qualche sistematica non capita. Questa frazione fisica veniva poi ulteriormente divisa in porzioni del 95% e 5%, individuando il valore del limite superiore sulla m_{ν_e} al 95% C.L. Tuttavia con l'andare del tempo esperimenti sempre più precisi hanno portato a risultati via via più vicini allo zero, l'ultimo perfettamente compatibile con 0 (fig.1.1).

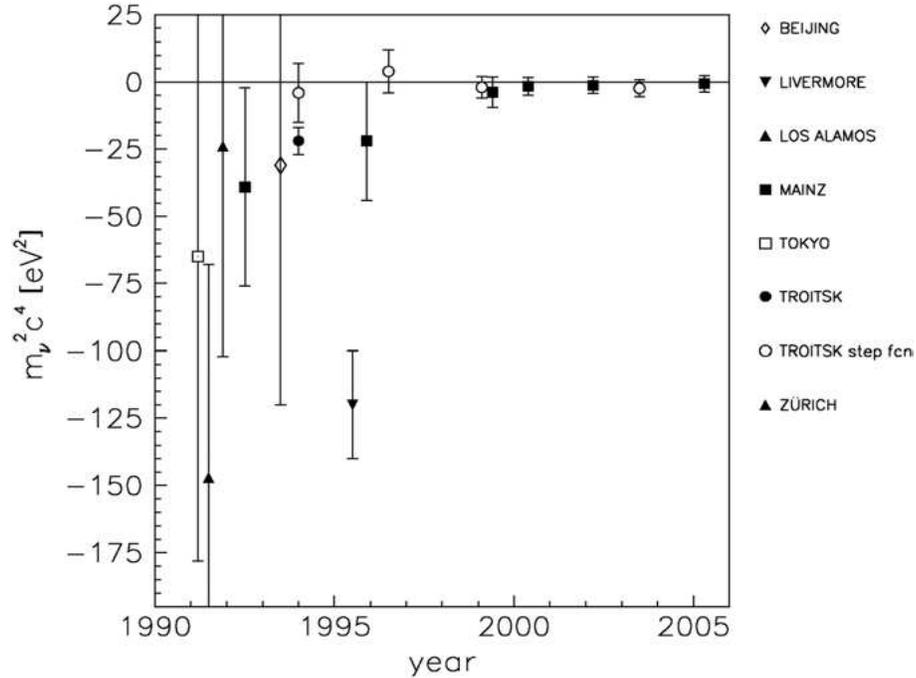


Figura 1.1: Valori di $m_{\nu_e}^2$ ottenuti dal decadimento β del trizio nel periodo 1990-2005.

Le misure più precise attualmente disponibili sul decadimento β del trizio sono state ottenute negli anni '80 indipendentemente da due gruppi distinti di Mainz [15] e di Troitsk [14], grazie a un nuovo spettrometro superiore sia in luminosità che in risoluzione. L'idea è quella di collimare gli elettroni emessi dalla sorgente lasciandoli espandere adiabaticamente in un campo magnetico B fortemente decrescente (Fig.1.2); per di più intorno alla regione centrale del filtro vengono aggiunti elettrodi cilindrici che producono un campo elettrostatico ritardante, allo scopo di poter effettuare una selezione in energia degli elettroni. In questo modo si sono ottenuti i limiti $m_{\nu_e} < 2.05 \text{ eV}$ e $m_{\nu_e} < 2.3 \text{ eV}$ al 95% C.L. per Troitsk [16] e Mainz [17] rispettivamente.

Il futuro della ricerca di m_{ν_e} in decadimenti β del trizio è rappresentato dall'esperimento KATRIN, collaborazione tra gruppi di Los Alamos, Mainz, Troitsk e del Forschungszen-

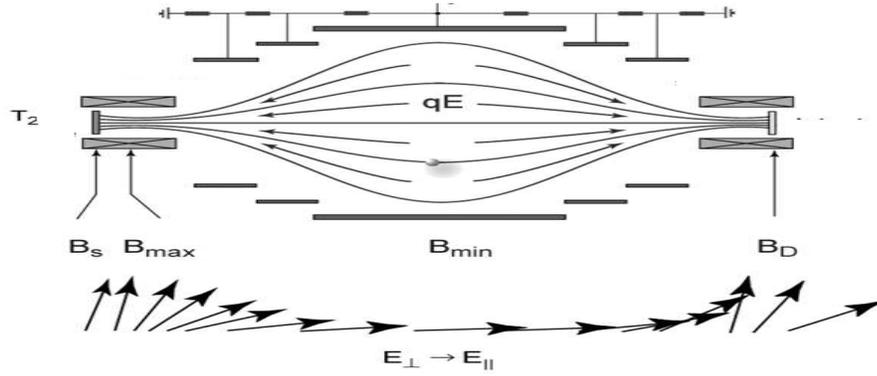


Figura 1.2: Principio di funzionamento di un filtro elettrostatico MAC-E. I vettori in basso illustrano la trasformazione adiabatica della componente trasversa del moto degli elettroni in moto longitudinale.

trum Karlsruhe [18], attualmente in fase di preparazione. L'apparato sperimentale, lungo 70 m, è costituito da sette sezioni distinte: la sorgente di trizio molecolare gassoso, il sistema di ricircolo, le parti di pompaggio criogenico e differenziale, un pre-spettrometro, lo spettrometro principale e infine il rivelatore. La sensibilità attesa calcolata sulla base della frequenza di rumore osservata a Troitsk e Mainz, si attesta a $m_{\nu_e} < 0.2 \text{ eV}$ al 90% C.L. o, in caso di presenza di segnale, ad una evidenza di $m_{\nu_e} = 0.3 (0.35) \text{ eV}$ entro 3 (5) σ [19]. In effetti bisognerà dimostrare che livelli di rumore così bassi possono essere raggiunti anche in un apparato di così grandi dimensioni, anche se proprio le grandi dimensioni sono cruciali nella realizzazione della trasformazione adiabatica per la focalizzazione degli elettroni.

In precedenza si era accennato alle motivazioni per cui gli esperimenti di decadimento β prediligono l'utilizzo del trizio come sorgente; negli anni si sono svolti esperimenti anche con sorgenti di ^{187}Re , tra i quali il più sensibile è MIBETA, che ha fornito il limite $m_{\nu_e} < 15 \text{ eV}$ al 90% C.L. [20]. In questo caso la sorgente deve coincidere con il rivelatore, per cui l'apparato sperimentale deve essere costituito da microcalorimetri in grado di misurare tutta l'energia in essi contenuta, indipendentemente dalla complessità dello stato atomico finale. L'evidente controindicazione di questa configurazione, fenomeni di pile-up, è contrapposta all'assenza di limitazioni sullo spessore della sorgente dettate, negli esperimenti con il trizio, dalla necessità di estrarre gli elettroni dalla sorgente. Questi

risultati piuttosto incoraggianti hanno spinto la comunità scientifica a continuare anche lungo questa strada la ricerca di precisione della massa del neutrino: il progetto MARE [21] prevede di raggiungere una sensibilità comparabile a quella di KATRIN.

Nel campo delle misure indirette, invece, un ruolo molto importante è ricoperto dal doppio decadimento beta senza neutrini $0\nu 2\beta$ (i cui dettagli verranno discussi nel prossimo paragrafo), ed attualmente anche dalle misure cosmologiche, in particolare per quanto riguarda l'evoluzione delle perturbazioni primordiali dell'Universo.

L'attuale modello cosmologico prevede che le iniziali fluttuazioni quantistiche del vuoto si siano sviluppate in strutture complesse sotto l'azione della forza gravitazionale contrastata dalla pressione di radiazione. In questo contesto i neutrini, ancora estremamente relativistici all'istante del disaccoppiamento, non sarebbero stati intrappolati nelle buche del potenziale gravitazionale ma, al contrario, avrebbero mantenuto un cammino libero medio più grande della scala dell'orizzonte ("free-streaming") portando a un rilassamento delle fluttuazioni di densità più accentuato sulle piccole piuttosto che sulle grandi scale [23]. Questo effetto si traduce quantitativamente in una soppressione dello spettro di potenza $P(k)$ (valor medio del modulo quadro della trasformata di Fourier delle fluttuazioni di densità) che dipende dalla somma delle masse dei neutrini di ogni sapore [22]:

$$\frac{\Delta P(k)}{P(k)} \approx -10 \frac{\Omega_\nu^0}{\Omega_M^0} \approx \frac{-\Sigma_i m_{\nu_i}}{eV} \frac{0.1}{\Omega_M^0 h^2}. \quad (1.5)$$

dove Ω_ν^0 è l'attuale contributo dei neutrini alla densità di energia dell'Universo, $\Omega_M^0 \sim 0.3$ quello della materia e $h \sim 0.7$ è il valore attuale del parametro di Hubble (in unità di 100 (km/s)/Mpc).

Lo spettro di potenza del CMB è stato mappato con grande accuratezza dall'esperimento WMAP che ha prodotto il risultato [4]:

$$\Sigma_i m_{\nu_i} \leq 0.61 \text{ eV}. \quad (1.6)$$

Nel frattempo ulteriori dati sul CMB, oltre che sulla distribuzione di un buon numero di galassie osservate (LSS), hanno portato alla pubblicazione di numerosi altri limiti superiori sulla somma delle masse dei neutrini distribuiti nell'intervallo $0.2 \div 1 \text{ eV}$ [23]. Limiti ancora più stringenti, poi, possono essere ottenuti accorpando ulteriori informazioni: dalle supernovae di tipo Ia (SN Ia), dalla cosiddetta "foresta delle Lyman- α " (Ly- α),

dal “lensing” gravitazionale debole e, piú recentemente, anche dalle oscillazioni acustiche dei barioni nelle LSS (BAO [24]). Un ulteriore miglioramento della sensibilità, fino a $\Sigma_i m_{\nu_i} \leq 0.1 \text{ eV}$, è atteso nel prossimo futuro, grazie alla sonda SDSS [25] in grado di catalogare un milione di galassie e al satellite Planck [26] che dovrà rifinire la mappatura del CMB.

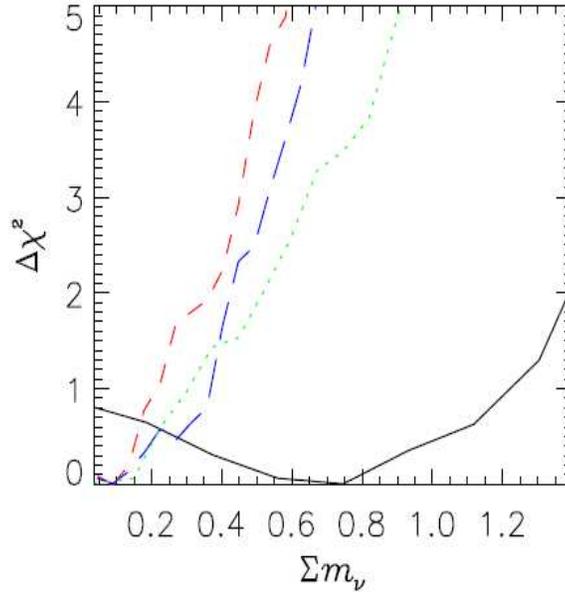


Figura 1.3: Funzione di likelihood per la massa del neutrino per 4 differenti gruppi di dati: con solo CMB, LSS e SNIa (in nero); con l’aggiunta delle BAO (in blu); sostituendo Ly- α a BAO (in verde); infine, il limite piú stringente con CMB, LSS, SNIa, BAO e Ly- α (in rosso).

Bisogna sottolineare, comunque, come tutto questo non porti ad una misura effettiva della massa del neutrino, ma sia semplicemente il risultato del fit di un modello con molti parametri, di cui alcuni senza spiegazione fisica, che fornisce indicazioni solo sulla somma delle masse dei neutrini delle 3 generazioni, e non sul valore assoluto di ciascuna di esse.

1.1.2 Modelli di generazione della massa del neutrino: Dirac o Majorana?

Come anticipato all’inizio del §1.1, i neutrini nel MS sono, come tutte le altre componenti left-handed dei fermioni, componenti di doppietti di SU(2); differentemente da quello

che avviene per gli altri fermioni, però, il MS non prevede l'esistenza di un componente right-handed del neutrino singoletto di $SU(2)$ (vedi tabella 1.1).

	$SU(3)_c$	$SU(2)$	$U(1)_Y$	$U(1)_{em}$
$q_L = (u, d)_L$	3	2	$+\frac{1}{6}$	$(+\frac{2}{3}, -\frac{1}{3})$
$l_L = (\nu, e)_L$	1	2	$-\frac{1}{2}$	(0,-1)
u_R	3	1	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$
d_R	3	1	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
e_R	1	1	-1	-1

Tabella 1.1: Le simmetrie dei fermioni nel Modello Standard.

La più generale densità di Lagrangiana rinormalizzabile Gauge invariante di $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)_Y$ può essere scritta nella forma

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_{FM} \quad (1.7)$$

ovvero separando i termini cinetici e di interazioni di gauge per i fermioni (\mathcal{L}_F) ed i bosoni (\mathcal{L}_B) dai termini di massa di Yukawa per i fermioni

$$\mathcal{L}_{FM} = y_e \bar{e}_R H^\dagger l_L + y_d \bar{d}_R H^\dagger q_L + y_u \bar{u}_R \tilde{H}^\dagger q_L + h.c. \quad (1.8)$$

dove ($g.u.$: gauge unitaria)

$$H = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix} \xrightarrow{g.u.} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{h+v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad e \quad \tilde{H} = i\sigma^2 \sigma H^* = \begin{pmatrix} \varphi^{0*} \\ -\varphi^- \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Quando il vev (valore di aspettazione del vuoto) di Higgs

$$\langle H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad con \quad v \approx 174 \text{ GeV} \quad (1.10)$$

rompe la simmetria elettrodebole $SU(2) \otimes U(1)_Y \longrightarrow U(1)_{em}$ da \mathcal{L}_{FM} emergono, nella gauge unitaria, i termini di massa di Dirac per i leptoni carichi ed i quarks

$$m_e \bar{e}_R e_L + m_d \bar{d}_R d_L + m_u \bar{u}_R u_L \quad con \quad m_i = y_i v \quad (1.11)$$

mentre i neutrini rimangono privi da massa; inoltre i numeri leptonici di sapore L_e , L_μ e L_τ , oltre al numero leptonico L ed il numero barionico B , risultano da simmetrie accidentali.

Si può quindi capire come la scoperta delle oscillazioni di sapore (e con essa di una massa non nulla del neutrino) abbia messo in crisi il MS, tanto da richiederne almeno un'estensione.

In generale si può pensare che una nuova fisica troppo profonda per essere studiata direttamente si manifesti a bassa energia come operatori non rinormalizzabili (NRO) soppressi da grandi scale $\Lambda \sim 10^{14\div 15} \text{ GeV}$: tali operatori producono piccole correzioni, soppresse da potenze di E/Λ , alla fisica a bassa energia ($E \ll \Lambda$), rendendola ben descrivibile per mezzo di una teoria rinormalizzabile. Nello specifico del Modello Standard, con un solo doppietto di Higgs leggero esiste un solo tipo di NRO di dimensione 5, per cui la Lagrangiana diventa:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \frac{(\tilde{H}^\dagger L)^T (\tilde{H}^\dagger L)}{\Lambda_L}. \quad (1.12)$$

Nella gauge unitaria

$$2(\tilde{H}^\dagger L)^T (\tilde{H}^\dagger L) = (h+v)^2 \nu_L^T \nu_L + h.c. \quad (1.13)$$

che, inserendo il vev di H, origina un termine di massa di Majorana per il neutrino

$$m_\nu \nu_L^T \nu_L \quad \text{con} \quad m_\nu = \frac{v^2}{\Lambda_L} \sim 0.1 \text{ eV per } \Lambda_L \sim 10^{14\div 15} \text{ GeV}. \quad (1.14)$$

Porsi il problema dell'origine di questo operatore è "speculativo", nel senso di non verificabile, dal momento che comunque tutto quello che si può esplorare alle energie accessibili sperimentalmente è legato solo all'operatore $(LH)^2$. È decisamente più utile, invece, porsi il problema di come la massa del neutrino venga generata a partire da questo operatore. Questo avviene quando l'operatore $(LH)^2$ viene mediato dallo scambio a livello albero da una di tre possibili tipi di particelle: un singoletto fermionico oppure un tripletto fermionico o bosonico, possibilità che prendono il nome di meccanismo di "see-saw" di tipo I, III e II rispettivamente.

Nella prima possibilità (see-saw di tipo I) si aggiunge un nuovo fermione senza interazioni di gauge, che svolge il ruolo di componente right-handed del neutrino $N = \nu_R$.

Questa nuova particella, ora, può avere un termine di massa sia di Dirac (Yukawa) che di Majorana:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \tilde{N}_i i \not{D} N_i + (\lambda_N^{ij} N^i L^j H + \frac{M_N^{ij}}{2} N_i N_j + h.c.) \quad (1.15)$$

cosicché i neutrini vengono descritti da una matrice di massa 6×6 mista Dirac/Majorana:

$$\begin{pmatrix} \nu_L & \nu_R \\ \nu_L & \lambda_N^T v \\ \nu_R & \lambda_N v & M_N \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

Di particolare interesse sono i due estremi opposti regimi di neutrini puramente di Majorana e neutrini puramente di Dirac. Se $M_N \ll \lambda_N v$ la matrice di massa fornisce 3 neutrini di Dirac, con massa di Yukawa $m_\nu = \lambda_N v$: l'accordo con i dati disponibili richiede $\lambda_N < 10^{-12}$, un valore molto inferiore a quello delle costanti di Yukawa degli altri fermioni che pone problemi di “fine-tuning”. Inoltre un valore così piccolo di M_N richiederebbe l'introduzione ad hoc della conservazione del numero leptonico che, quindi, non sarebbe più una simmetria accidentale. Per questi due motivi la teoria dei neutrini di Dirac è considerata forzata e poco “elegante”. In ogni caso è possibile diagonalizzare la matrice di massa dei neutrini, così da ricondursi a tre parametri reali m_{ν_1} , m_{ν_2} e m_{ν_3} . Nel fare questo, però, si introduce una matrice di mescolamento nel settore di corrente carica della Lagrangiana (che è esattamente la U_{PMNS} del §1.2) con tre parametri di rotazione indipendenti ed una fase.

Nel caso di neutrini puramente di Majorana se $M_N \gg \lambda_N v$ nella 1.15 i termini $\frac{1}{2} M_N^{ij} N_i N_j$, in quanto invarianti sotto $SU(3)_c \otimes SU(2) \otimes U(1)_Y$, non sono protetti da alcuna simmetria e quindi si assestano sull'ordine del cutoff che in questo caso è la scala di grande unificazione delle interazioni elettrodeboli e forti $M_{GUT} \sim 10^{16} GeV$. I contributi dei ν_R alla Lagrangiana possono venire integrati, data la loro grande massa: a questo scopo, a partire dalla (1.15) trascurando i termini cinetici, si possono risolvere le equazioni del moto per $\bar{\nu}_R$

$$-\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{\nu}_R} = \lambda_N v \nu_L - M_N \bar{\nu}_R^T = 0 \quad (1.17)$$

e, sostituendo a ritroso nella (1.15), si trova la Lagrangiana efficace non rinormalizzabile che contiene solo i campi a bassa energia

$$\mathcal{L}_{eff} = -\frac{1}{2}\nu_L^T m_\nu \nu_L \quad \text{con} \quad m_\nu = -(\lambda_N v)^T M_N^{-1} (\lambda_N v). \quad (1.18)$$

Questo meccanismo giustifica in modo del tutto naturale l'esiguità della massa dei neutrini rispetto a quella degli altri fermioni e, al tempo stesso, non richiede un'imposizione artificiale di simmetrie. Dal punto di vista dei parametri indipendenti introdotti la situazione è del tutto analoga al caso dei neutrini di Dirac, con l'unica differenza che le fasi indipendenti della matrice di mescolamento diventano tre.

L'analisi condotta riguarda i casi estremi, ma ovviamente il valore di M_N può essere qualsiasi: per esempio per $M_N \sim v$ si ottengono neutrini di Majorana leggeri (i limiti sperimentali, in questo caso, sarebbero comunque riprodotti con costanti di Yukawa comparabili a quella del termine di massa degli elettroni); oppure per $M_N \sim \lambda_N v$ risultano sei neutrini misti Dirac/Majorana con masse tra loro comparabili.

Il secondo caso (see-saw di tipo III) è costituito da un fermione che sia tripletto di SU(2); nel limite $M_N \gg v$ tutto funziona in modo del tutto analogo al meccanismo see-saw di tipo I.

Ben più interessante, invece, è il see-saw di tipo II, in cui NRO viene mediato da un tripletto scalare T con ipercarica $Y_T = 1$. In questo caso la Lagrangiana diventa:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + |D_\mu T|^2 - M_T^2 |T^a|^2 + \frac{1}{2} (\lambda_T^{ij} L^i \varepsilon \tau^a L^j T^a + \lambda_H M_T H \varepsilon \tau^a H T^{a*} + h.c.) \quad (1.19)$$

dove λ_T è una matrice di sapore simmetrica, ε è una matrice di permutazione e τ^a sono le consuete matrici di Pauli di SU(2). Integrando il tripletto pesante (con la stessa procedura seguita del meccanismo see-saw di tipo I) vengono introdotte masse di Majorana per il neutrino del tipo $m_\nu = \lambda_T^{ij} \lambda_H v^2 / M_T^2$ con un numero di parametri indipendenti inferiore rispetto ai due casi precedentemente discussi.

Le teorie di unificazione di Gauge basate sul gruppo di simmetria SO(10) permettono di giustificare le cariche dei fermioni osservati e suggeriscono una scala di grande unificazione di circa 10^{16} GeV compresa tra Λ_L e la scala di Plank. In questo contesto il modo più naturale di introdurre la massa del neutrino è di aggiungere un neutrino right-handed per sapore: è predetto da SO(10), non influisce sull'evoluzione delle costanti di accoppiamento

e può spiegare l'abbondanza osservata di materia sull'antimateria.

Tutti i meccanismi di see-saw, invece, sono compatibili con l'esistenza della Supersimmetria [28]. I singoletti e triplette fermionici possono essere naturalmente promossi a supercampi. Per quanto riguarda i triplette scalari T , invece, la procedura è analoga a quella per il campo di Higgs: ciascuno deve essere esteso a due supercampi di tripletto T e \bar{T} con cariche di gauge opposte. Nella parte rilevante di superpotenziale

$$\mathcal{W} = \mathcal{W}_{\text{MSSM}} + M_T T \bar{T} + \frac{1}{2}(\lambda_T^{ij} L^i L^j T + \lambda_{H_d} H_d H_d T + \lambda_{H_u} H_u H_u \bar{T}) \quad (1.20)$$

\bar{T} non si accoppia ai leptoni, ed il termine di massa che ne deriva per il neutrino è del tipo $m_\nu^{ij} = \lambda_T^{ij} \lambda_{H_u} v_u^2 / M_T$.

Sorge spontanea, a questo punto, la domanda su come discriminare sperimentalmente i modelli fin qui descritti, e in particolare se sia possibile capire se i neutrini sono particelle di Dirac o di Majorana. Di sicuro questo non avviene con gli esperimenti di decadimento β : questi processi (§1.1.1) sono “model independent”, con l'indiscusso vantaggio di fornire misure affidabili di m_{ν_e} ma senza indicazioni sulla natura dei neutrini.

L'unico processo che può chiarire questo aspetto è il doppio decadimento β . Si tratta di un processo nucleare di transizione tra nuclei isobari che cambia il numero atomico Z di due unità lasciando invariato il numero di massa A , e può quindi essere interpretato anche come l'insieme di due decadimenti β simultanei. Esso venne discusso per la prima volta da M. Goeppert-Mayer nel 1935 [29] nella forma:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (2\nu\beta\beta). \quad (1.21)$$

Questo canale di decadimento, tuttavia, conserva il numero leptonico, non dipende in modo significativo dalla massa del neutrino e soprattutto non permette in alcun modo di distinguere tra ν di Dirac e Majorana. Ben più importante, invece, è il canale

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (0\nu\beta\beta) \quad (1.22)$$

studiato da Furry nel 1939 [30]. Questo tipo di decadimento, proibito nel MS, viola la conservazione non solo del numero leptonico di singolo sapore (come avviene anche nelle oscillazioni) ma anche del numero leptonico totale. Esso può essere visto come la

successione di due step successivi (“sequenza di Racah”): $(Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e^- + \bar{\nu}_e$ e $(Z+1, A) + \nu_e \rightarrow (Z+2, A) + e^-$, ovvero il decadimento di un neutrone con emissione di un antineutrino right-handed che viene riassorbito, nel secondo vertice, come neutrino left-handed. Risulta quindi evidente che condizione fondamentale per la realizzazione del processo è che la particella coincida con la sua antiparticella, che equivale a richiedere la natura di Majorana del ν .

Un tipico candidato per il doppio decadimento β è un nucleo pari (Z, A) le cui forze di accoppiamento lo rendano piú confinato del suo isobaro $(Z+1, A)$ ma meno di quello $(Z+2, A)$:

$$m(Z+2, A) < m(Z, A) < m(Z+1, A) \quad (1.23)$$

cosicché il processo di decadimento β risulti soppresso.

Il segnale sperimentale del decadimento $0\nu\beta\beta$ è dato da due elettroni le cui energie si sommano dando il Q-valore della transizione nucleare, differentemente da quel che succede per il canale $2\nu\beta\beta$ in cui lo spettro energetico degli elettroni emessi è continuo (Fig. 1.4). Sperimentalmente si misura la vita media del nucleo, che per i due canali con e senza neutrini può essere scritta rispettivamente come

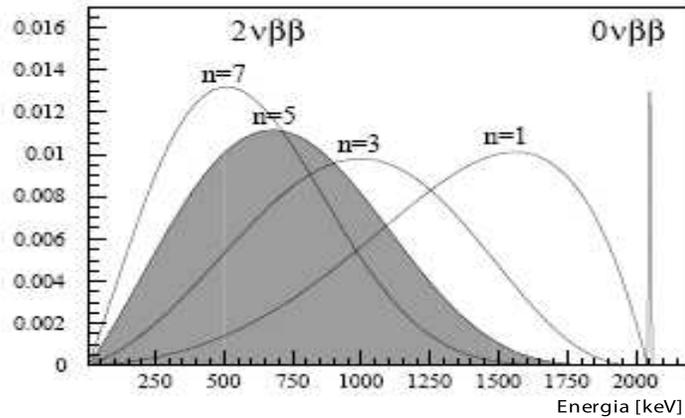


Figura 1.4: Rappresentazione schematica dello spettro della somma dell’energia degli elettroni nel doppio decadimento β , nel caso specifico del ^{76}Ge . Il canale $2\nu\beta\beta$ mostra un continuo, mentre il canale $0\nu\beta\beta$ presenta un picco in corrispondenza del Q-valore della transizione.

$$\begin{aligned}
(T_{1/2}^{2\nu})^{-1} &= G_{2\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) | M_{2\nu} |^2 \\
(T_{1/2}^{0\nu})^{-1} &= G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) | M_{0\nu} |^2 < m_{\beta\beta} >^2
\end{aligned}
\tag{1.24}$$

dove $G_{2\nu}$ e $G_{0\nu}$ sono i fattori di spazio delle fasi, $M_{2\nu}$ e $M_{0\nu}$ gli elementi di matrice nucleare e $< m_{\beta\beta} >$ l'elemento di massa efficace di Majorana

$$< m_{\beta\beta} > = | \sum_i U_{ei}^2 m_i | = | \sum_i | U_{ei} |^2 e^{2i\alpha_i} m_i |
\tag{1.25}$$

in cui m_i sono gli autovalori dei 3 autostati di massa dei neutrini e U_{ek} gli elementi della matrice di mescolamento². Assumendo l'invarianza per CP si ottiene:

$$< m_{\beta\beta} > = | m_1 | U_{e1}^2 | \pm m_2 | U_{e2}^2 | \pm m_3 | U_{e3}^2 | | .
\tag{1.26}$$

Per estrarre il valore di $< m_{\beta\beta} >$ dalle misure è opportuno definire il fattore di struttura nucleare $F_N \equiv G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z) | M_{0\nu} |^2 m_e^2 \sim 10^{-13} \div 10^{-14} y^{-1}$ cosicché

$$< m_{\beta\beta} > = m_e [F_N T_{1/2}^{0\nu}]^{-1/2}.
\tag{1.27}$$

Una sensibilità in $< m_{\beta\beta} >$ dell'ordine di 0.1 eV richiede un esperimento in grado di osservare una vita media dell'ordine di $10^{26} \div 10^{27} y$. Più precisamente

$$T_{1/2}^{0\nu}(n_\sigma) = \frac{4.16 \times 10^{26} y}{n_\sigma} \left(\frac{\epsilon a}{W} \right) \sqrt{\frac{Mt}{b\Delta(E)}}
\tag{1.28}$$

in cui n_σ è il numero di deviazioni standard del C.L. della misura, ϵ l'efficienza di rivelazione, a l'abbondanza dell'isotopo in natura, W il peso molecolare del materiale della sorgente di massa totale M , $\Delta(E)$ indica la larghezza spettrale strumentale (risoluzione) della regione in cui è presente il segnale e infine b la frequenza di rumore per unità di energia e massa della sorgente. Un esperimento con 200 kg di ^{76}Ge , caratterizzato da una frequenza di eventi di rumore di $0.01 (keV \cdot kg \cdot y)^{-1}$ e una risoluzione $\Delta(E) = 3.5 KeV$, avrà quindi una sensibilità di 4σ ad una vita media $T_{1/2}^{0\nu}(4\sigma, ^{76}\text{Ge}) = 1.9 \cdot 10^{26} y$ ³ in

²Da notare come i vari termini nella (1.26) possono interferire anche distruttivamente. Da questo tipo di esperimenti, dunque, non si possono trarre informazioni sul valore assoluto della massa del neutrino.

³La frequenza di rumore considerata per questo calcolo è conservativa per un esperimento al Ge, ma un esperimento con efficienza o risoluzione anche solo leggermente inferiori richiederebbe una frequenza di rumore decisamente minore.

cinque anni di misura. Questi numeri caratterizzano il livello che gli esperimenti futuri dovranno raggiungere per dare un contributo significativo a questo settore della ricerca sui ν .

I limiti piú stringenti sono stati ottenuti dagli esperimenti Heidelberg-Moscow, IGEX e CUORICINO. I primi hanno usato la tecnologia dei semiconduttori al Germanio (^{76}Ge , Q-valore: 2039 KeV): si tratta di rivelatori attivi (nel senso che la sorgente coincide con il rivelatore) con ottima risoluzione energetica, tipicamente 3-4 keV intorno a 2 MeV, che tuttavia consentono la misura solo della somma delle energie dei due elettroni emessi. L'esperimento Heidelberg-Moscow ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso ha impiegato 5 rivelatori al Ge di altissima purezza per un totale di 11 kg di Ge arricchito fino all'86% in ^{76}Ge , con un livello di rumore di $0.12 \text{ conteggi}/(\text{kg} * \text{keV} * \text{y})$ in corrispondenza del picco atteso. Nessun segnale di $\beta\beta 0\nu$ è stato osservato nell'esposizione di $53.9 \text{ kg} * \text{y}$ permettendo di estrarre il limite $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \cdot 10^{25} \text{ y}$ (90% C.L.) [31] che costituisce ad oggi il limite piú stringente. Recentemente l'analisi dati di un sottogruppo della collaborazione ha evidenziato un picco esattamente in corrispondenza della posizione attesa (vedi fig.1.5) che suggerirebbe una vita media nell'intervallo $0.7 \div 4.2 \cdot 10^{25} \text{ y}$ [32]. Se questo risultato venisse confermato si potrebbe senza dubbio affermare la natura di Majorana dei neutrini e ricavare una stima per la massa del neutrino piú leggero in $0.2 \div 0.6 \text{ eV}$. Tuttavia la discussione é tuttora aperta e necessita di ulteriori studi.

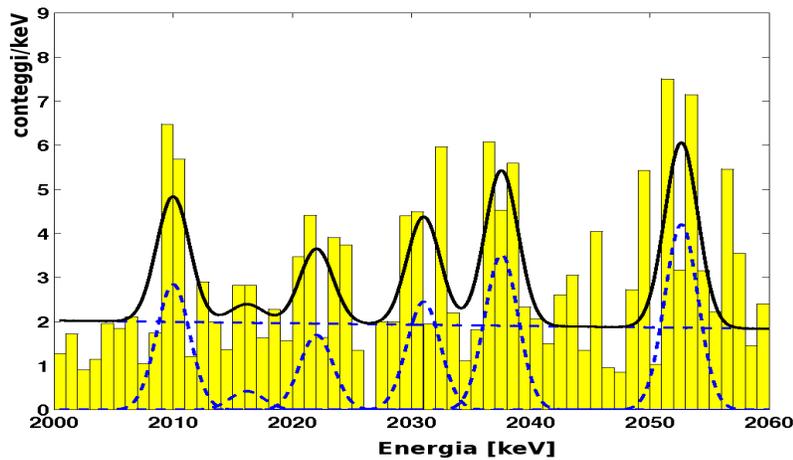


Figura 1.5: Spettro energetico dell'esperimento di Heidelberg-Moscow intorno alla regione del decadimento $0\nu\beta\beta$ a 2040 keV.

Questo risultato va confrontato con il limite ottenuto da IGEX $T_{1/2}^{0\nu} > 1.6 \cdot 10^{25} \text{ y}$

[33]. L'esperimento CUORICINO, sempre ai LNGS, usa su grande scala la tecnologia dei bolometri a bassissima temperatura: operando con 62 cristalli di TeO_2 (per una massa totale di 40 kg) ad una temperatura di 8 mK per cercare il decadimento del ^{130}Te ha raggiunto il limite $T_{1/2}^{0\nu} > 3.0 \cdot 10^{24} y$ (90% C.L.) [57].

Per il futuro sono stati proposti numerosi esperimenti con svariate strategie per esplorare il decadimento $0\nu\beta\beta$ con maggiore sensibilità. Il piú imminente è GERDA [35], che utilizzerà le stesse tecnologie dei semiconduttori al Germanio già di Heidelberg-Moscow e IGEX e che permetterà la verifica del segnale osservato in [32].

1.2 Il fenomeno delle oscillazioni di sapore

Verso la fine degli anni '50, mentre la comunità scientifica sosteneva per i neutrini il modello di particelle prive di massa, Bruno Pontecorvo introdusse e sviluppò l'idea che i neutrini potessero oscillare [36]: si trattava di un approccio del tutto rivoluzionario che implicava necessariamente una massa per queste particelle e che trovò le prime conferme sperimentali ben 40 anni piú tardi, osservando i neutrini atmosferici e solari.

1.2.1 Ambientazione teorica

Sperimentalmente si osservano tre tipi di neutrini che partecipano alle interazioni deboli e che sono autostati di sapore ν_e , ν_μ e ν_τ ; ciascuno di essi può essere interpretato come combinazione lineare degli autostati di massa ν_1 , ν_2 e ν_3 :

$$\nu_\alpha = \sum_j U_{\alpha j} \cdot \nu_j \quad (1.29)$$

dove α e j sono gli indici di sapore e massa rispettivamente e $U_{\alpha j}$ sono gli elementi della matrice di mescolamento 3 x 3 unitaria (analogia alla matrice di Cabibbo-Kobaiashi-Maskawa nel settore dei quark) anche detta matrice di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata. In generale una matrice unitaria 3 x 3 può essere parametrizzata per mezzo di 3 angoli di mescolamento θ_{12} , θ_{23} e θ_{13} ed una fase di violazione CP δ in molti modi. Quello piú frequentemente utilizzato

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.30)$$

con $c_{jk} = \cos(\theta_{jk})$ e $s_{jk} = \sin(\theta_{jk})$, è particolarmente utile per l'interpretazione dei dati sperimentali in quanto le tre matrici contengono, nell'ordine, i parametri rilevanti per le oscillazioni di neutrini atmosferici e da acceleratore, quelli accessibili attraverso esperimenti ai reattori nucleari su brevi distanze e infine quelli coinvolti nelle oscillazioni dei neutrini solari.

Rimangono ancora i parametri legati alle masse: a partire da tre autostati di massa si possono definire 2 parametri indipendenti Δm_{12}^2 e Δm_{23}^2 come differenza tra i quadrati delle masse $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$. La probabilità di transizione $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ nel vuoto per neutrini di energia E_ν

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = -4 \sum_{k>j} \text{Re}[W_{\alpha\beta}^{jk}] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{4E_\nu} \pm 2 \sum_{k>j} \text{Im}[W_{\alpha\beta}^{jk}] \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2 L}{2E_\nu} \quad (1.31)$$

dove $W_{\alpha\beta}^{jk} = U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}$ e Re (Im) ne indica la parte reale (immaginaria), mostra un caratteristico andamento oscillatorio con la distanza L secondo il termine $\Delta m^2 L / E_\nu$. Le oscillazioni sono quindi sensibili solo alle differenze di massa dei neutrini e non danno indicazioni sulla loro massa assoluta.

Sperimentalmente, come verrà meglio spiegato nel prossimo paragrafo, si è trovato che $|\Delta m_{12}^2| \sim 10^{-5} \text{ eV}^2 \ll |\Delta m_{23}^2| \sim 10^{-3} \text{ eV}^2$ e quindi $|\Delta m_{13}^2| \approx |\Delta m_{23}^2|$. Ne consegue che lo spettro di massa è formato da un doppietto di ν_1 e ν_2 ravvicinati e un terzo stato ν_3 più distanziato. Tuttavia il quadro non è completamente determinato, dal momento che non si conoscono i segni delle differenze quadre di massa, e quindi il terzo stato potrebbe essere il piú leggero oppure il piú pesante: si prospettano cioè due possibili scenari (fig. 1.6), noti come gerarchia rispettivamente normale e inversa.

Una descrizione esauriente e completa delle oscillazioni di neutrino tenendo conto dei 3 sapori e della propagazione nella materia sarebbe estremamente complicata. Tuttavia semplici considerazioni permettono di spiegare l'influenza della materia nella propagazione dei neutrini. I potenziali efficaci di cui risentono i neutrini $\nu_{\mu,\tau}$ e ν_e nella materia sono rispettivamente:

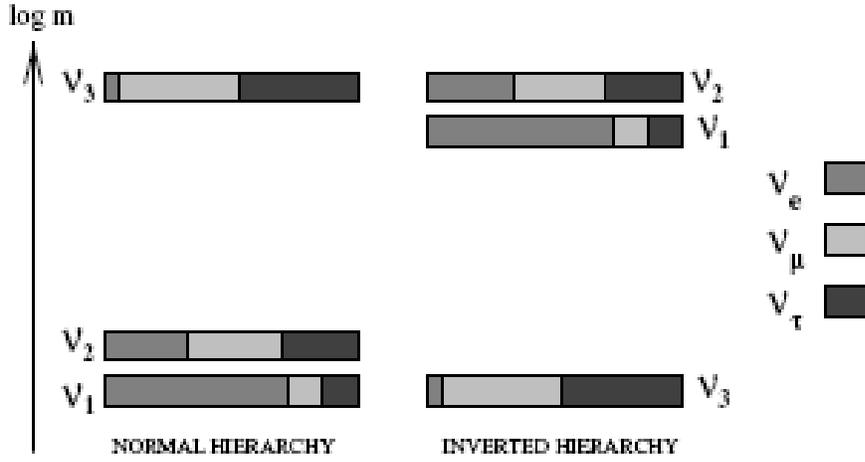


Figura 1.6: Possibili configurazioni dello spettro di massa dei neutrini.

$$V_{\mu,\tau} = \pm\sqrt{2}G_F(-N_e/2 + N_p/2 - N_n/2)$$

$$V_e = \pm\sqrt{2}G_F(-N_e/2 + N_p/2 - N_n/2 + N_e)$$

in cui il segno $+$ ($-$) si riferisce ai neutrini (antineutrini), G_F è la costante di accoppiamento di Fermi, N_e , N_p e N_n sono rispettivamente le densità di elettroni, protoni e neutroni nel mezzo. Il termine aggiuntivo $\pm\sqrt{2}G_F \cdot N_e$ che compare solo nel potenziale dei ν_e si riferisce all'interazione in corrente carica dei ν_e (all'interazione in corrente neutra partecipano allo stesso modo i neutrini di tutti i sapori). Questo termine aggiuntivo

$$\Delta V = \pm\sqrt{2}G_F \cdot N_e = \pm 7.6 \cdot 10^{-14} eV \cdot \rho \cdot (Z/A) \quad (1.32)$$

con ρ , Z e A rispettivamente densità (in g/cm^3), numero atomico e numero di massa del mezzo, introduce uno sfasamento nella propagazione con variazione della probabilità di transizione.

Per esempio, indicato con $B = 2E_\nu\Delta V$ ed E_ν l'energia dei neutrini, la probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, nell'approssimazione $\alpha = \frac{\Delta m_{12}^2}{\Delta m_{23}^2} \ll 1$ e $\frac{B}{\Delta m_{23}^2} \ll 1$, può essere scritta come:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2\theta_{23}\sin^22\theta_{13}\frac{\sin^2[(1-A)\Delta]}{(1-A)^2}$$

$$\pm J\alpha\sin\delta\sin\Delta\frac{\sin(A\Delta)}{A}\frac{\sin[(1-A)\Delta]}{(1-A)}$$

$$+ J\alpha\cos\delta\cos\Delta\frac{\sin(A\Delta)}{A}\frac{\sin[(1-A)\Delta]}{(1-A)}$$

$$+ \alpha^2\cos^2\theta_{23}\sin^22\theta_{12}\frac{\sin^2(A\Delta)}{A^2} \quad (1.33)$$

con $J = \cos\theta_{13}\sin 2\theta_{12}\sin 2\theta_{13}\sin 2\theta_{23}$, $\Delta = \Delta m_{23}^2 L/4E_\nu$ e $A = B/\Delta m_{23}^2$ [37]. In particolare, per esperimenti agli acceleratori ($L \sim 1 \div 800 \text{ km}$ e $E_\nu \sim 1 \div 20 \text{ GeV}$), trascurando gli effetti della materia ed utilizzando $|\Delta m_{12}^2| = 8 \times 10^{-5} eV^2$ ($\alpha \approx 0$) cosicché $\sin^2(\Delta m_{12}^2 L/4E_\nu) \simeq 0$, la (1.33) diventa, molto piú semplicemente:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13}\sin^2(\Delta m_{23}^2 L/4E_\nu). \quad (1.34)$$

Con le stesse assunzioni, inoltre, si ottiene:

$$\begin{aligned} P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &= \sin^2 2\theta_{23}\cos^4\theta_{13}\sin^2(\Delta m_{23}^2 L/4E_\nu) \\ P(\nu_e \rightarrow \nu_\tau) &= \cos^2\theta_{23}\sin^2 2\theta_{13}\sin^2(\Delta m_{23}^2 L/4E_\nu). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Di tutte queste l'unica non nulla quando $\sin^2 2\theta_{13} \simeq 0$ è $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$, la cui espressione viene a dipendere dai soli due parametri θ_{23} e Δm_{23}^2 :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{23}\sin^2(\Delta m_{23}^2 L/4E_\nu) \quad (1.36)$$

mentre la probabilità di sopravvivenza di ν_μ in esperimenti su neutrini atmosferici o agli acceleratori sarà data semplicemente da $1 - P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau)$.

Negli esperimenti ai reattori ($E_\nu \sim 1 \text{ MeV}$ e $L \sim 1 \div 100 \text{ km}$), invece, sempre trascurando l'effetto della materia, la probabilità di sopravvivenza dei $\bar{\nu}_e$ sarà:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - P1 - P2 \quad (1.37)$$

con

$$\begin{aligned} P1 &= \sin^2 2\theta_{12}\cos^4\theta_{13}\sin^2(\Delta m_{12}^2 L/4E_\nu) \\ P2 &= \sin^2 2\theta_{13}\sin^2(\Delta m_{23}^2 L/4E_\nu). \end{aligned}$$

In particolare su brevi distanze ($L \sim 1 \text{ km}$) il termine $P1 \propto \sin^2(\Delta m_{12}^2 L/4E_\nu) \simeq 0$, e quindi la (1.37) diventa sensibile a θ_{13} e Δm_{23}^2 :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - P2 = 1 - \sin^2 2\theta_{13}\sin^2(\Delta m_{23}^2 L/4E_\nu). \quad (1.38)$$

Viceversa, su grandi distanze ($L \sim 100 \text{ km}$) diventa dominante il termine P1 per cui, nel limite $\sin^2 2\theta_{13} \simeq 0$, si ottiene:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - P1 = 1 - \sin^2 2\theta_{12}\cos^4\theta_{13}\sin^2(\Delta m_{12}^2 L/4E_\nu). \quad (1.39)$$

A titolo di esempio, in fig. 1.7 viene riportato l'andamento della probabilità di sopravvivenza $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ in funzione dell'energia del neutrino in un intervallo tipico per esperimenti ai reattori ($E_\nu = 3 \div 8 \text{ MeV}$) per 3 diversi valori della distanza L : 1, 60 e 120 km.

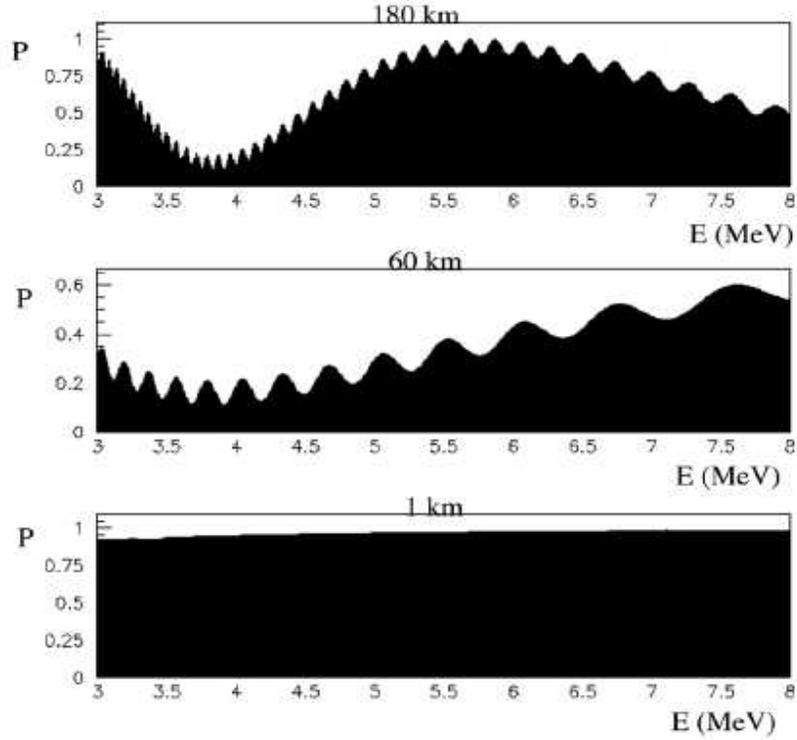


Figura 1.7: Andamento di $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ in funzione dell'energia del neutrino per $L = 180 \text{ km}$ (in alto), $L = 60 \text{ km}$ (al centro) e $L = 1 \text{ km}$ (in basso). I valori utilizzati per i parametri sono: $\sin 2\theta_{13} = 0.05$, $\sin 2\theta_{12} = 0.314$, $|\Delta m_{12}^2| = 7.9 \times 10^{-5} eV^2$ e $|\Delta m_{23}^2| = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$.

1.2.2 Determinazione sperimentale dei parametri di oscillazione

Come visto nel precedente paragrafo, l'espressione della probabilità di oscillazione dei neutrini può essere ricondotta nell'ambito di uno schema di oscillazione a due sapori, dipendendo solo da una differenza di massa Δm^2 e un angolo di mescolamento $\sin^2 2\theta$. L'indagine sperimentale delle oscillazioni di neutrino si avvale di sorgenti sia naturali (neutrini solari ed atmosferici) che artificiali (fasci di neutrini da reattori ed acceleratori): al variare dell'energia E_ν , della distanza di propagazione L e dell'intensità della sorgente

si esplorano regioni diverse del piano dei parametri $(\Delta m^2, \sin^2 2\theta)$ con diversa risoluzione (Tabella 1.2).

Sorgente	L [km]	E_ν [GeV] %	Δm^2 [eV^2]
solari	10^8	10^{-3}	10^{-11}
atmosferici dall'alto	20	$1 \div 10$	$0.05 \div 0.5$
atmosferici dal basso	10^4	$1 \div 10$	$10^{-4} \div 10^{-3}$
reattori su breve distanza	1	10^{-3}	10^{-3}
reattori su lunga distanza	100	10^{-3}	10^{-5}
acceleratori su breve distanza	1	$1 \div 20$	$1 \div 20$
acceleratori su lunga distanza	$100 \div 1000$	$1 \div 20$	$10^{-3} \div 0.2$

Tabella 1.2: Sensibilità a Δm^2 di esperimenti diversi per tipo di sorgente dei neutrini, energia e distanza di propagazione.

1. Neutrini del tipo ν_e vengono prodotti all'interno del nucleo del Sole con una catena di reazioni termonucleari di fusione dei protoni (Fig. 1.8) il cui risultato netto è:



Il Q valore di questa reazione è 26 MeV e la corrispondente energia viene liberata principalmente sotto forma di radiazione elettromagnetica e neutrini che vengono emessi con uno spettro di energia che si estende fino a 14 MeV (Fig. 1.9).

I rivelatori di neutrini solari costruiti fino ad oggi adottano tecniche sperimentali con soglie di energia molto diverse tra loro, sensibili quindi a diverse componenti dello spettro. Tipicamente i rivelatori al Cloro hanno una soglia di 0.814 MeV [42], ben oltre la massima energia dei neutrini emessi nel processo pp (che costituiscono la frazione dominante dello spettro di ν_e solari; la soglia dei rivelatori al Gallio, invece, $E_\nu = 0.233$ MeV [43], consente di essere sensibili anche ai ν dal processo pp. Infine, i rivelatori basati su effetto Cherenkov in acqua hanno una soglia $E_\nu \sim 5$ MeV determinata dalla minima energia degli elettroni necessaria per distinguerli dal fondo [44], e possono rilevare solo la componente ν_e dovuta al 8B .

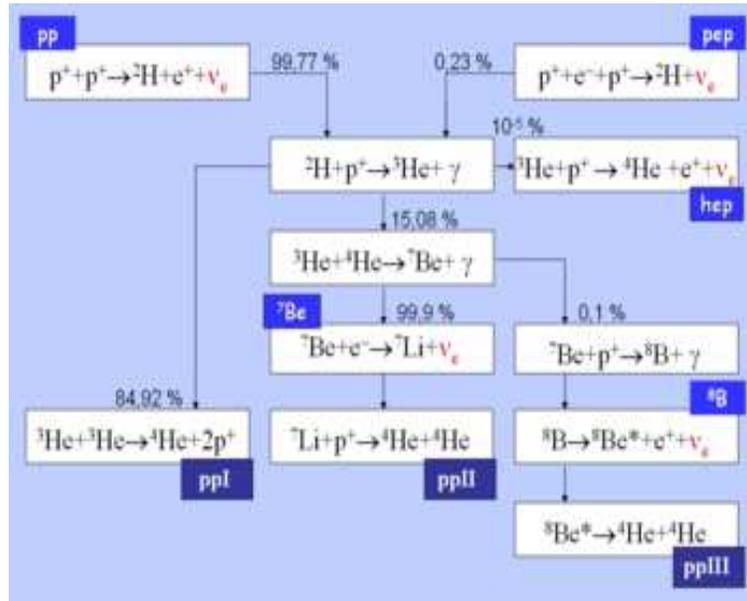


Figura 1.8: Rappresentazione schematica della catena $4p + 2e^- \rightarrow He^4 + 2\nu_e + \gamma$; sono messi in evidenza i passaggi in cui vengono emessi neutrini. I valori sono tratti da [40].

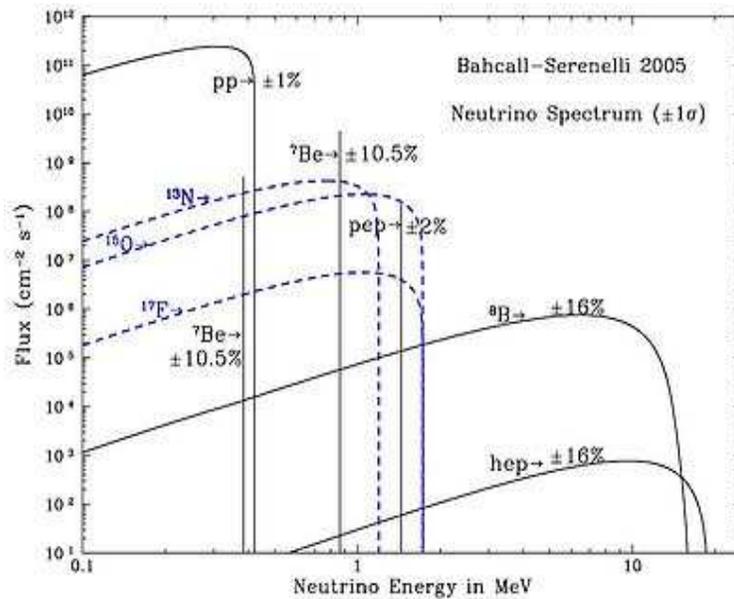


Figura 1.9: Spettro energetico dei neutrini emessi in varie fasi della catena di reazioni termonucleari nel Sole [41].

2. Neutrini vengono generati in natura anche mediante l'interazione di raggi cosmici primari (essenzialmente protoni) con gli strati superiori dell'atmosfera mediante le reazioni:

Processo	Flusso [$10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$]	errore %	energia media [MeV]	energia massima [MeV]
pp	6.0	1	0.267	0.42
pep	1.4×10^{-2}	1.5	1.44	1.44
hep	7.6×10^{-7}	15	9.68	18.8
Be ⁷	4.7×10^{-1}	10	0.81	0.87
B ⁸	5.8×10^{-4}	16	6.73	14.0
N ¹³	6.1×10^{-2}	30	0.70	1.2
O ¹⁵	5.2×10^{-2}	30	0.99	1.73

Tabella 1.3: Alcuni dettagli dello spettro energetico dei neutrini solari [41].

$$\begin{aligned}
\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu & (B.R. \sim 100\%) & \tau \sim 26 \text{ ns} \\
\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu & (B.R. \sim 100\%) & \tau \sim 26 \text{ ns} \\
K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + X & (B.R. \sim 63\%) & \tau \sim 12 \text{ ns} \\
K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + X & (B.R. \sim 63\%) & \tau \sim 12 \text{ ns} \\
\mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e & (B.R. \sim 100\%) & \tau \sim 2.2 \mu\text{s} \\
\mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e & (B.R. \sim 100\%) & \tau \sim 2.2 \mu\text{s}.
\end{aligned}$$

La distanza media percorsa da pioni e kaoni prima del decadimento ($c\tau/mc^2 = 56 \text{ m/GeV}$ e 7 m/GeV rispettivamente per pioni e kaoni) è tale da causare il decadimento in volo, mentre alcuni muoni ($c\tau/mc^2 \sim 6.2 \text{ km/GeV}$) possono raggiungere la terra prima di decadere. Questo fatto è all'origine del rapporto ν_μ/ν_e diverso da 2 (come atteso), ed in particolare crescente con l'energia per $E_\nu > 2 \text{ GeV}$ (Fig. 1.10).

- Antineutrini vengono prodotti ai reattori nucleari con grande intensità $f_{\bar{\nu}} = 1.9 \times 10^{20} P_{th} \text{ s}^{-1}$ (P_{th} : potenza termica del reattore in GW), in cui vengono rilasciati circa 200 MeV e 6 $\bar{\nu}_e$ per fissione. Ai reattori sono possibili solo esperimenti in scomparsa, in quanto l'energia media dei $\bar{\nu}_e$ è di pochi MeV, ben al di sotto della soglia di produzione di μ e τ in interazioni di CC. La determinazione del flusso è basata sulla conoscenza del potere termico del nocciolo del reattore e della frequenza di fissione degli isotopi rilevanti U^{235} , U^{238} , Pu^{239} , Pu^{241} ; lo spettro β dei frammenti

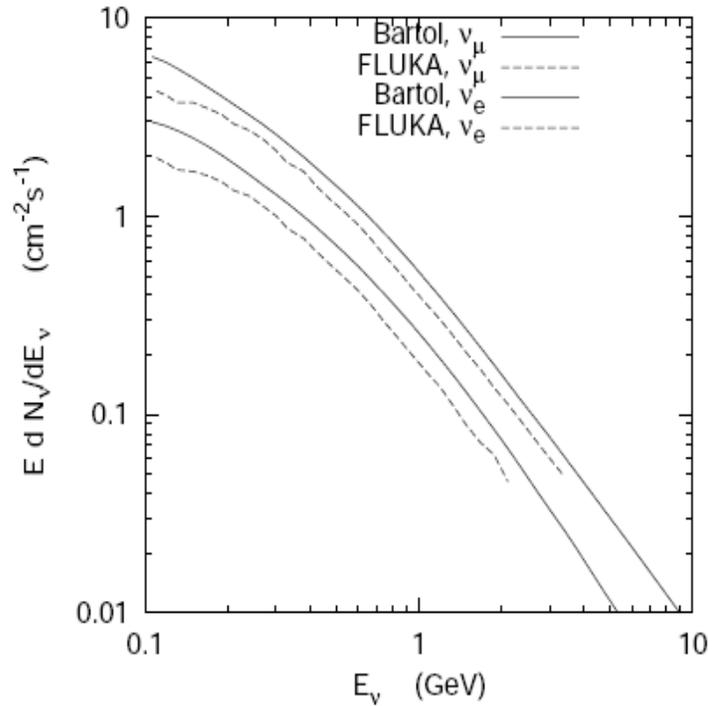


Figura 1.10: Flusso integrato sull'angolo dei neutrini atmosferici predetti da Fluka (linea tratteggiata [45]) e Bartol (linea continua [46]).

della fissione viene quindi convertito in spettro di energia degli antineutrini con una precisione di qualche 10^{-2} (cfr. fig. 1.11, esperimento CHOOZ).

4. Fasci di neutrini, infine, vengono prodotti agli acceleratori dal decadimento di mesoni π e K generati ai “beam dumps” (decadimento a riposo) o da protoni ad alta energia fatti incidere su opportuni bersagli (decadimento in volo). Nel primo caso il bersaglio per il fascio primario di protoni è anche il mezzo che assorbe e/o ferma gli adroni, cioè non è previsto alcuno spazio di deriva per far decadere gli adroni; gli acceleratori che vengono utilizzati sono caratterizzati da alta intensità e bassa energia ($E_p \sim 1$ GeV), ed il fascio di neutrini risultante è composto in ugual misura da ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ e ν_e a bassa energia. Nel secondo caso, invece, il fascio di protoni estratto dall'acceleratore viene fatto interagire su un bersaglio in modo da produrre particelle (essenzialmente π e κ) che vengono poi focalizzate da un sistema di lenti magnetiche la cui polarità seleziona la carica desiderata. Tali particelle secondarie vengono poi fatte decadere in un tunnel a vuoto seguito da un assorbitore che fer-

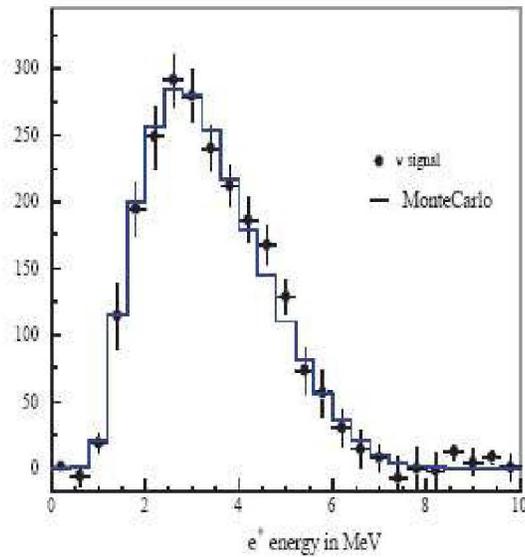


Figura 1.11: Spettro energetico dei positroni prodotti nell'interazione $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ degli antineutrini ai reattori misurati nell'esperimento CHOOZ a confronto con il calcolo di MonteCarlo [47].

ma tutte le particelle ad eccezione dei soli neutrini e antineutrini. La selezione di particelle con carica positiva (negativa) risulta in un fascio che contiene principalmente ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$), con una piccola contaminazione di $\bar{\nu}_\mu$ (ν_μ) e ν_e ($\bar{\nu}_e$) presente ad alta energia dal decadimento semileptonico dei kaoni K^\pm e K^0 , mentre a bassa energia dal decadimento dei μ . A titolo di esempio, in fig. 1.12 vengono riportati il layout (in alto) e gli spettri di energia (in basso) del fascio CNGS (CERN to Gran Sasso), disegnato sulla base della precedente esperienza con il fascio WANF ed ottimizzato per la ricerca dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (i dettagli tecnici di questo fascio verranno discussi nel §3.1.3). Al riguardo sono state fondamentali le misure di adroproduzione effettuate dall'esperimento NA56-SPY (Secondary Particle Yields) all'SPS del CERN [48] che hanno permesso di raggiungere una precisione nel calcolo del fascio di neutrini al livello di alcuni % [49].

Ci sono due possibili approcci per studiare le oscillazioni di neutrino.

Negli esperimenti in scomparsa si confronta il flusso di neutrini di un dato sapore ν_α ad una distanza L dalla sorgente, $\Phi(L)$, con il corrispondente $\Phi(0)$ alla sorgente, permettendo di trarre informazioni sulla probabilità di sopravvivenza di un certo sapore di neutrini ma

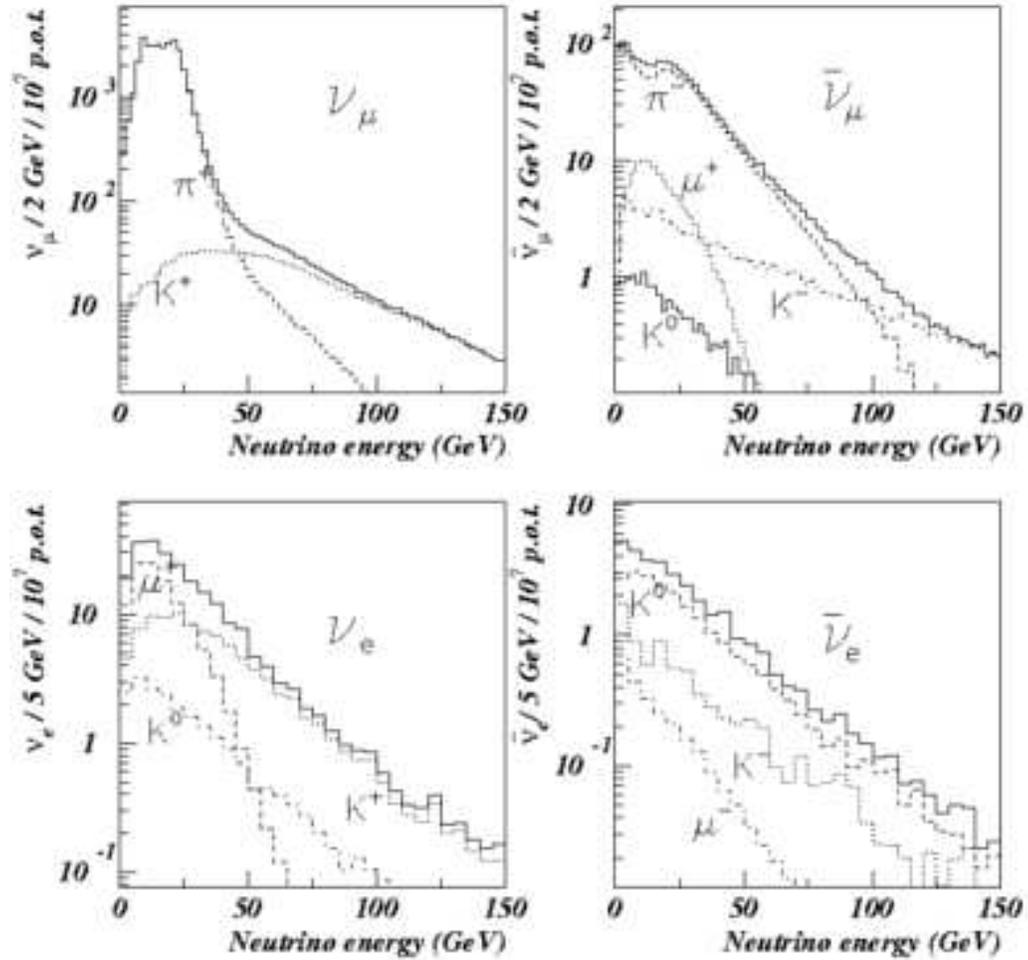
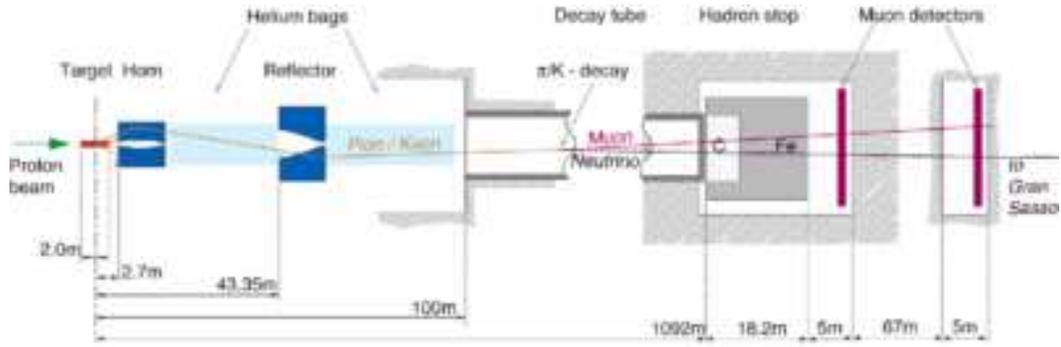


Figura 1.12: Struttura della linea del fascio CNGS (in alto) e spettri di energia delle componenti ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e e $\bar{\nu}_e$ predetti (in basso).

non sul sapore di neutrini in cui ν_α è oscillato. La sensibilità della misura dipende in modo cruciale dalla conoscenza del flusso alla sorgente: questa fonte di incertezza può essere ridotta riportando il flusso misurato $\Phi(L)$ a quello misurato ad una distanza $l \ll L$,

utilizzando quindi due rivelatori. Quest’approccio in scomparsa è il solo possibile per ν_e e $\bar{\nu}_e$ di bassa energia (solari o ai reattori), dal momento che le interazioni di corrente carica di ν_μ e ν_τ sono cinematicamente sopresse.

Gli esperimenti in comparsa invece, si basano sulla ricerca di neutrini di sapore ν_β diverso da quello ν_α proprio della sorgente alla distanza L . In questo caso la fonte primaria di incertezza è costituita dall’eventuale contaminazione iniziale in ν_β del fascio prodotto alla sorgente. Un esempio tipico di questo approccio è rappresentato dagli esperimenti agli acceleratori, alla ricerca di un segnale dell’oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ con fasci di ν_μ con contaminazione di ν_e pari a $\sim 1\%$. Anche in questo caso l’impiego di due rivelatori a distanze diverse permette di ridurre fortemente l’influenza della contaminazione sulla sensibilità sperimentale.

Come anticipato nel §1.2.1, la fattorizzazione della matrice U_{PMNS} (1.30) rispecchia la situazione sperimentale, nel senso che i regimi di oscillazione dei neutrini solari, dei neutrini atmosferici e dei neutrini da reattore su distanze brevi appaiono ben distinti e descritti da parametri di oscillazione caratteristici che li individuano.

Δm_{12}^2 e θ_{12}

Numerosi esperimenti per la rivelazione e lo studio dei neutrini solari sono stati condotti a partire dagli anni ’70. Il primo esperimento pionieristico fu realizzato da R. Davis e collaboratori a partire dall’idea originaria di B. Pontecorvo di osservare la reazione



essenzialmente dai neutrini del 8B e marginalmente da quelli del 7Be . Si trattava di un grande rivelatore, riempito con ~ 600 t di tetracloroetilene, installato ad una profondità di 4800 MWE (metri d’acqua equivalenti) nella miniera d’oro di Homestake, nel Sud Dakota. I dati raccolti tra il 1970 e il 1995 portarono alla misura della frequenza di cattura di neutrini 2.56 ± 0.16 (*stat*) ± 0.16 (*syst*) SNU⁴ [50] pari a un terzo del flusso previsto dal Modello Solare Standard (SSM), generando il “puzzle” dei neutrini solari. Altri esperimenti radiochimici vennero sviluppati successivamente basati sulla reazione di ν_e su nuclei di Gallio:

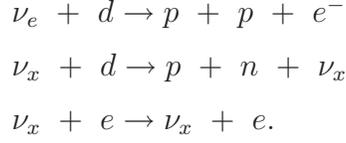
⁴1 SNU = 10^{-36} interazioni di neutrini per atomo al secondo.

$$\nu_e + Ga^{71} \rightarrow Ge^{71} + e^- \quad (1.42)$$

sensibile anche ai neutrini dal processo pp, la cui predizione è molto piú diretta. GALLEX [51] e successivamente GNO [52] ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (profondità di 3500 MWE), e SAGE [53] presso il Baksan Neutrino Observatory (profondità di 4700 MWE), fornirono alla fine degli anni '90 conferma del deficit di neutrini solari, fissando complessivamente la frequenza di cattura di neutrini in Gallio a 67.6 ± 3.71 SNU [43], pari a circa la metà rispetto alla previsione del SSM.

I neutrini solari sono stati studiati misurando direttamente gli eventi di interazione con rivelatori sotterranei di grandi dimensioni riempiti di acqua, acqua pesante o liquido scintillatore, circondati da un gran numero di fotomoltiplicatori per la rivelazione della luce Cherenkov o di scintillazione emessa dalle particelle veloci generate dall'interazione dei neutrini con il mezzo. Il capostipite fu Kamiokande [54], un rivelatore di 3000 t di acqua pura ad una profondità di 2700 MWE, la cui superficie era equipaggiata con 1000 PMT ciascuno con diametro di 50 cm. Avendo una soglia di reiezione del fondo pari a 7 MeV, questo esperimento era sensibile solo ai neutrini del B^8 ; il risultato trovato, $\Phi(\nu_e) = (2.80 \pm 0.19 \pm 0.33) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [54] confermò ancora una volta il deficit. Un'ulteriore conferma arrivò da Super-Kamiokande (SK) [66], un rivelatore contenente 50 kton di acqua (22 kton di massa fiduciale), la cui superficie interna era ricoperta per il 40% da 11000 PMT e la cui superficie esterna era equipaggiata con 1800 PMT con funzione di veto. I dati raccolti nel 1996 ÷ 2001, per energie superiori a 5 MeV, hanno fornito il risultato $\Phi(\nu_e) = (2.35 \pm 0.02 \pm 0.08) \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [44].

Questo disaccordo tra il flusso di ν_e misurato sperimentalmente e quello previsto dal SSM venne subito interpretato come una manifestazione del fenomeno di oscillazione. Tuttavia la verifica definitiva della correttezza di questa interpretazione arrivò con l'esperimento SNO [55, 56], un rivelatore Cherenkov di 1000 t di acqua pesante, situato a 2 km di profondità in una miniera vicino a Sudbury (Ontario, Canada). La peculiarità di questo esperimento consisteva nel rivelare separatamente le reazioni di corrente carica (accessibile solo ai ν_e), corrente neutra e scattering elastico (accessibili a neutrini di tutti i sapori), consentendo una misura del flusso totale di neutrini provenienti dal Sole indipendentemente dalle loro oscillazioni:



Il primo periodo di presa dati, dal 1999 al 2001, in cui si fece uso della sola acqua pesante, portò alla misura dei seguenti flussi per i neutrini del B^8 [55]:

$$\begin{aligned}\phi(CC) &= 1.76_{-0.05}^{+0.05} \text{stat}_{-0.09}^{+0.09} \text{syst} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \phi(NC) &= (5.09_{-0.43}^{+0.44} \text{stat}_{-0.43}^{+0.46} \text{syst}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

di cui la seconda, rappresentativa del flusso totale di neutrini solari, è in ottimo accordo con le predizioni del SSM ($(5.05 \pm 0.5) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), confermando il deficit di ν_e come trasformazione ν_e in ν_μ e/o ν_τ . Una seconda fase di presa dati nel 2001-2002, con aggiunte 2 t di NaCl sciolte nell'acqua pesante per aumentare l'efficienza di cattura dei neutroni prodotti nelle reazioni di NC, confermò i risultati trovati (Fig. 1.13).

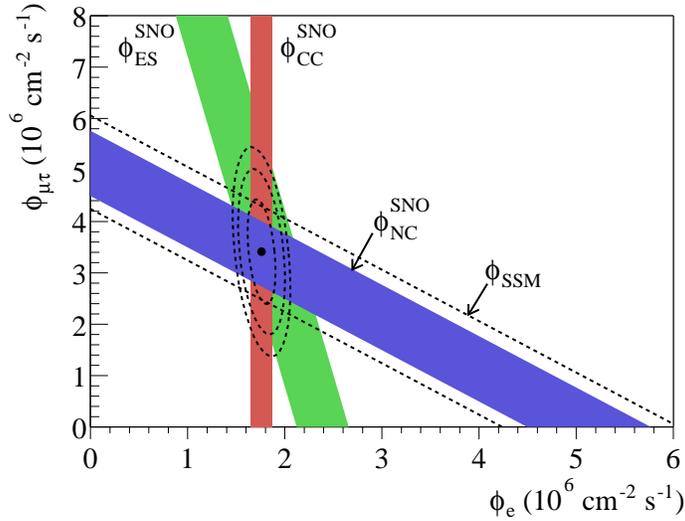


Figura 1.13: Risultati della II fase di presa dati di SNO per i vari canali d'interazione [56].

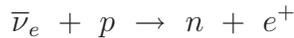
Nel 2007 sono stati pubblicati i primi risultati di una misura diretta del flusso di neutrini solari del Be^7 da Borexino [57]. Questo esperimento, installato ai LNGS, è costituito da una sfera contenente 300 t di scintillatore liquido (100 t è la massa fiduciale) vista da 2200 PMT, e rivela i ν_e per mezzo del processo di scattering elastico. I risultati trovati sono in perfetto accordo con il regime di oscillazione detto LMA (tabella 1.4).

Reazione	Esperimento	Risultati	SSM [58]	dati/SSM
$Cl^{37} \rightarrow Ar^{37}$	Homestake [50]	$2.56_{-0.16-0.16}^{+0.16+0.16}$ SNU	$7.6_{-1.1}^{+1.3}$	0.34
$Ga^{71} \rightarrow Ge^{71}$	GNO + Sage [43]	$67.6_{-3.7}^{+3.7}$ SNU	128_{-7}^{+9}	0.53
$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$	Kamiokande [54]	$2.8_{-0.19-0.33}^{+0.19+0.33} \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$	$5.05_{-0.8}^{+1}$	0.55
$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$	SK [44]	$2.35_{-0.08}^{+0.02} \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$	$5.05_{-0.8}^{+1}$	0.47
$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$	SNO [55]	$2.39_{-0.23-0.12}^{+0.24+0.12} \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$	$5.05_{-0.8}^{+1}$	0.47
$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$	SNO [55]	$1.76_{-0.05-0.09}^{+0.06+0.09} \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$	$5.05_{-0.8}^{+1}$	0.35
$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$	SNO [55]	$5.09_{-0.43-0.46}^{+0.44+0.46} \times 10^6 cm^{-2} s^{-1}$	$5.05_{-0.8}^{+1}$	1
$\nu_x + e \rightarrow \nu_x + e$	Borexino [57]	$47_{-7-12}^{+7+12} counts/day/100t$	75 ± 4	0.60

Tabella 1.4: Risultati degli esperimenti sui neutrini solari a confronto con le predizioni del SSM.

È da rilevare la fondamentale attività di supporto alle stime dei flussi di neutrini solari dell'esperimento LUNA, che ha misurato con un piccolo acceleratore ai LNGS le principali sezioni d'urto di produzione nelle reazioni termonucleari all'interno del Sole [59].

Lo stesso set di parametri di oscillazione esplorati in esperimenti sui neutrini solari è accessibile anche ai reattori nucleari su lunga distanza. In questo caso vengono rivelate interazioni di $\bar{\nu}_e$:



richiedendo la coincidenza tra il segnale veloce del positrone ed il segnale ritardato dei raggi γ emessi nella cattura del neutrone precedentemente termalizzato (soglia $E = 1.8$ MeV).

L'esperimento piú significativo è stato KamLAND [60], installato in Giappone nel vecchio sito dell'esperimento Kamiokande, ad una profondità di 2700 MWE ad una distanza media di 150 km da 53 reattori nucleari. Il rivelatore, una sfera con 1 kt di scintillatore liquido puro sospesa in un contenitore piú grande instrumentato con 1879 PMT, ha permesso di misurare la probabilità di sopravvivenza (1.39) $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 0.658 \pm 0.044(stat) \pm 0.047(syst)$ [60].

Un'analisi globale a due sapori, combinando i dati di KamLAND e di tutti gli esperimenti sui neutrini solari [60], ha portato alla determinazione dei parametri (Fig. 1.14):

$$|\Delta m_{12}^2| = (7.9_{-0.5}^{+0.6}) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\tan^2 \theta = 0.40_{-0.07}^{+0.10}.$$

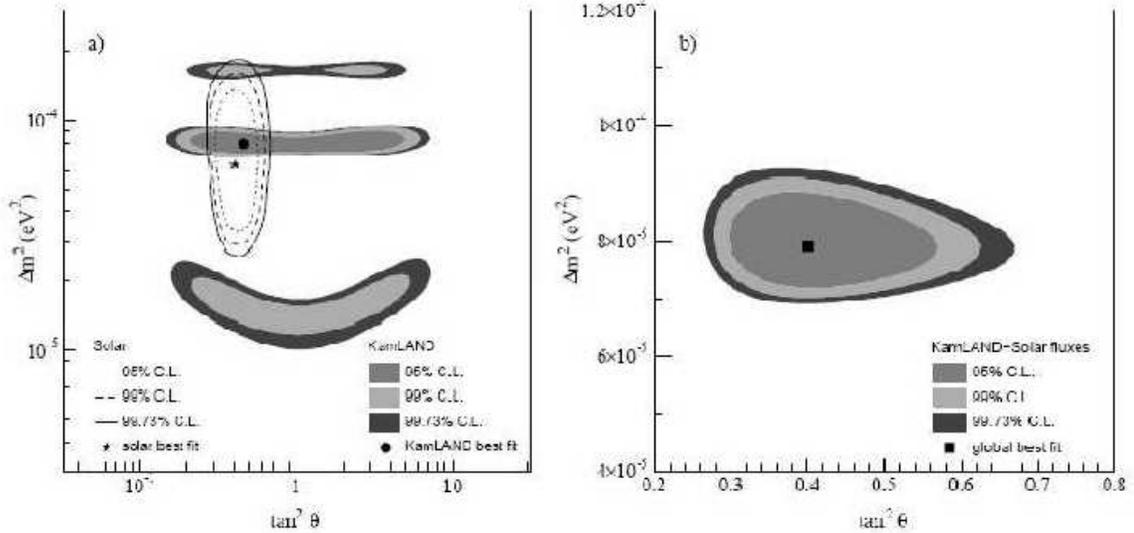


Figura 1.14: Valori dello spazio dei parametri di oscillazione permessi dagli esperimenti sui neutrini solari (a sinistra) e il risultato dell’analisi combinata con KamLAND (a destra) [60].

Questa soluzione, che va sotto il nome di Large Mixing Angle (LMA), è fortemente determinata dagli effetti di materia all’interno del Sole, mentre non risente di effetti di materia all’interno della Terra (come confermato dall’assenza di indicazioni sperimentali per una modulazione notte/giorno nel flusso di ν_e).

È interessante osservare che KamLAND è il primo esperimento che abbia osservato i cosiddetti *geoneutrini*, ovvero $\bar{\nu}_e$ emessi nelle catene di decadimento degli isotopi radioattivi ^{238}U e ^{232}Th [61], che sono una delle principali sorgente di calore generato nella Terra, insieme al decadimento di ^{40}K (il quale non può però essere osservato in KamLAND in quanto i $\bar{\nu}_e$ in esso prodotti sono sotto soglia). Le misure di KamLAND, in accordo con le previsioni dei modelli geofisici [62], hanno aperto un nuovo interessante ambito di ricerca che potrebbe, in un prossimo futuro, portare ad una accurata determinazione della composizione della Terra.

Δm_{23}^2 e θ_{23}

Le interazioni di neutrini atmosferici possono venire osservate con rivelatori sotterranei protetti dal fondo di raggi cosmici. A bassa energia ($E_{vis} \leq 1$ GeV) è possibile identificare con buona efficienza interazioni di neutrino i cui prodotti siano completamente contenuti nel rivelatore; a energia piú alta, invece, i muoni generati nelle interazioni di CC fuoriescono dal rivelatore. Infine particolarmente interessanti sono anche i muoni provenienti dal basso, prodotti dall'interazione di ν_μ con la roccia dopo aver attraversato tutta la Terra, che possono fermarsi all'interno del rivelatore o attraversarlo completamente.

Numerosi programmi MonteCarlo sono stati sviluppati [45, 46] per predire il valore del rapporto ν_e/ν_μ da confrontare con le osservazioni sperimentali: pertanto una indicazione di oscillazione dei ν_μ è fornita da un valore inferiore a 1 del doppio rapporto

$$R = \frac{(\nu_\mu/\nu_e)_{exp}}{(\nu_\mu/\nu_e)_{MC}}. \quad (1.43)$$

Tra i numerosi esperimenti condotti sui neutrini atmosferici (MACRO [63], Soudan-2 [64], etc) quello storicamente piú significativo è SK [66], i cui dettagli del rivelatore sono già stati descritti. Esso fu il primo a mettere in evidenza una chiara differenza rispetto alle previsioni MC del flusso di ν_μ , in particolare quelli provenienti dal basso, mentre nessun effetto di questo tipo venne rivelato per i ν_e (Fig. 1.15). I risultati trovati [66] sia a bassa energia, $R = 0.658 \pm 0.016 \pm 0.035$, che ad alta energia, $R = 0.702 \pm 0.03 \pm 0.101$, confermano uno scenario di oscillazione descritto al 90%*C.L.* dai parametri (Fig. 1.16):

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{23} &\geq 0.92 \\ 1.5 \times 10^{-3} &\leq |\Delta m_{23}^2| \leq 3.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2. \end{aligned}$$

Esperimenti agli acceleratori su lunga distanza sono stati progettati e realizzati per esplorare, in scomparsa, la stessa regione dello spazio dei parametri di oscillazione. K2K [67] utilizzava un fascio di ν_μ , con energia media 1 GeV, inviato a SK a 250 km di distanza, oltre ad un rivelatore Cherenkov ad acqua con massa di 1kt, posto a 300 m dalla sorgente. Il segnale di oscillazione è stato evidenziato, in scomparsa, nel rapporto dei flussi di ν_μ nei due rivelatori oltre che dalla modulazione della distribuzione energetica degli eventi CC [67] (fig. 1.17):

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{23} &= 1 \text{ (90\% C.L.)} \\ 1.8 \times 10^{-3} &\leq |\Delta m_{23}^2| \leq 3.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2. \end{aligned}$$

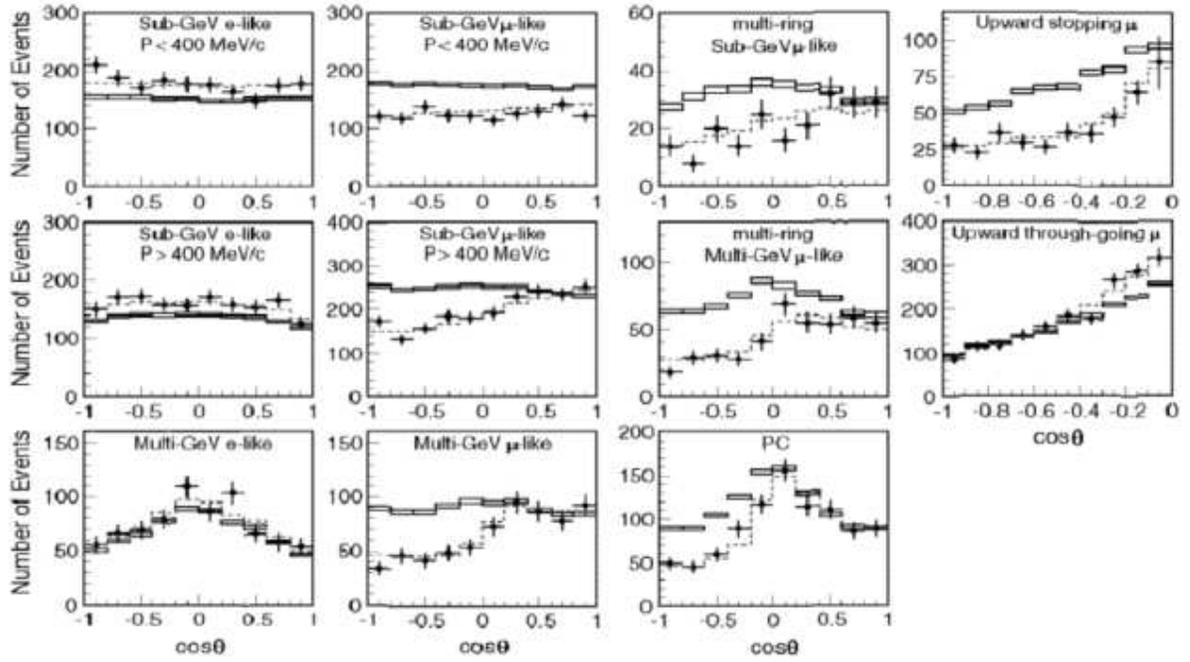


Figura 1.15: Distribuzione angolare degli eventi di neutrino atmosferico in SK [65]. A fronte di un accordo dei ν_e con le stime di MC si registra un evidente deficit dei muoni provenienti dal basso ($\cos\theta = -1$).

Misure piú accurate sono state condotte dall'esperimento MINOS [68] al fascio NuMI del FNAL con due rivelatori calorimetrici di 0.98 Kt e 3 Kt, costituiti da piani di ferro magnetizzato spessi 2.54 cm intervallati da lastre di scintillatore plastico di 1 cm, collocati ad una distanza di 1 km (103 m di profondità) e 735 km (705 m di profondità) dalla sorgente. I dati raccolti nel periodo 2005-2006 hanno dato come risultato [38] (fig. 1.17):

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{23} &\geq 0.87 \text{ (68\% C.L.)} \\ |\Delta m_{23}^2| &= 2.74_{-0.26}^{+0.44} \times 10^{-3} \text{ eV}^2. \end{aligned}$$

Esperimenti sempre su lunga distanza agli acceleratori sono in corso con gli esperimenti OPERA e ICARUS, entrambi ai LNGS sulla linea del fascio CNGS di ν_μ , ad una distanza di 732 km dalla sorgente, per cercare l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in comparsa quale segnale inequivocabile dell'oscillazione. OPERA è un rivelatore costituito da circa 150000 mattoncini (“bricks”) di lastre di emulsione nucleare alternate a strati di piombo impilati in pareti parallele intervallate da contatori a scintillazione plastici e spettrometri magnetici per l'identificazione di carica e momento delle particelle. In cinque anni di presa dati, con

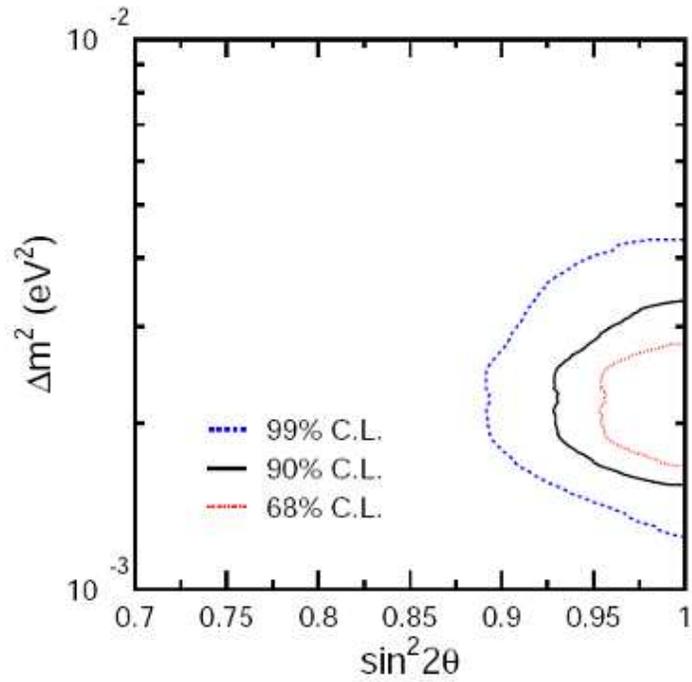


Figura 1.16: Risultato del fit a due parametri dei risultati sperimentali di SK sui neutrini atmosferici.

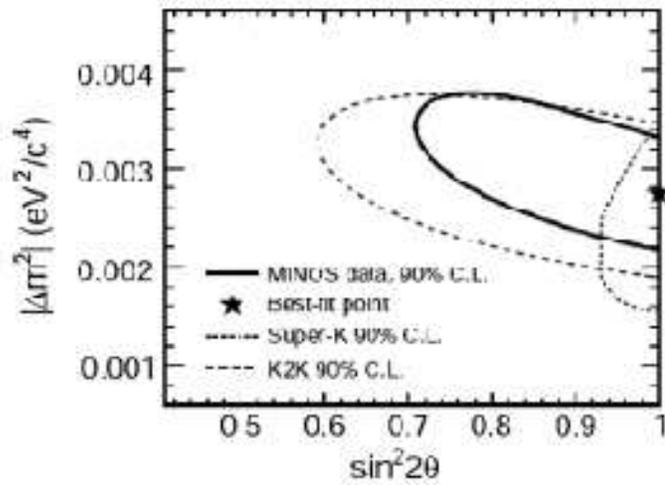


Figura 1.17: Risultato combinato di SK, K2K e MINOS.

un'intensità del fascio di 4.5×10^{19} *p.o.t./anno*, sono attesi ~ 10 eventi di ν_τ con un fondo di 1 evento per $|\Delta m_{23}^2| = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [69]. I dettagli dell'esperimento ICARUS, prossimo alla presa dati, verranno descritti nel §2.2.

θ_{13}

Il parametro responsabile dell'oscillazione "subleading" $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ che lega i regimi di oscillazione solare ed atmosferico, ovvero θ_{13} , è quello attualmente meno conosciuto. Un suo valore non nullo aprirebbe le porte all'indagine della violazione della simmetria di CP nei leptoni attraverso la misura della fase δ_{CP} ai fasci di neutrini agli acceleratori. La ricerca piú sensibile è stata effettuata dall'esperimento CHOOZ al reattore: $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.13$ al 90% C.L. [47].

L'esperimento con neutrini atmosferici SK, sensibile a θ_{13} attraverso l'effetto MSW nella Terra, che genera risonanze a 3 GeV (corrispondenti al passaggio nel nucleo), a 7 GeV (corrispondenti al passaggio nel mantello) e a un'energia intermedia (corrispondenti all'interferenza nella transizione dal nucleo al mantello), ha fornito il limite $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.14$ al 90% C.L. [71].

L'esperimento MINOS, attualmente in presa dati con il fascio NUMI al FNAL, mostra, in un'analisi preliminare, un eccesso a 1.5σ di ν_e nel rivelatore lontano, interpretabile come manifestazione di un valore non nullo di θ_{13} [68].

Un'analisi combinata dei risultati dei singoli esperimenti fornisce il limite $\sin^2 \theta_{13} \leq 0.027$ (0.058) *al 90% (3σ) C.L.* [72]. Tuttavia una misura diretta non è ancora stata possibile; questo, pertanto, è uno degli obiettivi della prossima generazione di esperimenti di oscillazione (§1.2.4).

1.2.3 Il problema del neutrino sterile

Tra le varie ricerche di oscillazione dei neutrini agli acceleratori, l'esperimento LSND presso il Los Alamos Neutron Science Centre sul fascio di neutrini $\bar{\nu}_{\mu}$ prodotto con la tecnica del "beam dump" all'acceleratore LAMPF a partire da un fascio di protoni ad alta intensità ($I_p = 1$ mA) con energia $E_p = 798$ MeV, ha osservato un eccesso di interazioni $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ rispetto al contributo atteso dalla produzione di $\bar{\nu}_e$ nel decadimento dei μ a riposo. Il rivelatore era un contenitore cilindrico di 168 t di scintillatore liquido, con 1220 PMT, ad una distanza di 29 m dalla sorgente. Il segnale anomalo di $\bar{\nu}_e$ ($87.9 \pm 22.4 \pm 6.0$) rappresenta un effetto a 3.8σ ed avviene per valori di L/E_ν $0.5 \div 1.0$ m/MeV (Fig. 1.18); l'esperimento ha quindi fornito un'evidenza di oscillazione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ [75] per $\Delta m^2 = 1.2$ eV² e $\sin^2 2\theta = 0.003$, in una regione dello spazio dei parametri

incompatibile sia con il regime dei neutrini solari che con quello degli atmosferici.

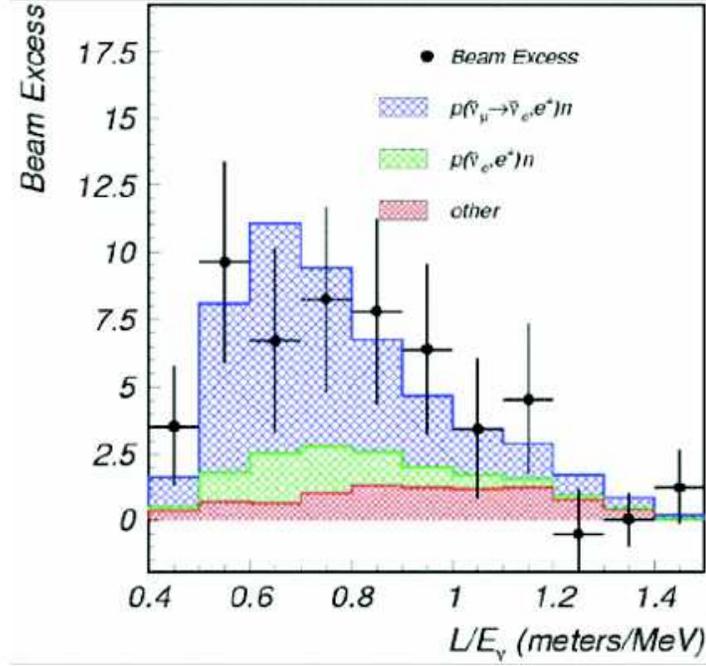


Figura 1.18: Eccesso di eventi di $\bar{\nu}_e$ in un fascio di $\bar{\nu}_\mu$ come osservato dall’esperimento LSND (3.8σ sopra il livello atteso di fondo).

Sono state avanzate molte ipotesi teoriche per giustificare questo segnale e conciliarlo con gli altri risultati sperimentali di fisica del neutrino finora ottenuti [76]. Tutte queste proposte implicano l’esistenza di nuova Fisica oltre il Modello Standard, e molte introducono una o piú famiglie di neutrini “sterili”, la cui esistenza dovrebbe essere verificata attraverso il loro accoppiamento con la materia ordinaria via oscillazioni, decadimenti o violazione di CPT. Inoltre sono stati proposti anche scenari ancor piú esotici, per esempio coinvolgendo le extra-dimensioni.

Vari esperimenti tra cui NOMAD al CERN SPS [77], CCFR al FNAL [78] e KARMEN presso il Neutron Spallation Facility ISIS [79] hanno escluso tale risultato, senza però riuscire ad esplorare completamente la regione dei parametri Δm_{12}^2 nell’intervallo $0.04 \div 10$ eV^2 individuata da LSND. Un altro esperimento, MiniBooNE [80], è in corso per risolvere questo problema. Il rivelatore, installato al Booster del FNAL sul fascio di neutrini prodotto al sincrotrone a partire da protoni di energia $E_p = 8$ GeV, è un contenitore sferico di 807 t di olio minerale (di cui 445 t di massa fiduciale) instrumentato con 1280 PMT per la raccolta della luce Cherenkov e di scintillazione. I dati sono stati raccolti inizialmente

con un fascio di ν_μ e, piú recentemente, con un fascio di $\bar{\nu}_\mu$: data la natura sconosciuta del processo, infatti, i pattern di oscillazione potrebbero non essere gli stessi per i ν_μ e gli $\bar{\nu}_\mu$. I primi dati pubblicati per i ν_μ , per 6.04×10^{20} pot, escludono l'anomalia di LSND a 1.6σ al di sopra di 475 MeV di energia (figg. 1.19 e 1.20 in alto), ma introducono una nuova inspiegata anomalia, a 3.0σ a bassa energia. Nella regione $200 \div 475$ MeV è stato infatti trovato un eccesso di $128.8 \pm 20.4 \pm 38.3$ eventi sopra il fondo di 415 eventi, calcolato includendo un gran numero di processi tra cui la produzione di π^0 e la contaminazione intrinseca del fascio (fig. 1.20). I dati pubblicati per gli $\bar{\nu}_\mu$ per 3.39×10^{20} pot invece, compatibili con i risultati di LSND (fig. 1.21) a causa dell'ancora insufficiente evidenza statistica, necessitano di ulteriori conferme.

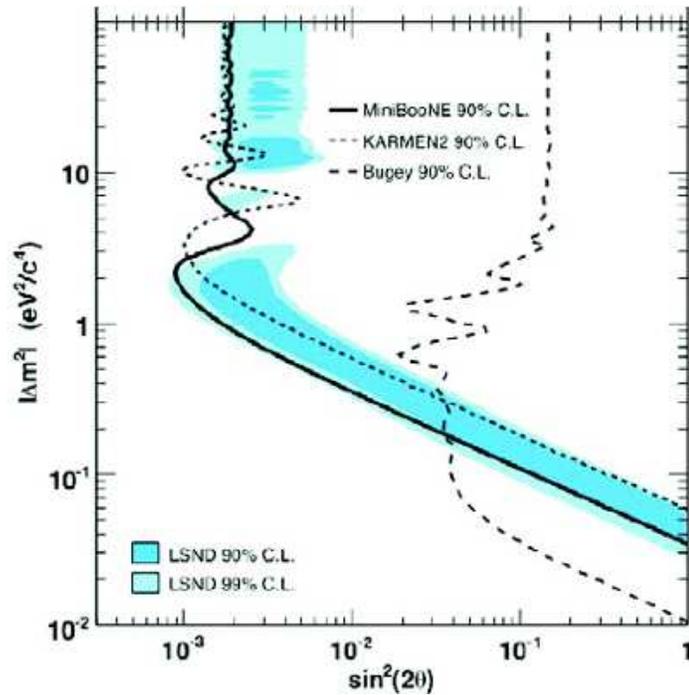


Figura 1.19: Regioni dei parametri di oscillazione permesse da LSND, a confronto con i risultati negativi di KARMEN2, Bugey e MiniBooNE al 90 % C.L.. Il plot di esclusione di MiniBooNE si riferisce a eventi di neutrini nella regione di energia $0.475 \div 3$ GeV per 6.04×10^{20} pot.

Il limite dell'esperimento MiniBooNE nella regione di bassa energia, strettamente legato all'utilizzo di un solo rivelatore, è quello di dipendere fortemente dalle simulazioni MonteCarlo per il calcolo dei flussi delle componenti del fascio, dei fondi da NC e delle sezioni d'urto di interazione; queste simulazioni sono basate su una conoscenza sperimentale de-

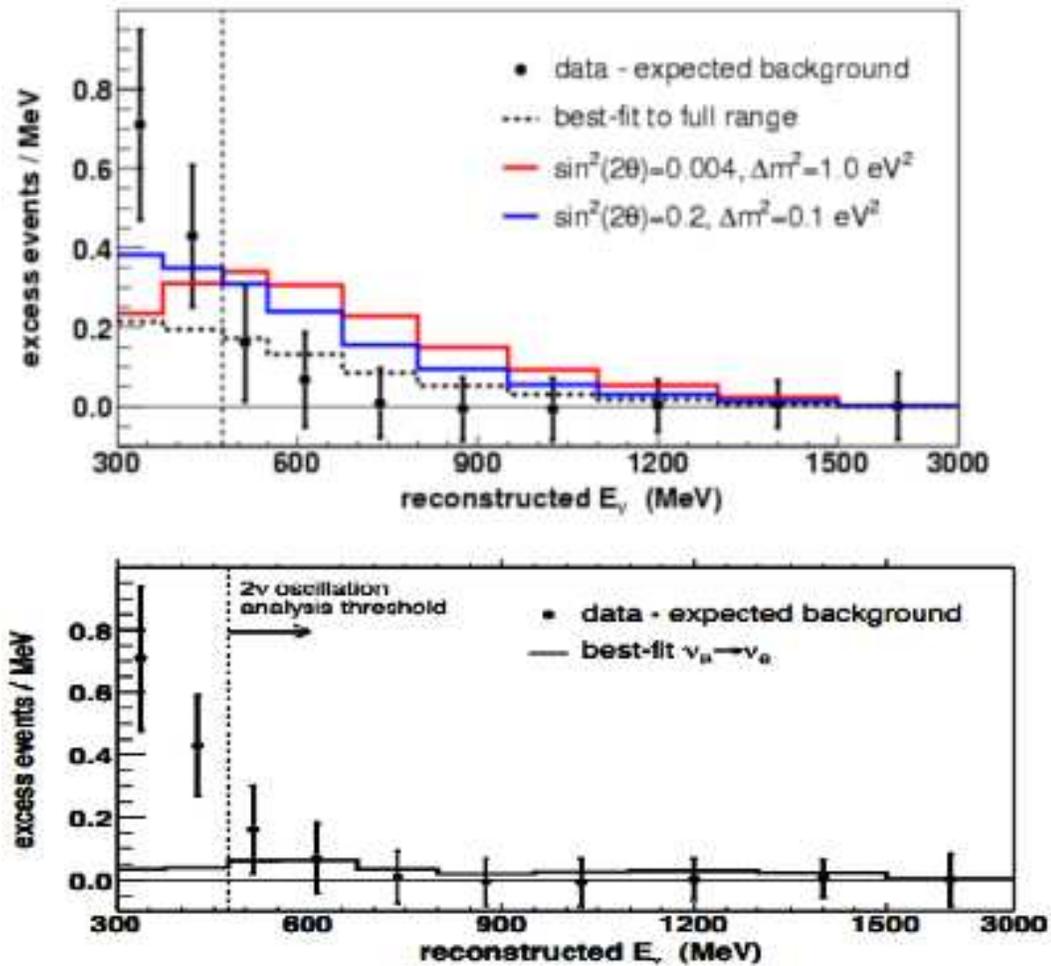


Figura 1.20: Risultato negativo di MiniBooNE sopra il taglio a 475 MeV (in alto) e evidenza 3.0σ nella regione di energia $200 \div 475$ MeV (in basso).

gli eventi di neutrino relativamente limitata. Il problema dei neutrini sterili, dunque, ad oggi non può considerarsi del tutto risolto, e richiede nuove misure, di cui si discuterà nel prossimo paragrafo.

1.2.4 Fit globali: come misurare i parametri mancanti

Tra le varie analisi globali ottenute da fit dei risultati sperimentali con modelli di oscillazione dei neutrini a tre sapori, due forniscono indicazioni in accordo con i risultati delle analisi a due sapori degli esperimenti e sono compatibili tra loro: Fogli [73]

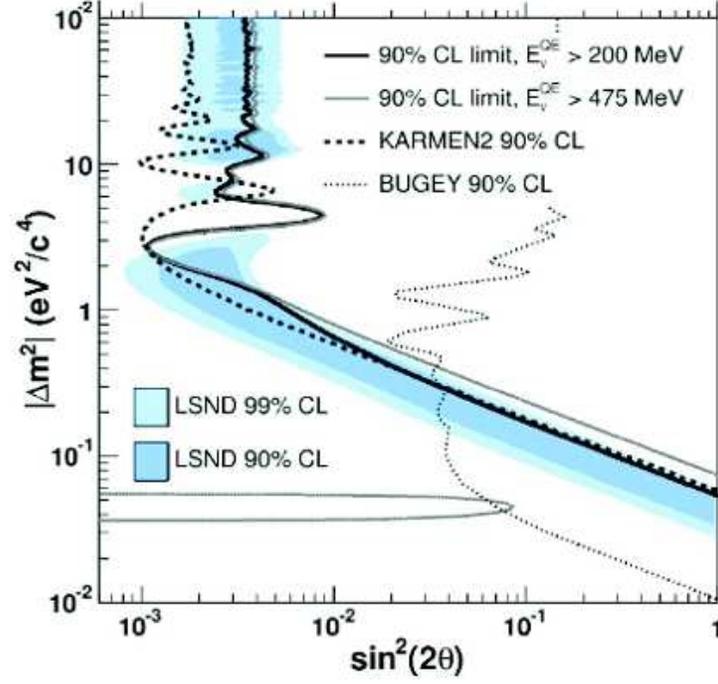


Figura 1.21: Regioni dei parametri di oscillazione permesse da LSND, a confronto con i risultati negativi di KARMEN2, Bugey e MiniBooNE al 90 % C.L.. Il plot di esclusione di MiniBooNE si riferisce a eventi di anti-neutrini per due soglie di energia, 0.475 GeV e 0.2 GeV, per 3.39×10^{20} pot.

$$\begin{aligned}
\sin^2\theta_{13} &= 0.9_{-0.9}^{+2.3} \times 10^{-2} \\
|\Delta m_{12}^2| &= 7.92_{-0.09}^{+0.09} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\
\sin^2\theta_{12} &= 0.314_{-0.15}^{+0.18} \\
|\Delta m_{23}^2| &= 2.4_{-0.26}^{+0.21} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\
\sin^2\theta_{23} &= 0.44_{-0.22}^{+0.41}
\end{aligned} \tag{1.44}$$

e Schwetz [74], che esclude dal fit $\sin^2\theta_{13}$, assumendolo ≤ 0.025 a 2σ C.L.:

$$\begin{aligned}
|\Delta m_{12}^2| &= 7.9_{-0.3}^{+0.3} \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \\
\sin^2\theta_{12} &= 0.30_{-0.07}^{+0.02} \\
|\Delta m_{23}^2| &= 2.5_{-0.25}^{+0.20} \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \\
\sin^2\theta_{23} &= 0.50_{-0.07}^{+0.08}.
\end{aligned}$$

Tre parametri delle oscillazioni di neutrino rimangono dunque ancora da determinare: l'angolo di mescolamento θ_{13} , la gerarchia di massa $\text{sign}(\Delta m_{23}^2)$ e la fase di violazione CP

δ_{CP} , oltre alla possibile esistenza di neutrini “sterili”. In particolare θ_{13} è il parametro chiave delle oscillazioni a 3 sapori, e regola al primo ordine tutti i processi che potrebbero contribuire alla misura degli altri due parametri; pertanto un valore relativamente grande di θ_{13} , come suggerito dall’analisi di Fogli (1.44), aprirebbe la possibilità di uno studio della violazione CP nel settore leptonic.

L’insieme di questi tre parametri può essere studiato con esperimenti di scomparsa di ν_e , come quelli ai reattori: l’espressione della probabilità di sopravvivenza (1.37) rende evidente il legame con θ_{13} , senza interferenze con gli altri due parametri δ_{CP} e $sign(\Delta m_{23}^2)$. Il rovescio della medaglia, tuttavia, è l’impossibilità, per questi esperimenti, di mettere in luce la violazione di CP o T. La strada che, ad oggi, sembra più percorribile è quella della ricerca delle oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ “sub-leading”. Secondo la (1.33) queste transizioni sono guidate dal termine solare, tuttavia per distanze di propagazione definite da Δm_{23}^2 diventa dominante il termine in θ_{13} (Fig. 1.22), almeno fintanto che $sin^2 2\theta_{13} > 10^{-3}$. L’unico svantaggio, in questo caso, è l’interferenza in $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ di δ_{CP} e $sign(\Delta m_{23}^2)$.

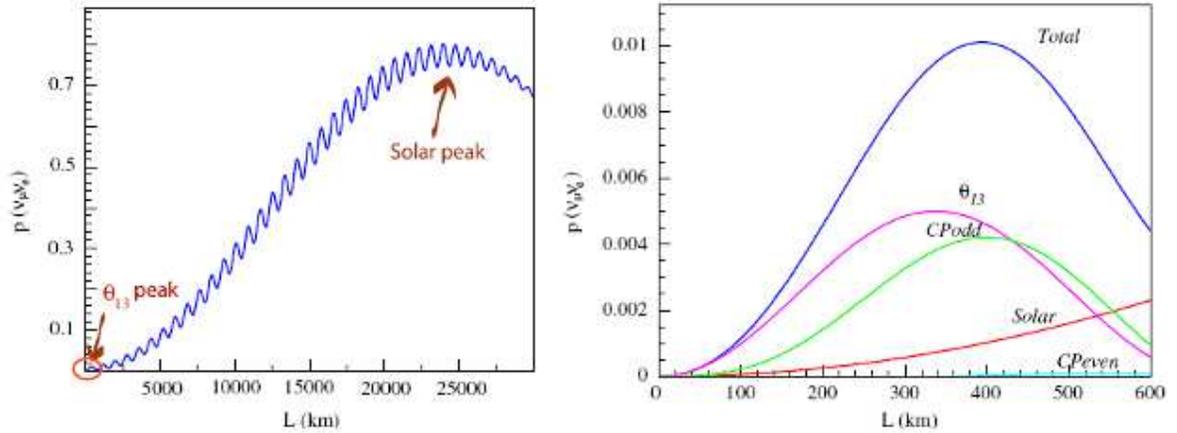


Figura 1.22: $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ in funzione della distanza di propagazione nel regime dei solari (sinistra, $\delta_{CP} = 0$) e in quello degli atmosferici (destra, $\delta_{CP} = -\pi/2$). Il calcolo è stato effettuato per neutrini monocromatici di 1 GeV con $sin^2 2\theta_{12} = 0.8$, $|\Delta m_{12}^2| = 7 \times 10^{-5} eV^2$ e $|\Delta m_{23}^2| = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$.

Come già anticipato, la misura di θ_{13} è prioritaria, mentre la ricerca della fase δ_{CP} richiederà ulteriori sforzi da un punto di vista sperimentale. Essa infatti passa attraverso la ricerca dell’asimmetria $A_{CP} = (P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)) / (P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e))$.

Lo studio dei neutrini provenienti dall'esplosione di una SuperNova offre, se rivelato, la prospettiva di misurare θ_{13} , in quanto il flusso di neutrini misurato sulla terra risulta modulato da θ_{13} in corrispondenza della regione di alta risonanza all'interno della stella:

$$P_H = \exp \left\{ -\frac{\pi}{12} \left[\frac{10^{10} \text{MeV}}{E} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{13}}{\cos^2 2\theta_{13}} \right) \left(\frac{|\Delta m_{32}^2|}{1 \text{eV}^2} C^{1/2} \right) \right]^{2/3} \right\} \quad (1.45)$$

dove il parametro C , che tiene conto della cattura degli elettroni durante il collasso della stella, è stimato essere nell'intervallo $[1,10]$ [82]. È certamente difficile fornire una dettagliata predizione della capacità di misura di θ_{13} in questo genere di esperimenti, visto il grande numero di parametri legati all'esplosione di una SuperNova e la mancanza di informazioni precise circa l'efficienza di identificazione dei canali di interazione dei neutrini degli attuali rivelatori. Sembra comunque plausibile che, in caso di esplosione di una SuperNova a 10 kpc di distanza, la combinazione dei segnali da vari rivelatori consenta di determinare θ_{13} fino circa a 1° ($\sin^2 2\theta_{13} = 1.2 \times 10^{-2}$).

È stato preso in considerazione anche il trizio quale sorgente di neutrini per esperimenti di scomparsa di ν_e : grazie al suo basso valore di energia di endpoint del decadimento β $E = 18.6$ KeV, infatti, la massima lunghezza di oscillazione sarebbe 9.2 m per $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{eV}^2$. Il progetto NOSTOS [83], basato su una sorgente di trizio particolarmente intensa circondata da una TPC sferica del raggio di 10 m riempita con Argon a 10 atm, prevede di raggiungere sensibilità in θ_{13} di poco migliori rispetto al limite attuale di CHOOZ. Un miglioramento di sensibilità potrebbe venire ottenuto sfruttando l'idea di Raghavan della cattura risonante in ${}^3\text{He}$ di anti-neutrini monoenergetici emessi nel decadimento β del trizio [84]; l'impressione, tuttavia, è che sia necessaria ancora una lunga fase di R&D per capire la fattibilità e la sensibilità di questo approccio sperimentale.

Le due strade più promettenti restano, comunque, quelle degli esperimenti ai reattori e agli acceleratori.

Esperimenti ai reattori

Diversi nuovi esperimenti, basati sulla misura del flusso di $\bar{\nu}_e$ per la ricerca dell'oscillazione in scomparsa, sono stati proposti (tabella 1.5). Caratteristiche comuni rispetto alla presente generazione di esperimenti ai reattori sono:

- maggiore potenza termica dei reattori, finalizzata alla riduzione degli errori statistici;
- configurazione con almeno due rivelatori (tipicamente uno vicino e uno lontano dalla sorgente), finalizzata alla riduzione di una parte della sistematica;
- maggiore schermo dai raggi cosmici per ridurre i fondi associati;
- migliori calibrazioni e monitor accurati.

Esperimento	Potenza [GW]	L vicino/lontano [m]	Profondità [MWE]	Massa [kt]	Limite [10^{-2}]	Tempo [anni]
ANGRA [85]	4.6	300/1500	250/2000	500	0.5	
DAYA BAY [86]	11.6	360(500)/1750	260/910	40	1	3
Double CHOOZ [87]	6.7	400/1067	115/300	10.2	3	5
KASKA [88]	24	350/1600	90/260	6	2	
RENO [89]	17.3	150/1500	230/675	20	2	3

Tabella 1.5: Principali proposte di futuri esperimenti ai reattori per la ricerca di θ_{13} .

In particolare Double CHOOZ [87], un rivelatore lontano a scintillatore liquido posizionato nel sito di CHOOZ (a ~ 1 km di distanza dai reattori ed una profondità di 300 MWE) ed uno identico vicino a 400 m di distanza dai reattori (profondità di 115 MWE), è previsto entrare in funzione nel 2011. L'obiettivo ambizioso è il contenimento dell'errore sistematico al 0.6%, per giungere ad una sensibilità su $\sin^2 2\theta_{13}$ dell'ordine di $2 \cdot 10^{-2}$ (Fig. 1.23).

L'esperimento DAYA BAY [86], invece, riceverà neutrini da due impianti nucleari, Daya Bay e LingAo, situati nel sud della Cina, distanti tra loro 1100 m, con in previsione l'aggiunta di un altro impianto, LingAo II, entro la fine del 2010. È costituito da tre rivelatori, due vicini e uno lontano, tutti a scintillatore liquido drogato con Gadolinio, che dovrebbero permettere una sensibilità in $\sin^2 2\theta_{13}$ dell'ordine di 10^{-2} (Fig. 1.23, destra) con un errore sistematico di 0.4%.

Esperimenti agli acceleratori

Gli esperimenti agli acceleratori sono basati sullo studio delle transizioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Data la complessità dell'espressione della probabilità di questa transizione (1.33), sarà molto

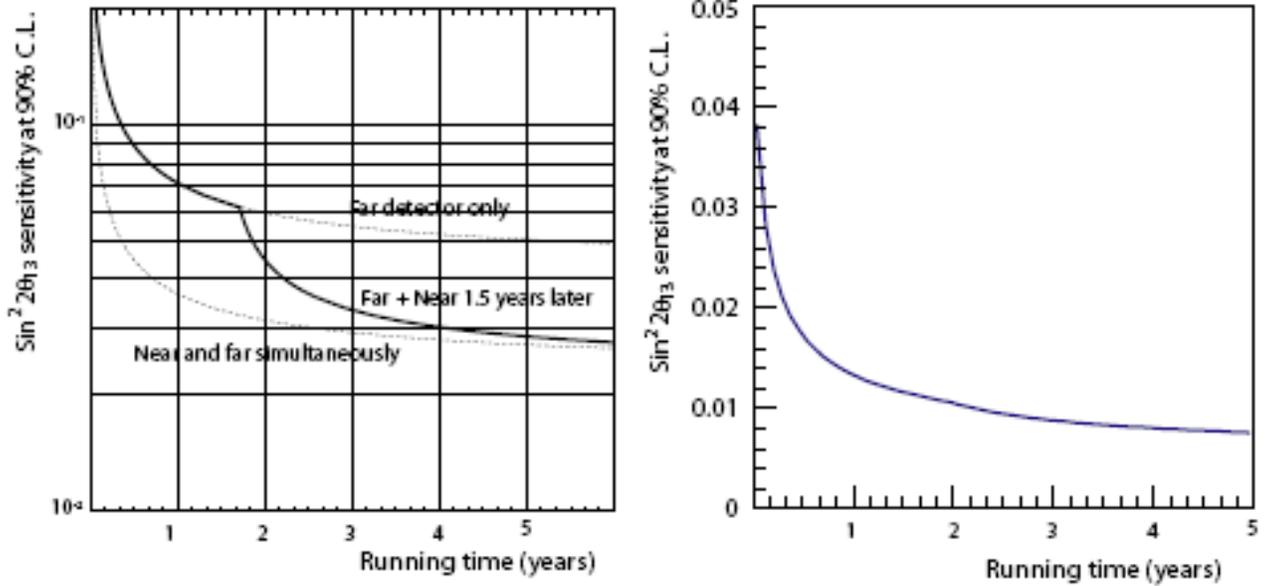


Figura 1.23: Curve di sensibilità al 90% C.L. degli esperimenti Double CHOOZ (sinistra) e DAYA BAY (destra), calcolate per $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} eV^2$.

difficile per gli esperimenti pioneristici estrarre senza ambiguità i valori dei parametri. Anzitutto per le correlazioni esistenti tra θ_{13} e δ_{CP} , ma anche perché, in assenza di informazioni su $sign(\Delta m_{23}^2)$ e sulla simmetria approssimativa $[\theta_{23}, \pi/2 - \theta_{23}]$ per l'angolo di mescolamento degli atmosferici, emergono soluzioni addizionali, per un totale di otto regioni permesse nello spazio dei parametri per $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ e $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ [90]. Per di più la comparsa di ν_e ha una probabilità, in base ai limiti di CHOOZ, inferiore al 10%. Ulteriori complicazioni nascono dalla contaminazione in ν_e dei fasci di ν_μ (dell'ordine dell'1% per i fasci convenzionali) e dai fondi di pioni neutri (sia in corrente neutra che in corrente carica) e di eventi di transizione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (quando l'energia del neutrino è superiore alla soglia di produzione dei τ , infatti, il 18% dei τ prodotti in interazioni di corrente carica dei ν_τ decade in elettrone).

Pertanto misure accurate di θ_{13} e δ_{CP} agli acceleratori richiedono [91, 92]:

1. fasci di neutrini con altissime prestazioni in termini di intensità, purezza e sistematiche associate;
2. rivelatori molto migliori rispetto a quelli attuali riguardo a massa, risoluzione e granularità;

3. misure accurate, da parte di esperimenti satelliti, della produzione di mesoni (per la conoscenza della composizione del fascio di neutrini), della sezione d'urto dei neutrini e della capacità di identificazione delle particelle.

Partendo da quest'ultimo punto, l'esperimento di adroproduzione HARP al CERN PS ha effettuato, nel 2001 e 2002, misure di sezione d'urto all'energia dei protoni e con materiale dei bersagli per gli esperimenti K2K e MiniBooNE, dando un contributo importante per la riduzione dei sistematici anche in prospettiva di nuovi tipi di fascio [93]. L'esperimento NA61 al CERN [94], inoltre, misurerà l'adroproduzione per l'assetto sperimentale di T2K, di cui si parlerà a breve.

Per quanto riguarda le limitazioni intrinseche dei fasci convenzionali, la soluzione sta nella selezione accurata, collimazione e accelerazione ad un'energia ben precisa delle particelle da cui i neutrini vengono prodotti. Ci sono molteplici opzioni per fasci di neutrini di nuova concezione, per le quali si delineano differenti scale temporali legate alle difficoltà tecniche di sviluppo e costruzione [91, 92].

Particolarmente interessante appare lo sviluppo dei "BetaBeams", fasci di soli ν_e (o $\bar{\nu}_e$) prodotti dal decadimento di ioni radioattivi pesanti precedentemente accelerati ad un valore γ prefissato. Al CERN si potrà beneficiare dell'esperienza sviluppata in occasione dei programmi di fisica degli ioni pesanti a Isolde e SPS; l'incremento richiesto dei flussi, di circa 3 ordini di grandezza, richiederà acceleratori di protoni con potenza ~ 0.4 MW, ma soprattutto nuovi bersagli, nuovi sistemi di accelerazione e raccolta degli ioni e un nuovo anello di decadimento [95].

Infine, un progetto ancora piú ambizioso è quello delle "Neutrino Factories", in cui intensi fasci di muoni devono essere raccolti, raffreddati, collimati, nuovamente accelerati ad un valore fissato di momento e immagazzinati in un anello di decadimento in cui vengano prodotti i neutrini (ν_e e $\bar{\nu}_\mu$) il cui spettro è completamente noto. La produzione di questi fasci di muoni richiede tuttavia lo sviluppo di nuova tecnologia per la quale è prevedibile una scala di tempi molto lunga [96].

La prospettiva piú concreta e a breve termine è quella dei "SuperBeams", sostanzialmente fasci convenzionali ottimizzati per queste misure:

- nuovi acceleratori di protoni ad alta potenza, superiore al MW;

- possibilità di regolare il rapporto L/E_ν in modo da esplorare la regione di Δm_{23}^2 nello spazio dei parametri indicata dai presenti esperimenti;
- fasci con spettri di energia ben definiti $E_\nu \sim 1-2$ GeV;
- minore contaminazione in ν_e dei fasci.

Un'interessante opzione per i SuperBeams è la possibilità di spostare di qualche grado la direzione dell'asse del fascio rispetto alla posizione del rivelatore lontano (“off-axis”). Fasci così ottenuti presentano spettri molto più definiti, con energia inferiore e con minore contaminazione in ν_e (Fig. 1.24).

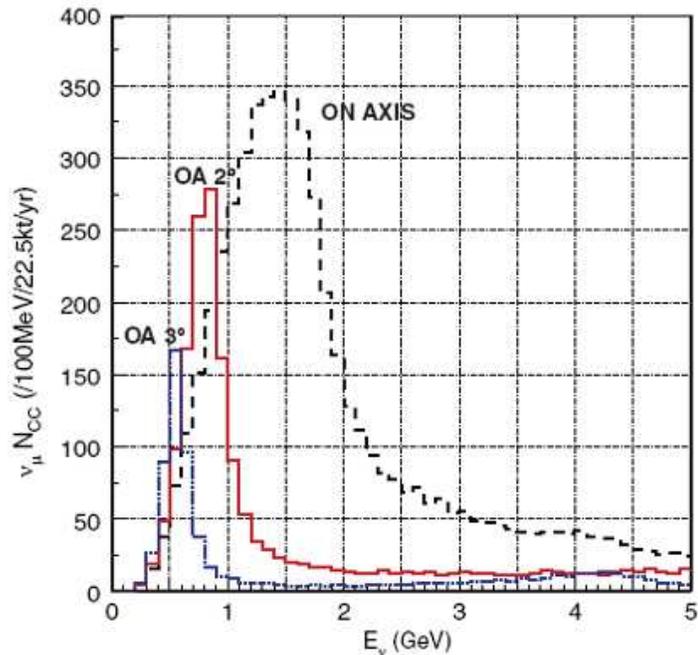


Figura 1.24: Esempio di spettro del fascio off-axis di T2K a 2° e 3° , confrontato con lo spettro on-axis dello stesso fascio.

L'esperimento T2K (Tokai-to Kamioka), che sta iniziando la presa dati, impiega un fascio di neutrini off-axis generato a partire dal fascio di protoni a 30 GeV di JPARC (Japan Proton Accelerator Research Complex), che è previsto raggiungere 0.7 MW di potenza. È costituito da due rivelatori vicini, uno on-axis e uno off-axis, ad una distanza di 280 m dalla sorgente, e un rivelatore off-axis (il rivelatore di SK), ad una distanza di 295 km dalla sorgente. In 5 anni di presa dati di questo esperimento è atteso raggiungere una sensibilità $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.006$ al 90% C.L. per $\delta_{CP} = 0$ [97], ovvero un fattore 20 migliore

rispetto ai limiti attuali (Fig. 1.25). T2K, inoltre, è atteso misurare anche $|\Delta m_{23}^2|$ e $\sin^2 2\theta_{23}$ con una precisione del 2%.

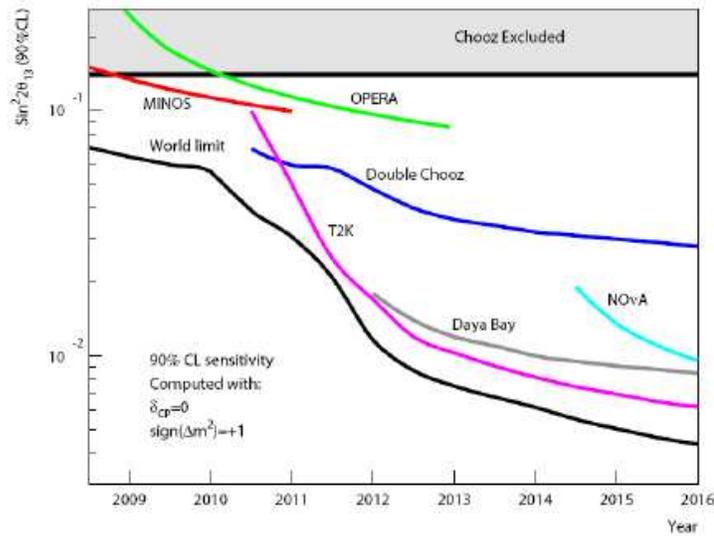


Figura 1.25: Evoluzione attesa della sensibilità in $\sin^2 2\theta_{13}$. In particolare va osservato il miglioramento atteso con T2K rispetto ai limiti attuali.

Il progetto NO ν A al FNAL [98] prevede di utilizzare il fascio NUMI ottimizzato ($E_\nu \sim 2$ GeV, contaminazione in $\nu_e < 0.5\%$) con due rivelatori a scintillatore liquido a struttura modulare posizionati ~ 15 mrad off-axis, uno vicino e uno a 810 km di distanza dalla sorgente. Con cinque anni di presa dati si propone di ottenere una sensibilità in $\sin^2 2\theta_{13}$ leggermente migliore rispetto a quella di T2K; un ulteriore fattore 2 in sensibilità è previsto per la seconda fase dell'esperimento, con la realizzazione di una nuova sorgente di protoni e conseguente incremento dell'intensità del fascio.

Un altro esperimento, su scale temporali paragonabili a quelle di NO ν A, è stato proposto [99] come sviluppo su grandi masse della tecnologia ad Argon liquido una volta che ICARUS-T600 ne avrà dimostrato la validità. Potrà essere utilizzato il fascio CNGS già esistente, ottimizzandone il bersaglio (più compatto e spesso) e l'ottica di focalizzazione (maggiore accettazione angolare degli "horn" nell'intervallo di energia dei pioni di $7 \div 20$ GeV) per le basse energie ed eventualmente con un incremento dell'attuale intensità (4.5×10^{19} p.o.t./anno a 400 GeV). Una TPC ad Argon liquido sarà posizionata ai LNGS, alla stessa distanza dalla sorgente di ICARUS-T600 (732 km) ma 10 km off-axis; dovrà avere una massa di almeno 20 Kt, e potrà essere realizzato con struttura modulare

(ciascun modulo di 5 Kt) sfruttando l'esperienza e la tecnologia di ICARUS-T600. La proposta originale prevedeva il posizionamento di questo rivelatore in un sito sotterraneo, in modo da poter studiare il decadimento del protone, i neutrini atmosferici, quelli solari e da SuperNova. Recentemente è stato discusso il collocamento del rivelatore off-axis ai LNGS in superficie mantenendo comunque invariata la sensibilità a θ_{13} [100] grazie all'utilizzo del segnale di radiofrequenza del fascio di protoni dell'SPS. Un'esposizione di 5 anni di MODULAR al nuovo fascio CNGS off-axis consentirebbe un sostanziale miglioramento, di quasi un ordine di grandezza, nella sensibilità in θ_{13} rispetto alle previsioni per T2K (Fig. 1.26); ulteriori miglioramenti potrebbero essere ottenuti replicando la struttura modulare del rivelatore per ottenere masse ancora più grandi.

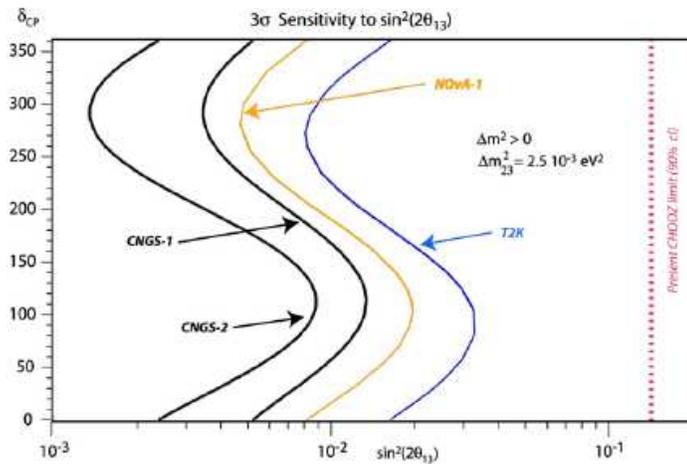


Figura 1.26: Confronto della sensibilità prevista a 3σ nel piano $\delta_{CP}, \sin^2 2\theta$ per 5 anni di presa dati di T2K, NO ν A e MODULAR; in particolare per quest'ultimo esperimento sono stati presi in considerazione due scenari con due differenti configurazioni di intensità del fascio CNGS (1.2×10^{20} p.o.t./anno e 4.33×10^{20} p.o.t./anno rispettivamente).

Infine alcuni esperimenti sono stati proposti per la soluzione del rimanente problema dei neutrini sterili, discusso nel precedente paragrafo. In particolare, in alternativa a MicroBooNE [101] e OscSNS [102], è stato proposto un esperimento al CERN-PS [103], basato sull'utilizzo di due TPC ad Argon liquido, una a 127 m e l'altra a 850 m dalla sorgente, per la rivelazione del segnale di ν_e (e $\bar{\nu}_e$). In queste due posizioni la distribuzione in energia dei ν_e dovrebbe essere, in assenza di oscillazione, estremamente simile; pertanto qualsiasi differenza nella distribuzione degli eventi che venisse rivelata sperimentalmente potrebbe essere direttamente attribuita ad anomalie tipo LSND, senza alcun bias sperimentale o

dovuto a scarsa conoscenza delle sezioni d'urto. In particolare va notato che le altissime prestazioni delle TPC ad Argon liquido in termini di risoluzione e discriminazione $e - \pi^0$ consentono una reiezione quasi totale dei fondi di NC senza perdita di efficienza nella rivelazione di ν_e .

Capitolo 2

Tecniche e apparati sperimentali.

Le LAr-TPC

Lo scenario attuale della fisica del neutrino precedentemente descritto mostra un'intensa attività di ricerca con sorgenti naturali, reattori nucleari e acceleratori di particelle focalizzata sulla fenomenologia delle oscillazioni dei neutrini. In particolare la misura dei vari parametri della matrice di mixing può dischiudere la possibilità di evidenziare, in un prossimo futuro, l'esistenza di una violazione di CP nei leptoni, un fenomeno di estremo interesse per la comprensione dell'universo e della sua genesi [104]. La realizzazione di un simile programma richiede nel contempo rivelatori di grande massa, dell'ordine delle centinaia di Kt, possibilmente schermati dalla radiazione cosmica, dotati di una buona granularità spaziale e risoluzione in energia in grado di ricercare la presenza di segnali rari quali ad esempio le oscillazioni subleading $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ relative all'angolo di mixing θ_{13} . Questi rivelatori dovranno misurare con grande efficienza ed accuratezza le particelle prodotte nelle interazioni dei neutrini, identificando gli elettroni e i muoni leading tra i pioni e i gamma generati nell'evento. In particolare, per la ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ in comparsa è indispensabile una buona capacità di separazione e/π^0 per distinguere il segnale dal fondo di NC.

L'utilizzo di rivelatori di grande massa offre nel contempo, se collocati in laboratori underground, la possibilità di indagare la stabilità della materia con la ricerca del decadimento del protone ed effettuare misure di fisica astroparticellare rilevando ad esempio il segnale dei neutrini cosmici emessi nell'esplosione di una supernova oltre che dei neutrini solari ed atmosferici.

Storicamente un ruolo di primo piano nella scoperta stessa delle oscillazioni dei neutrini è stato ricoperto dai rivelatori Čerenkov ad acqua: si tratta di una tecnologia sicuramente matura, che ha già ottenuto risultati straordinari, in primis con SK, e che può essere utilizzata con masse molto grandi (dell'ordine delle centinaia di Kt), sebbene la costruzione di un laboratorio sotterraneo di dimensioni adeguate costituisca di per sé una notevole sfida tecnologica. Per questo tipo di rivelatori la misura di eventi di energia $E \geq 2$ GeV, con molteplicità e topologia più complesse rispetto ai semplici eventi di interazione di neutrino quasi elastica (QE), risulta difficoltosa. Inoltre la capacità di misura dell'energia, basata sulla quantità totale di luce raccolta dai fotomoltiplicatori, si deteriora a causa della produzione di particelle “invisibili” in quanto neutre o sotto soglia Čerenkov.

Una tecnica alternativa è rappresentata dai rivelatori calorimetrici: MINOS ne è un esempio esistente, costituito da strati di materiale attivo (tipicamente scintillatore plastico) per la misura di traiettoria ed energia delle particelle alternati ad altri di ferro magnetizzato. Una variante, proposta per NO ν A, è quella di calorimetri costituiti interamente di materiale attivo (scintillatore liquido): in questo caso è possibile un campionamento continuo che migliora considerevolmente la granularità della ricostruzione degli eventi (0.15 lunghezza di radiazione X_0 per NO ν A da confrontare con 1.5 X_0 di MINOS). Tuttavia anche in un rivelatore di questo tipo la reiezione dei fondi di NC è difficoltosa, motivo per cui l'efficienza di misura delle oscillazioni subleading $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ è limitata al 24% [98].

La tecnica dei rivelatori TPC ad Argon liquido è molto promettente: l'idea, nata nel 1977 da una proposta di C. Rubbia [105], si prospetta come soluzione ottimale non solo per lo studio del neutrino e del decadimento del protone, ma anche per la ricerca di Materia Oscura. Il rivelatore ICARUS-T600 ai LNGS presenta un campionamento di 0.02 X_0 , che permette delle prestazioni nettamente superiori con efficienze di rivelazione dei segnali di $\nu_{eCC} \sim 90\%$ e una reiezione pressoché totale degli eventi di fondo di NC. Lo sviluppo, pertanto, di questa tecnica di rivelazione è estremamente interessante in quanto potrebbe permettere di raggiungere sensibilità superiori a quelle delle altre tecniche citate nella ricerca della fisica dei neutrini e della stabilità della materia con masse considerevolmente più piccole, come nel caso del progetto MODULAR [99].

2.1 LAr-TPC quarant'anni dopo Gargamelle: la rinascita delle Camere a Bolle per la fisica del neutrino.

Nei primi anni '70 la camera al Freon GARGAMELLE al CERN, nonostante la modesta massa sensibile (3 ton) rispetto a quella dei calorimetri elettronici ad essa contemporanei, ha contribuito in maniera essenziale alla scoperta delle Correnti Deboli Neutre e delle componenti Elettro-Deboli del Modello Standard [106]. Il successo delle Camere a Bolle è stato dettato principalmente dalla loro doppia funzione di bersaglio sufficientemente massivo e di rivelatore omogeneo in grado di fornire una ricostruzione completa degli eventi con ottima risoluzione spaziale ($\sim 100 \mu\text{m}$); in particolare quest'ultimo aspetto ha permesso di scoprire non solo nuove particelle ma addirittura eventi con topologie non previste teoricamente. Per contro, questa tecnica era piuttosto complicata: richiedeva infatti alte pressioni ed espansione meccanica, impediva di registrare gli eventi rapidamente e a tempi precisi, essendo praticamente impossibile una sincronizzazione automatica dell'acquisizione, e infine non consentiva la realizzazione su grandi volumi a causa delle limitazioni dovute all'ottica.

La naturale evoluzione delle Camere a Bolle è costituita dalle TPC ad Argon liquido (LAr-TPC). Servendosi di un mezzo omogeneo costantemente attivo, coniugano una visualizzazione dettagliata e tridimensionale dell'evento, propria delle Camere a Bolle, con la capacità di misurare l'energia attraverso la lettura elettronica del segnale, aprendo la strada all'utilizzo di sistemi automatici di trigger, acquisizione ed analisi dei dati (Fig. 2.1).

La scelta dell'Argon liquido deriva anzitutto dalla necessità di utilizzare un gas nobile, che è un materiale ideale per la rivelazione della radiazione di ionizzazione sotto molti aspetti: non è elettronegativo, è caratterizzato da elevata mobilità degli elettroni, è disponibile commercialmente, può venire purificato ed è inerte e non infiammabile (tabella 2.1 [107]). I processi indotti dal passaggio di particelle cariche in Argon sono essenzialmente la ionizzazione, con soglia $W_e = 23.6 \pm 0.3 \text{ eV}$, e la scintillazione, con soglia $W_\gamma = 19.5 \text{ eV}$, oltre all'emissione di luce Čerenkov nel caso di particelle relativistiche [108].

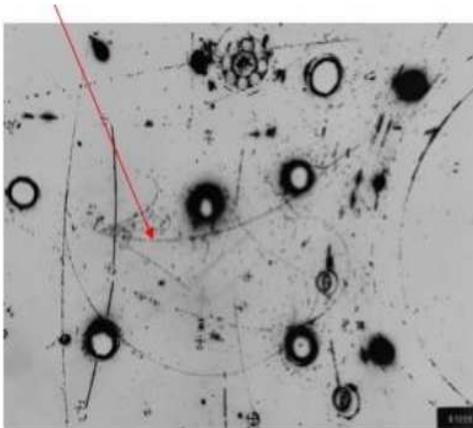
Materiale	Desità [g/cm ³]	dE/dx [MeV/cm]	Lunghezza di radiazione [cm]	Lunghezza di collisione [cm]	Punto di ebollizione [K]	Mobilità termica degli e ⁻ [cm ² /V · s]
Neon	1.2	1.4	24	80	27.1	
Argon	1.4	2.1	14	80	87.3	500
Krypton	2.4	3.0	4.9	29	120	1200
Xenon	3.0	3.8	2.8	34	165	2200

Tabella 2.1: Principali proprietà dei gas nobili liquidi interessanti per la rivelazione della radiazione di ionizzazione.

L'Argon liquido è completamente trasparente ai fotoni di scintillazione, emessi nelle frequenze dell'ultravioletto $\lambda = 128$ nm; la luce di scintillazione, pertanto, fornisce un segnale veloce (\sim pochi ns) che si presta ottimamente per la realizzazione di un trigger.

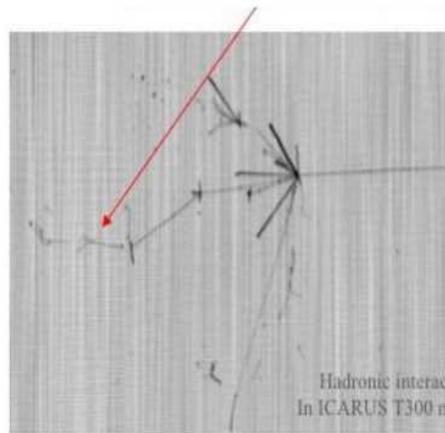
Il principio di raccolta degli elettroni di ionizzazione è sostanzialmente quello di un condensatore piano in cui l'Argon liquido funge da dielettrico (Fig. 2.2). Un sistema di elettrodi paralleli a distanza d l'uno dall'altro genera un campo elettrico E uniforme e perpendicolare ad essi, grazie al quale le N coppie ione-elettrone generate dal passaggio

Diametro della bolla: 3 mm



Gargamelle

Dimensione della bolla: 3 x 3 x 0.4 mm



Liquid Ar TPC

Figura 2.1: Confronto tra la risoluzione spaziale ottenuta nella Camera a Bolle Gargamelle (sinistra) con quella della TPC ad Argon liquido ICARUS (destra).

della particella ionizzante ($N \sim 9000$ al mm per m.i.p.) si separano e migrano lungo le linee del campo, in direzione dell'anodo e del catodo rispettivamente. La carica dQ indotta sull'anodo nel tempo dt

$$dQ = -dt \frac{Ne(v^+ + v^-)}{d} \quad (2.1)$$

dipende dalle velocità di deriva di ioni positivi ed elettroni, v^+ e v^- : poiché gli elettroni hanno una mobilità molto maggiore rispetto agli ioni $v^- \gg v^+$ ($v^-/E \sim 500 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $v^+/E \sim 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$), la corrente che si instaura nel condensatore è dovuta solo alle cariche negative, mentre il contributo degli ioni diventa trascurabile. Non tutta la carica persa dalla particella per ionizzazione viene raccolta sui piani di fili: infatti gli elettroni liberi risentono del campo Coulombiano generato dagli ioni e sono quindi soggetti ad un processo di ricombinazione la cui entità dipende dal dE/dx e dal valore del campo elettrico. In particolare in ICARUS-T600 la ricombinazione al valore nominale del campo $E = 500 \text{ V/cm}$ riduce il segnale di particelle al minimo della ionizzazione al 70 % [110]. La ricostruzione geometrica delle tracce è basata sulla combinazione delle coordinate della proiezione della traccia sul piano anodico con il tempo di deriva degli elettroni; una ricostruzione tridimensionale completa, pertanto richiede che l'anodo sia costituito da due o più piani di fili paralleli, ma con diversa orientazione tra un piano e l'altro. La lettura elettronica dei piani intermedi (*Induzione*) avviene sfruttando solo la carica indotta dagli elettroni di deriva in avvicinamento e poi in allontanamento, mentre la carica

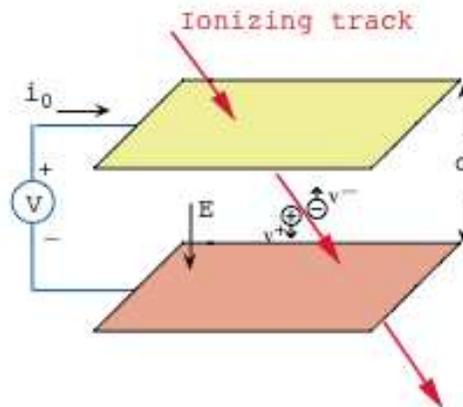


Figura 2.2: Schema del meccanismo di ionizzazione in una TPC.

viene interamente raccolta solo sull'ultimo piano (*Collezione*, fig. 2.3). La condizione di trasparenza di ogni piano intermedio agli elettroni di deriva è assicurata se i valori dei campi elettrici E_1 e E_2 nelle regioni precedente e successiva al piano soddisfano la condizione:

$$\frac{E_2}{E_1} > \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad (2.2)$$

in cui $\rho = \frac{2\pi r}{p}$, essendo r il raggio dei fili e p il passo (distanza tra fili adiacenti): la trasparenza migliora al crescere di questo rapporto, a scapito però dell'altezza del segnale nel piano intermedio. Grazie a questa struttura, inoltre, ogni piano scherma elettrostaticamente quello successivo, rendendolo sensibile solamente alla carica che transita nel volume compreso tra i due e garantendo così un segnale più breve e con una forma indipendente dal punto di ionizzazione.

È dunque di primaria importanza rendere il cammino di deriva degli elettroni il più lungo e dritto possibile, il che è reso però difficile da alcune limitazioni pratiche.

1. La velocità di deriva degli elettroni non può essere aumentata a piacere in quanto

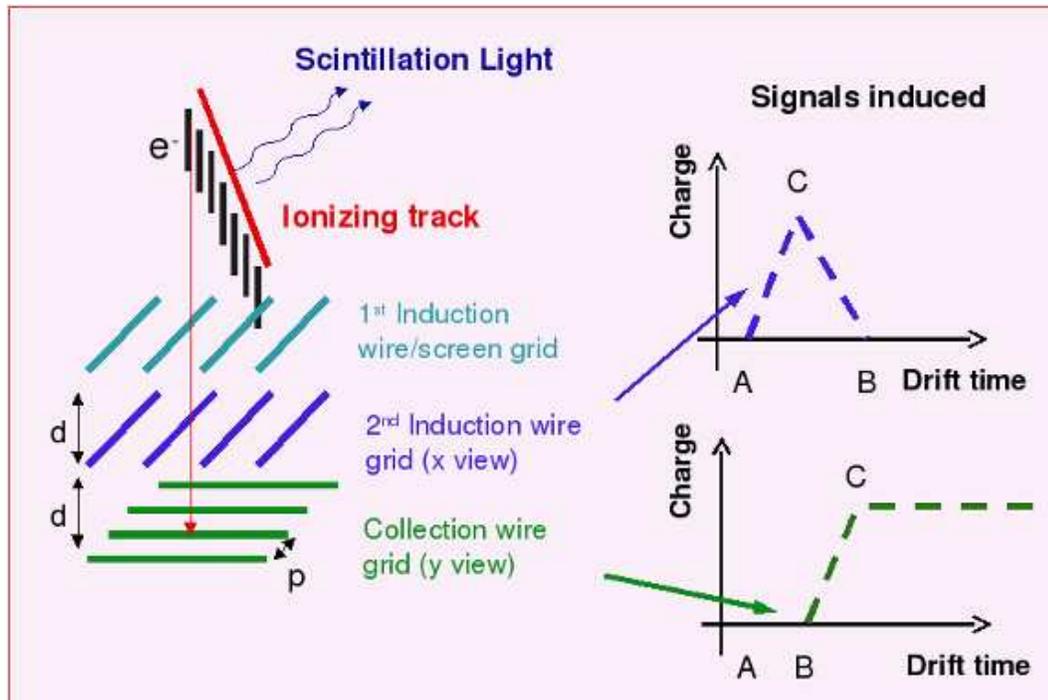


Figura 2.3: Schema di generazione del segnale sui piani anodici di una LAr-TPC: in particolare si può osservare la lettura non distruttiva dei piani intermedi (Induzione).

con l'aumentare del campo elettrico subentra un regime di saturazione (fig. 2.4) in quanto gli elettroni non sono più termalizzati; inoltre la realizzazione di campi elettrici di tali intensità (~ 500 V/cm) su grandi distanze richiede valori di tensioni da applicare al catodo molto elevati (75 kV per distanze di deriva di 1.5 m).

2. Gli elettroni sono soggetti ad un processo di diffusione coulombiana nella direzione trasversale a quella di deriva, che allarga la forma gaussiana della deposizione di carica $\sigma_D(t) = \sqrt{2 \cdot D \cdot t}$, dove il coefficiente di diffusione $D = 4.0 \pm 0.2$ cm²/s per campi elettrici di 500 V/cm.
3. Gli elettroni possono essere assorbiti da varie impurezze elettronegative presenti nell'Argon liquido ad una temperatura $T = 89$ K, soprattutto H₂O e CO₂ (molecole polari) e O₂ (molecola di per sè elettronegativa per la struttura degli orbitali elettronici), e di conseguenza il segnale degli elettroni si riduce esponenzialmente propagandosi nell'Argon liquido. Una vita media degli elettroni dell'ordine di 10⁻³ s richiede una concentrazione di O₂ equivalente dell'ordine di 1 parte su 10¹⁰, valore inferiore rispetto a quello del LAr commerciale di circa quattro ordini di grandezza.

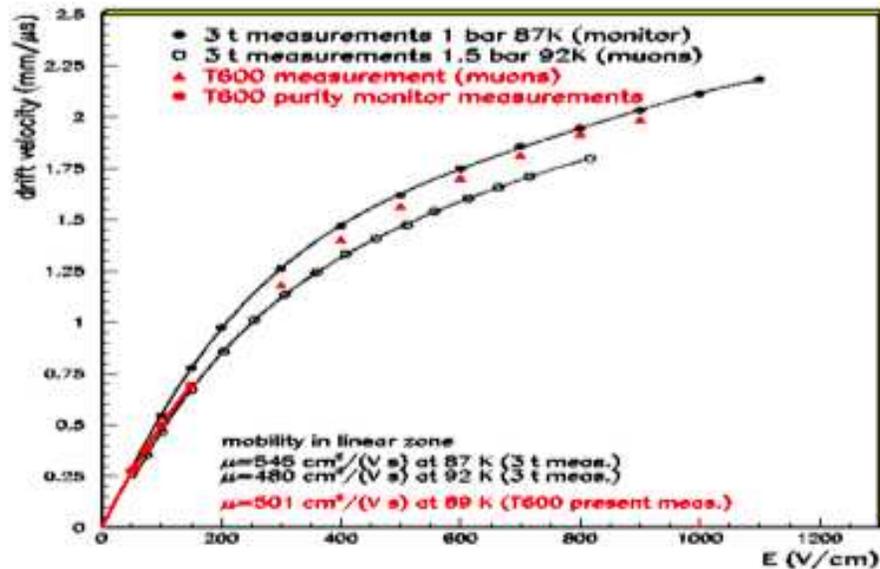


Figura 2.4: Andamento della velocità di deriva degli elettroni in Argon liquido in funzione del valore del campo elettrico.

È pertanto necessario adottare accurate procedure di riempimento combinate a sofisticati sistemi di ricircolo, utilizzando filtri basati su processi fisici di assorbimento per l'intrappolamento di acqua e anidride carbonica (HydrosorbTM) e filtri basati su processi chimici di ossidazione per l'eliminazione dell'ossigeno (Oxysorb^{TM1}). Con una piccola test-facility ai LNL (§2.3) è stata recentemente dimostrata la possibilità di raggiungere una vita media degli elettroni di deriva in Argon liquido $\tau \sim 20$ ms (15 parti per trilione di O₂ equivalente) [116], aprendo la strada alla progettazione di rivelatori di dimensioni ancora maggiori.

Infine va osservato che, contrariamente alle Multi-Wire Proportional Chamber (MWPC), ai Tubi a Streamer e alle TPC a gas, la carica che raggiunge i fili, proporzionale alla ionizzazione primaria, non viene in alcun modo moltiplicata, per cui è cruciale l'utilizzo di elettronica a basso rumore. In ICARUS-T600 per una particella al minimo della ionizzazione, che genera 20000 elettroni su fili con passo 3 mm, il livello di rumore è risultato pari a 1200 elettroni [108].

2.2 ICARUS-T600 ai LNGS: la prima grande LAr-TPC

Lo sviluppo e studio di fattibilità della tecnica delle LAr-TPC iniziarono nel 1987, con la realizzazione e messa in funzione al CERN di una piccola LAr-TPC, con una distanza di deriva di 24 cm [111], dedicata a prove di lettura non distruttiva della carica su un piano di Induzione. Tra il 1991 e il 1996 sempre al CERN venne costruito un prototipo di 3 t [112], con cui venne verificata la stabilità del rivelatore a lungo termine e nel quale venne per la prima volta applicata la ricostruzione tridimensionale degli eventi a partire dai segnali raccolti sui singoli piani di fili.

L'esperimento ICARUS-T600 ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (fig. 2.5), che prevede un ampio programma di ricerca nell'ambito della fisica del neutrino e della stabilità della materia con una LAr-TPC di 735 t di Argon liquido (§3.1), è stato approvato e finanziato dall'INFN nel 1996. Il rivelatore è stato costruito tra il 1997 e il 2002, incluse le fasi di realizzazione dei prototipi e di test. In particolare, tra il 1997 e il 1999 al

¹Oxysorb e Hydrosorb sono marchi registrati da Messer Group [109].

CERN sono stati misurati alcuni eventi di neutrino dal fascio WANF con un prototipo di 50 l ed una lunghezza di deriva di 50 cm [113], utili soprattutto per l'ottimizzazione dell'elettronica di lettura; nel 1999-2000 è stato realizzato un prototipo industriale di 10 m³ [114] per i test delle soluzioni industriali definitive per la meccanica delle camere a fili e l'elettronica di lettura.



Figura 2.5: Fotografia di ICARUS-T600, installato nella Hall B dei LNGS.

2.2.1 Struttura del rivelatore

ICARUS-T600 è un grande criostato contenente 735 tonnellate di Argon liquido (LAr) alla temperatura di $(89 \pm 1)K$, di cui 476 tonnellate di massa sensibile per la rivelazione. È composto da due semi-moduli indipendenti in Alluminio (T300) a forma di parallelepipedo delle dimensioni $3.6 \times 4.3 \times 19.3$ m (fig. 2.6).

Il mantenimento della temperatura dell'Argon liquido stabile e uniforme entro 1 K, necessario per evitare variazioni della velocità di deriva degli elettroni oltre all'instaurarsi

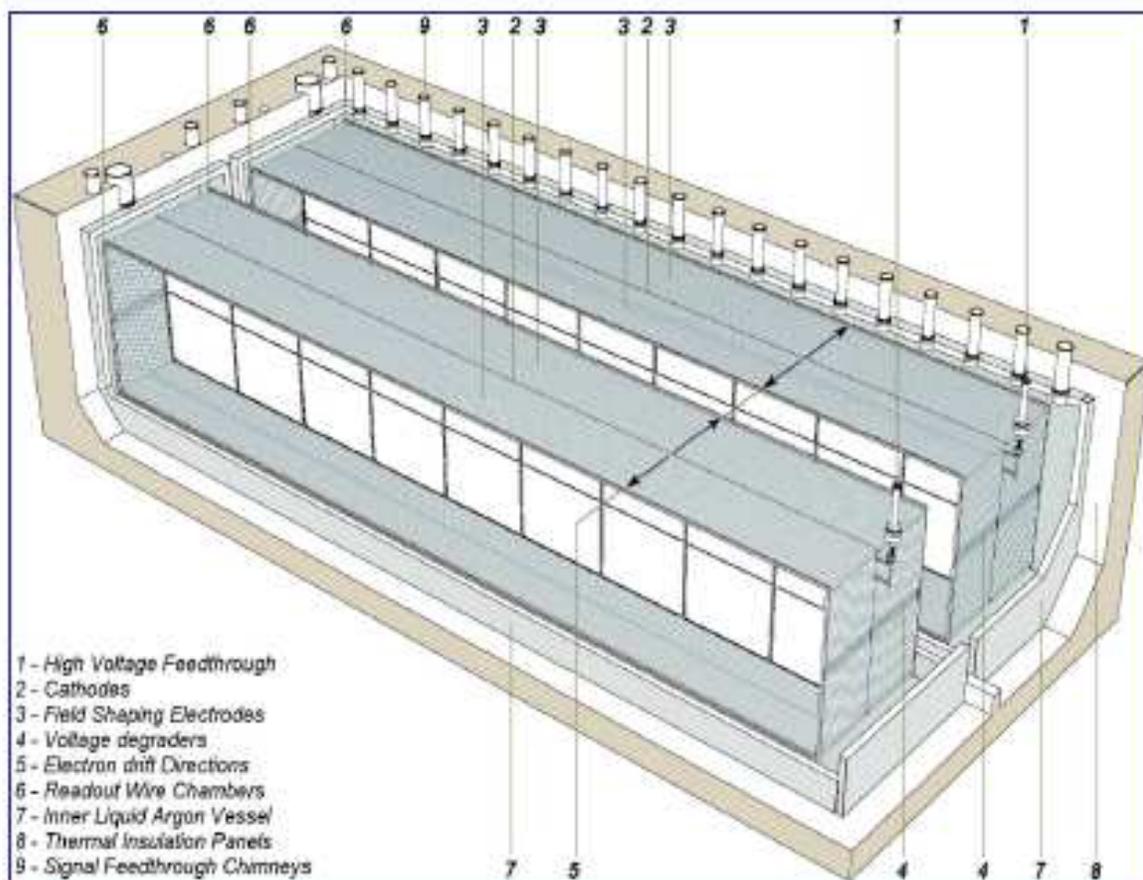


Figura 2.6: Schema generale della struttura di ICARUS-T600. Per la struttura interna delle camere TPC si veda fig. 2.10

di estesi moti convettivi, è reso possibile da un accurato sistema di isolamento termico. I due semimoduli T300 sono alloggiati in una vasca di contenimento a tenuta stagna, realizzata da pannelli cavi sotto vuoto in Alluminio dello spessore di 43.5 cm, riempiti da strati di *Nomex* a nido d'ape per garantire la resistenza meccanica alla pressione atmosferica. Nell'intercapedine tra il corpo freddo e la vasca è inserita una struttura di schermi freddi all'interno dei quali viene fatto circolare Azoto liquido (con una velocità di 600 kg/h) e gassoso (con una velocità di 30 m³/h). L'utilizzo di una miscela delle fasi liquida e gassosa in equilibrio termodinamico da un lato assicura una perfetta uniformità termica e dall'altro consente di far circolare masse molto minori rispetto al caso di un circuito interamente ad azoto liquido. La parete interna del nido d'ape di isolamento è quindi fredda mentre quella esterna è a temperatura ambiente. Il sistema di ricircolo dell'Azoto (fig. 2.7) si serve di 4 unità di riliquefazione, due dewar di stoccaggio (uno, da 30 m³, posizionato sopra il rivelatore ed un altro, piú piccolo, posizionato a terra) ed un separatore di fase. Il rivelatore è avvolto da un grigliato metallico di protezione ed è montato su supporti antisismici e a bassa trasmissione di calore. L'esperienza di messa in funzione di un T300 a Pavia ha permesso di stimare il consumo dovuto alle perdite di calore in $\sim 10 \text{ W/m}^2$, pari circa a un terzo del consumo totale del rivelatore (il maggiore contributo viene dai sistemi di ricircolo) [108].

La purificazione dell'Argon liquido è garantita da un sistema di due unità, poste in serie, ciascuna costituita da quattro cartucce in parallelo riempite per 1/3 di Hydrosorb e 2/3 di Oxysorb e immerse in un bagno di Azoto liquido per prevenire l'evaporazione dell'Argon (che ridurrebbe di molto la velocità di flusso). È stato realizzato un doppio sistema di ricircolo dell'Argon, in fase sia liquida (velocità nominale 2.5 m³/h) che gassosa (velocità nominale 25 m³/h). Il primo viene utilizzato solo durante le fasi iniziali per raggiungere in tempi rapidi la purezza necessaria dell'Argon liquido (fig.2.8): l'Argon, spinto da una pompa attraverso le unità di purificazione, viene poi reintrodotta alla base del dewar vicino alla parete frontale. L'Argon gas (GAr) viene raccolto alla base dei camini, ricondensato in riliquefattori ad Azoto liquido, trasportato attraverso il sistema di purificazione e reintrodotta nel dewar.

Il funzionamento del rivelatore richiede un costante controllo del suo comportamento meccanico e termodinamico, che è ottenuto con vari misuratori di livello, di posizione delle

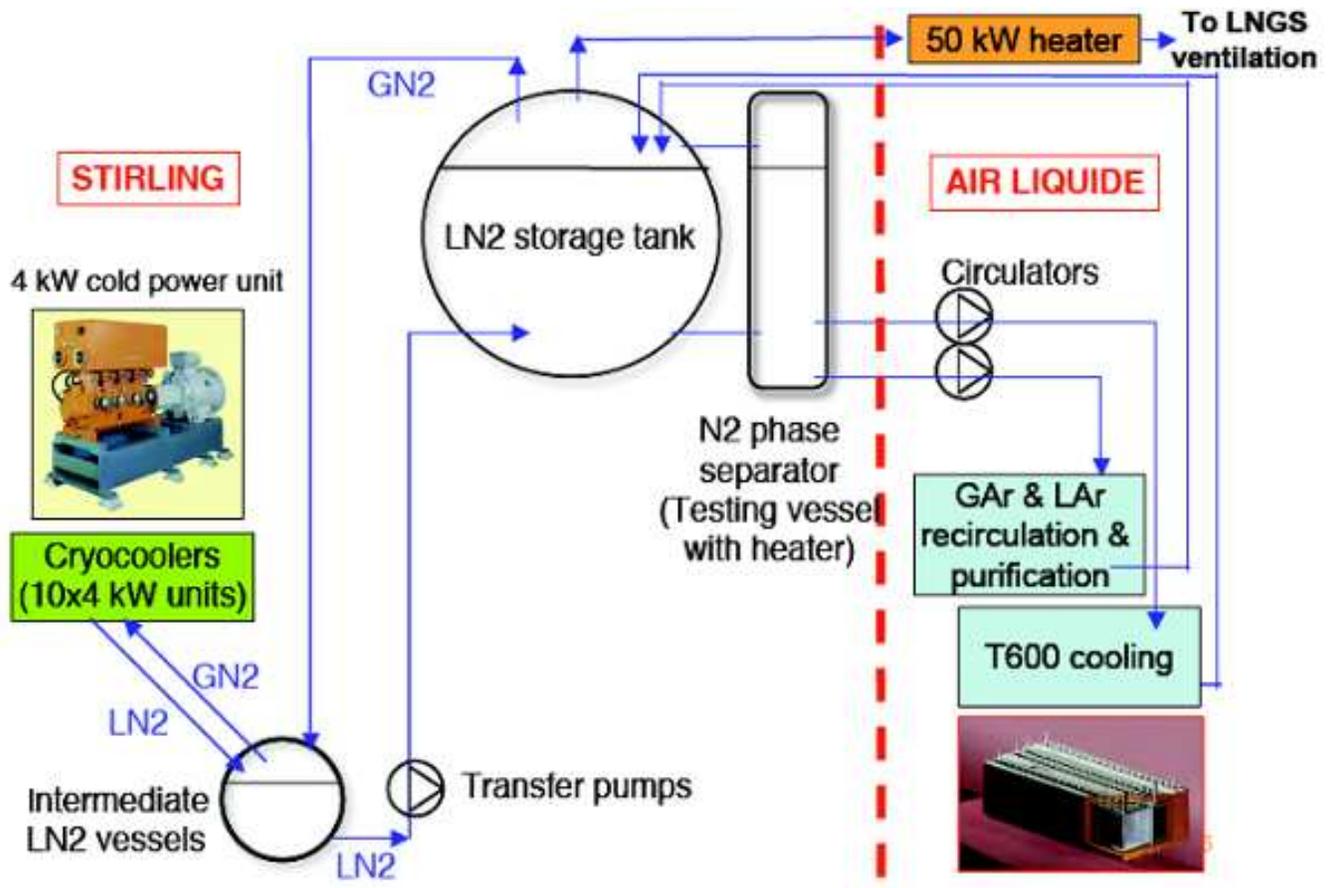


Figura 2.7: Principio di funzionamento del sistema criogenico di ricircolo dell'Azoto liquido.

pareti e di tensione dei fili e con 30 resistori in platino per la misura della temperatura.

Ogni semimodulo T300 ospita due TPC separate da un catodo comune, per un totale di quattro camere (fig. 2.10), le cui caratteristiche sono riassunte in tab. 2.2.

L'anodo di ciascuna TPC è costituito da tre piani di fili paralleli al piano catodico centrale, ad una distanza di 3 mm l'uno dall'altro. I fili di acciaio inossidabile AISI 304V presentano un diametro di $150 \mu\text{m}$ e lunghezza compresa tra 9.42 e 0.49 m, la tensione nominale scelta è 12 N (5 N per i fili piú lunghi), sufficiente per evitare la formazione di sagitte. I fili del primo piano sono orizzontali, mentre quelli degli altri due piani formano angoli di $\pm 60^\circ$; sono tutti equispaziati, con passo di 3 mm, per un totale di 53248 fili. Il catodo, posizionato al centro del T300 ad una distanza di 1.5 m dai fili stessi pari alla massima lunghezza di drift, è costituito da pannelli di acciaio inossidabile forati che ga-

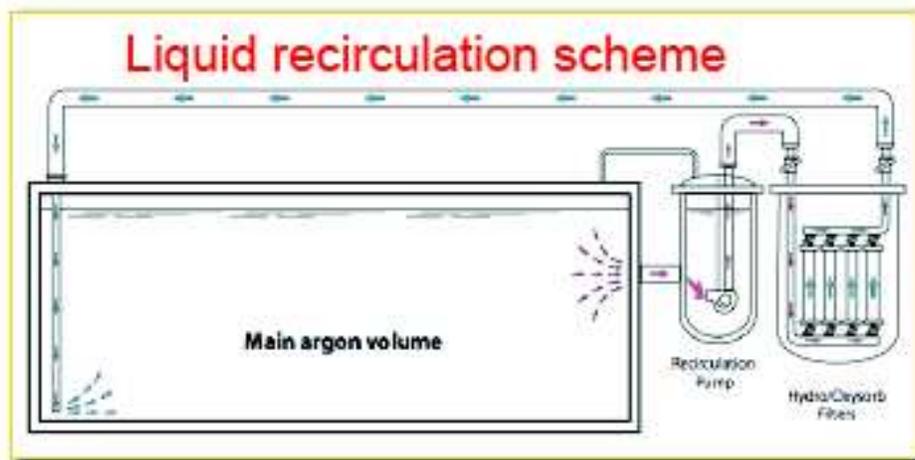
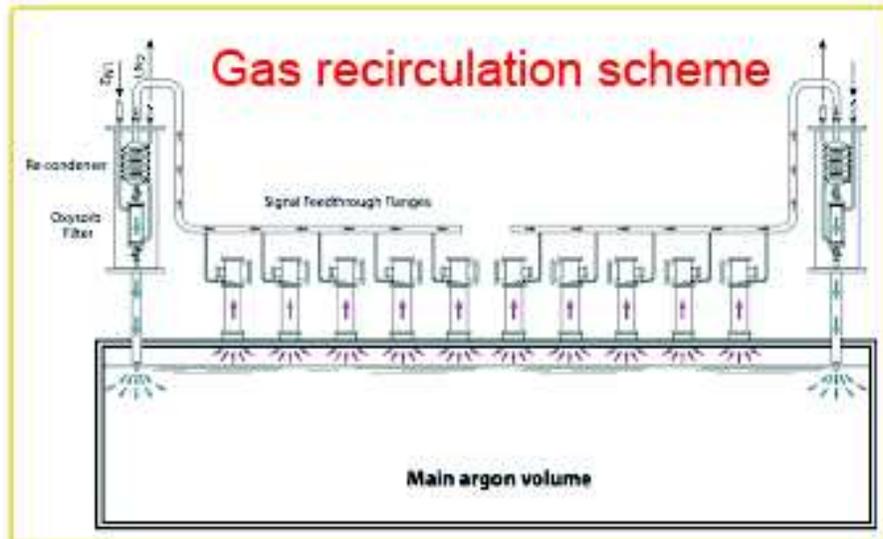


Figura 2.8: Schema del sistema di ricircolo in ICARUS-T600 per Argon in fase gassosa (in alto) e liquida (in basso).

antiscono una trasparenza ottica del 58 % per la luce di scintillazione tra le due regioni di drift. La polarizzazione è assicurata da un sistema di HV che genera un campo elettrico di intensità 500 V/cm, uniforme e perpendicolare ai fili, ai quali vengono quindi applicati potenziali elettrici di -220 V (Induzione 1), 0 V (Induzione 2) e +280 V (Collezione), per ottimizzare la trasparenza secondo la (2.2). Il volume attivo è delimitato da 29 elettrodi rettangolari a forma di anello delle dimensioni di $18.1 \times 3.2 \text{ m}^2$ opportunamente polarizzati a potenziali decrescenti dal catodo verso il primo piano dell'anodo, in modo da garantire l'uniformità del campo nella direzione di deriva.

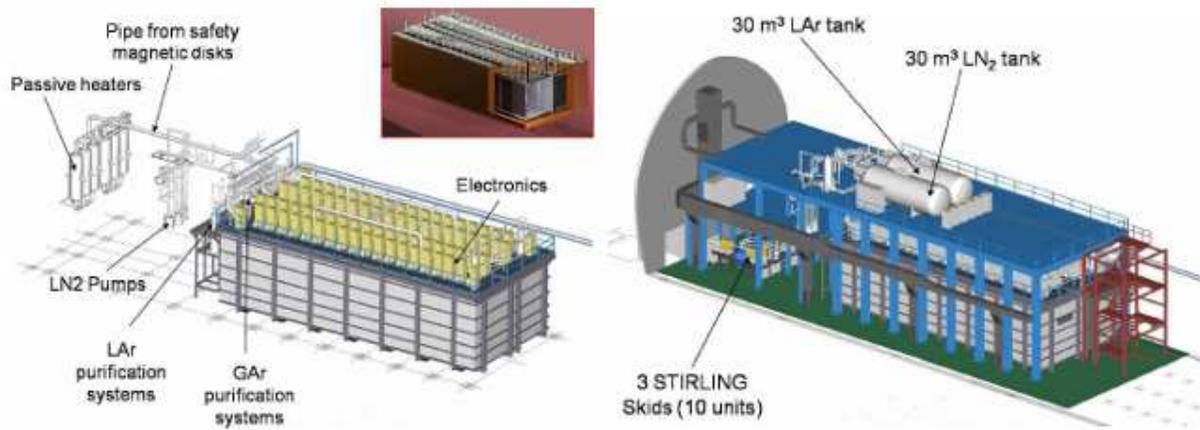


Figura 2.9: Schemi del sistema criogenico.

Per raccogliere la luce di scintillazione nel rivelatore sono stati immersi 74 fotomoltiplicatori (PMT) 9357 FLA, disposti dietro ai fili anodici, 20 nel primo semimodulo e 54 nel secondo (fig. 4.5), con diametro della finestra di vetro di 20.3 cm e lunghezza 29.3 cm. Questi PMT sono stati sviluppati in collaborazione con la Electron Tube Limited in modo che il fotocatodo fosse efficiente anche in condizioni criogeniche critiche quali la temperatura dell'Argon liquido [115]. La finestra di vetro dei PMT non è trasparente alla luce di scintillazione emessa in Argon liquido ($\lambda = 128$ nm, nella regione di spettro dell'ultravioletto). È stato pertanto necessario rivestire tutti i PMT con un sottile strato di "wavelength shifter": tra i possibili candidati riportati in letteratura è stato scelto il TPB (tetrafenil-butadiene), che ha permesso di ottenere un'efficienza quantica complessiva del sistema PMT + wavelength shifter superiore all' 8 %² (tabella 2.3).

Nel lato superiore del rivelatore sono collocati 88 *camini* (di diametro 20 cm e 25 cm), ciascuno dei quali ospita da 2 a 4 flange (fig. 2.12) per il ricircolo (sia liquido che gassoso) dell'Argon, per l'estrazione dei segnali delle TPC e dei PMT, per la distribuzione e lettura dei test-pulse e per la lettura ed alimentazione dei sensori (fibre ottiche per i monitor di purezza e connessioni per i misuratori di livello e temperatura).

Lo schema elettronico di front-end (fig. 2.13) è organizzato, per ogni semimodulo T300, in un totale di 48 unità: 8 per la lettura dei fili orizzontali e 40 per quella dei fili inclinati (di cui 4 dedicate alla lettura dei fili di lunghezza decrescente negli angoli del rivelatore).

²successivi sviluppi hanno permesso di arrivare ad efficienze dell'ordine del 20 %.

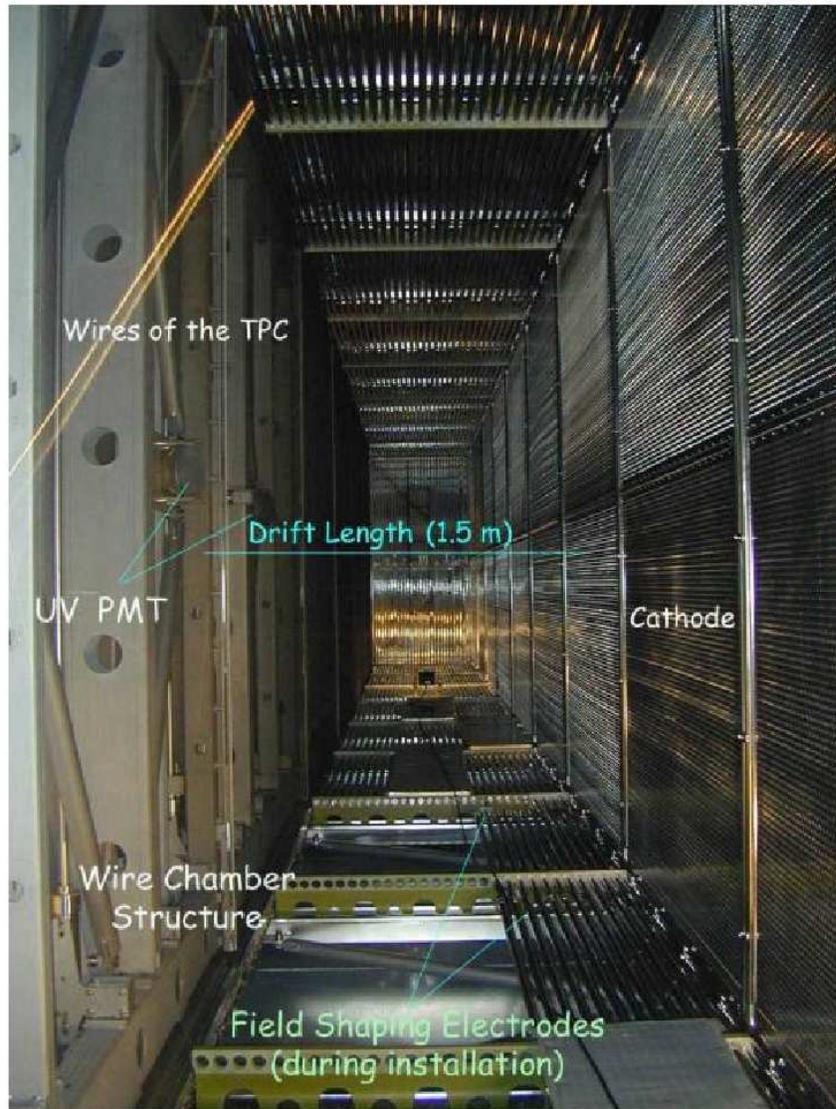
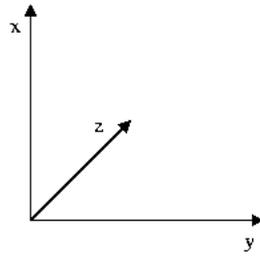


Figura 2.10: Fotografia dall'interno del modulo T300 che costituisce uno dei due semi-moduli di cui si compone il rivelatore ICARUS. L'asse z individua la direzione del fascio CNGS.

Numero di camere di lettura	4
Numero di piani di fili per camera	3
Orientazione dei fili rispetto all'orizzontale	$0^\circ, \pm 60^\circ$
Spaziatura dei fili	3 mm
Lunghezza dei fili:	
fili orizzontali	9.40 m
fili a $\pm 60^\circ$	3.77 m
fili a $\pm 60^\circ$ ai margini delle camere	da 0.24 a 3.77 m
Diametro dei fili	150 μm
Tensione nominale dei fili	12 N
Numero di fili per camera:	
orizzontali	2112
$\pm 60^\circ$	2×5728
totale	13568
Numero totale di fili	54272
Massima distanza di deriva	1.50 m
Massimo tempo di deriva a 500 V/cm	1.0 ms
Distanza tra le race tracks	50 mm
Numero di race tracks sul volume sensibile	29
Volume sensibile per una camera:	
<i>lunghezza</i> \times <i>larghezza</i> \times <i>altezza</i>	$17.9 \times 1.5 \times 3.1 \text{ m}^3$

Tabella 2.2: Parametri principali del rivelatore T600 di ICARUS [108].

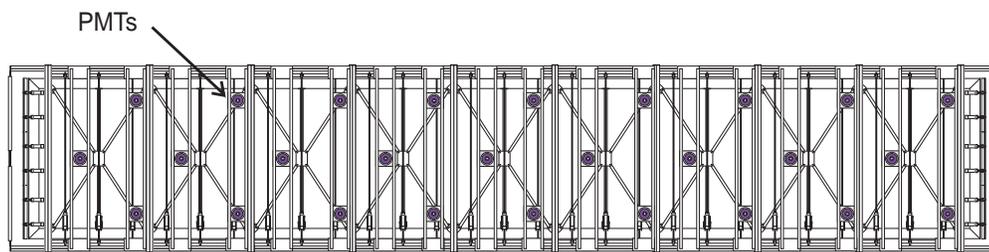


Figura 2.11: Posizione dei fotomoltiplicatori in ciascuna camera TPC del secondo semimodulo.

Lunghezza e diametro	293 mm e 203 mm
Dimensione del catodo	190 mm
Risposta spettrale	300-500 nm
Dinodi	12LF CsSb
Frequenza di rumore	1500 Hz
Tempo di salita e FWHM	5 ns e 8 ns
Guadagno massimo	5×10^7
Efficienza quantica complessiva	$\geq 8 \%$
HV di funzionamento	1200 V

Tabella 2.3: Principali caratteristiche dei PMT 9357FLA installati in ICARUS-T600.

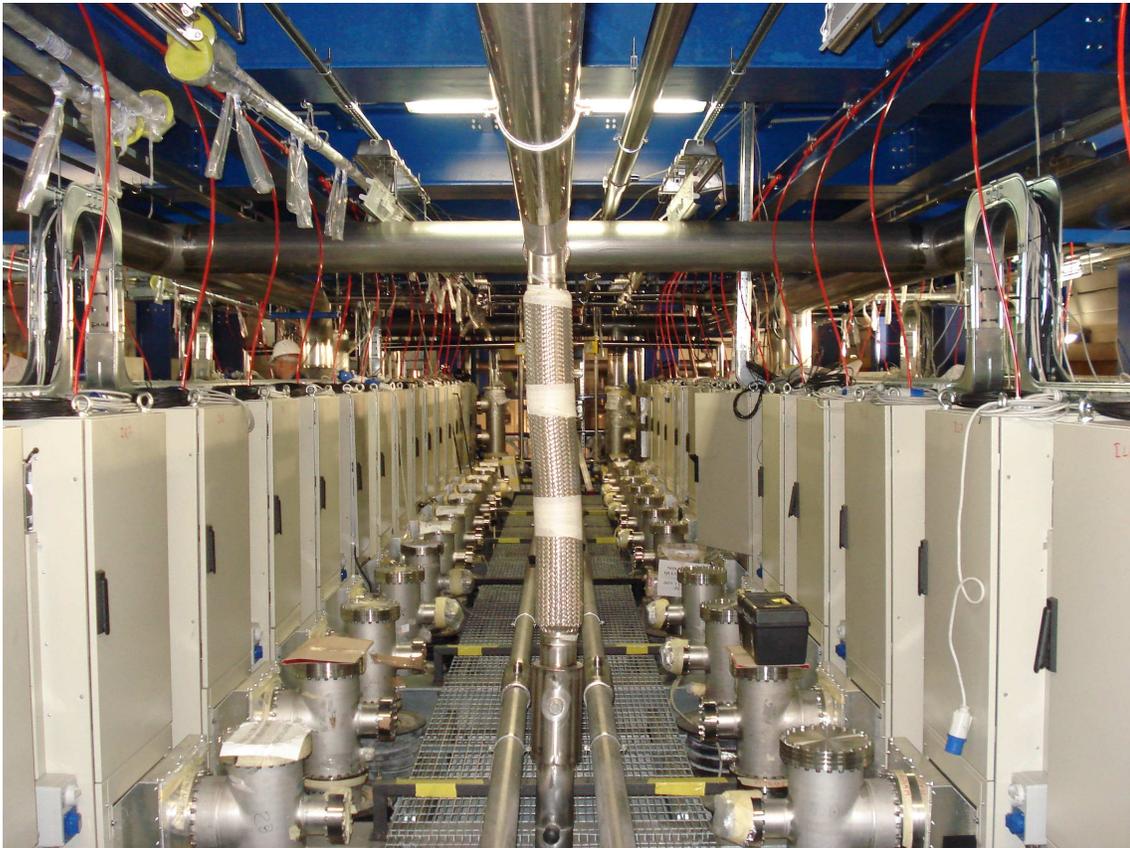


Figura 2.12: Fotografia del lato superiore del T600: sono visibili i camini e gli armadi contenenti l'elettronica di front-end.

Ciascuna di esse ospita un modulo analogico con 18 schede di disaccoppiamento e 18 schede analogiche, uno digitale con 18 schede digitali nonché le relative alimentazioni e i sistemi di controllo o monitor:

1. la scheda di disaccoppiamento (CAEN-A764) riceve 32 segnali analogici dai fili della TPC (bipolari nel caso di fili dal piano di Induzione 2, altrimenti unipolari) e li disaccoppia per mezzo di un condensatore da 4.7 nF , e distribuisce i segnali di test;
2. la scheda analogica (CAEN-V791) ospita i pre-amplificatori per i 32 segnali, scansionati da due convertitori Analogico/Digitali (flash ADC a 10 bit) che operano ad una frequenza di 40 MHz, campionando quindi ciascun ingresso, trattato con un multiplexer 16:1, ad una frequenza di 2.5 MHz (ovvero ogni 400 ns);
3. la scheda digitale (CAEN-V789) legge i dati digitalizzati degli ADC e li scrive in una memoria multi-evento (Multi Event Buffer, MEB), utilizzando una logica di trigger programmabile.

Piú precisamente sono state realizzate due versioni differenti della scheda analogica (fig. 2.14):

1. la CAEN-V791C, utilizzata per la lettura dei segnali di Collezione, produce in uscita segnali la cui ampiezza è proporzionale alla corrente sui fili, essendo la costante di tempo di feedback dell'amplificatore ($1.6 \mu\text{s}$) piccola rispetto alla durata tipica del segnale sui fili;
2. la CAEN-V791Q, utilizzata per la lettura dei segnali di Induzione, produce in uscita segnali la cui ampiezza è proporzionale alla carica indotta sui fili, essendo la costante di tempo di feedback dell'amplificatore ($100 \mu\text{s}$) grande rispetto alla durata tipica del segnale sui fili.

2.2.2 Test in superficie

Nel 2001 un semimodulo T300 è stato completamente installato in superficie a Pavia e messo in funzione per un totale di 68 giorni di presa dati. Questo test si è rivelato di fondamentale importanza per la dimostrazione non solo della possibilità di realizzazione della tecnica su grandi scale ma anche delle straordinarie qualità di “imaging” di questo

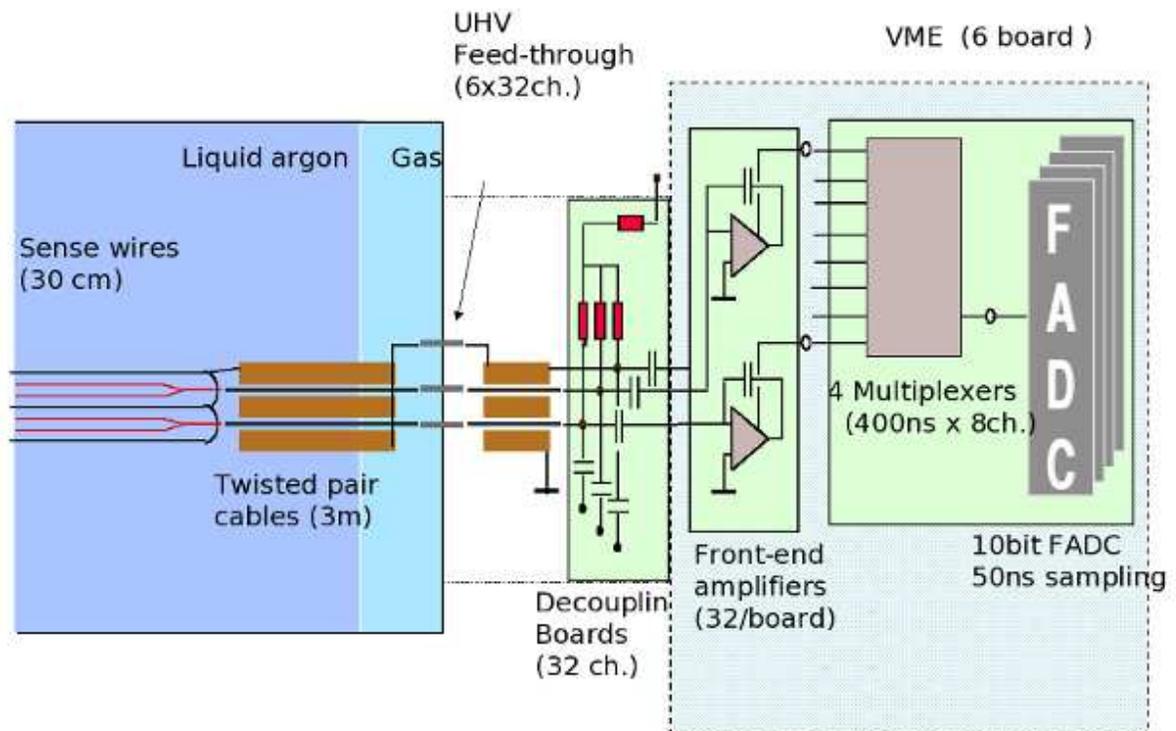


Figura 2.13: Schema complessivo dell'elettronica di front-end.

tipo di rivelatori. Gli eventi raccolti (alcuni esempi sono riportati in fig. 2.15) sono stati utilizzati per verificare le potenzialità delle ricostruzioni geometrica e calorimetrica: la risoluzione spaziale è risultata $\sim 150 \mu\text{m}$, mentre quella energetica $\sigma(E)/E$ è stata misurata pari a $11\%/\sqrt{E}[\text{MeV}]$ per gli elettroni di bassa energia, $3\%/\sqrt{E}[\text{GeV}]$ per gli sciami elettromagnetici e $30\%/\sqrt{E}[\text{GeV}]$ per gli sciami adronici.

2.2.3 Installazione e commissioning del rivelatore al Gran Sasso

In seguito alle vicende dell'esperimento Borexino, che hanno richiesto la riorganizzazione interna dei Laboratori sotterranei e la messa in sicurezza delle sale sperimentali, le attività di ICARUS-T600 ai LNGS hanno potuto iniziare non prima del Dicembre 2004, con il trasferimento dei due semimoduli T300 da Pavia. Ne è seguita la costruzione della struttura di supporto e dei pannelli di isolamento, che si è conclusa nel Giugno del 2007, con la definitiva messa in posizione dei criostati.

La messa in opera è quindi proseguita con la realizzazione del sistema criogenico,

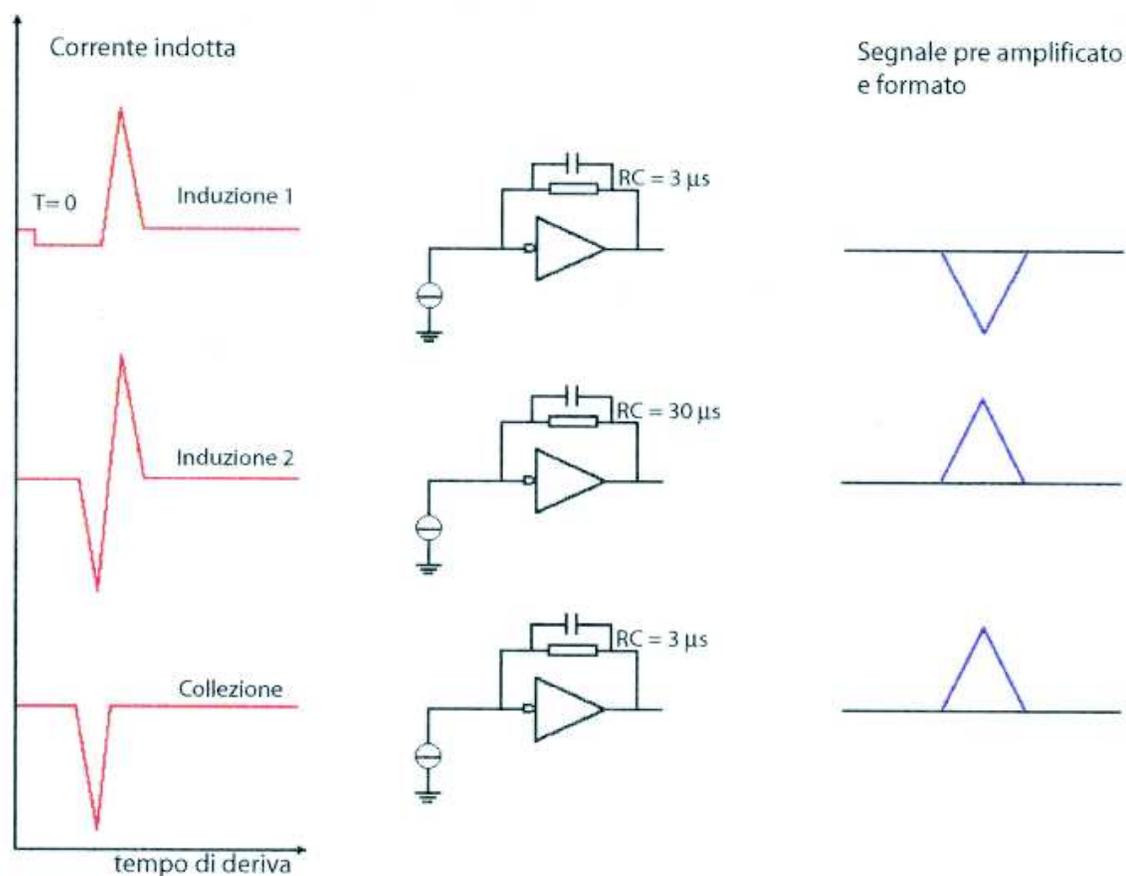


Figura 2.14: Schema del funzionamento delle schede analogiche V791.

affidata alle Compagnie AirLiquide e Stirling, e l'installazione dell'elettronica di lettura, da parte della Collaborazione. L'installazione del sistema criogenico si è prolungata fino a Marzo 2009 a causa di un'impedenza troppo alta riscontrata nel circuito di raffreddamento, che ha richiesto la riprogettazione e la ricostruzione del circuito stesso, con l'inserimento di due pompe ausiliarie. Da Aprile 2009 l'intero sistema funziona con continuità ed efficienza ed i collaudi hanno dimostrato affidabilità e idonea ridondanza.

La prima tappa dell'installazione dell'elettronica è consistita nel posizionamento dei passanti per i cavi segnale (18 connettori per 32 segnali ciascuno) e per i test-pulse (8 canali coassiali con connettori SMA). Originariamente sono stati impiegati quelli già utilizzati a Pavia, progettati dalla Collaborazione e costruiti e testati dalla "DG-Technology"

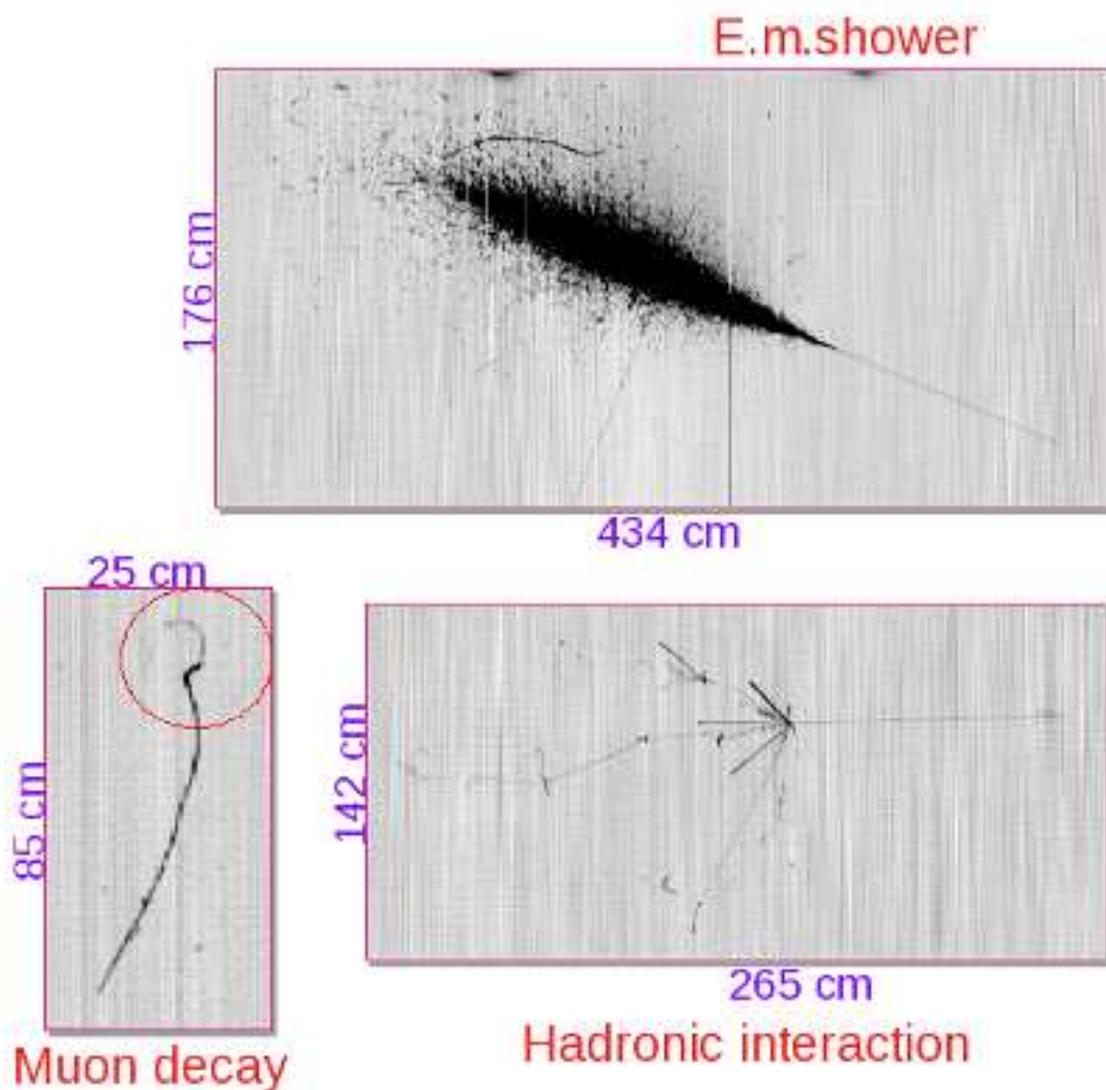


Figura 2.15: Alcuni esempi di eventi raccolti con il T300 nella presa dati di test a Pavia nel 2001: uno sciame elettromagnetico (in alto), un decadimento di muone (in basso a sinistra) e un'interazione adronica (in basso a destra).

di Parma (fig. 2.16 a sinistra). Dopo l'installazione, i test di tenuta dei volumi, effettuati arricchendo in Argon per oltre il 50% l'atmosfera interna e portando i criostati in sovra-pressione ($\Delta p = 50 \div 100$ mbar), hanno evidenziato problemi di tenuta su oltre la metà delle flange. È stato pertanto necessario ricorrere alla sostituzione di tutti i passanti con altri di nuovo tipo (fig. 2.16 a destra) progettati dall'INFN-Padova, costituiti da un sandwich di strati di circuiti stampati (PCB) irrigiditi da lame in fibra di carbonio: i

PCB interni hanno fori passanti metallizzati, mentre i due esterni hanno fori metallizzati ciechi connessi coi passanti interni disassati, garantendo in questo modo una tenuta molto migliore.

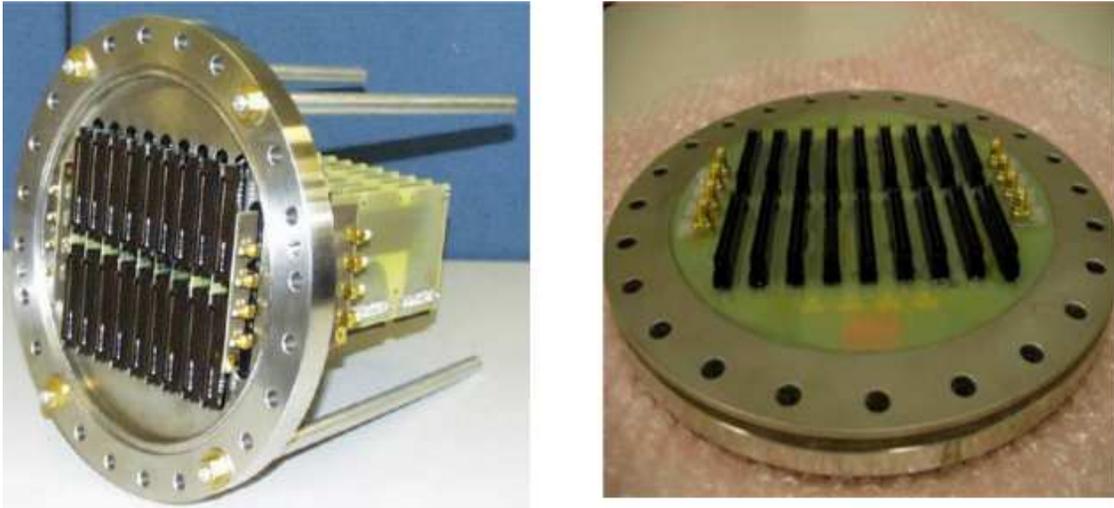


Figura 2.16: Fotografia dei passanti di vecchio tipo (a sinistra) e di nuovo tipo (a destra). Nel disegno iniziale i circuiti stampati con due connettori per parte erano inseriti in 9 fenditure sul corpo d'acciaio e tenuti in posizione da una colata di STYCAST.

Attualmente tutti i rack sono in posizione, collegati e correttamente funzionanti. È stato inoltre completato il cablaggio necessario per la distribuzione dei segnali di clock, enable e trigger della TPC, e sono stati messi a punto e verificati i collegamenti tra la sala di controllo e il rivelatore. In particolare la verifica del funzionamento del DAQ è stata eseguita con run di test pulse, utilizzati anche per una prima equalizzazione dei singoli canali dell'elettronica.

Durante uno dei sopralluoghi per controllare lo stato di ICARUS-T600, compiuto il 12/13 Maggio 2009 dopo l'evento sismico del 6 Aprile 2009, è stata osservata la deformazione della parte inferiore di un pannello esterno di coibentazione, dietro la griglia della parete nord, dovuta a un non corretto inserimento del materiale isolante. Nonostante questa deformazione non abbia comportato nessuna perdita di vuoto, dopo un'attenta valutazione del problema si è deciso di intervenire sull'intero pannello, utilizzando un nuovo materiale isolante (*Divinycell*, fig. 2.17, a destra), che non dovrebbe influire sul consumo complessivo del rivelatore.

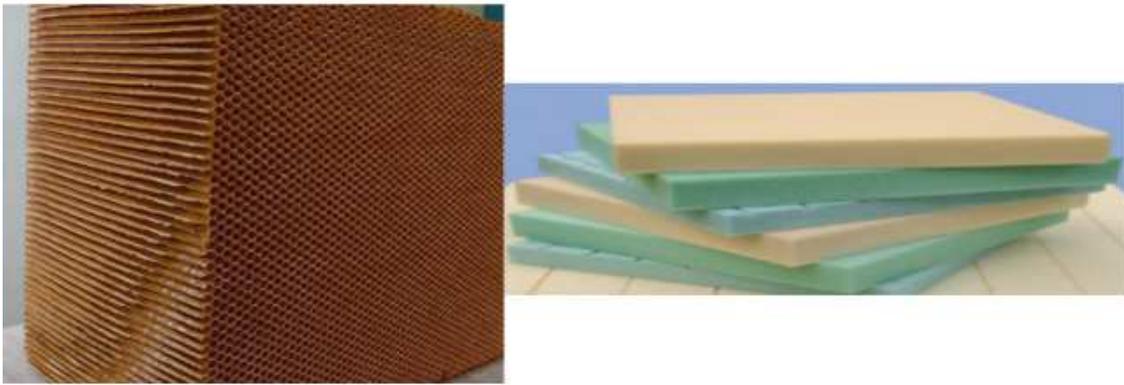


Figura 2.17: Fotografia dei materiali isolanti utilizzati in ICARUS-T600: Nomex (a sinistra) e Divinycell (a destra).

Nel Novembre 2009 è iniziato il procedimento di messa in vuoto dei due criostati, realizzato tramite 4 stazioni di pompaggio montate su altrettanti camini. Ogni unità è costituita da una pompa Varian Dry Scroll DS600 (7 l/s) per realizzare il vuoto primario (0.1 mbar), una pompa turbo molecolare Varian Turbo-V 1000HT (1000 l/s) per realizzare l'alto vuoto (10^{-4} mbar) e tre valvole elettropneumatiche per segmentare il circuito. La pressione all'interno dei criostati viene misurata con sensori da vuoto Pfeiffer Vacuum (intervallo di pressioni $10^3 \div 5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$) e monitorata in remoto dalla sala di controllo via interfaccia LabView che comanda anche il funzionamento di pompe e valvole. L'evacuazione, coronata dal successo, ha permesso di raggiungere, a Gennaio 2010, una pressione residua di $0.9 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$ e $1.7 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$, corrispondente ad una frequenza di perdita pari a $0.26 \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ e $0.51 \text{ mbar} \cdot \text{l/s}$ (fig. 2.18), migliore rispetto a quanto ottenuto a Pavia [108] e ampiamente sufficiente per rimuovere le impurezze dovute al degasaggio dei materiali. Questa fase di vuoto è prevista continuare fino alla fine di Febbraio 2010, quando inizieranno le procedure di raffreddamento dei criostati, dopo il ritorno in atmosfera di GAR puro mediante ripetuti lavaggi con LAr puro. Durante queste ultime procedure è previsto un test di controllo dei processi criogenici prima del definitivo riempimento, atteso per la metà di Marzo 2010. Sarà così possibile disporre di un rivelatore pienamente operativo per l'arrivo del fascio di neutrini CNGS dal CERN, previsto per l'13 Maggio 2010.

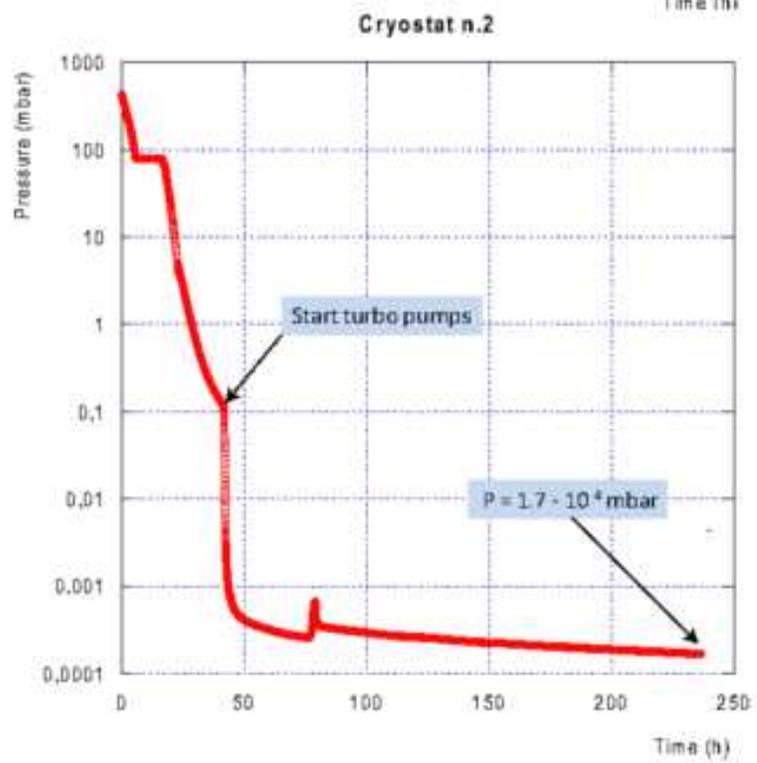
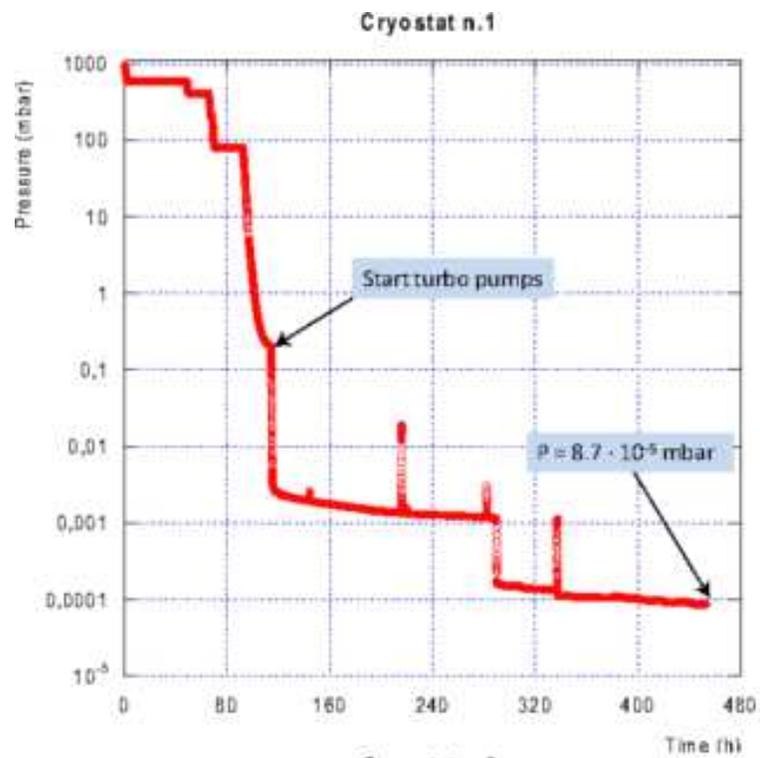


Figura 2.18: Andamento della pressione in funzione del tempo durante la fase di evacuazione del primo (in alto) e del secondo (in basso) criostato.

2.3 La test-facility ai LNL: Icarino

Ai Laboratori Nazionali di Legnaro è stata installata, nell'ambito delle attività di R&D per l'esperimento ICARUS, una piccola TPC ad Argon liquido, equipaggiata con un sistema criogenico di ricircolo e purificazione à la ICARUS. Questo apparato è dedicato essenzialmente a test dell'elettronica di front-end, dell'hardware del sistema di trigger e della digitalizzazione, incluse la compressione dei dati e la ricerca del segnale; di recente l'apparato è stato utilizzato anche per studiare nuove tecniche di purificazione e per perfezionare la misura della purezza da tracce di muoni passanti [116].

Il rivelatore è costituito da un contenitore cilindrico di acciaio inossidabile, di diametro 60 cm e altezza 100 cm, all'interno di un dewar sempre in acciaio inossidabile. I due volumi sono separati da un'intercapedine di 7.5 cm aperta all'aria attraverso 16 fori del diametro di 4 cm praticati sul coperchio, utilizzata per il raffreddamento iniziale e per lo scambio termico del sistema di ricircolo. Il volume totale è quindi di 283 litri. Superiormente l'intero sistema è chiuso da una doppia flangia per vuoto ultra-spinto che ospita le linee criogeniche per creare il vuoto e per il riempimento nonché i passanti per l'alta tensione, l'elettronica di lettura ed i sensori di temperatura (Fig. 2.20).

La camera a fili consiste di due elettrodi piani quadrati affacciati, delle dimensioni di $32.6 \times 32.6 \text{ cm}^2$, che fungono da anodo (sul retro) e catodo (sul davanti); lateralmente il volume di deriva è delimitato da quattro piani di vetronite, ciascuno delle dimensioni di $29.3 \times 29.4 \text{ cm}^2$, su cui sono incollati gli elettrodi per la definizione del campo elettrico di drift. Ne risulta un volume attivo totale di $29.4 \times 29.4 \times 31.8 \text{ cm}^3$, corrispondente a 38 kg di LAr. L'anodo è costituito da una griglia e due piani di 96 fili paralleli equispaziati con passo 3 mm: la griglia, affacciata al volume di deriva, funge solo da schermo elettrostatico per il rumore generato dall'alta tensione. Il primo piano (Induzione) dista 3.5 mm dalla griglia e presenta un'orientazione verticale dei fili; il secondo piano, a 3 mm dal primo, consiste di fili orizzontali che raccolgono il segnale degli elettroni in modalità di Collezione (Fig. 2.21, a sinistra). I fili della TPC, di acciaio inossidabile, hanno diametro di $100 \mu\text{m}$ e sono saldati su un supporto di vetronite sul quale sono alloggiare anche le capacità di disaccoppiamento e la distribuzione dell'alta tensione. Un'ultima sottile griglia in acciaio inossidabile è stata inserita dietro il piano di Collezione, a circa 2 cm di distanza, collegata a massa, allo scopo di schermare la Collezione dagli elettroni che derivano dal retro della TPC. Il catodo è stato realizzato con un foglio di acciaio inossidabile microforato, così da



Figura 2.19: Foto dell'apparato sperimentale Icarino ai LNL. Si notano i contatori a scintillazione utilizzati per il trigger esterno per l'acquisizione di eventi di muoni cosmici.

facilitare il ricircolo dell'Argon liquido nel volume attivo (Fig. 2.21, a destra). Su ciascuna delle quattro pareti laterali sono incollati 30 elettrodi di rame in forma di strisce larghe 8 mm (la prima e l'ultima sono larghe 5 mm) lunghe come tutta la parete e separate di 2 mm l'una dall'altra e collegate alle corrispondenti strisce delle pareti vicine a formare

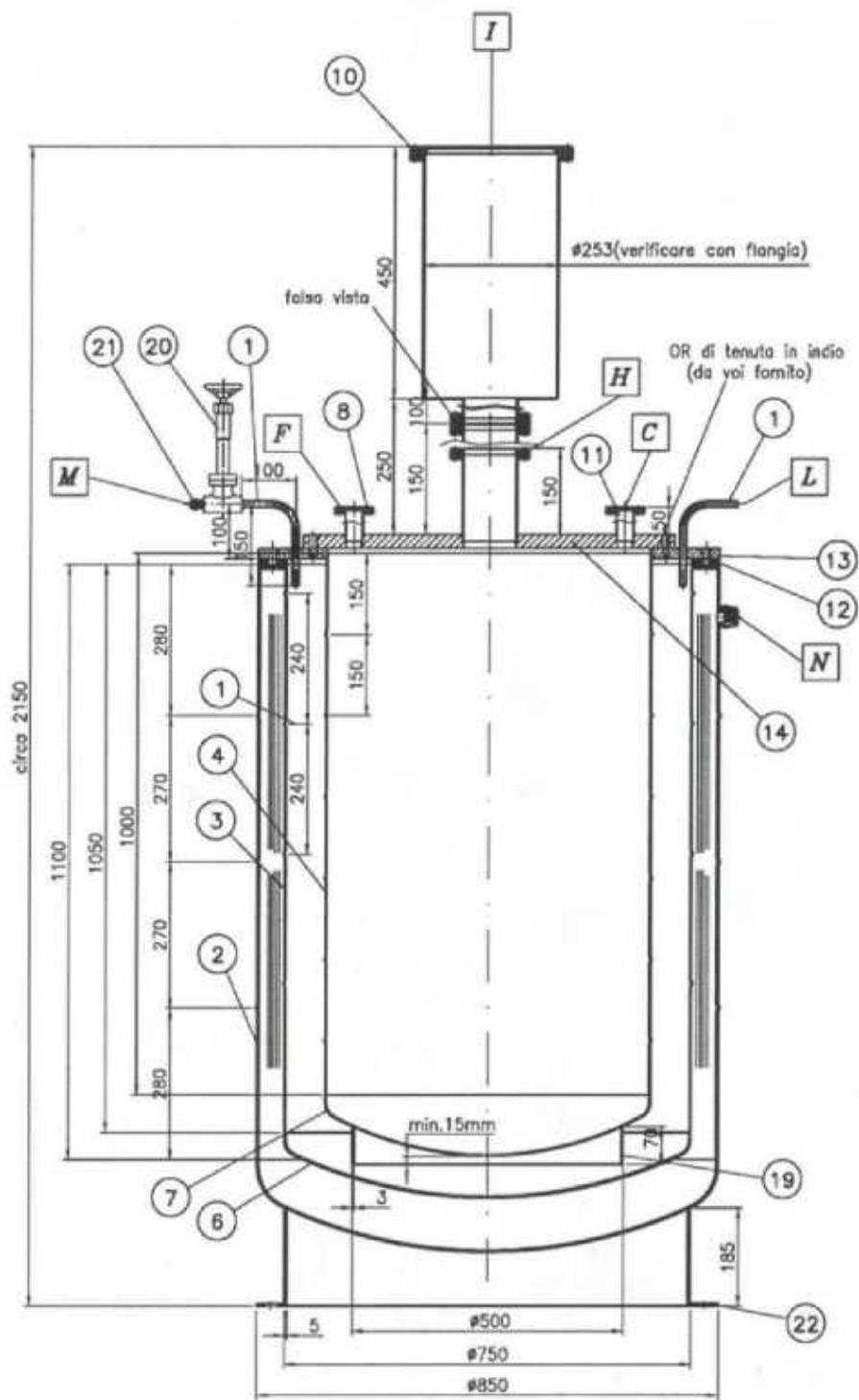


Figura 2.20: Sezione verticale del dewar e del cilindro interno.



Figura 2.21: Particolari della struttura di anodo (a sinistra) e catodo (a destra) della TPC. Sono visibili anche alcuni elettrodi del race-track.

anelli equipotenziali (*race-track*).

I valori dei potenziali di polarizzazione di Collezione, Induzione e griglia, $V_{COLL} = 350$ V, $V_{IND} = -100$ V e $V_{GRID} = -350$ V, assicurano la trasparenza dei piani intermedi: in base alla (2.2) $E_{COLL-IND}/E_{IND-GRID} = 2.1$. Il catodo è posto ad una tensione di -14.8 kV, in modo da generare un campo elettrico di $\sim 474V/cm$, molto simile a quello nominale previsto per ICARUS-T600. Per garantire l'uniformità del campo elettrico in tutto il volume di deriva, una serie di resistenze collegano gli anelli del race-track formando un partitore ad alta tensione: da anodo a catodo: $20 M\Omega$, $8.17 M\Omega$, 27 resistenze da $10 M\Omega$ ciascuna, $8.58 M\Omega$ e $11.76 M\Omega$. Il valore di ogni resistenza è stato misurato a temperatura ambiente con una precisione migliore dell'1 %, salvo poi verificare che in Azoto liquido ($T = 77$ K) esso varia del 4 % circa.

La TPC è immersa in un bagno termico di 120 l di LAr mantenuto alla temperatura di 89 ± 1 K, in modo da non falsare la ricostruzione della coordinata di deriva. La misura della temperatura all'interno della camera viene effettuata con due termoresistenze in

platino PT1000, caratterizzate da un'ottima risposta lineare fino a quasi 70 K, fissate agli estremi superiore e inferiore della TPC.

Per garantire un buon livello di purezza fin dall'inizio della presa dati è stata seguita una procedura di riempimento analoga a quella che viene impiegata in ICARUS-T600.

- Dopo aver accuratamente sigillato il dewar, inserendo una guarnizione a sezione circolare di Indio per migliorarne la tenuta stagna, si procede alla creazione del vuoto, servendosi in successione di una pompa *scroll* e di una pompa turbomolecolare, fino a raggiungere una pressione di almeno 10^{-5} mbar, così da favorire il degasaggio delle superfici ed eliminare la maggior parte degli ossidanti presenti.
- Si raffredda quindi il dewar riempiendo molto rapidamente l'intercapedine di Argon liquido, in modo da bloccare questo degasaggio e congelare le impurezze residue.
- Si riempie per circa il 50 % il volume interno facendo affluire l'Argon liquido attraverso un filtro molecolare Oxysorb/HydrosorbTM ad alta capacità, in modo da eliminare le impurezze presenti nell'Argon.
- L'Argon evaporato durante il riempimento (a seguito del contatto con superfici a temperatura molto maggiore) viene rimosso facendolo fluire in un contenitore esterno, precedentemente preparato sotto vuoto ad una pressione inferiore a 10^{-5} mbar e raffreddato in un bagno termico di LAr. L'Argon gassoso spontaneamente raggiunge questo contenitore dove condensa e torna in fase liquida imprigionando le impurezze, in una sorta di *trappola criogenica*.
- Si esclude dal circuito il contenitore esterno e si attivano le linee criogeniche del sistema di ricircolo.
- Si riscalda l'Argon dell'intercapedine fino a farlo evaporare completamente affinché, grazie allo scambio di calore con l'ambiente esterno, si instauri subito il ricircolo termodinamico.

Il sistema di ricircolo è necessario per mantenere un buon livello di purezza dell'Argon liquido durante tutto il periodo di presa dati. Infatti grazie allo scambio di calore nell'intercapedine, il LAr evapora e raggiunge spontaneamente un filtro Oxysorb/Hydrosorb

a bassa capacità (diverso da quello utilizzato in fase di riempimento), posizionato sopra il dewar. A valle del filtro l'Argon purificato viene refrigerato e liquefatto attraversando una serpentina immersa in Argon liquido all'interno di un secondo dewar di dimensioni ridotte, e ricade quindi sul fondo del rivelatore. A regime il calore che entra nel sistema e fa evaporare l'Argon viene estratto nella serpentina, permettendo al sistema di mantenersi in equilibrio termodinamico; pertanto la quantità di Argon che ricircola è, in prima approssimazione, pari a circa 3.5 l/ora.

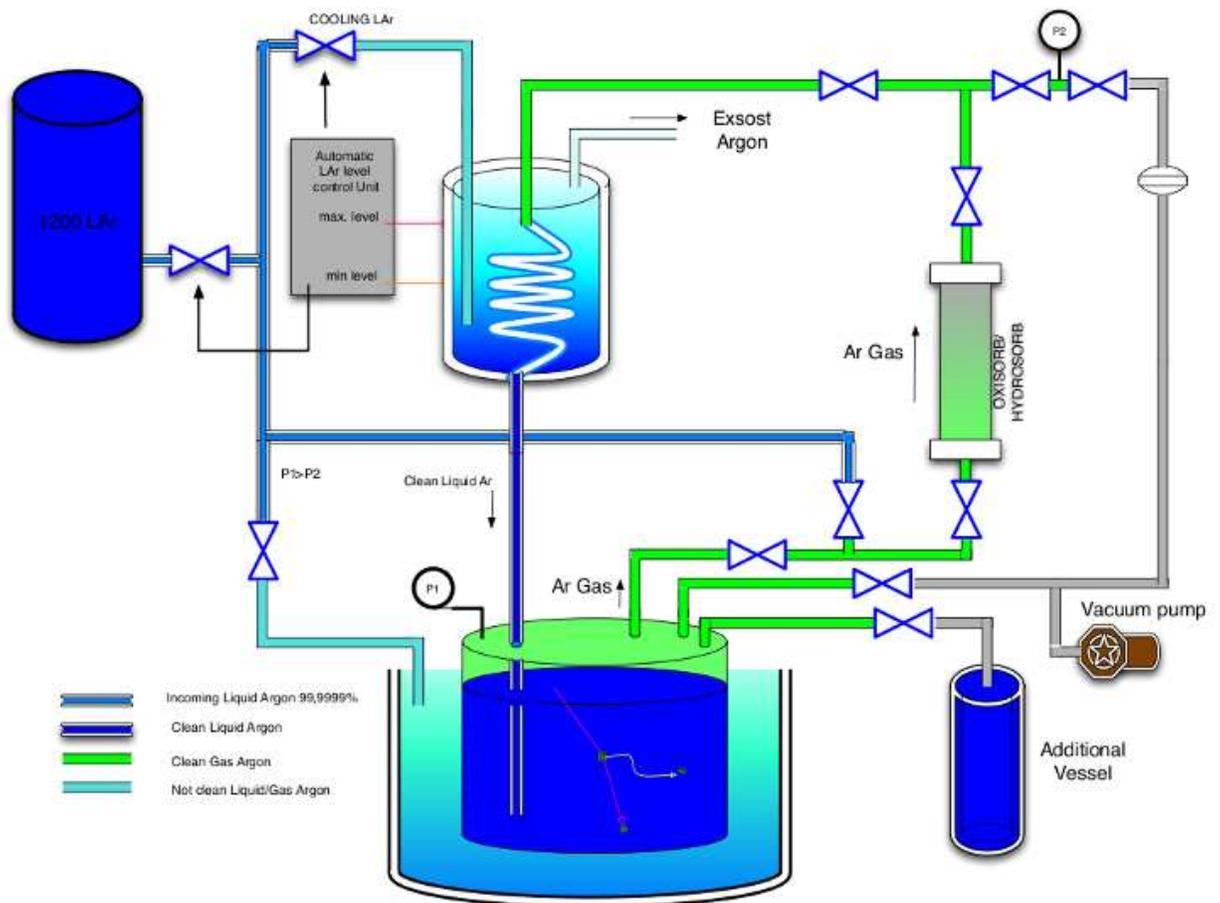


Figura 2.22: Schema di funzionamento del sistema di ricircolo.

Due sensori consentono di tenere sotto controllo la pressione dell'Argon gassoso all'interno della camera e a monte del liquefattore: affinché il ricircolo funzioni correttamente la prima deve sempre essere superiore alla seconda (tipicamente di ~ 0.3 bar).

L'elettronica di lettura dei 192 fili è analoga a quella usata per il rivelatore ICARUS-T600: i fili di Collezione vengono letti, a gruppi di 32, da 3 schede analogiche CAEN-V791C, mentre i fili di Induzione vengono letti, sempre a gruppi di 32, da 3 schede analogiche CAEN-V791Q. Altrettante schede digitali CAEN-V789 ricevono i dati digitalizzati e li salvano continuamente in un buffer di memoria circolare (di lunghezza 1024 t-sample) dal quale, se arriva un segnale di trigger, vengono trasferiti su un supporto di memoria di massa per la successiva analisi off-line.

Capitolo 3

La fisica con ICARUS-T600 e il sistema di trigger

ICARUS-T600 è un esperimento innovativo, caratterizzato da un vasto programma di fisica che comprende lo studio di neutrini da varie sorgenti (solari, atmosferici, da SuperNovae e soprattutto dal fascio CNGS) oltre alla ricerca del decadimento del protone. Inoltre, trattandosi della prima grande TPC ad Argon liquido mai costruita, tale rivelatore rappresenta un banco di prova delle potenzialità di questa tecnica sperimentale, in particolare per la ricostruzione topologica e calorimetrica degli eventi, ed è quindi una tappa cruciale verso la prossima generazione di rivelatori di neutrini di grande massa. Infatti l'alta efficienza di rivelazione e l'eccellente capacità di reiezione dei fondi di NC consentono ad un esperimento alla ICARUS di ottenere con masse molto minori la stessa sensibilità di esperimenti realizzati con altre tecniche sperimentali. Una peculiarità di ICARUS-T600 rispetto ad altri esperimenti concorrenti è la sua estrema versatilità, intesa come rivelazione e misura di eventi diversi gli uni dagli altri sia come tipologia che come energia depositata. In questo contesto diventa di cruciale importanza lo studio di un adeguato sistema di trigger capace, grazie ad una alta efficienza e bassa frequenza di spurie, di abbattere la rate di acquisizione fino a livelli sostenibili per il DAQ (Data Acquisition).

3.1 La Fisica con ICARUS

ICARUS-T600, nonostante la massa ridotta, sarà in grado di fornire contributi originali nell'ambito della fisica del neutrino e del decadimento del nucleone, grazie alle sue ottime capacità di imaging e alla risoluzione in energia.

3.1.1 Neutrini Solari

In ICARUS i neutrini solari vengono rivelati per mezzo delle reazioni elastiche $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ e di assorbimento $\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow e^- {}^{40}\text{Kr}$ nell'intervallo di energia $9 \div 15 \text{ MeV}$. Infatti la soglia alla minima energia visibile E_{vis} (cioè alla somma delle energie di tutti gli elettroni emessi, e coincidente con l'energia del ν nel caso di reazione elastica) pari a 8.8 MeV (Q-valore della reazione di cattura neutronica in Ar liquido naturale) è necessaria per rigettare il fondo prodotto dalla cattura di neutroni da fonti sia esterne (radioattività ambientale) che interne (contaminazione dei materiali di cui è costituito il rivelatore). Sulla base del Modello Solare aggiornato BP04 [117], per $E_{vis} > 8.8 \text{ MeV}$ sono attesi 296 eventi in 1 anno di presa dati per il T600, già tenendo conto del deficit prodotto dall'oscillazione, di cui 23 da scattering elastico [118].

3.1.2 Neutrini Atmosferici

I neutrini atmosferici in ICARUS vengono rivelati per mezzo di interazioni quasi elastiche (QE) e profondamente anelastiche (DIS). Il numero di eventi di CC previsti per un anno di presa dati con il T600, nell'ipotesi $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ è di 32 ν_e , 6 $\bar{\nu}_e$, 36 ν_μ e 9 $\bar{\nu}_\mu$. Di questi, almeno il 50% è atteso nella regione dello spettro energetico inferiore a 1 GeV . Nello stesso periodo di presa dati sono attesi 16 eventi di NC per tutti i sapori [118]. Data l'ottima capacità di ricostruzione si può quindi stimare il rapporto fra gli eventi *Muon-Like* ed *Electron-Like* in assenza di errori sistematici rilevanti e da questo rapporto confermare il fenomeno di oscillazione dei neutrini atmosferici seppure con una statistica limitata.

3.1.3 Neutrini dal fascio CNGS

Il fascio di neutrini CNGS, prodotto all'acceleratore SPS del CERN e inviato al Gran Sasso per studiare le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in comparsa, è un fascio di ν_μ di energia media 17.4 GeV , che produce in ICARUS-T600 una frequenza di interazioni di $2900 \nu_\mu \text{CC} / (kt \cdot yr)$ all'intensità nominale di $4.5 \cdot 10^{19} \text{ pot/yr}$. Le contaminazioni di ν_τ sono attese inferiori a 10^{-6} , mentre quelle del ν_e sono dello 0.6% per $E_\nu < 40 \text{ GeV}$ (Fig. 1.12, in basso). Dunque in un anno nel T600 si dovrebbero osservare ~ 1200 interazioni CC di ν_μ e solo ~ 10 di ν_e [118].

Per riconoscere e distinguere gli effetti delle due oscillazioni è necessaria una ricostruzione dettagliata e precisa dell'evento, che in ICARUS è consentita dall'ottima granularità propria della tecnica delle LAr-TPC. Per $|\Delta m_{23}^2| = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ la probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ a 20 GeV , pari a 1.4% [119], si traduce in $84 \nu_\tau$ generati in ICARUS-T600 per $22.5 \cdot 10^{19} \text{ pot}$; essendo il branching ratio per il decadimento $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ del 18% [120], sono attesi, in questo canale per energie inferiori a 20 GeV , un eccesso di ≈ 15 eventi di elettrone contro i 14 ± 3.7 previsti dalla contaminazione del fascio (Fig. 3.1), che corrisponde ad una evidenza in comparsa a $\approx 4\sigma$. È poi possibile migliorare ulteriormente il rapporto segnale/rumore, imponendo selezioni cinematiche basate sul momento trasverso dell'elettrone e sulla sua energia: per i modi di decadimento $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ e $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$, dove il ρ^- a sua volta decade in un π^- e un π^0 , la separazione tra segnale e fondo viene ottenuta à la NOMAD [121], basandosi sulla presenza di un'energia e di un momento trasverso “non visibili” associati ai neutrini emessi. Assumendo un'efficienza del 50% ed una quasi totale reiezione del fondo, sarebbero attesi quindi 7 ± 2.6 eventi di ν_τ , sufficienti a confermare l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (fig. 3.2).

Per effetto dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ si dovrebbe osservare, in 5 anni di presa dati per $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{23} = 1$, un deficit di 20 eventi di ν_μ -CC su 69 attesi in assenza di oscillazione per $E_\nu \leq 6 \text{ GeV}$ (Fig. 3.3).

Lo studio dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ in ICARUS-T600 permetterà una verifica del risultato di LSND indipendente e complementare a quella di MiniBOONE. Il rapporto $L/E \sim 37$ caratteristico del CNGS, infatti, rende questo esperimento sensibile a oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ per $\Delta m^2 \approx 0.1 \div 1 \text{ GeV}$ nella regione $10 \leq E_\nu \leq 30 \text{ GeV}$, in cui i segnali di $\nu_e \text{CC}$ da $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\theta_{13} \leq 11^\circ$ sono assenti e il fondo residuo di correnti neutre dei π^0 può essere efficacemente ridotto di un fattore 10^3 grazie alla buona ricostruzione spaziale degli

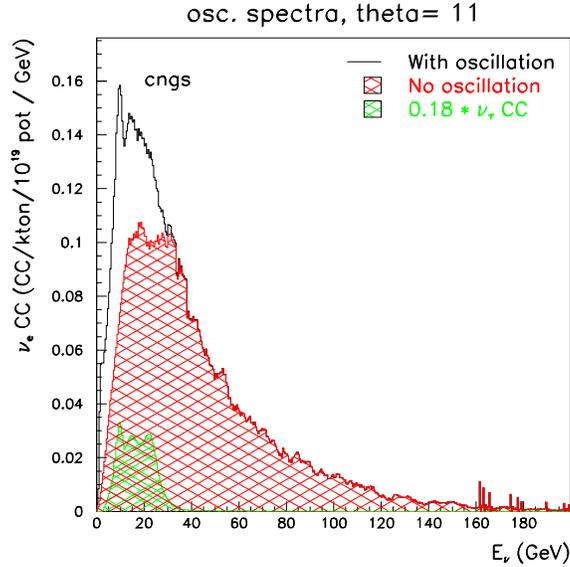


Figura 3.1: Spettro in energia dei ν_e interagenti.

elettroni. Più precisamente per la discriminazione tra $\nu_\mu NC$ e $\nu_e CC$ in ICARUS-T600 si utilizzano tre criteri: anzitutto in un decadimento ordinario il π^0 produce due γ la cui massa invariante deve coincidere con quella del π^0 ; inoltre la distanza del punto di conversione dei fotoni dal vertice primario permette di separare gli elettroni da π^0 rispetto all'elettrone leading di $\nu_e CC$ uscente dal vertice di interazione; infine la perdita di energia per ionizzazione (dE/dx) di un γ all'inizio dello sciame è prevista essere circa doppia rispetto a quella dell'elettrone (figg. 3.4).

Dal momento che, per $|\Delta m^2| = 0.4 \text{ eV}^2$, il segnale di oscillazione è significativamente superiore alla contaminazione intrinseca del fascio ($\nu_e/\nu_\mu \leq 0.5 \%$, fig. 3.5) sarebbe possibile, con sufficiente statistica, rivelare non solo il segnale di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ma anche la sua modulazione. In realtà il basso numero di eventi previsto per ICARUS-T600 costringe ad integrare il segnale in tutta la regione di energia tra 10 e 30 GeV, permettendo comunque di coprire la regione di parametri individuata da LSND con una sensibilità migliore di MiniBOONE per piccoli valori di $|\Delta m^2|$ (fig. 3.6).

Lo studio delle oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ a bassa energia potrebbe fornire inoltre informazioni sull'angolo θ_{13} ; tuttavia il valore elevato dell'energia del fascio, ottimizzato per lo studio di $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in comparsa, e la “piccola” massa di ICARUS-T600 rendono però la statistica

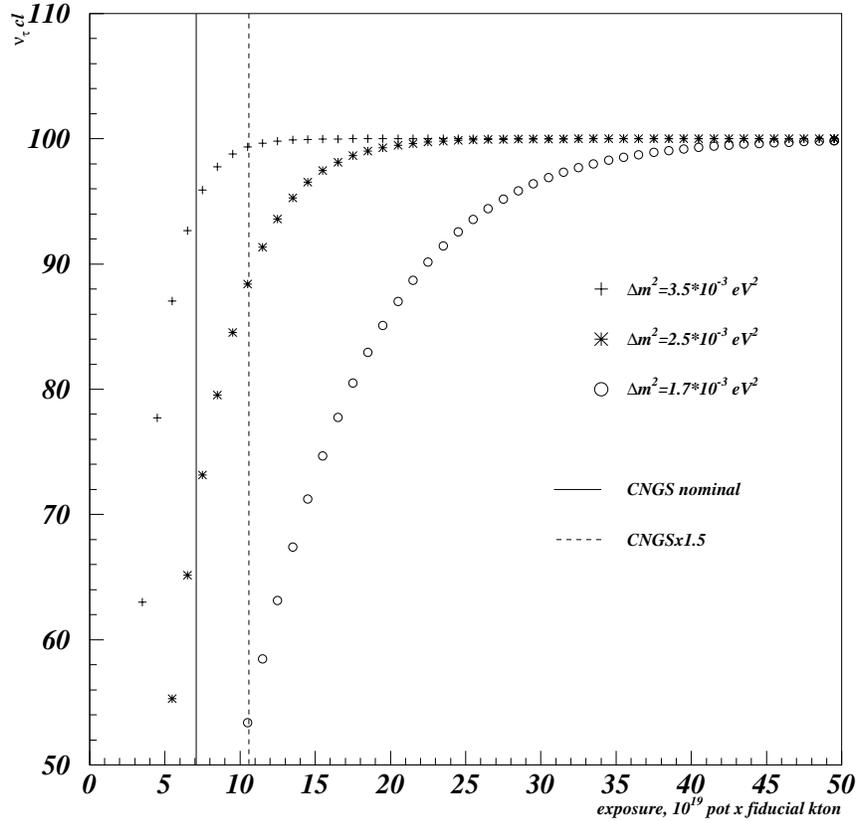


Figura 3.2: Livello di confidenza della scoperta di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in funzione dell'esposizione di ICARUS. Le linee verticali corrispondono ad un'esposizione di 5 anni con il T600, rispettivamente con l'intensità nominale del fascio CNGS e aumentata del 50% .

troppo ridotta per avere sensibilità paragonabili con altri esperimenti (tab. 3.1).

3.1.4 Neutrini cosmici da SuperNovae

Gli eventi di neutrino da esplosione di SuperNovae (SN) sono estremamente rari ma peculiari in quanto possono produrre nel rivelatore centinaia di interazioni di neutrino nel brevissimo arco di tempo di qualche decina di secondi.

Il numero di eventi attesi da reazioni elastiche, di correnti neutre (NC) e correnti cariche (CC) dipende fortemente dalla distanza della sorgente. In tabella 3.2 sono riportati gli eventi attesi nel T600 per l'esplosione di una SuperNova a 10 kpc e un'altra nella Grande Nube di Magellano; per ogni tipologia di interazione vengono distinte le ipotesi di gerarchia

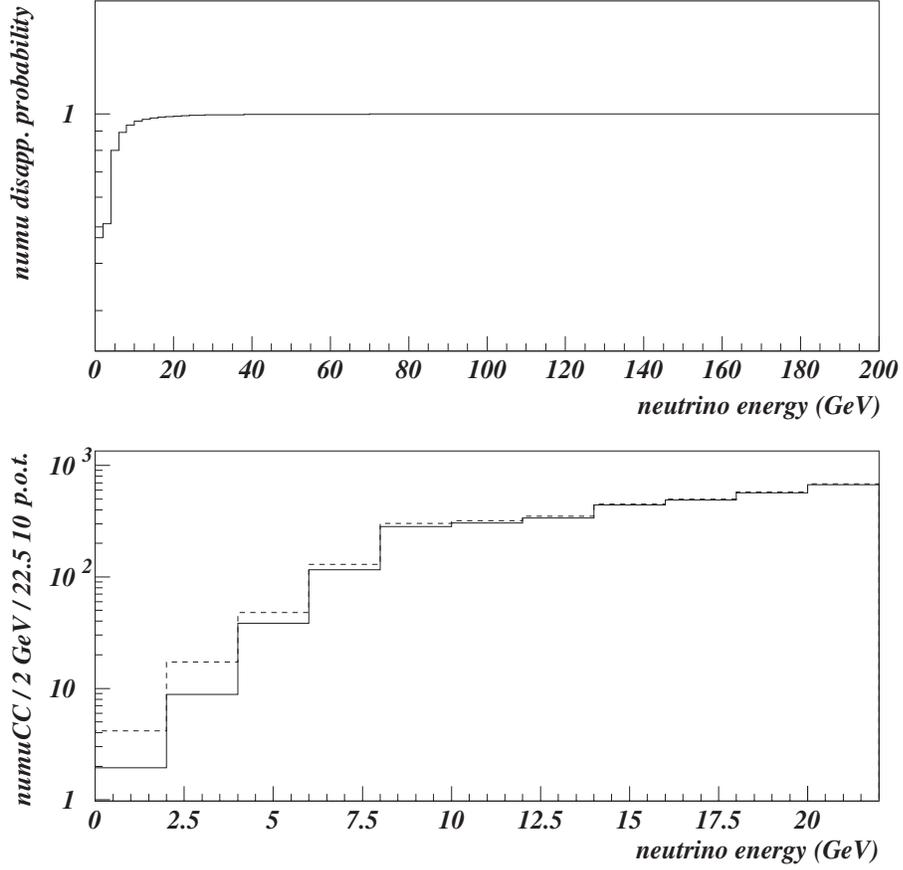


Figura 3.3: Deficit di eventi di ν_μ -CC attesi in presenza di oscillazione, rispetto a quelli in assenza di oscillazione, nell'ipotesi di $|\Delta m_{23}^2| = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{23} = 1$.

$\sin^2 2\theta_{13}$	0.140	0.100	0.076	0.043
$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	4.3 (5.3)	3.1 (3.8)	2.4 (3.0)	1.5 (1.8)
$\nu_e + \bar{\nu}_e$ intrinseco	6.3 (27.0)	6.3 (27.0)	6.3 (27.0)	6.3 (27.0)
$\tau \rightarrow e$	1.7 (2.6)	1.7 (2.6)	1.7 (2.6)	1.7 (2.6)

Tabella 3.1: Numero di eventi $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ con $E_\nu < 20$ (400) GeV per $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ e diversi valori di θ_{13} ; fondi attesi dalla contaminazione intrinseca $\nu_e + \bar{\nu}_e$ e da $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ $\tau \rightarrow e$ per un'esposizione di 1 kt per anno all'intensità nominale del fascio CNGS.

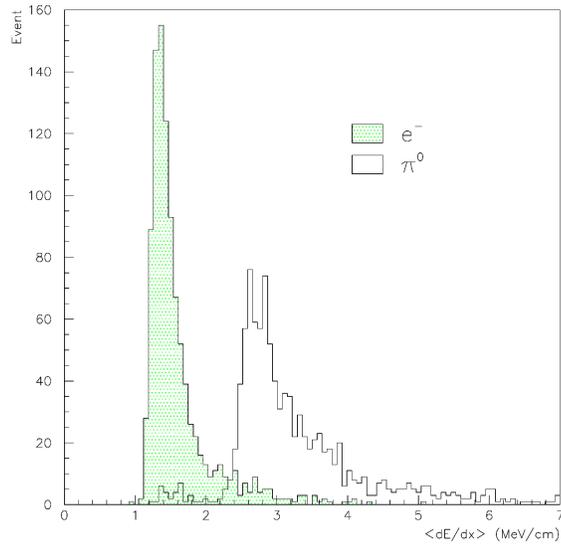


Figura 3.4: Capacità di separazione degli e^- dai γ in ICARUS-T600 con il criterio della perdita di energia per ionizzazione (dE/dx) [122].

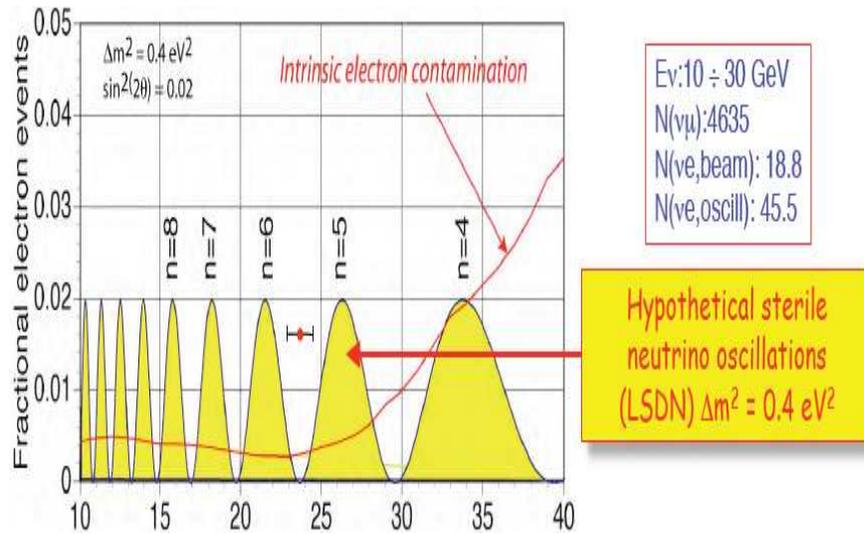


Figura 3.5: Segnale di ν_e atteso per 5 anni di presa dati con ICARUS-T600, per i parametri di oscillazione indicati, confrontato con il fondo dovuto alla contaminazione intrinseca del fascio, in funzione dell'energia del neutrino espressa in GeV.

normale e invertita, rispettivamente in presenza e in assenza di oscillazione. Come si può notare, la massa ridotta del rivelatore rende difficile le osservazioni di SuperNovae nel secondo caso. Tuttavia, l'impiego combinato di ICARUS-T600 in coincidenza con il rivelatore LVD [123], sempre ai LNGS, è atteso fornire ulteriori informazioni su questo

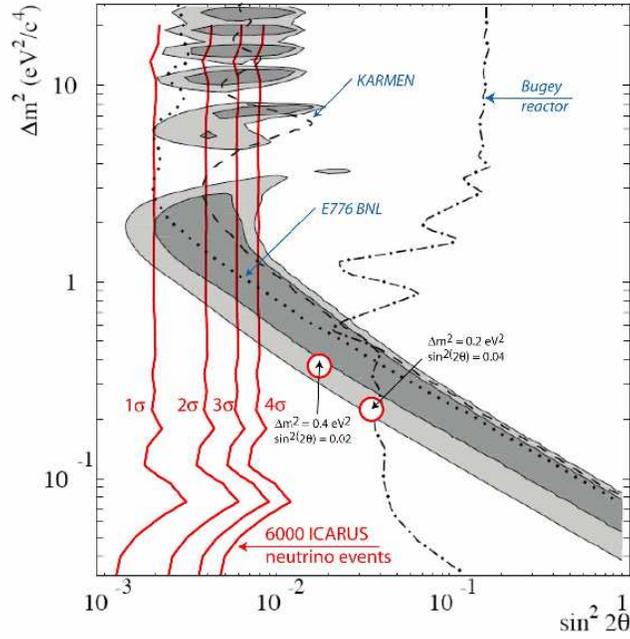


Figura 3.6: Regione di sensibilità di ICARUS-T600 per 5 anni di presa dati, confrontata con la regione individuata dal risultato di LSND (in grigio) e con le regioni escluse da altri esperimenti [119].

raro fenomeno.

REAZIONE	SN a 10 kpc		SN a 50 kpc (LMC)	
	No oscill.	Oscill.	No oscill.	Oscill.
Elastica	8	8 (8)	<1	<1 (<1)
CC	40	153 (200)	2	6 (8)
NC	182	182 (182)	7	7 (7)
Totale	230	343 (390)	9	13 (15)

Tabella 3.2: Numero di interazioni di neutrini da SN a 10 kpc e 50 kpc di distanza dalla Terra, attese al T600 in assenza e presenza di oscillazione, in ipotesi di gerarchia normale (invertita) [118].

3.1.5 Decadimento del protone

La sua notevole capacità di ricostruzione topologica ed energetica degli eventi ICARUS-T600, anche con brevi tempi di esposizione, dovrebbe permettere l'esplorazione di alcuni canali di decadimento del protone oltre gli attuali limiti, ottenuti prevalentemente con rivelatori a luce Čerenkov in acqua (SK). In tabella 3.3 sono riportati gli anni di presa dati necessari per raggiungere, per ogni canale, sensibilità confrontabili con i limiti del PDG [120].

Canale di decadimento	Limite PDG τ/B [10^{30} anni]	Tempo di esposizione ICARUS-T600 [anni]
$p \rightarrow \mu^- \pi^+ \kappa^+$	245	4.51
$p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$	82	7.94
$p \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}$	25	1.09
$n \rightarrow e^- \kappa^+$	32	0.50
$n \rightarrow e^+ \pi^-$	158	5.25
$n \rightarrow \mu^+ \pi^-$	100	3.30
$n \rightarrow \pi^0 \bar{\nu}$	112	5.10

Tabella 3.3: Tempo di esposizione (in anni e frazione di anni) necessario per raggiungere con ICARUS-T600 una sensibilità di misura compatibile con gli limiti del PDG [120] per alcuni canali di decadimento del nucleone [118]. Il canale $p \rightarrow K^+ \bar{\nu}$ non è riportato nel PDG ma è pubblicato in [124].

Si osserva che ICARUS-T600, grazie alle sue qualità di ricostruzione geometrica e risoluzione, riesce a distinguere segnale e rumore in modo efficiente anche per topologie complesse, cosicché in alcuni canali il fondo è atteso praticamente nullo anche per un'esposizione di diversi Kt \times anni. Pertanto con ICARUS-T600 è possibile ricercare il decadimento di nucleone al livello del singolo evento (al contrario per esempio di SK) e migliorare le sensibilità attuali su alcuni canali con un'esposizione di pochi anni.

3.2 Architettura generale del sistema di trigger di ICARUS-T600

Le tipologie di evento di neutrino in ICARUS-T600 descritte nel precedente paragrafo sono molto diverse tra loro per frequenza e occupazione del rivelatore, quest'ultima intesa sia come numero di fili e campionamenti (1 t-sample = 400 ns) sia come dimensione dello spazio necessario alla memorizzazione (tabella 3.4). A tal proposito un vantaggio decisivo è rappresentato dall'acquisizione dei dati con un rapporto di compressione dei dati pari a 4 (corrispondente ad un aumento di un fattore 4 nella frequenza di acquisizione), ottenuto memorizzando per ogni t-sample la differenza del segnale dei fili rispetto al t-sample precedente [124, 125].

Evento	Ev/anno (T600)	# Fili	# t-samples	Dimensione [GB]
ν sol	300	2000	2500	0.8
ν atm (ogni sapore)	25 ÷ 50	25000	2500	0.8 ÷ 1.6
ν_μ dal fascio CNGS	1200	25000	2500	37.5
ν_e dal fascio CNGS	10	25000	2500	0.3
ν interagenti con le rocce	3700	25000	2500	115.6
ν da SN a 10 kpc	350 ÷ 400	2000	2500	0.9 ÷ 1
Decadimento del p	0	25000	2500	-

Tabella 3.4: Tabella riassuntiva delle caratteristiche attese per le varie tipologie di evento in un anno di presa dati del T600, assumendo un rapporto di compressione dei dati pari a 4 [126].

Grazie all'architettura del sistema di front-end dell'elettronica, che memorizza in continua i segnali di ciascun filo delle TPC, il tempo disponibile per l'elaborazione dei segnali e la realizzazione della logica di trigger non presenta vincoli stringenti e può essere confrontabile con il tempo di deriva totale degli elettroni ($t_D \sim 1$ ms). Tuttavia si possono incontrare delle situazioni particolarmente critiche per il sistema di acquisizione a causa del notevole volume di dati da gestire. Uno dei casi piú difficili è, per esempio, l'esplosione di una SuperNova ad una distanza di 10 kpc, per il quale sono previste piú di un centinaio di interazioni in ogni semimodulo T300 (tabella 3.2) nell'arco di pochissimi secondi. La

lettura dell'informazione di tutta la TPC richiederebbe la gestione di 13 GB di dati [127], con conseguenti problemi sia di ampiezza di banda per la trasmissione (il limite di acquisizione del DAQ, 40 MB/s, comporterebbe un tempo morto per lo svuotamento dei buffer di memoria maggiore di 5 minuti [126]) che di spazio per l'archiviazione dei dati. L'unica soluzione praticabile è la selezione delle regioni di rivelatore interessate dall'evento e l'acquisizione dei soli segnali provenienti dai fili corrispondenti (R.o.I.: Region of Interest). L'idea di fondo, dunque, consiste nell'acquisire tutto il rivelatore solo in caso di eventi di alta energia, estesi per dimensioni superiori a qualche metro (TRIGGER GLOBALE); viceversa, per gli eventi di bassa energia, piú frequenti e con bassa occupazione, bisogna cercare di limitare l'acquisizione alla sola R.o.I. (TRIGGER LOCALE).

La realizzazione di un sistema di trigger per ICARUS-T600, pertanto, richiede non solo alta efficienza combinata con una buona reiezione dei fondi, ma anche la capacità di individuare con precisione le regioni di interesse e di determinare il tempo assoluto dell'evento t_0 cosí da poter localizzare il vertice d'interazione. A tale scopo è possibile avvalersi di segnali da diverse fonti.

1. I fototubi interni si prestano molto bene alla determinazione precisa del t_0 , essendo il tempo caratteristico di scintillazione $\Delta t_{scint} < 2 \mu s$ [108] molto piccolo rispetto a quello di deriva (~ 1 ms). L'utilizzo di questo segnale, tuttavia, non permette una buona localizzazione dell'evento (granularità maggiore a qualche metro) a causa della dislocazione spaziale dei PMT, distanti mediamente 1 m l'uno dall'altro, unitamente alla natura isotropa dei processi di emissione e diffusione della luce di scintillazione (§3.2.1).
2. I segnali dai fili delle TPC, al contrario, hanno una granularità piuttosto fine che consente, mediante opportune coincidenze in viste diverse, una localizzazione dell'evento, a gruppi di 32 fili, entro una regione ampia al massimo $10 \times 10 \text{ cm}^2$ [126]. Le difficoltà nell'utilizzo di questo segnale, al di là dell'impossibilità di estrarre informazioni sul t_0 , sono legate principalmente all'alto numero di canali coinvolti e alla forte dipendenza della forma del segnale dalla tipologia dell'evento che, in presenza di noise dei fili, ostacola una discriminazione efficiente. Quest'ultimo problema, in particolare, ha portato allo studio e sviluppo di due strategie di trattamento elettronico del segnale, le cui prestazioni in termini di efficienza e reiezioni dei fondi sono state oggetto di questo lavoro di tesi soprattutto in vista di una loro implemen-

tazione nell'architettura del trigger: l'AWS (Analog Wire Sum) e l'FPGA (Field Programmable Gate Array) per la realizzazione dell'algoritmo di filtro di doppio rebinning DR-slw [128] (§3.2.2).

3. Per la categoria di eventi di neutrino dal fascio CNGS, oltre ai segnali dai PMT ci si può avvalere anche del segnale di estrazione del fascio di protoni dall'SPS. In Fig. 3.7 è riportato il ciclo tipico dell'acceleratore SPS, che opererà in modalità condivisa per LHC e CNGS: nella fase CNGS due estrazioni veloci (FE) con $2 \cdot 10^{13}$ ppp (proton per pulse), della durata di circa $10 \mu s$ e distanti $50 ms$, si succedono ogni $6 s$.

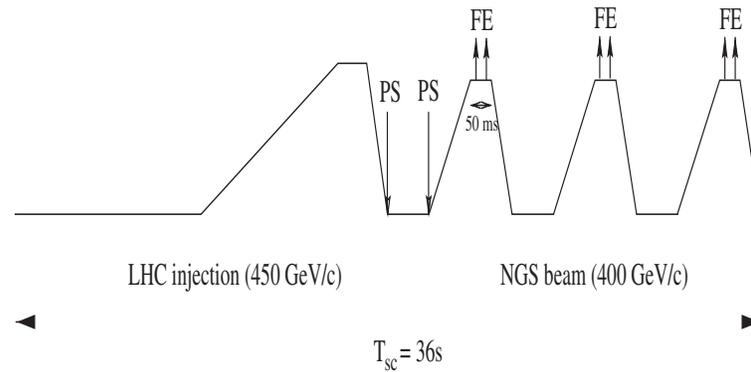


Figura 3.7: Ciclo tipico dell'estrazione del fascio dall'acceleratore SPS al CERN.

Per cercare di sfruttare al meglio le potenzialità di tutti i segnali a disposizione si prevede di strutturare la logica del sistema di trigger in modo gerarchico [127]. A livello locale schede LTCU (Local Triggel Control Unit) sono preposte all'elaborazione dei segnali dai fili delle TPC (TPC-LTCU) e dai PMT (PMT-LTCU), generando segnali logici che costituiscono una prima proposta di trigger. Il passo successivo consiste nell'analisi delle informazioni raccolte dalle LTCU: gli eventi devono essere classificati come locali/globali in base alla topologia e deve essere prodotto un segnale di trigger che andrà distribuito alle regioni del rivelatore interessate dall'evento. In presenza di un segnale di trigger globale, inoltre, il sistema deve essere in grado di vetare qualsiasi altra richiesta di trigger per tutto il tempo di deriva degli elettroni, $\sim 1 ms$ ("global drift") e successivamente di accettare solo eventuali richieste di trigger locale per il tempo necessario alla memorizzazione, $\sim 5 s$ ("global busy"); in presenza di un segnale di trigger locale, invece, possono essere

accettate richieste di trigger locale ma solo se provenienti da altre regioni del rivelatore (“local busy”).

3.2.1 Trigger di primo livello con segnali dai PMT

Per ottimizzare l’impiego dei PMT nell’ottica della generazione di un segnale di trigger di primo livello è stato condotto uno studio [129] basato sulla simulazione MonteCarlo (MC) di eventi per mezzo del programma FLUKA [130]. Sono stati simulati elettroni con energia cinetica compresa tra 3 e 15 MeV, distribuiti in modo uniforme nel rivelatore, utilizzando la configurazione standard del MC di ICARUS. La simulazione include, oltre alla propagazione delle particelle ed alle loro interazioni, la generazione degli elettroni di ionizzazione e la produzione e trasporto dei fotoni di scintillazione. La validità dei parametri che regolano la simulazione è stata verificata confrontando le caratteristiche degli eventi di MC con quelle dei dati reali, raccolti durante i run di test del semimodulo T300 a Pavia.

Per ogni evento è stata generata una tabella di attivazione: sono state definite svariate logiche (coincidenza di 2 o più PMT, majority, etc) al variare della soglia imposta sul segnale dei PMT nell’intervallo $0.25 \div 3$ fotoelettroni. Ne risulta un’efficienza di trigger per la coincidenza di almeno 3 PMT superiore all’85% anche per elettroni di bassa energia $E_{e^-} \leq 3$ MeV (figg. 3.8 e 3.9), in concomitanza con frequenza di rumore $f \sim 0.2$ Hz per una soglia di 1.5 fotoelettroni (fig. 3.10). Al di sopra di 5 MeV l’efficienza tende a valori prossimi al 100%.

Una parte della simulazione è stata dedicata a quantificare le prestazioni dei PMT nella localizzazione spaziale dell’evento. La posizione dell’evento ricostruita come “centro di gravità” geometrico dei PMT con segnale (usando come peso la molteplicità di attivazione), confrontata con la corrispondente proiezione sul piano orizzontale xz dell’evento simulato, mostra una risoluzione spaziale $\sigma \sim 1$ m per $E_{e^-} = 15$ MeV (fig. 3.11).

Pertanto l’applicazione della logica di molteplicità di attivazione ai segnali dei PMT consente di definire un trigger locale con una “granularità” spaziale di ~ 4 m.

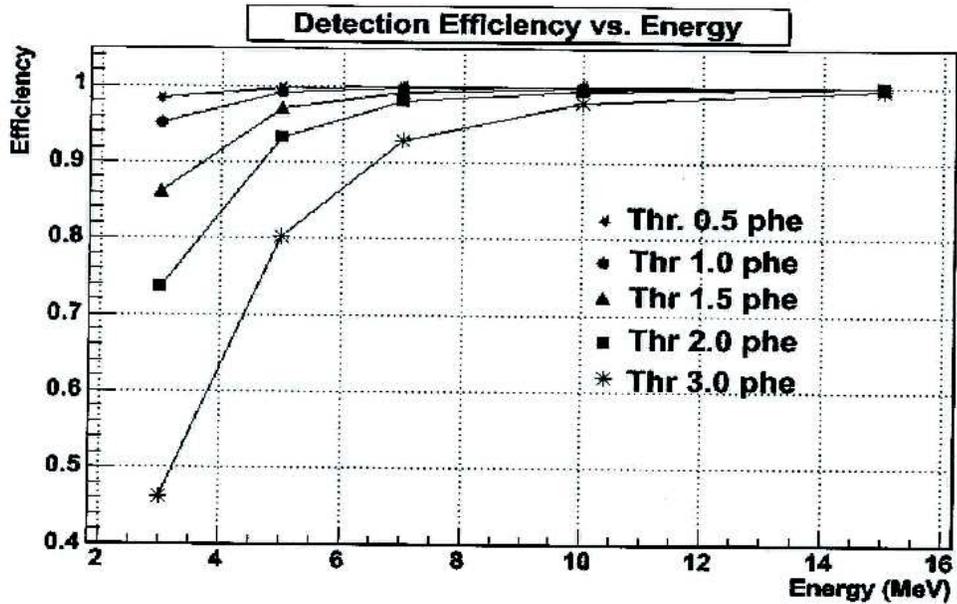


Figura 3.8: Andamento dell'efficienza delle coincidenze di almeno tre PMT al variare dell'energia degli elettroni e per varie soglie di rivelazione.

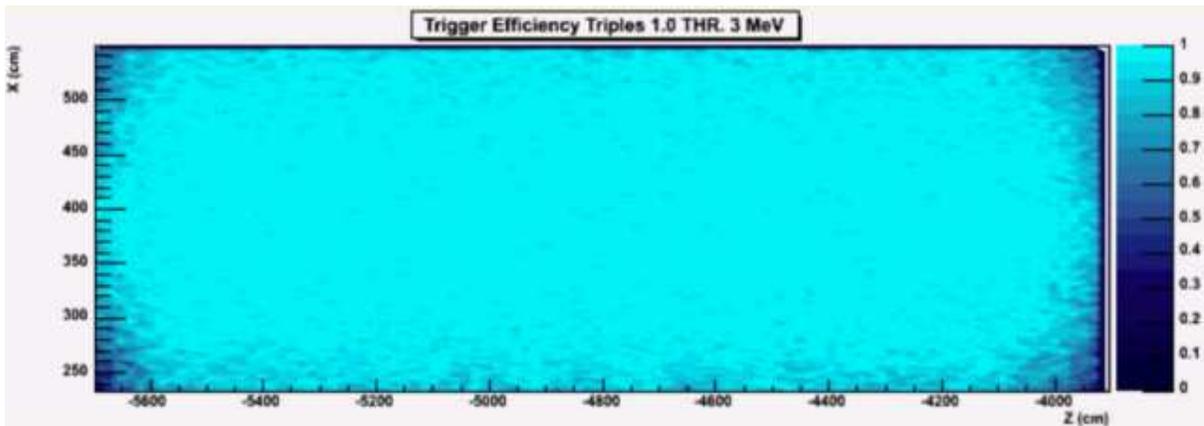


Figura 3.9: Efficienza delle coincidenze di almeno tre PMT in funzione della posizione all'interno di un semimodulo per $E_{e^-} = 3$ MeV e soglia di 1 fotoelettrone.

3.2.2 Trigger di primo livello con segnali dai fili delle TPC

Come anticipato il segnale dei PMT è di cruciale importanza soprattutto nella temporizzazione assoluta di un evento, ma non può essere utilizzato quale unica fonte per la generazione di un segnale di trigger perché inefficace nella localizzazione geometrica, requi-

Threshold Energy (pHe) (MeV)	0.5	1	1.5	2	3
3	98.3% 6.2 Hz	95.2% 1.1 Hz	86.1% 0.2 Hz	73.6% <0.1 Hz	46.2% «0.1 Hz
5	99.7% 6.2 Hz	99.1% 1.1 Hz	97.1% 0.2 Hz	93.3% <0.1 Hz	80.2% «0.1 Hz
7	99.9% 6.2 Hz	99.8% 1.1 Hz	99.1% 0.2 Hz	97.9% <0.1 Hz	92.8% «0.1 Hz
10	99.9% 6.2 Hz	99.9% 1.1 Hz	99.8% 0.2 Hz	99.4% <0.1 Hz	97.9% «0.1 Hz
15	99.9% 6.2 Hz	99.9% 1.1 Hz	99.9% 0.2 Hz	99.9% <0.1 Hz	99.6% «0.1 Hz

Figura 3.10: Tabella riassuntiva dell'efficienza delle coincidenze di almeno tre PMT per differenti valori di soglia e al variare dell'energia degli elettroni, insieme ai corrispondenti valori delle frequenze di rumore.

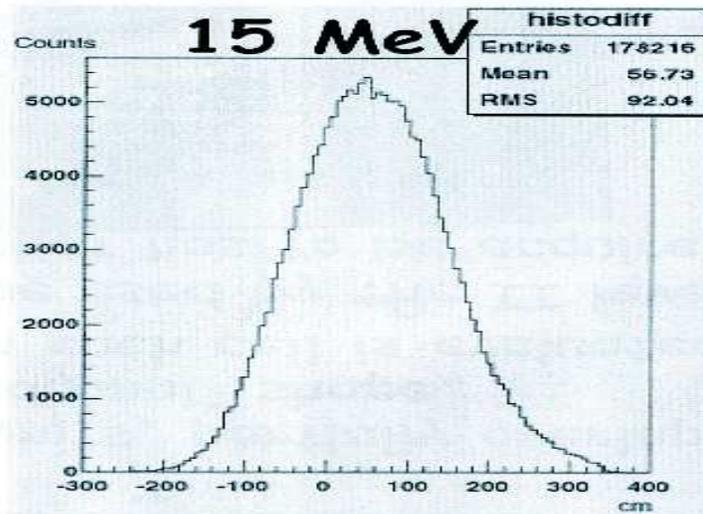


Figura 3.11: Distribuzione della differenza tra la proiezione sul piano xz dell'evento simulato ($E_{e^-} = 15$ MeV) e il centro di gravità geometrico dei PMT che hanno dato segnale, calcolato usando come peso la molteplicità di attivazione.

sito indispensabile per la riduzione del volume di dati a carico del sistema di acquisizione. Questo problema è ulteriormente accentuato nella prospettiva di uno sviluppo verso rivelatori di masse sempre più grandi: l'ottima trasparenza dell'Argon liquido alla luce di scintillazione, infatti, fa sí che eventi anche di bassa energia possano illuminare regioni di rivelatori molto ampie.

Diventa pertanto essenziale riuscire ad affiancare a quello dei PMT un trigger di primo livello estratto dai segnali dei fili delle TPC. La prima strategia proposta in tal senso, che prevedeva la generazione di un segnale AWS somma analogica dei segnali provenienti da 32 fili adiacenti, consentiva una granularità del segnale di trigger dell'ordine di $10 \times 10 \text{ cm}^2$ [126] ed era efficiente per tracce m.i.p. parallele ai piani dei fili (fig. 3.12). Tuttavia nell'analisi di eventi raccolti a Pavia con il T300 sono emersi limiti evidenti dell'efficienza per tracce inclinate rispetto ai piani di fili, a causa dello sgranamento del segnale su fili adiacenti (fig. 3.13).

Questo problema è stato risolto introducendo un'integrazione del segnale AWS: alcuni esemplari di schede AWS-LTCU con implementata questa logica di trigger locale sono stati provati nella test-facility Icarino ai LNL (cap. 4), con risultati soddisfacenti. Tuttavia sempre i dati raccolti con il T300 a Pavia hanno evidenziato un'altra caratteristica del segnale sul singolo filo che rende molto difficile l'estrazione del segnale fisico rispetto al fondo per un trigger locale basato sul segnale AWS: una doppia componente di rumore elettronico, sia ad alta che a bassa frequenza.

Si è deciso, pertanto, di cambiare radicalmente strategia, ricorrendo ad un algoritmo di filtro medio di doppio rebinning DR (cap. 5), le cui prestazioni erano già state studiate via software sui dati di Pavia [128] fornendo indicazioni positive. Questo algoritmo è stato implementato hardware su FPGA che sono state installate nella LAr-TPC Icarino per alcuni run di test che hanno permesso di ottenere risultati brillanti ed estremamente promettenti.

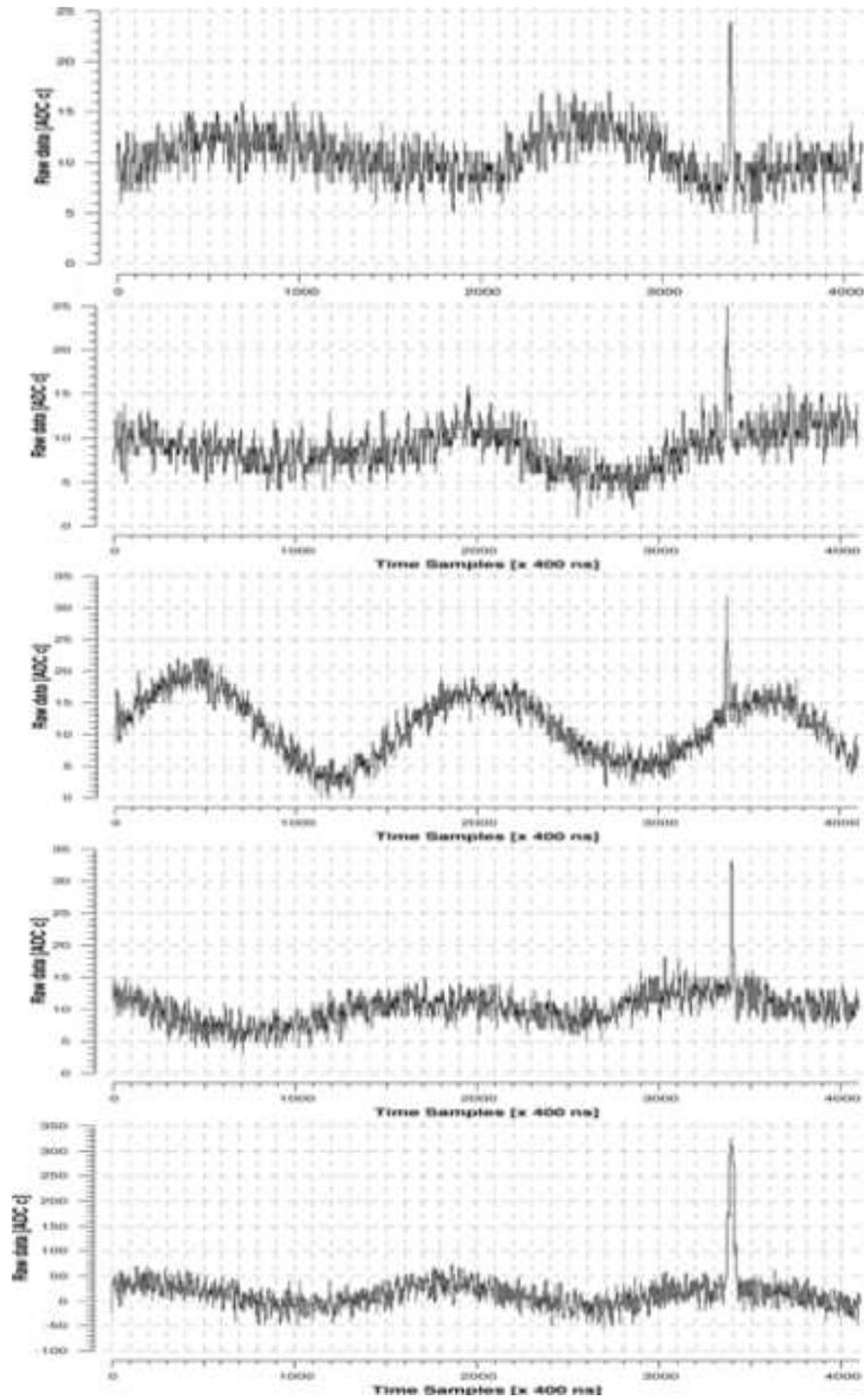


Figura 3.12: Esempio di segnali raccolti su 4 singoli fili di Collezione con il T300 a Pavia nel caso di traccia parallela ai piani di fili: il corrispondente segnale AWS (in basso) identifica chiaramente il segnale fisico rispetto al fondo.

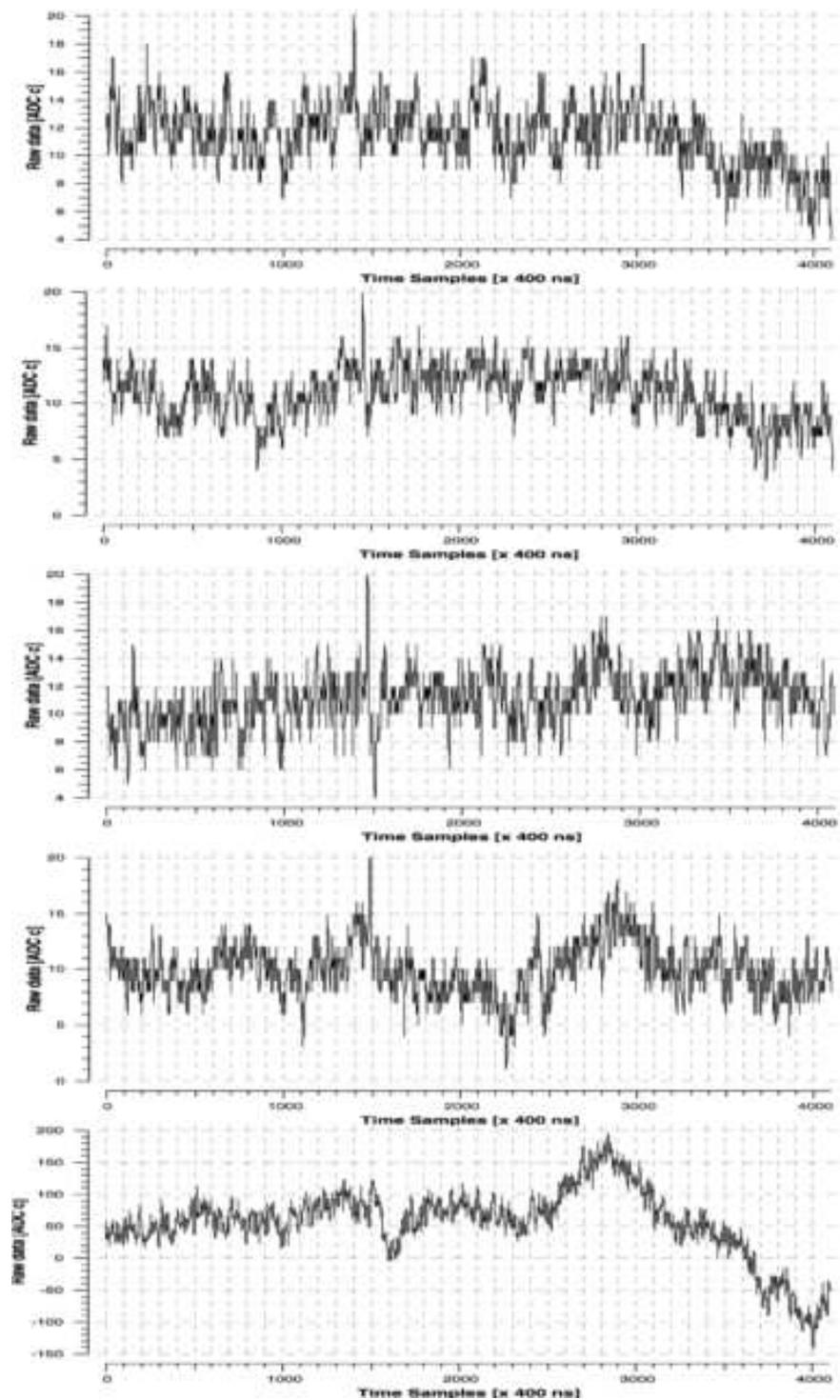


Figura 3.13: Esempio di segnali raccolti su 4 singoli fili di Collezione con il T300 a Pavia nel caso di traccia inclinata rispetto ai piani di fili: il corrispondente segnale AWS (in basso) è del tutto inefficiente nell'identificazione del segnale fisico.

Capitolo 4

Prestazioni di un sistema di trigger basato sul segnale AWS

Una prima proposta di trigger dai segnali delle camere delle TPC è stata studiata a partire dal segnale AWS (Analog Wire Sum), corrispondente alla somma analogica del segnale di 32 canali adiacenti, generato in uscita alla scheda analogica V791. Per il trattamento di questi segnali AWS ai fini di un sistema di trigger è stata studiata e realizzata una nuova scheda LTCU, che gestisce i segnali AWS da 18 schede analogiche (corrispondenti ad un intero crate) divise in due gruppi da 9, uno dedicato ai fili della vista di Collezione e l'altro a quelli della vista di Induzione. La sua funzione consiste nel filtrare i segnali, discriminarli con una soglia variabile e produrre, in uscita, due segnali logici corrispondenti all'OR di ognuno dei due gruppi di 9 AWS (fig. 4.1).

Un trigger interno basato su questo tipo di trattamento dei segnali AWS appare strettamente correlato alle caratteristiche fisiche degli eventi. Nel caso di sciame elettromagnetici, per esempio, sono attesi più segnali lunghi e vicini in tempo su gruppi di fili adiacenti, pertanto facilmente individuabili con un trigger interno. Diversamente, eventi che coinvolgono solo pochi fili potranno produrre un segnale di trigger solo se l'energia depositata è superiore a 5 MeV. Infine, nel caso di muoni passanti l'efficienza di un trigger AWS dipenderà dall'inclinazione della traccia rispetto all'orientazione dei fili. Un muone verticale (parallelo ai piani di fili) produrrà segnali sincroni su tutti i fili (il tempo di deriva è uguale per tutti gli elettroni prodotti) e quindi un segnale AWS ampio e ben definito in tempo (fig. 4.2 a sinistra). Nel caso di tracce inclinate, invece, è presente un ritardo tra gli impulsi su fili adiacenti, che produce un segnale somma AWS tanto più esteso

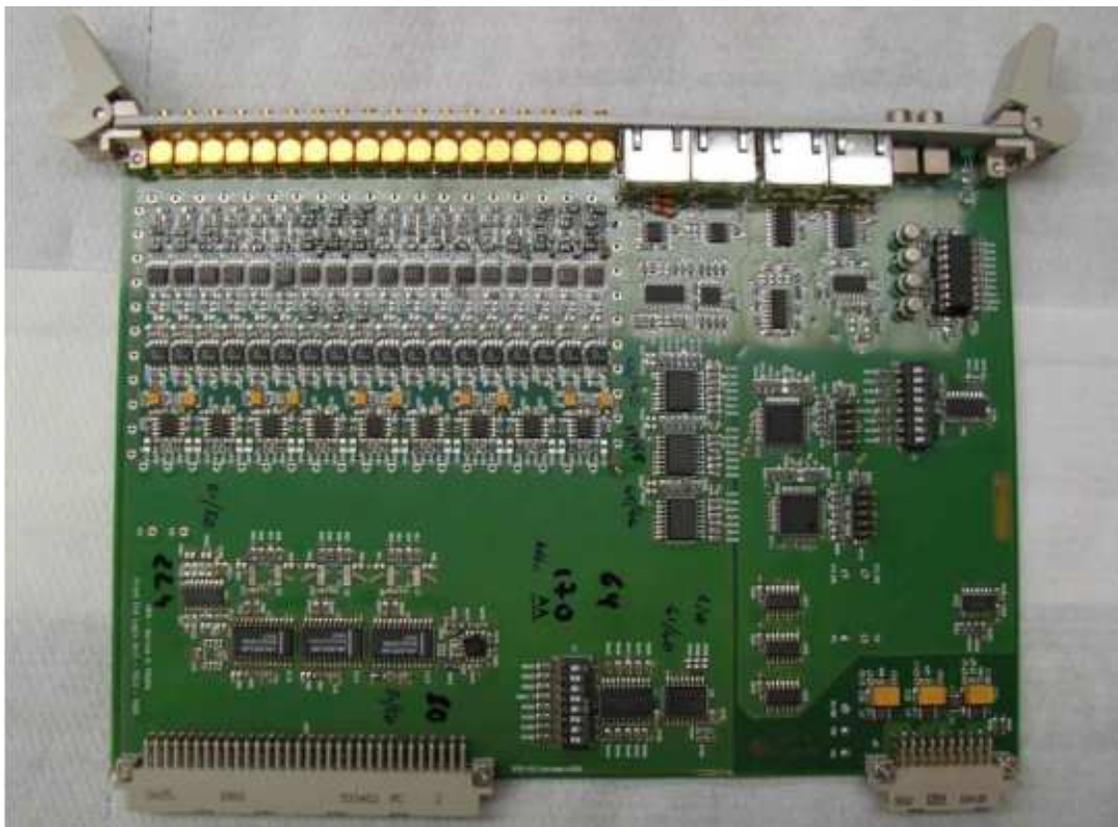


Figura 4.1: Fotografia della scheda LTCU.

in tempo e modesto in ampiezza (e quindi difficile da identificare nella discriminazione) quanto maggiore è l'inclinazione della traccia (figg. 4.2 a destra e 4.3). Ne consegue che il segnale AWS generato nel caso di tracce di m.i.p. (particelle al minimo della ionizzazione) potrebbe richiedere soglie di discriminazione molto basse, con conseguente affollamento di rumore che renderebbe inefficace il trigger AWS. Questo problema, ampiamente studiato in occasione di precedenti analisi dei dati raccolti con la presa dati di ICARUS T300 a Pavia [128], è stato risolto mediante un'integrazione del segnale AWS su $130 \mu\text{s}$ (fig. 4.4). Nel 2008 è stato effettuato, con la test-facility Icarino ai LNL (descritta nel §2.3), un test delle prestazioni di questo sistema di trigger interno per tracce di m.i.p. [131]. In particolare i 6 segnali AWS prodotti in uscita delle schede analogiche V791C di Collezione e V791Q di Induzione, sono stati iniettati nella scheda LTCU. I due segnali logici di OR in uscita (relativi uno alla vista di Collezione e l'altro a quella di Induzione) sono stati quindi registrati servendosi di in una scheda analogica V791 opportunamente modificata.

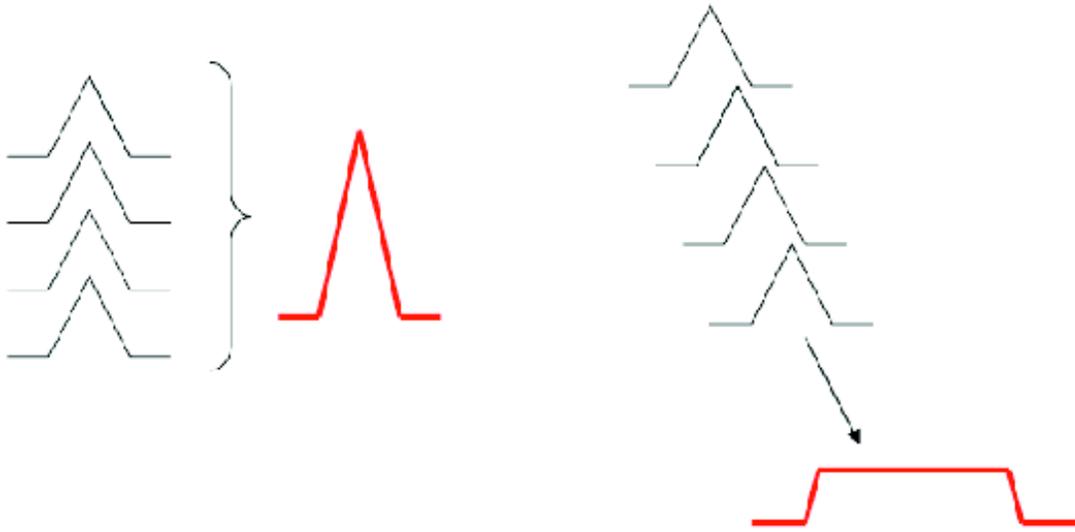


Figura 4.2: Rappresentazione schematica del segnale AWS per una traccia parallela (a sinistra) o inclinata (a destra) rispetto ai piani di fili.

Già una visualizzazione dei segnali all'oscilloscopio mostra l'efficacia della soluzione di integrazione dei segnali AWS (fig. 4.6).

Tracce di raggi cosmici a varie inclinazioni rispetto ai piani di fili sono state registrate sfruttando un sistema di trigger esterno basato sull'utilizzo di dieci contatori plastici a scintillazione di superficie 50 cm^2 , ciascuno accoppiato a un PMT Philips XP2020 (fig. 4.5).

Sono stati registrati diversi run variando la soglia di discriminazione del segnale LTCU da 105 mV a 225 mV (una soglia di 100 mV corrisponde ad una m.i.p. che deposita circa 2.7/4.2 MeV in Collezione/Induzione).

L'analisi dei dati acquisiti (conteggi ADC di 1024 campionamenti per ogni filo) è avvenuta mediante un codice di decodifica in C++ e un programma in Fortran, *cameretta.exe*, che ricostruisce visivamente l'evento e seleziona in una n-tupla le informazioni essenziali di ogni hit, filo ed evento (fig. 4.7).

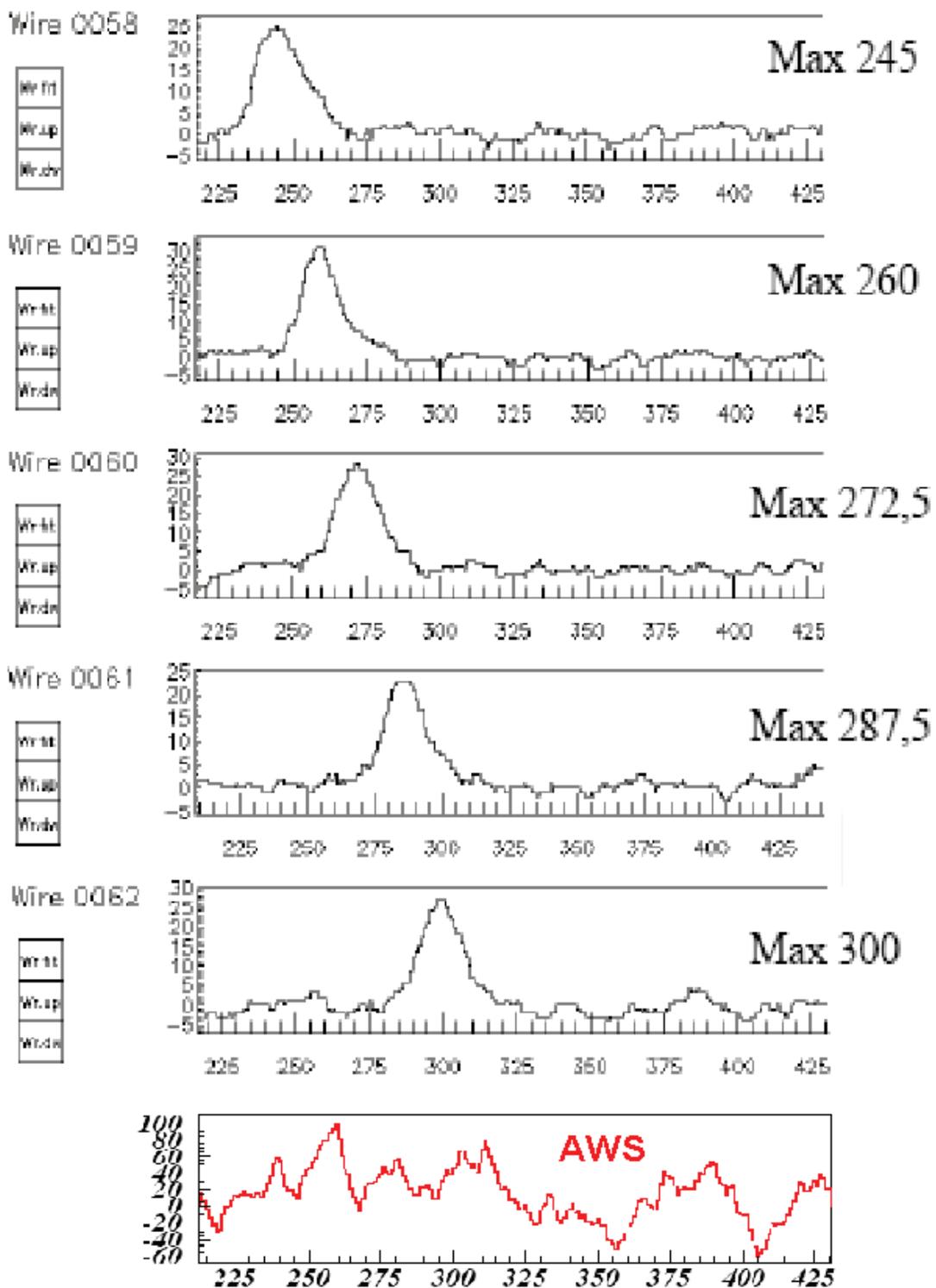


Figura 4.3: Esempio dei segnali su filiadiacenti registrati in Icarino per una traccia di muone passante, insieme al segnale AWS risultante.

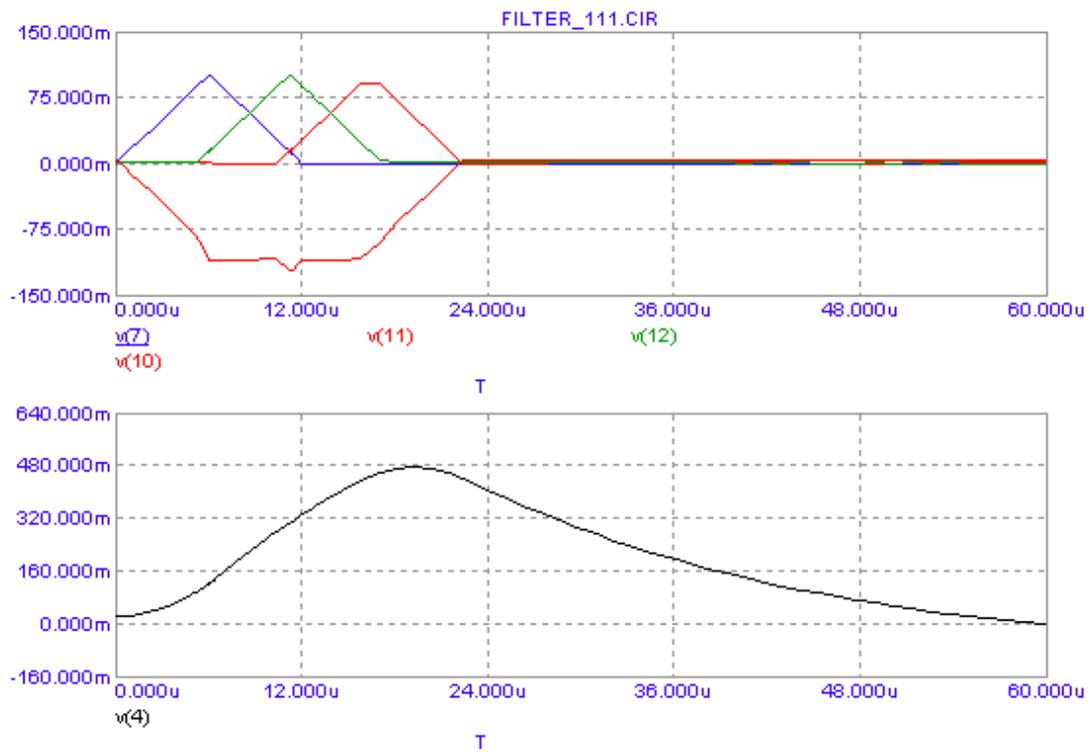


Figura 4.4: Esempio tipico del segnale somma dei segnali di tre canali nel caso di una traccia inclinata prima (in alto) e dopo (in basso) l'applicazione del filtro passa-basso e dell'integrazione.

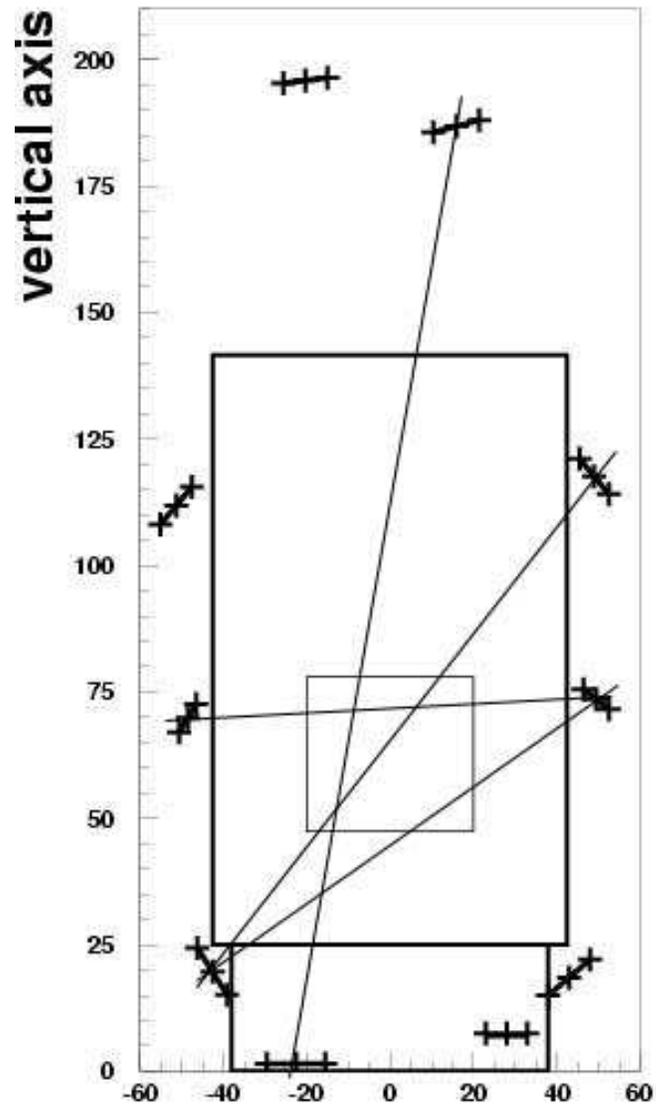


Figura 4.5: Schema della disposizione dei contatori a scintillazione per la realizzazione del trigger esterno nella presa dati di raggi cosmici con Icarino nel 2008.

Run 3200 Event 00034 04 aug 2009 12-58-18

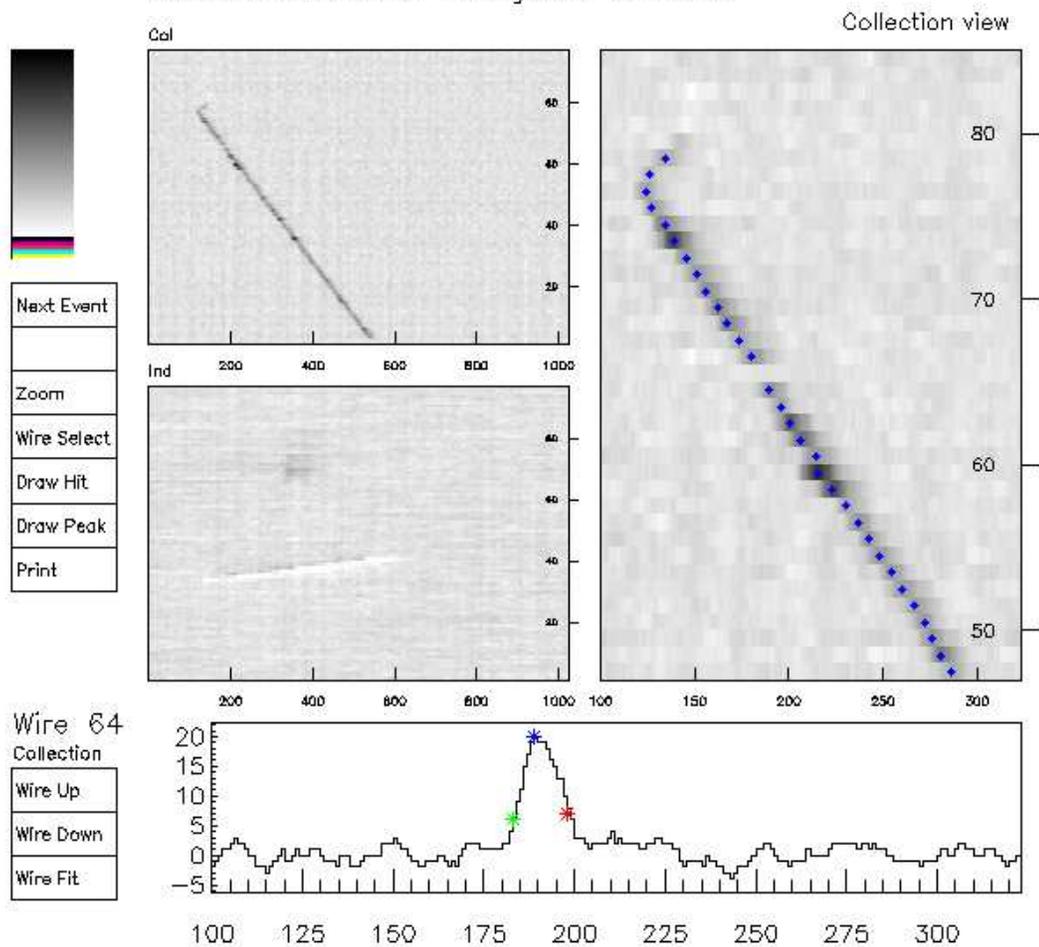


Figura 4.7: Esempio di un evento di muone passante visualizzato con il programma *cameretta.exe* in Collezione (in alto) e in Induzione (in basso).

L'identificazione delle hit è effettuata mediante un algoritmo che individua i segnali che rimangono per almeno 7 t-sample sopra una soglia di 6 conteggi ADC (questi parametri sono stati scelti con analisi visuali e statistiche mirate ad ottimizzare l'efficienza e ridurre il rumore). La baseline viene calcolata come media dei conteggi ADC su tutti i 1024 t-sample, escludendo la regione in cui sono state precedentemente individuate le hit con un margine di 10(20) t-sample dall'inizio(fine) del segnale.

Le tracce di muoni passanti sono state selezionate con i seguenti criteri:

1. gli eventi vuoti (dovuti a coincidenze casuali sui contatori a scintillazione) e gli sciami elettromagnetici vengono scartati richiedendo un numero totale delle hit di un evento $10 \leq N_{hit} \leq 200$;
2. le hit vicine (distanza massima di 1 cm nella direzione dei fili e 4 mm in quella di drift) vengono raggruppate in *cluster* di almeno 10 hit;
3. nel cluster più popolato vengono ricercate le hit allineate entro una banda di 6 mm eseguendo un fit della zona centrale della traccia con metodo iterativo; al fine di scartare eventi con raggi delta energetici e tracce multiple, inoltre, si richiede che la traccia sia formata da almeno 75 hit che rappresentano almeno il 90% del numero totale di hit.

Per studiare la dipendenza del comportamento dell'LTCU dall'angolo di inclinazione della traccia, il campione di eventi di μ passanti raccolti e selezionati con il software di ricostruzione appena descritto è stato diviso in tre gruppi, in base all'angolo formato dalla traccia con l'asse verticale.

L'efficienza del segnale dell'LTCU, calcolata rispetto al numero totale di eventi raccolti con una traccia ricostruita separatamente per le viste di Collezione e Induzione, risulta prossima al $\sim 100\%$ per tutte le inclinazioni (fig. 4.8). L'unica diminuzione dell'efficienza, riscontrata nel campione di tracce verticali all'aumentare della soglia, può essere spiegata con la minore ampiezza del segnale per questo tipo di eventi.

È stato poi eseguito un run con trigger esterno random; tra gli eventi raccolti sono stati selezionati quelli con 0 hit riconosciute al fine di studiare la frequenza di rumore del segnale dell'LTCU al variare della soglia di discriminazione nell'intervallo $90 \div 225$ mV. La frequenza di spurie per singolo AWS e per evento si stabilizza al livello di 10^{-3} per

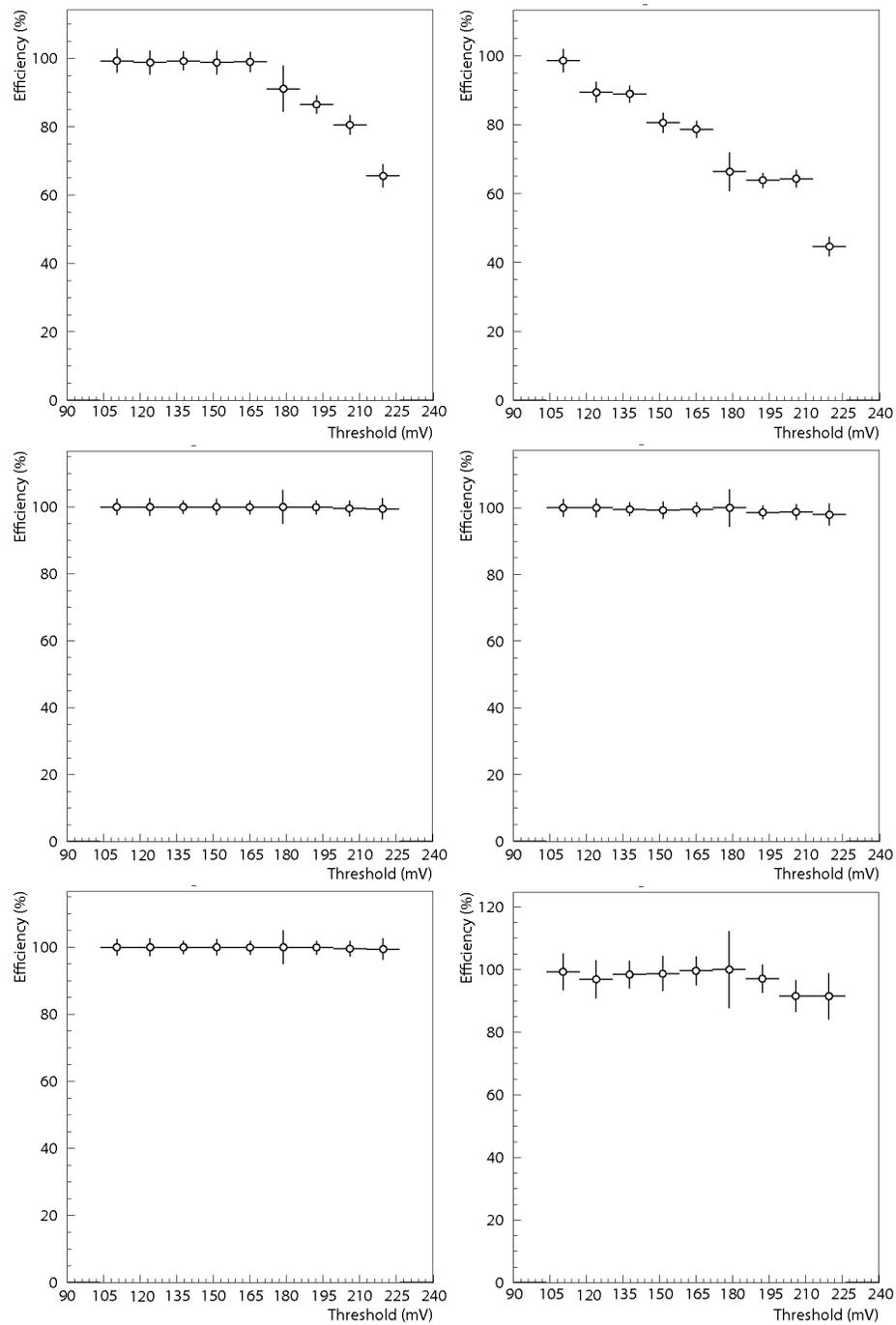


Figura 4.8: Efficienza dell'LTCU in funzione della soglia di discriminazione nella vista di Collezione (sinistra) e Induzione (destra) per i tre gruppi angolari $0^\circ \div 15^\circ$ (in alto), $25^\circ \div 40^\circ$ (al centro) e $45^\circ \div 60^\circ$ (in basso).

entrambe le viste a partire da una soglia di 150 mV (fig. 4.13, in nero).

Confrontando la distribuzione della larghezza dei segnali AWS associati alla presenza di una traccia (fig. 4.9) con quella dei segnali AWS in eventi vuoti (fig. 4.10) è emersa la possibilità di una discriminazione efficace tra segnale fisico e spurie basata appunto sulla larghezza dell'AWS.

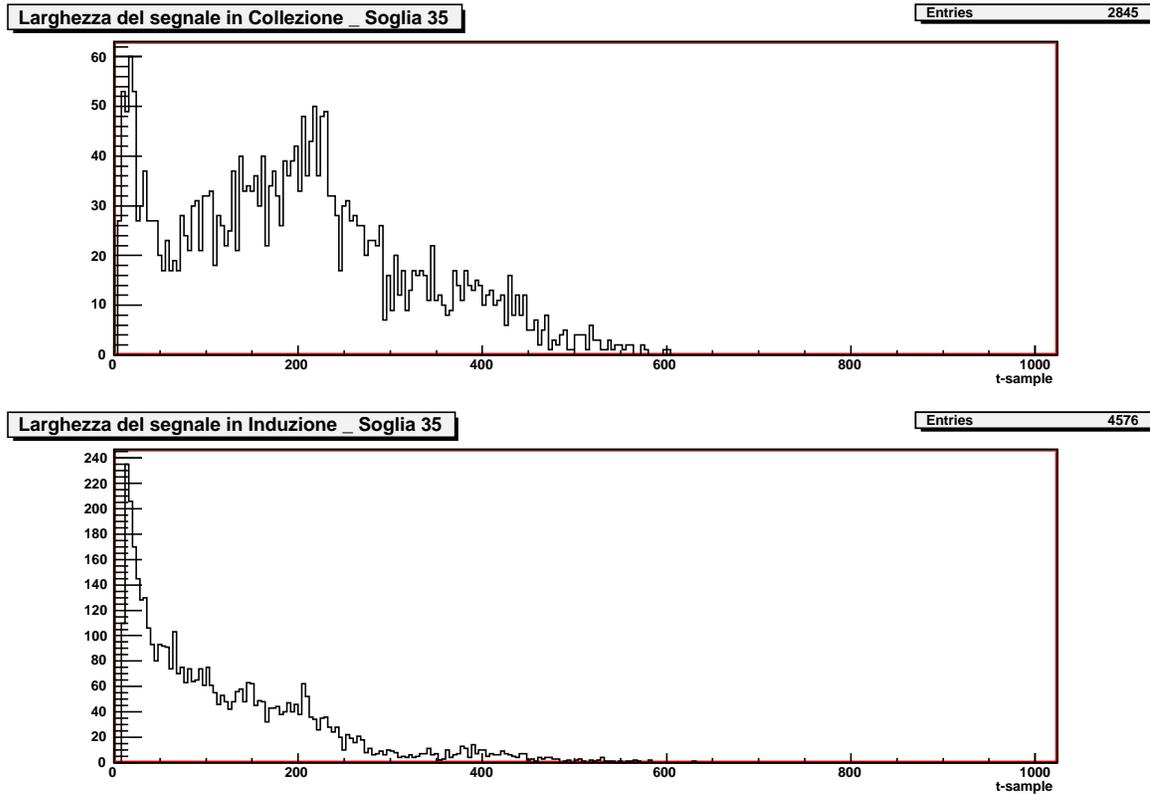


Figura 4.9: Distribuzione della larghezza dei segnali AWS associati ad una traccia di m.i.p. nelle viste di Collezione (in alto) e Induzione (in basso).

Richiedendo una larghezza minima del segnale AWS pari a 50 t-sample è stata quindi ripetuta l'analisi per la misura sia dell'efficienza in funzione dell'angolo di inclinazione della traccia (figg. 4.11 e 4.12) sia della frequenza di spurie (fig. 4.13). I risultati ottenuti mostrano come si riesca ad abbattere la frequenza di spurie soprattutto per i valori di soglia più bassi nella vista di Induzione, tanto da essere al livello di 10^{-2} già con un valore di soglia di 105 mV, mantenendo al contempo piena efficienza di rivelazione.

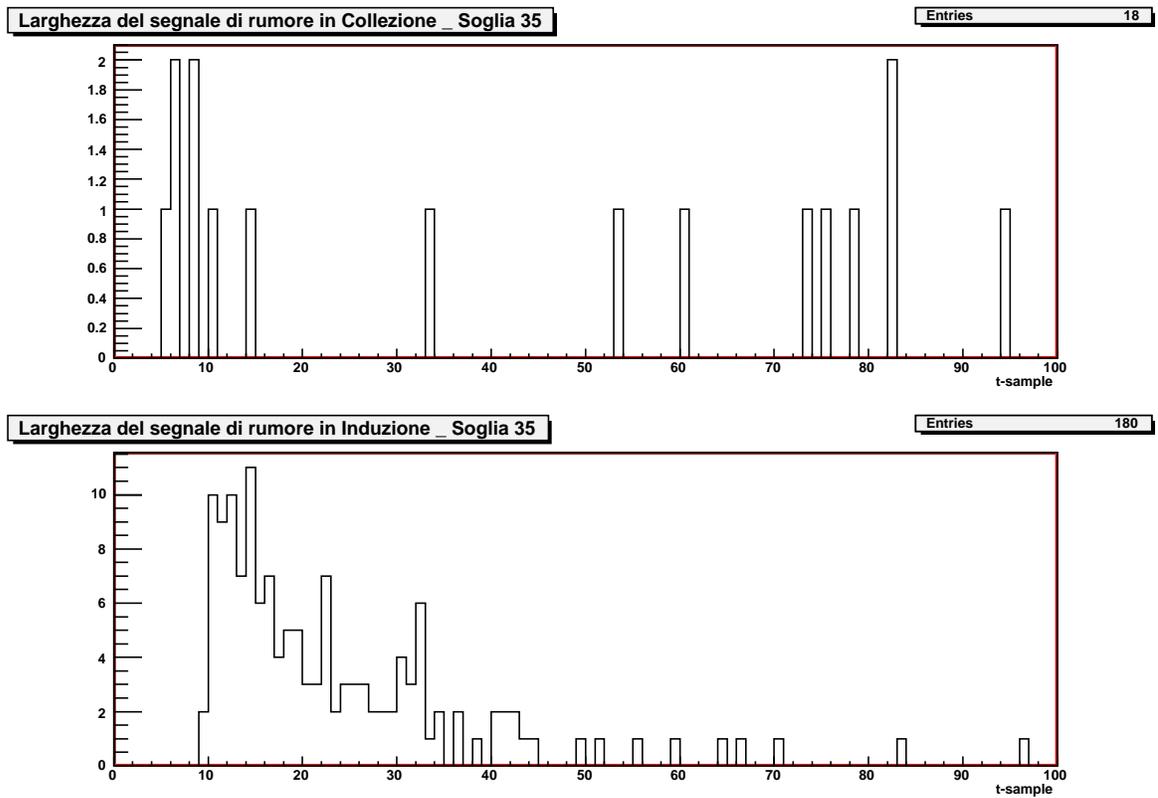


Figura 4.10: Distribuzione della larghezza dei segnali AWS per un campione di eventi privi di segnale fisico nelle viste di Collezione (in alto) e Induzione (in basso).

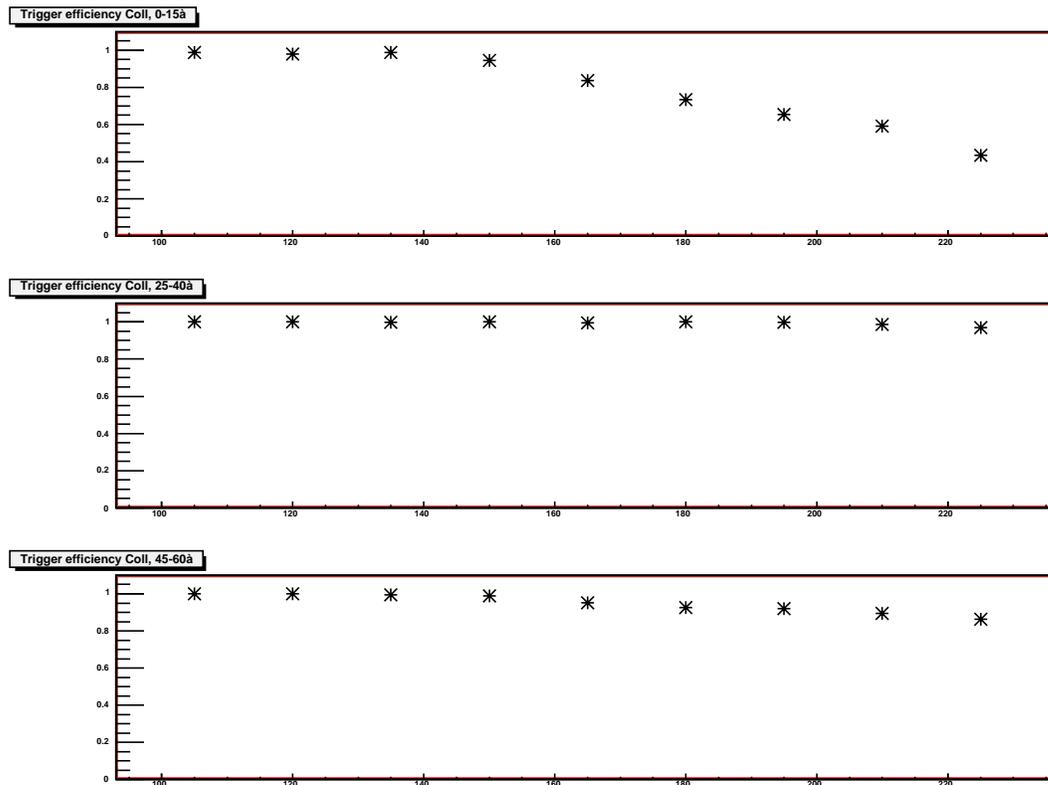


Figura 4.11: Efficienza dell'LTCU in funzione della soglia di discriminazione nella vista di Collezione per i tre gruppi angolari $0^\circ \div 15^\circ$ (in alto), $25^\circ \div 40^\circ$ (al centro) e $45^\circ \div 60^\circ$ (in basso), richiedendo una larghezza del segnale AWS di almeno 50 t-samples.

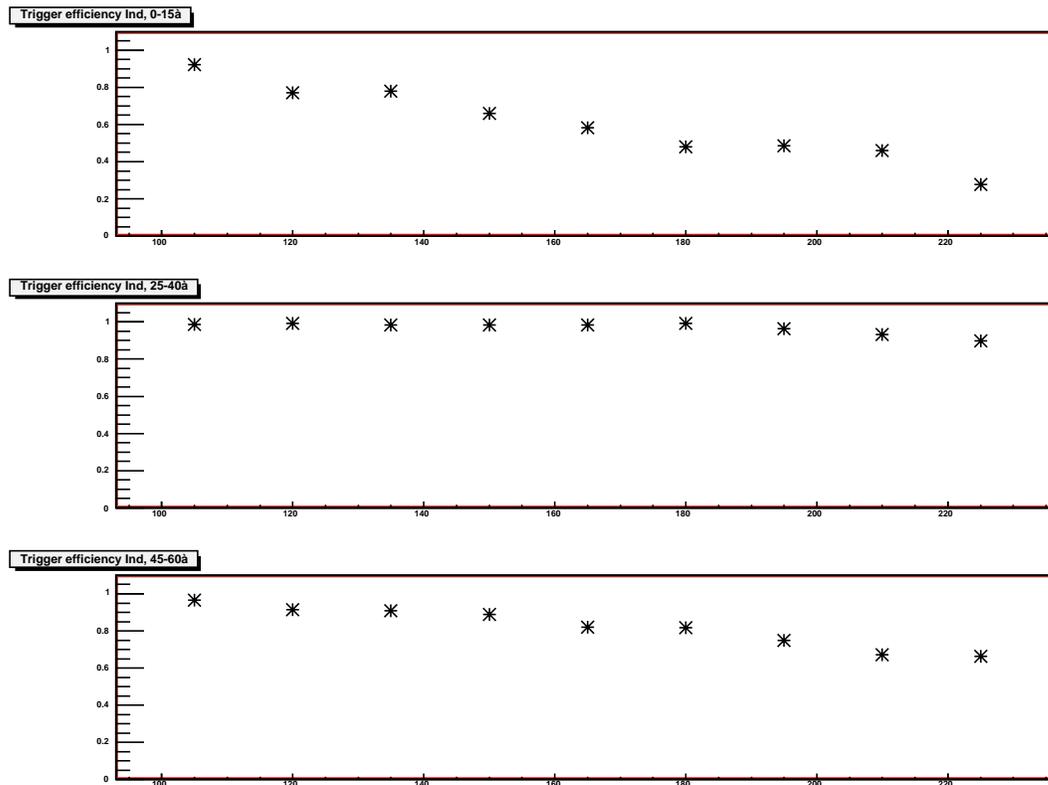


Figura 4.12: Efficienza dell'LTCU in funzione della soglia di discriminazione nella vista di Induzione per i tre gruppi angolari $0^\circ \div 15^\circ$ (in alto), $25^\circ \div 40^\circ$ (al centro) e $45^\circ \div 60^\circ$ (in basso), richiedendo una larghezza del segnale AWS di almeno 50 t-samples.

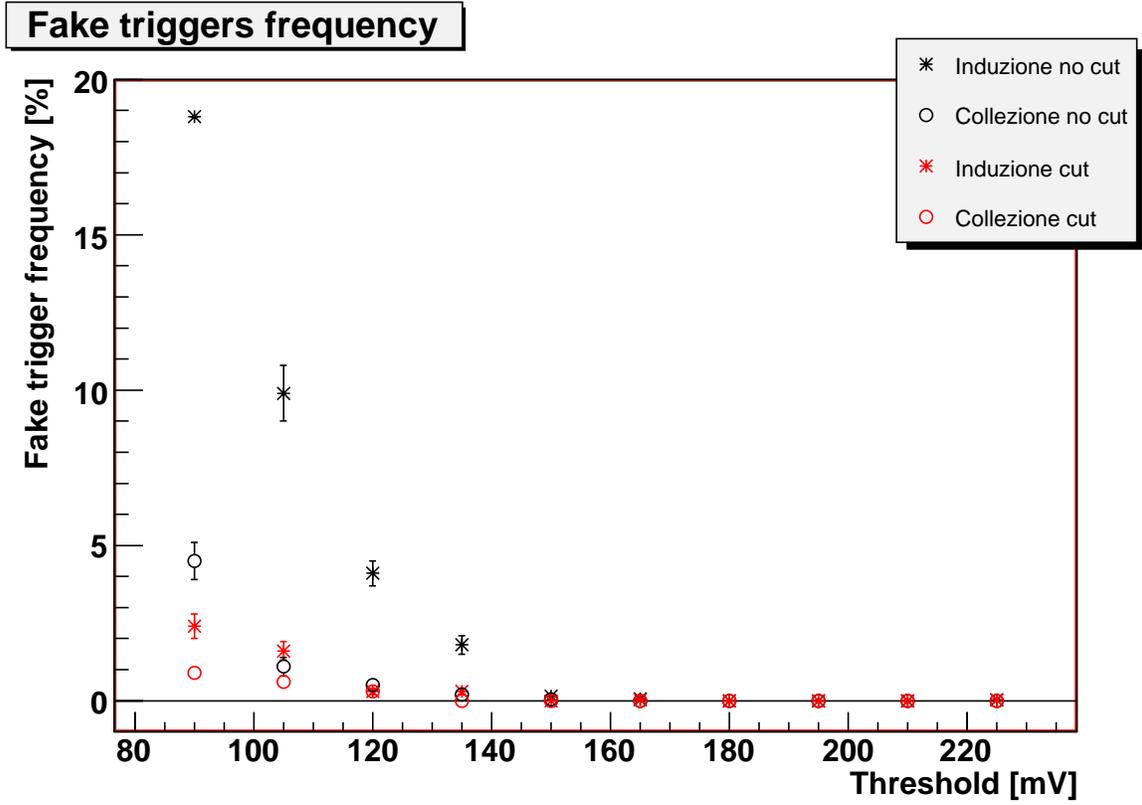


Figura 4.13: Andamento della frequenza di fake per scheda in funzione della soglia di discriminazione del segnale LTCU in Collezione (cerchio) e in Induzione (asterisco) con (rosso) e senza (nero) la richiesta di una larghezza minima del segnale AWS pari a 50 t-samples.

Capitolo 5

Prestazioni di un sistema di trigger basato sull'algoritmo di doppio rebinning

Come visto nel precedente capitolo, l'AWS-LTCU ha dimostrato di poter operare con efficienza prossima al 100% e frequenza di spurie ragionevole (10^{-3}) su un campione di eventi di raggi cosmici raccolti con la test-facility Icarino ai LNL.

Tuttavia gli eventi di raggi cosmici raccolti nella presa dati di test a Pavia nel 2001 hanno evidenziato la presenza di una componente di bassa frequenza del rumore, non rilevata nei segnali registrati con Icarino a causa della minor lunghezza dei fili della TPC, che complica l'identificazione delle hit. Per risolvere questo problema il gruppo padovano ha sviluppato, nel 2005, un algoritmo software che ha dimostrato ottima efficienza di individuazione del segnale e capacità di reiezione del fondo [128]. Nel 2008 è iniziata l'implementazione hardware di questo algoritmo su FPGA (Field Programmable Gate Array) montate sulle schede digitali CAEN-V789, che si è conclusa nel Dicembre 2009 con l'installazione di 6 esemplari nella test-facility Icarino ai LNL. Il test con μ passanti ha fornito risultati molto incoraggianti. L'alta efficienza raggiunta nell'estrarre i segnali di hit ($\sim 100\%$) in presenza di una frequenza di fake trascurabile ($\leq 10^{-3}$), ha consentito di implementare un circuito di majority in grado di generare un segnale di trigger interno in presenza di tracce nella camere. Inoltre, come applicazione, è stato possibile realizzare anche un trigger locale per l'acquisizione di eventi isolati di bassa energia.

5.1 L’algoritmo di doppio rebinning e la “sliding window”

Come già riscontrato negli eventi raccolti con la test-facility Icarino ai LNL, il tipico segnale raccolto sui fili di Collezione al passaggio di una m.i.p. ha una durata media di ~ 25 t-samples ed una ampiezza media variabile nell’intervallo $10 \div 30$ conteggi ADC dipendente dall’inclinazione della traccia, sovrapposto ad un’oscillazione di alta frequenza (periodo $T \sim 5$ t-sample) della baseline con ampiezza picco-picco ~ 4 conteggi ADC. Negli eventi raccolti nel T300 a Pavia si è evidenziato anche un rumore di bassa frequenza ($T \sim 1500$ t-sample), che produce una modulazione del valor medio della baseline con ampiezza picco-picco ~ 10 conteggi ADC (fig. 5.1). Questa seconda componente del rumore rendeva molto difficile l’uso del segnale AWS.

L’algoritmo proposto per filtrare contemporaneamente entrambe le componenti di rumore è basato sul doppio rebinning temporale del segnale sul ogni filo. L’ampiezza in conteggi ADC del segnale $Q(t)$, campionata ogni t-sample, viene mediata su un intervallo di tempo breve (10 t-sample), per la riduzione della componente di alta frequenza (fig. 5.2, in alto), ed uno lungo (250 t-sample), per il trattamento della componente di bassa frequenza (fig.

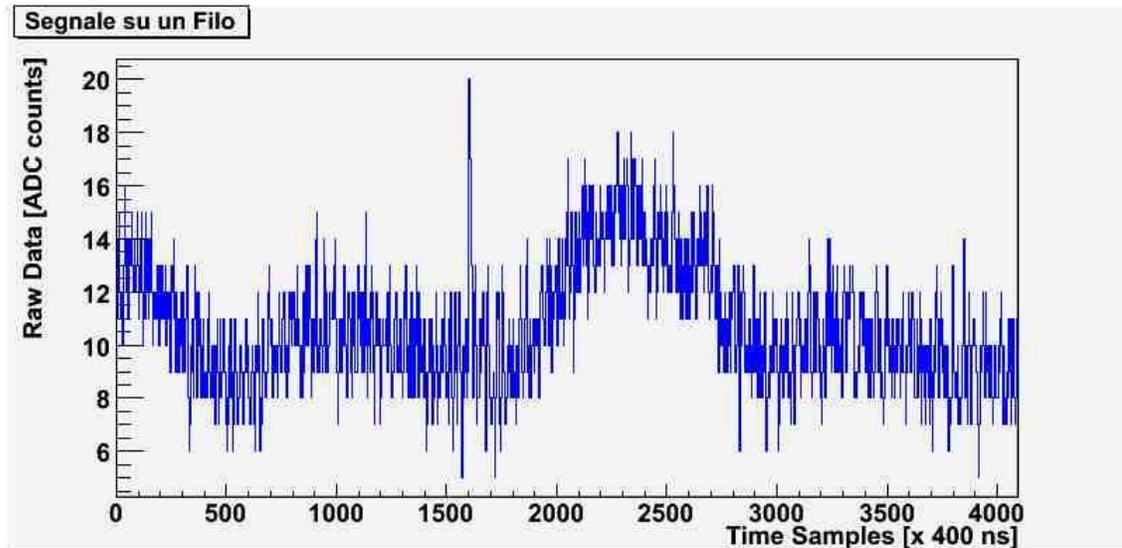


Figura 5.1: Forma tipica del segnale su un filo di Collezione. Sono evidenti entrambe le componenti di bassa e alta frequenza del rumore.

5.2, al centro):

$$Q_{short}([t_j; t_{j+10}]) = \sum_{i=j}^{j+10} Q(t_i)/10 \quad (5.1)$$

$$Q_{long}([t_j; t_{j+250}]) = \sum_{i=j}^{j+250} Q(t_i)/250. \quad (5.2)$$

I valori della larghezza degli intervalli in cui l'ampiezza del segnale viene mediata sono stati scelti in modo da ottimizzare il rapporto segnale/rumore [128]. Il segnale $S(t)$ viene quindi ricalcolato, ad ogni t-sample, come differenza (fig. 5.2, in basso) e una hit viene identificata al superamento di una soglia prefissata Q_{thr} :

$$S(t) = Q_{short}(t) - Q_{long}(t) \geq Q_{thr}. \quad (5.3)$$

Questo algoritmo ha dimostrato piena efficienza ($\sim 100\%$) sul singolo filo con una frequenza di spurie $\leq 3\%$ già per un valore di soglia $Q_{thr} = 4$ conteggi ADC [128].

Per implementare questo algoritmo su FPGA assicurando tempi rapidi di risposta (requisito fondamentale per un segnale di trigger) si è resa necessaria una modifica, ovvero l'introduzione del concetto di "sliding window" (DR-slw): per ogni t-sample l'ampiezza del segnale viene mediata in un intervallo che non ha una posizione fissa ma si estende all'indietro a partire dal t-sample stesso (fig. 5.3). Inoltre, nuovi valori piú adatti all'implementazione hardware sono stati scelti per la larghezza degli intervalli di rebinning: 8 e 128 t-sample. Infine, per l'identificazione delle hit è stata introdotta l'ulteriore richiesta di permanenza dell'ampiezza del segnale $S(t) \geq Q_{thr}$ per almeno 3 t-sample.

$$Q_{short}(t_j) = \sum_{i=j-8}^j Q(t_i)/8 \quad (5.4)$$

$$Q_{long}(t_j) = \sum_{i=j-128}^j Q(t_i)/128. \quad (5.5)$$

È stato quindi necessario simulare il comportamento di questo algoritmo su un campione di eventi di tracce passanti a varie inclinazioni, raccolti con il T300 a Pavia, per controllare come le modifiche apportate influiscano sulle prestazioni. I risultati ottenuti dimostrano la possibilità di ottenere piena efficienza ($\sim 99\%$) sul singolo filo con una frequenza di spurie $\sim 1\%$ per un valore di soglia $Q_{thr} = 6$ conteggi ADC (fig. 5.4).

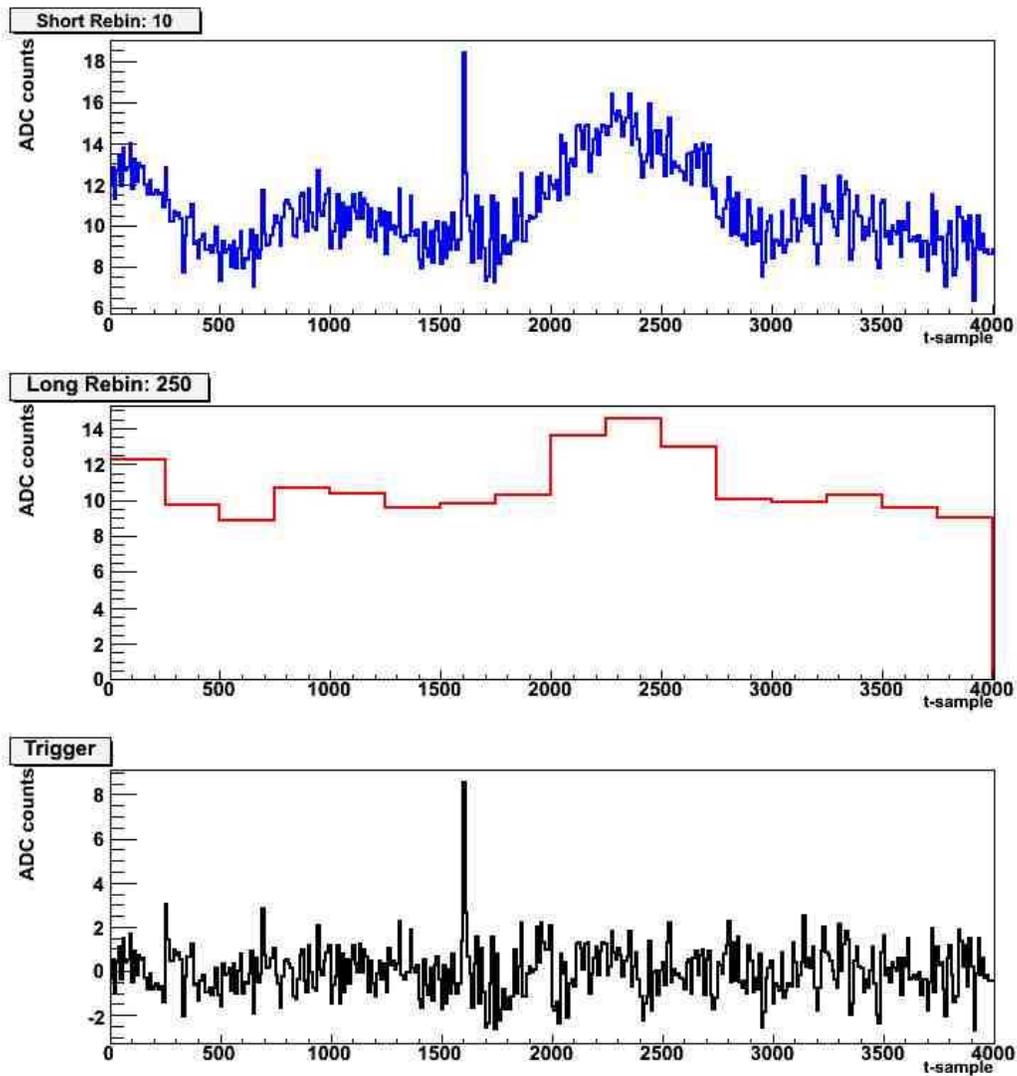


Figura 5.2: Esempio di applicazione dell'algoritmo di doppio rebinning al segnale del filo di fig. 5.1: $Q_{short}(t)$ (in alto), $Q_{long}(t)$ (al centro) e $S(t)$ (in basso).

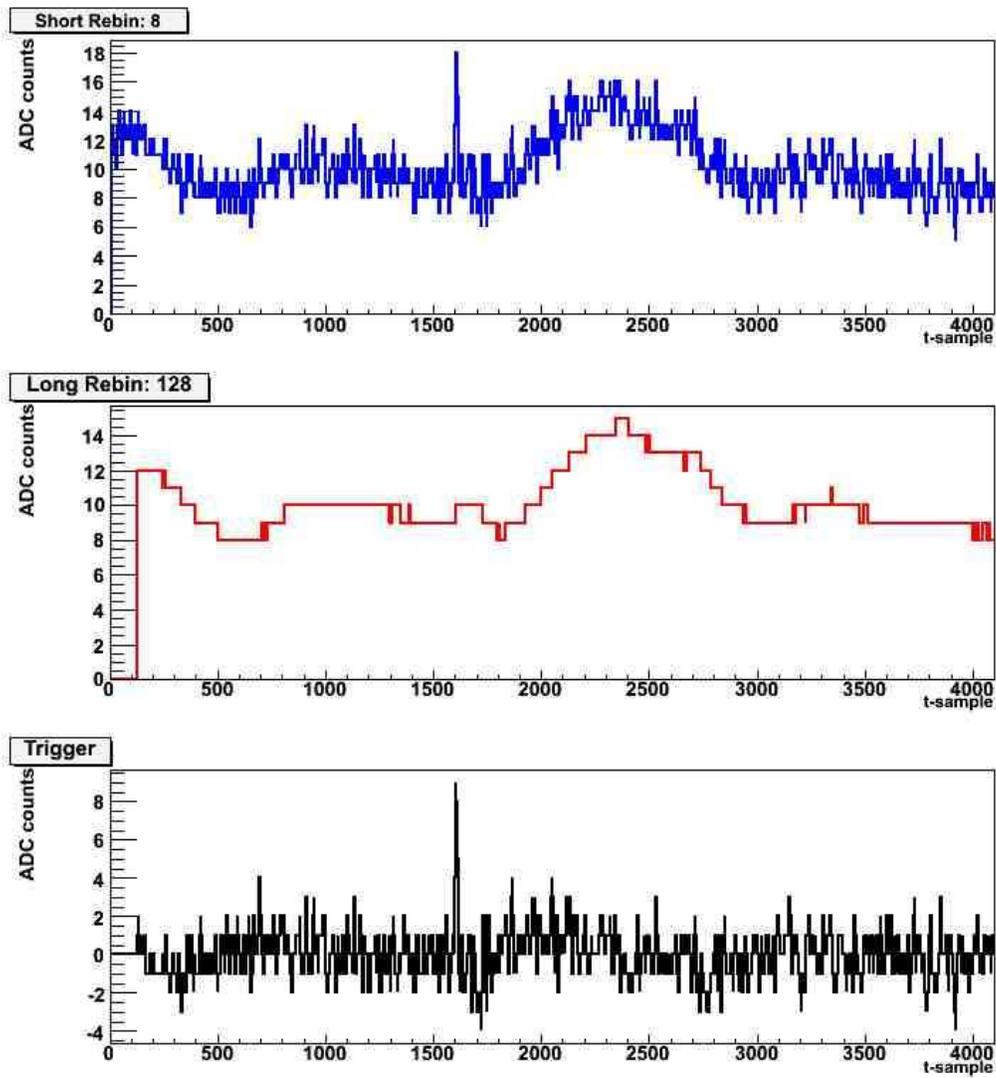


Figura 5.3: Esempio di applicazione dell'algoritmo DR-slw al segnale del filo di fig. 5.1: $Q_{short}(t)$ (in alto), $Q_{long}(t)$ (al centro) e $S(t)$ (in basso).

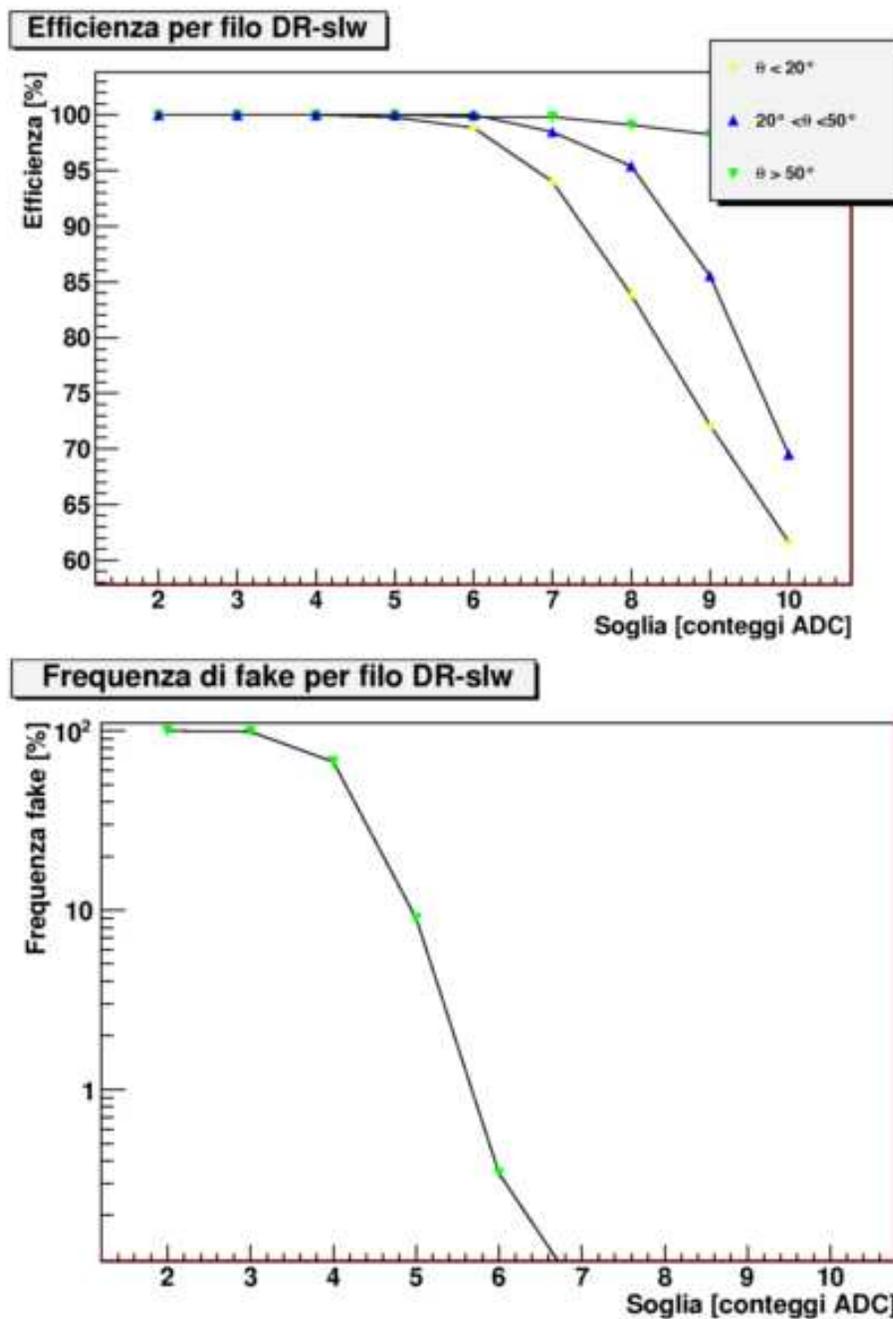


Figura 5.4: Efficienza di identificazione delle hit per tre diverse inclinazioni di traccia (in alto) e frequenza di fake (in basso) dell'algoritmo DR-slw al variare della soglia di discriminazione.

5.2 Implementazione hardware dell'algoritmo DR-slw su FPGA

L'implementazione hardware dell'algoritmo DR-slw è stata realizzata su una FPGA (Field Programmable Gate Array), chiamata *SuperDaedalus*, installata sulla scheda digitale CAEN-V789. L'FPGA è stata preferita ad un ASIC (Application Specific Integrated Circuit) in quanto ha il grande vantaggio di essere riprogrammabile, facilitando eventuali upgrade. Come prototipo è stata utilizzata una Xilinx Vrtex5 XC5VLX50, dispositivo sicuramente sovradimensionato per il codice da contenere, che ha però permesso l'aggiunta di nuove funzionalità utili in fase di test. Ogni scheda digitale contiene due SuperDaedalus, ciascuna delle quali processa uno dei due segnali immessi nella scheda attraverso il link seriale ad una frequenza di 40MHz.

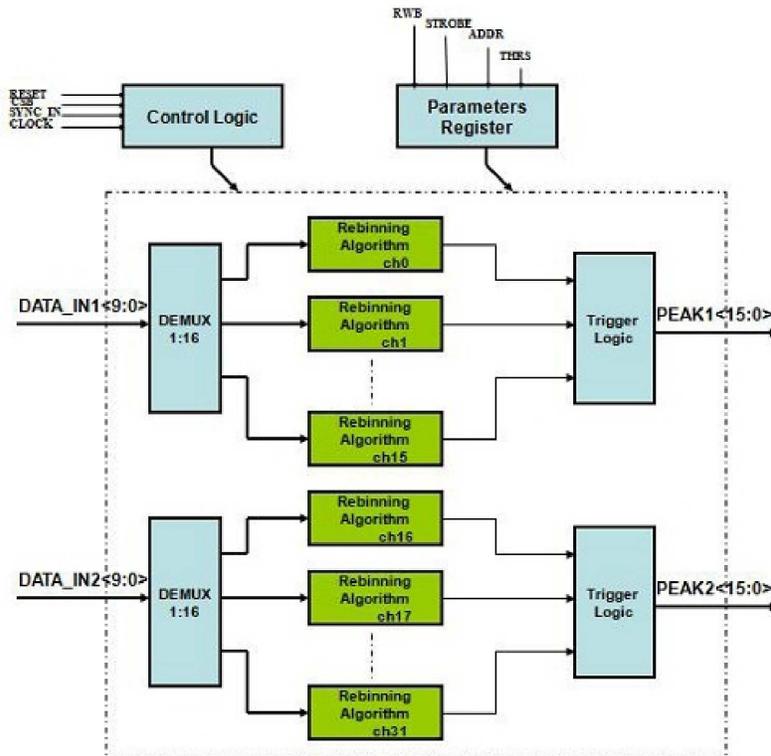


Figura 5.5: Architettura del nuovo chip Super-Daedalus.

Il primo stadio dell'architettura del chip è il demultiplexing 1:16, dal quale escono 16 canali a ciascuno dei quali viene applicato l'algoritmo DR-slw (fig. 5.5). Per calcolare il

long rebinning viene utilizzato un registro a scorrimento che permette di memorizzare il valore di ampiezza del segnale in un intervallo di 128 t-sample: ad ogni colpo di clock la somma viene aggiornata aggiungendo il valore al t-sample t_0 e sottraendo quello al t-sample t_0-128 . Lo short rebinning viene calcolato in modo del tutto analogo (fig. 5.6).

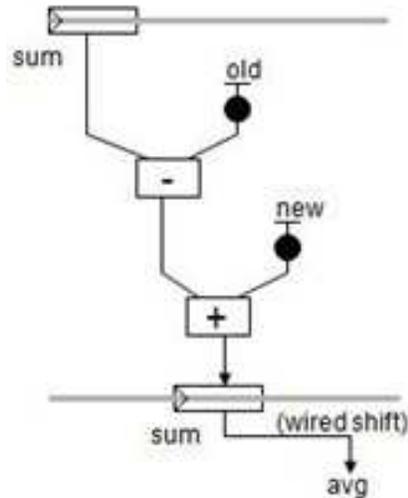


Figura 5.6: Schema delle operazioni di emulazione dell'algoritmo di DR-slw.

Quando la differenza tra i rebinning corto e lungo supera il valore di soglia V_{thr} impostato con il parametro “filter-size” per almeno 3 t-sample viene generato un segnale *peak*, che indica la presenza di una hit sul filo. La scelta del fronte su cui viene generato il peak è determinata dal parametro “polarity”: in particolare la scelta del fronte negativo produce un numero di peak molto maggiore nella vista di Induzione, i cui fili hanno un segnale spesso affetto da problemi di “undershoot”.

L'ultimo stadio dell'architettura, infine, è una macchina a stati per lo stretching dei segnali di peak. La realizzazione di uno stretching fisso fino ad un massimo di $125 \mu s$ richiederebbe, con un clock a 25 ns, 32 contatori a 13 bit. Tuttavia, ai fini di un risparmio di risorse è stata adottata una soluzione alternativa che utilizza un solo contatore a 10 bit per la generazione di un clock a $25 \mu s$ sul quale vengono sincronizzati 32 contatori a 3 bit, uno per canale: all'arrivo di un segnale di peak su un filo, la macchina a stati comincia a contare il numero di clock fino al raggiungimento del valore desiderato. La durata totale dello stretching non sarà dunque fissa, ma piuttosto compresa in un intervallo di valori selezionabile mediante un parametro: $25 \div 50 \mu s$, $50 \div 75 \mu s$, $75 \div 100 \mu s$ e $100 \div 125 \mu s$.

I 16 segnali di peak provenienti da ogni SuperDaedalus vengono processati da un'altra FPGA *V789CTRL*, che alza un bit quando la somma dei 16 peak supera il livello di majority M impostato con un parametro dedicato. In uscita dalla scheda digitale, dunque, sono disponibili i due segnali di majority e il loro segnale di OR logico, detto *GTO* (Global Trigger Out) (fig. 5.7).

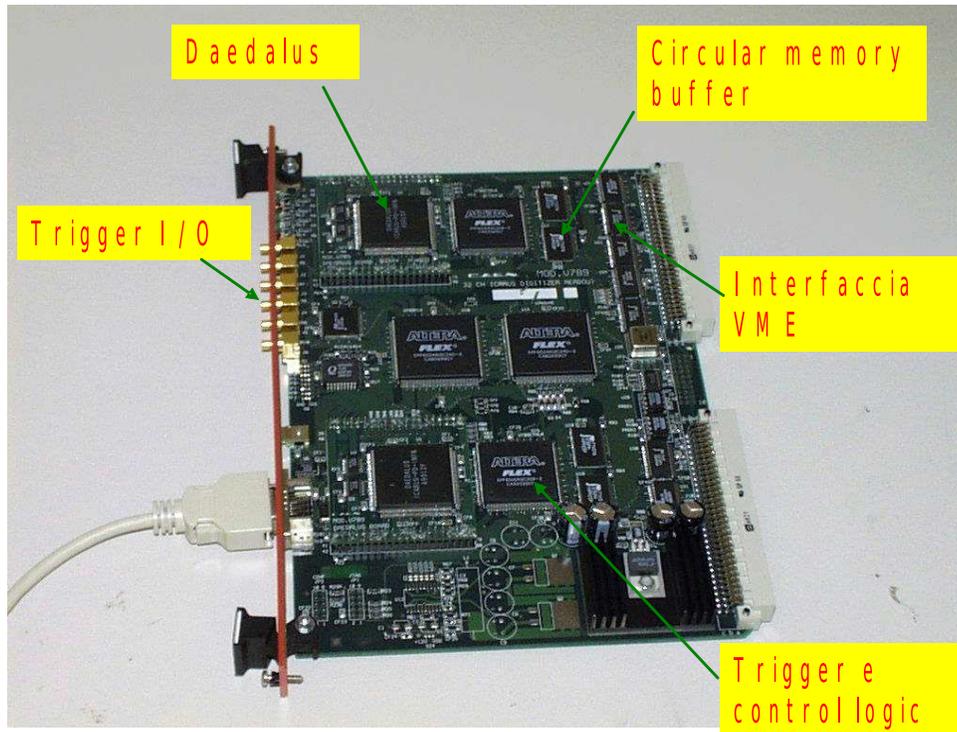


Figura 5.7: Foto della scheda digitale V789 con installati i due chip SuperDaedalus.

Un'ulteriore funzionalità è stata aggiunta, in queste fasi preliminari di test, al fine di controllare lo stato dei segnali di peak. Da ogni chip SuperDaedalus viene estratto un segnale a 6 bit contenente le informazioni, per ogni t -sample, sul numero totale di peak attivi (5 bit) e sul valore del peak per un canale (1 bit); questo segnale viene inviato all'FPGA *V789MIX*, preposta alla memorizzazione dei dati¹. Per ogni filo, pertanto, viene scritta sul buffer circolare una parola da 16 bit contenente, per ogni t -sample, informazioni su (fig. 5.8):

- valore dell'ampiezza del segnale in conteggi ADC (10 bit);
- valore del peak (1 bit);

¹In questa configurazione di test, pertanto, è possibile acquisire i dati solo senza compressione

- valore della majority per il gruppo di 16 canali a cui il filo appartiene (5 bit).



Figura 5.8: Modello raw-data memorizzati nel chip Super-Daedalus.

Vari test preliminari, effettuati al banco per verificare la funzionalità delle schede di trigger simulando l'arrivo di segnali di hit della TPC mediante impulsi prodotti da un'impulsatore esterno, hanno permesso di correggere varie anomalie relative alla fase costruttiva per passare quindi ai test sulla LAr-TPC con raggi cosmici.

5.3 Test diretto delle nuove schede digitali con eventi di raggi cosmici

Il rivelatore Icarino è stato messo in funzione nel mese di dicembre 2009 ai Laboratori LNL per effettuare un lungo run di test con i raggi cosmici dedicato allo studio delle prestazioni delle nuove schede digitali equipaggiate con i nuovi chip Super-Daedalus. I 96 fili di Collezione e di Induzione sono stati completamente equipaggiati con la nuova elettronica, per un totale di 6 schede digitali CAEN-V789 di nuovo tipo.

In una prima fase sono stati acquisiti eventi di muoni cosmici selezionati con un trigger esterno di contatori a scintillazione (cap. 4), per determinare i parametri per le schede di Collezione che ottimizzano l'efficienza di identificazione delle hit sul singolo filo sia per segnale di GTO. Successivamente sono stati effettuati alcuni run per l'acquisizione di eventi di raggi cosmici con trigger interno dato dai segnali dei fili di Collezione per studiare i parametri per la vista di Induzione.

Infine è stato effettuato un run di raggi cosmici per studiare la capacità dell'algoritmo DR-slw implementato via FPGA di realizzare un trigger locale indirizzato all'acquisizione di eventi isolati e/o di bassa energia, tipo neutrino solare. Questa misura costituisce un test importantissimo per gli sviluppi futuri di rivelatori LAr-TPC di grandi masse in cui la ricerca di segnali rari tipo p-decay, neutrino solare e neutrino da SuperNova rappresenta una sfida notevole.

In totale sono stati raccolti oltre 52000 eventi in 15 giorni di presa dati; in questo periodo le condizioni criogeniche e del DAQ sono state continuamente controllate e la temperatura dell'Argon liquido è risultata uniforme entro 0.1 K nell'intero volume del rivelatore.

5.3.1 Rivelazione della singola hit in Collezione

L'efficienza di rivelazione delle hit sul singolo filo in Collezione è stata misurata al variare della soglia V_{thr} nell'intervallo $4 \div 10 \#$ ADC, con stretching $50 \div 75 \mu s$. Nei 2 campioni di eventi di muoni verticali e inclinati a 45° raccolti con trigger esterno sono state selezionate tracce di muone passante prive di raggi δ importanti con gli stessi criteri descritti nel cap. 4 (fig. 5.9). Il programma di visualizzazione degli eventi è stato opportunamente modificato in modo da rivelare la presenza dei segnali di peak e di GTO (fig. 5.10).

Per ogni hit di traccia ricostruita dal software (segnale oltre $6 \#$ ADC per almeno 7 t-samples) è stata ricercata la presenza del segnale di peak correlato entro $10 \mu s$. L'efficienza del segnale di peak, mediata su tutti i 96 fili della Collezione, è risultata, per le tracce verticali, superiore al 98% fino ad una soglia $V_{thr} = 7 \#$ ADC per poi decrescere fino a 0.77 per $V_{thr} = 10 \#$ ADC (fig. 5.11, in alto). In fig. 5.12 sono riportate le distribuzioni delle efficienze di ogni filo per tre valori della soglia V_{thr} . Analogamente, per le tracce inclinate a 45° l'efficienza di rivelazione della singola hit è superiore al 97 % fino a $V_{thr} = 8 \#$ ADC, ma decresce meno rapidamente in virtù della maggiore ampiezza del segnale raccolto dai fili (fig. 5.11, in basso). Ad ulteriore verifica del corretto funzionamento della scheda, i risultati della misura sono stati confrontati con la simulazione software dell'algoritmo DR-slw.

Il segnale di peak viene prodotto con ritardi temporali trascurabili rispetto alla hit. Mediamente sia nelle tracce verticali che in quelle a 45° il fronte di salita del segnale di peak dista solo pochi t-sample dal picco delle hit, con una lieve dipendenza dal valore di V_{thr} . L'effetto dell'inclinazione della traccia si traduce in un aumento del ritardo di circa 2 t-sample (fig. 5.13).

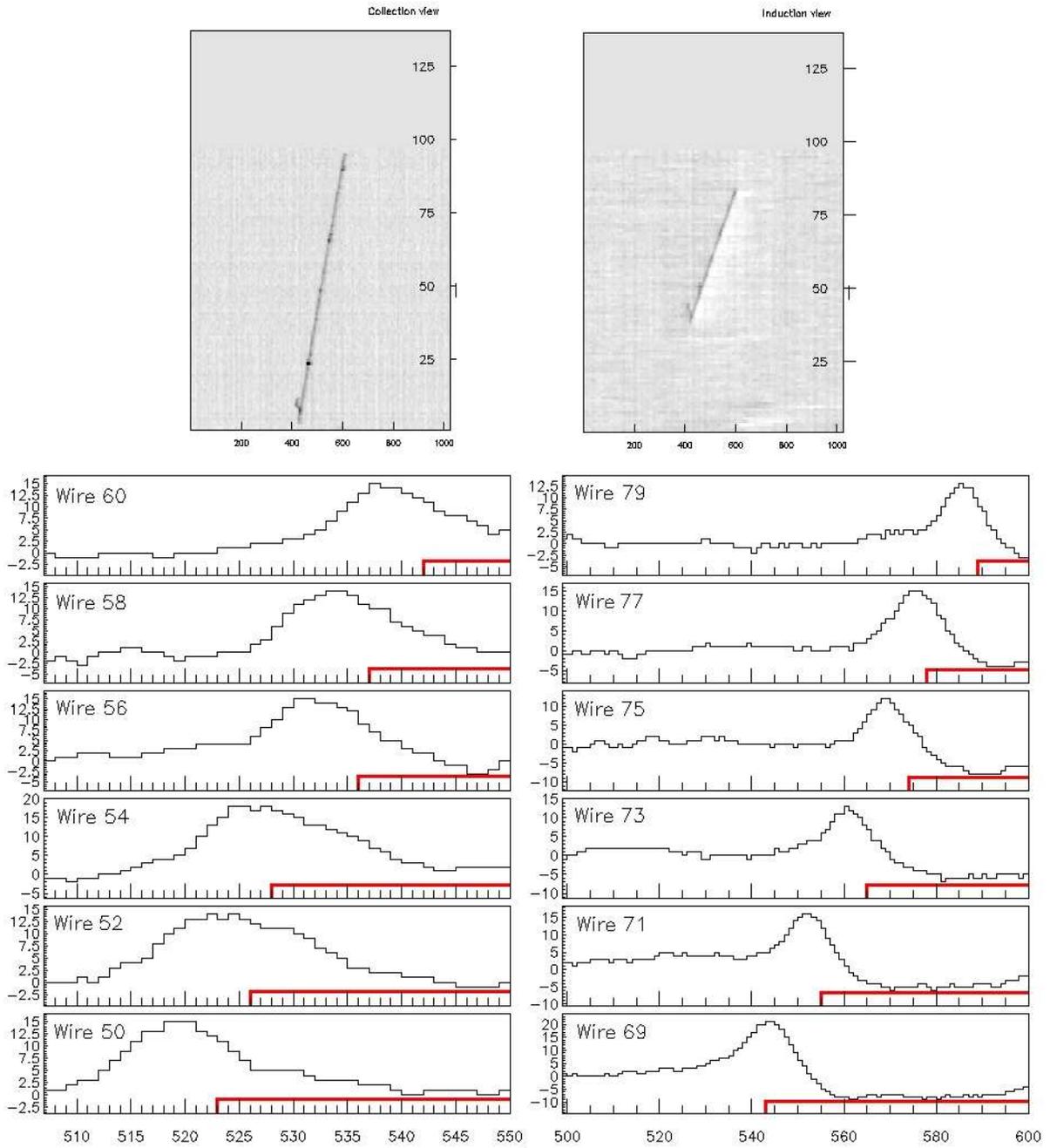


Figura 5.9: Visualizzazione di una traccia mip di muone inclinato rispetto ai fili di Collezione ed Induzione (filo colpito vs. tempo di drift). Sono riportati i segnali delle singole hit lungo i fili di Collezione (a sinistra) e Induzione (a destra) in funzione del tempo di drift; la linea rossa corrisponde al segnale di peak generato quando l'altezza dell'impulso supera la soglia $V_{thr} = 6 \# \text{ADC}$.

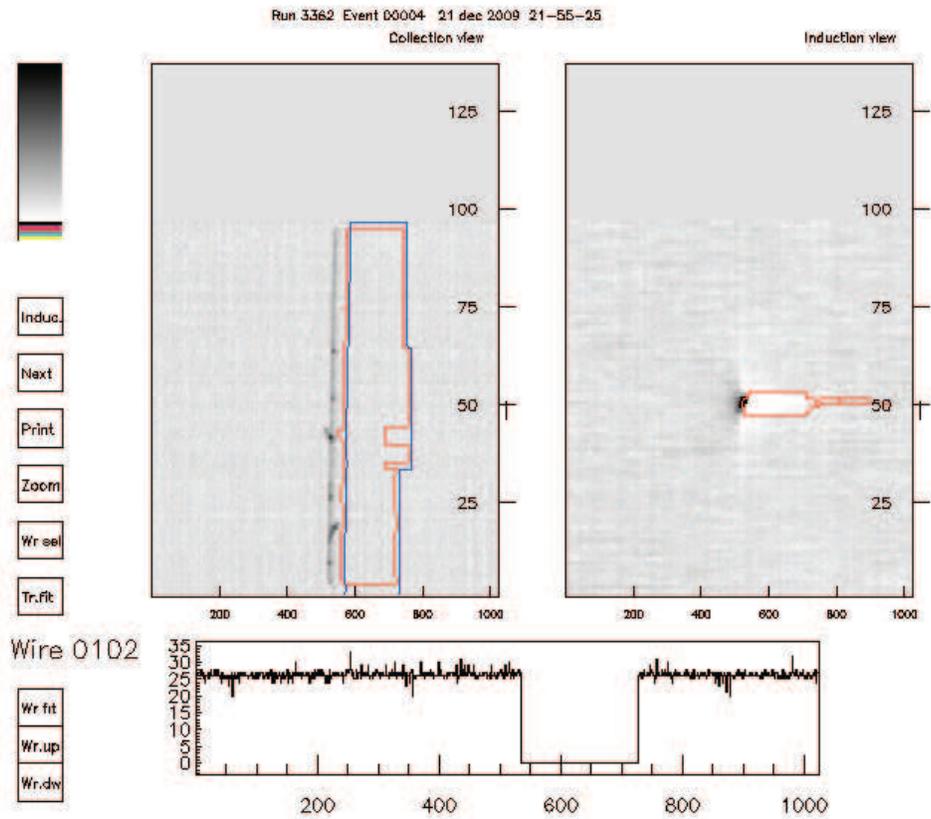


Figura 5.10: Visualizzazione di una traccia mip di muone verticale parallelo al piano di fili della TPC (visuale di Collezione ed Induzione). Il contorno rosso si riferisce alla regione (filo,t-drift) in cui è presente il segnale di peak per soglia $V_{thr} > 6\#$ ADC, mentre la linea blu individua la presenza del corrispondente segnale di GTO per Majority $M > 8$. In basso è evidenziato il profilo di uno dei segnali di GTO registrati in Collezione.

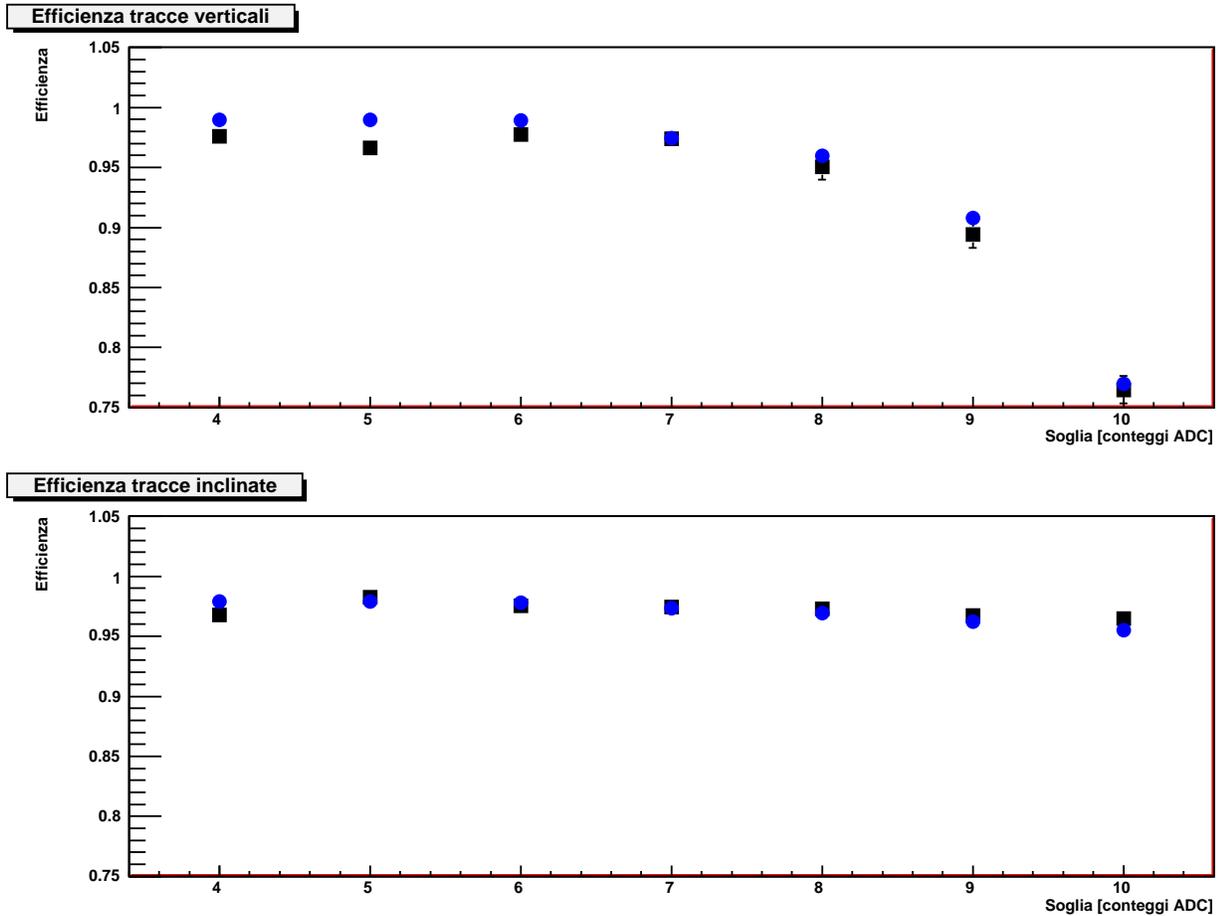


Figura 5.11: Efficienza media di rivelazione delle hit sul singolo filo in Collezione $\langle \epsilon_{wire} \rangle$ (in nero) in funzione della soglia V_{thr} misurata per tracce m.i.p. verticali (in alto) e inclinate a 45° (in basso), a confronto con i valori ottenuti dalle simulazioni software dell'algoritmo DR-slw (\bullet blu).

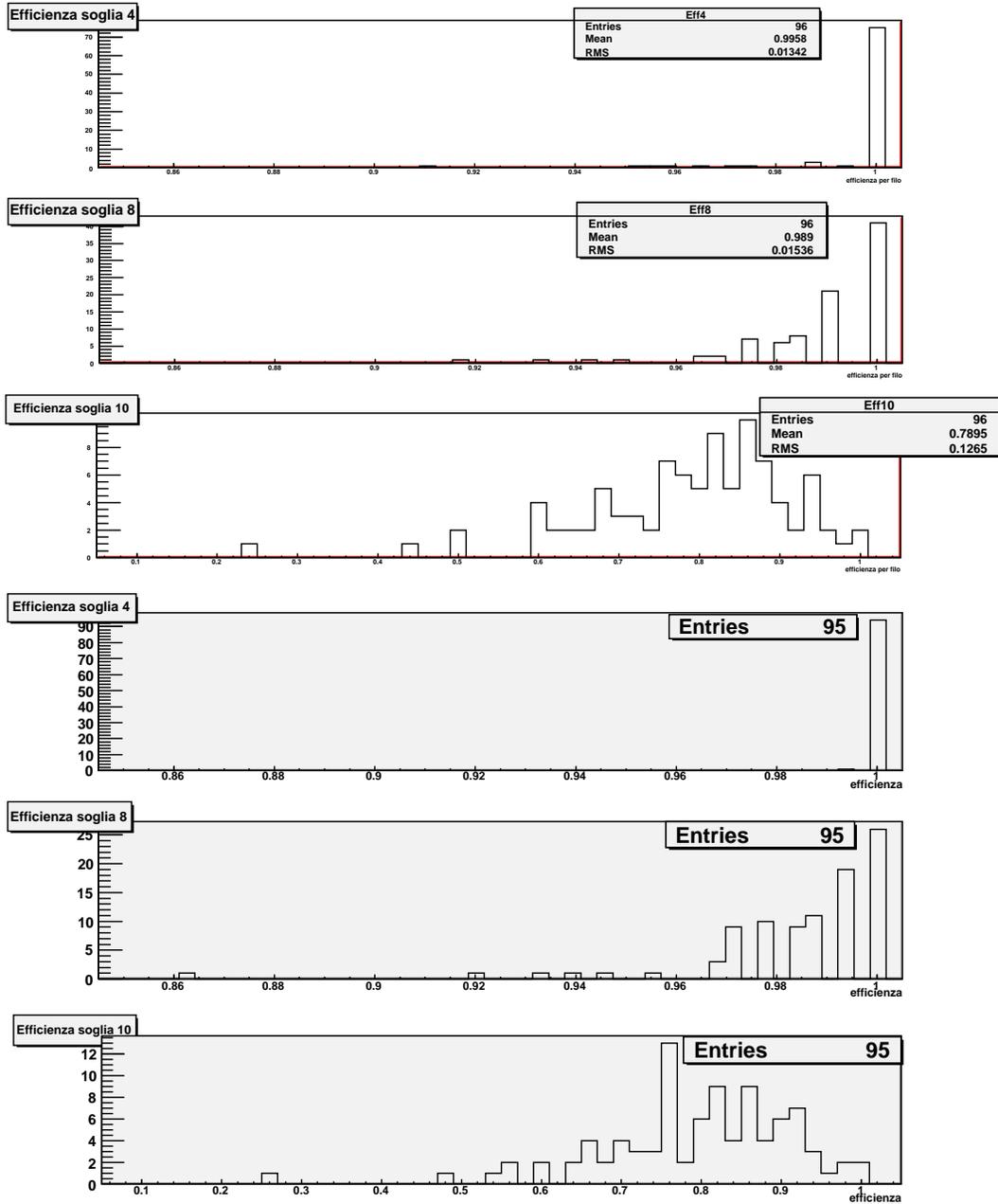


Figura 5.12: Distribuzione delle efficienze ϵ_{wire} dei 96 fili di Collezione per $V_{thr} = 4, 8, 10\#$ ADC come misurato nelle tracce verticali (in alto), a confronto con la simulazione software dell'algoritmo (in basso).

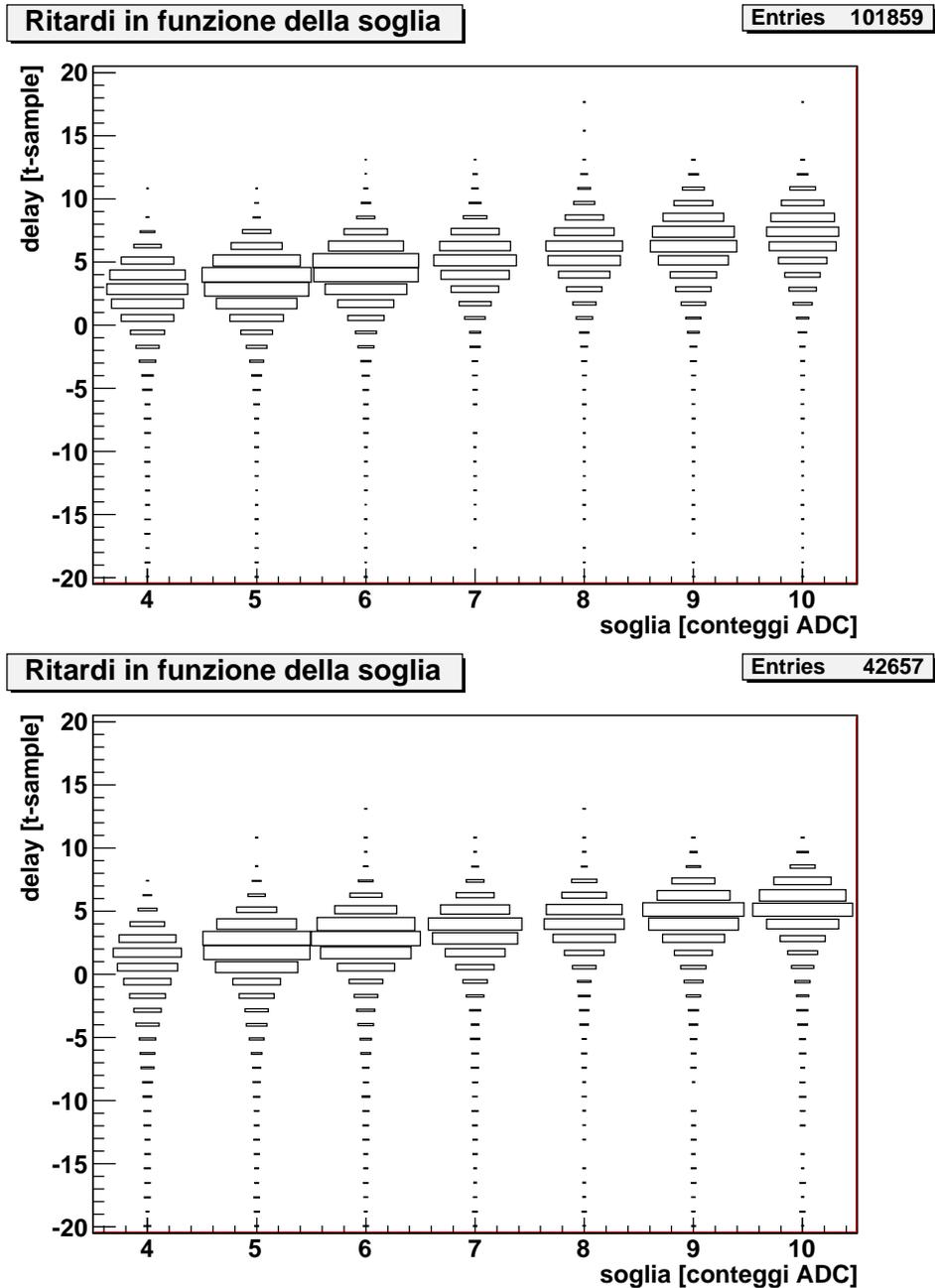


Figura 5.13: Distribuzione dei ritardi del segnale di peak delle hit in Collezione rispetto al picco ricostruito software, per tracce m.i.p. verticali (in alto) e inclinate a 45^0 (in basso), in funzione della soglia V_{thr} . Valori di ritardo negativi si riferiscono ad eventi in cui la soglia del segnale di peak è superata prima del raggiungimento del picco del segnale della hit.

La frequenza di trigger spuri (fake) sul singolo filo è stata misurata in entrambe le viste di Collezione e Induzione in un campione di eventi vuoti (ovvero con nessuna hit riconosciuta dal software di ricostruzione) raccolti con un trigger esterno random (fig. 5.14). Si è trovata una frequenza per evento per filo, su tutti i 1024 t-sample acquisiti, inferiore a 0.1 % e 0.3 % per soglie $V_{thr} \geq 6\#$ ADC (fig.5.15) rispettivamente in Collezione e Induzione. In fig.5.16 sono mostrate le distribuzioni delle frequenze di fake dei 96 fili per $V_{thr}4, 5\#$ ADC. Questo risultato prospetta un'assoluta assenza di fondi richiedendo la coincidenza di segnali di peak su più fili.

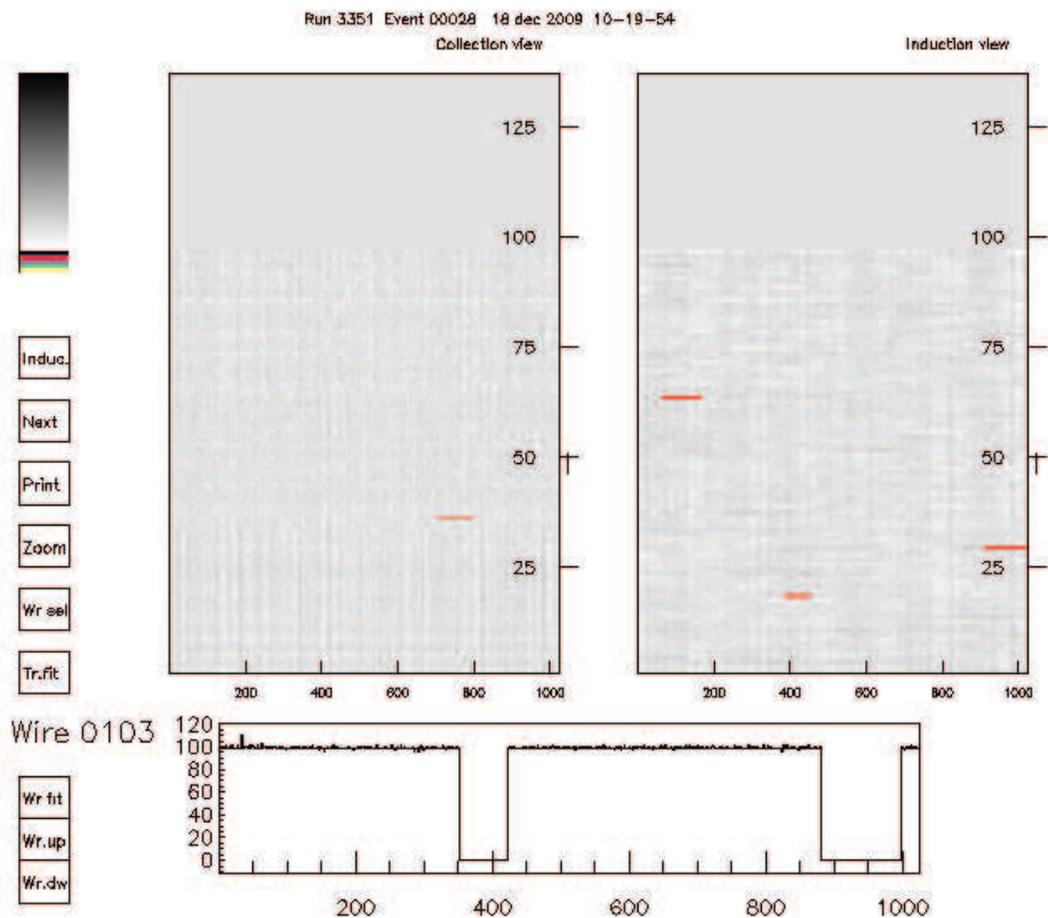
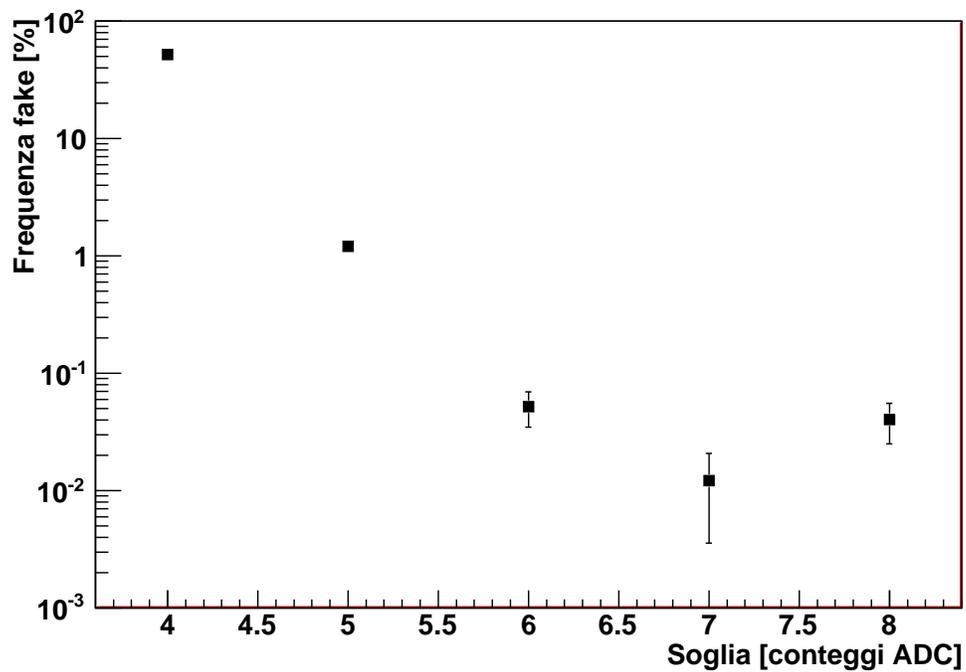


Figura 5.14: Esempio di visualizzazione di un evento vuoto con trigger random (visuale di Collezione ed Induzione). Il contorno rosso si riferisce alla regione (filo,t-drift) in cui è presente il segnale di peak per soglia $V_{thr} > 5\#$ ADC.

Fake in funzione della soglia



Fake in funzione della soglia_Induzione

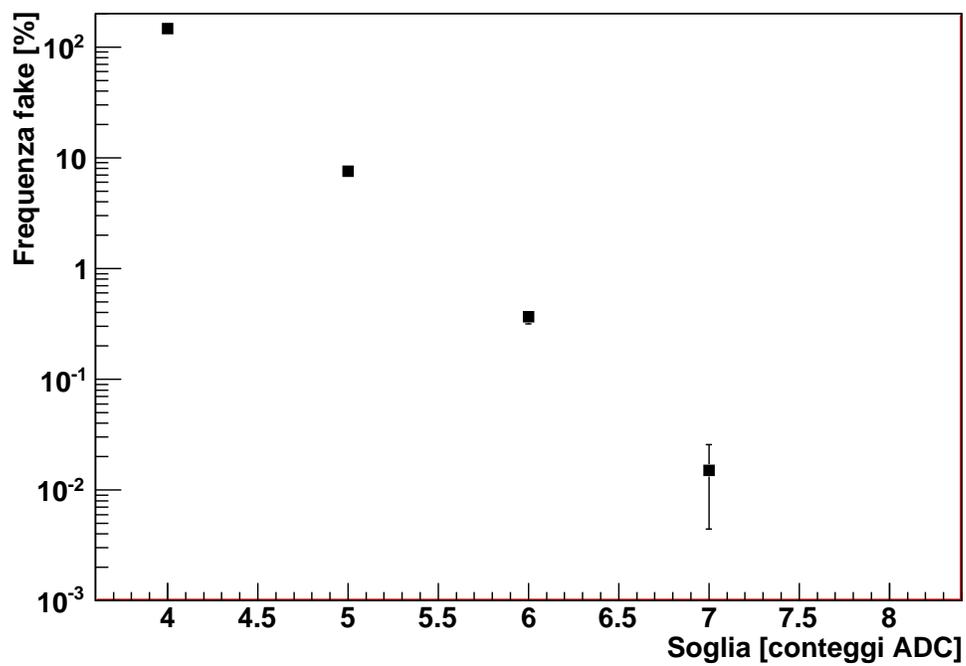


Figura 5.15: Frequenza media di spurie sul singolo filo di Collezione (alto) e Induzione (basso) per evento, misurate in tutti i 1024 t-sample.

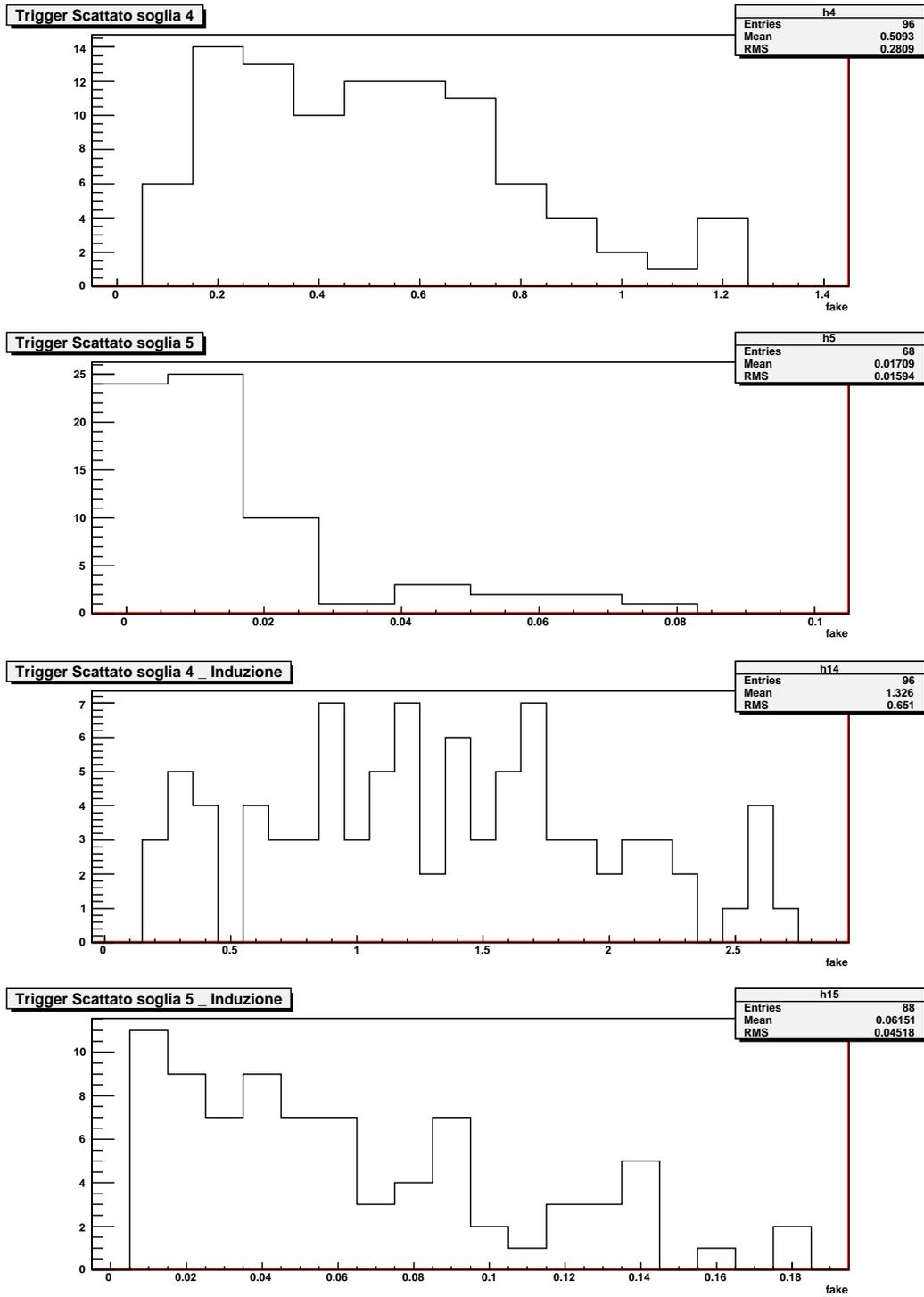


Figura 5.16: Distribuzione delle frequenze di fake hit per evento dei 96 fili in Collezione (alto) e Induzione (basso) per $V_{thr} = 4, 5 \#$ ADC su 1024 t-sample.

5.3.2 Collezione: studio del segnale GTO

Lo studio delle caratteristiche e della funzionalità del segnale GTO in Collezione è stato eseguito su un campione di eventi di muoni verticali e inclinati a 45° raccolti con trigger esterno, all'interno del quale le tracce più "pulite" sono state selezionate nel modo usuale. Il valore di soglia $V_{thr} = 6$ è stato scelto, sulla base dell'analisi descritta nel precedente paragrafo, in modo da garantire un'efficienza superiore al 97% con un rumore trascurabile. Sono stati acquisiti i segnali GTO della scheda centrale (fili 33 ÷ 64) e alternativamente della prima (fili 1 ÷ 32) o terza scheda (fili 65 ÷ 96), al variare dei valori dei parametri di majority $M = 8, 12, 15$ e stretching $25 \div 50\mu s$ e $50 \div 75\mu s$.

Nel caso di tracce verticali, parallele quindi al piano dei fili di Collezione, i segnali di GTO giungono entro 20 t-samples rispetto al picco della prima hit della traccia ricostruita software (fig. 5.17). Per le tracce a 45° rispetto al piano di fili di Collezione, invece, lo "sgranamento" dei tempi d'arrivo dei segnali di peak dei singoli fili si traduce in un maggiore ritardo del segnale di GTO rispetto alla prima hit della traccia, soprattutto per valori elevati di majority (fig. 5.18, 5.19): fino a 100 (250) t-sample se generato dal primo (secondo) gruppo di 16 fili. Una parte di questi ultimi è dovuta alla generazione successiva di più segnali GTO per traccia.

Pertanto la presenza del segnale GTO è stata ricercata entro un intervallo temporale di 50 t-samples (300 t-samples) dal picco della prima hit della traccia ricostruita del muone verticale (inclinato a 45°). L'impiego del valore di stretching $25 \div 50\mu s$ si è dimostrato molto efficace, permettendo di raggiungere una efficienza prossima al 100 % delle tracce anche a Majority $M = 15$ sia per le tracce verticali che per quelle a 45° relativamente alla scheda centrale, il cui volume attivo è completamente attraversato dai muoni (fig. 5.20, 5.21). Possibili inefficienze per valori elevati di majority introdotte dalle tracce di muoni che entrano o escono lateralmente dalla TPC, e quindi non interessano tutti i 32 fili della prima o della terza scheda, vengono compensate dalla presenza di segnale nel secondo gruppo di 16 fili. In effetti la frequenza del segnale di GTO della scheda 1 nelle tracce inclinate a 45° si attesta al 95% per $M = 8$ a causa di 4 eventi che entrano nella TPC dopo il filo 24 e quindi con meno di 8 hit sulla prima scheda (fig. 5.22): l'efficienza del segnale di trigger GTO è quindi totale anche in questo caso.

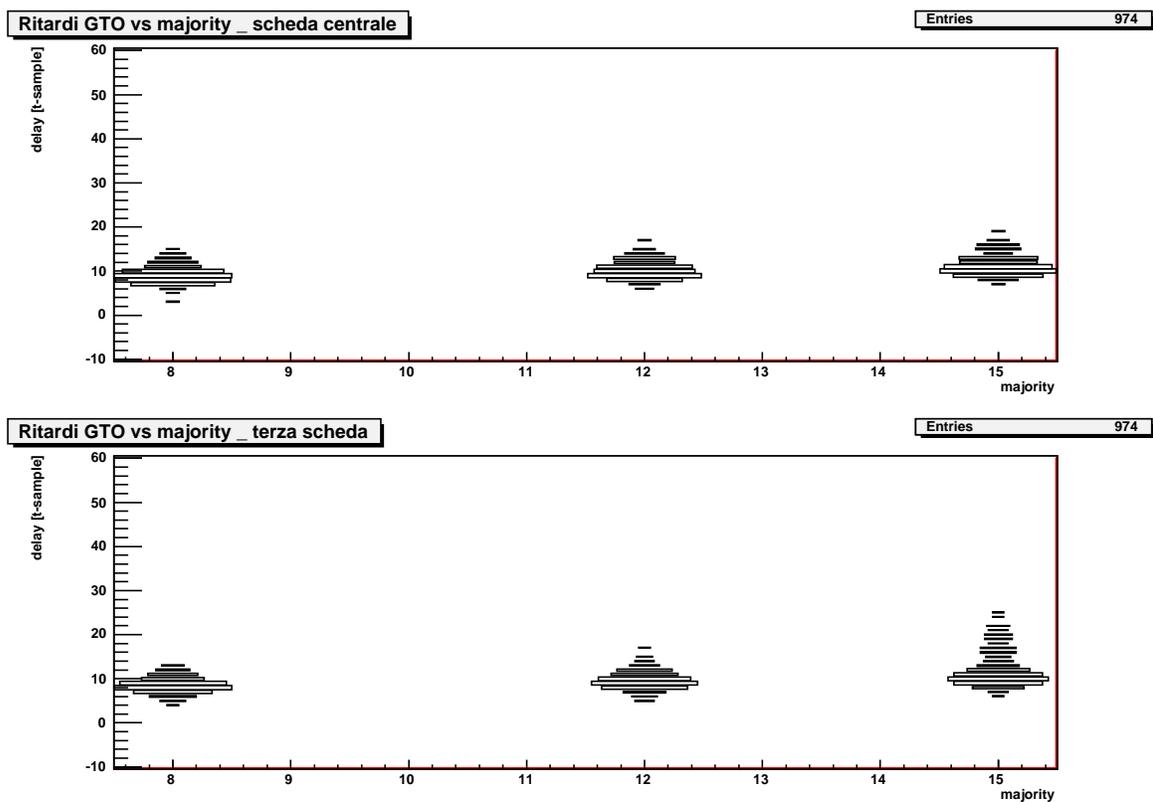


Figura 5.17: Distribuzione dei ritardi del segnale di GTO con stretching $25 \div 50 \mu s$ misurati rispetto al picco ricostruito software delle prima hit delle tracce verticali in Collezione in funzione della majority M per le scheda 2 (alto) e 3 (basso).

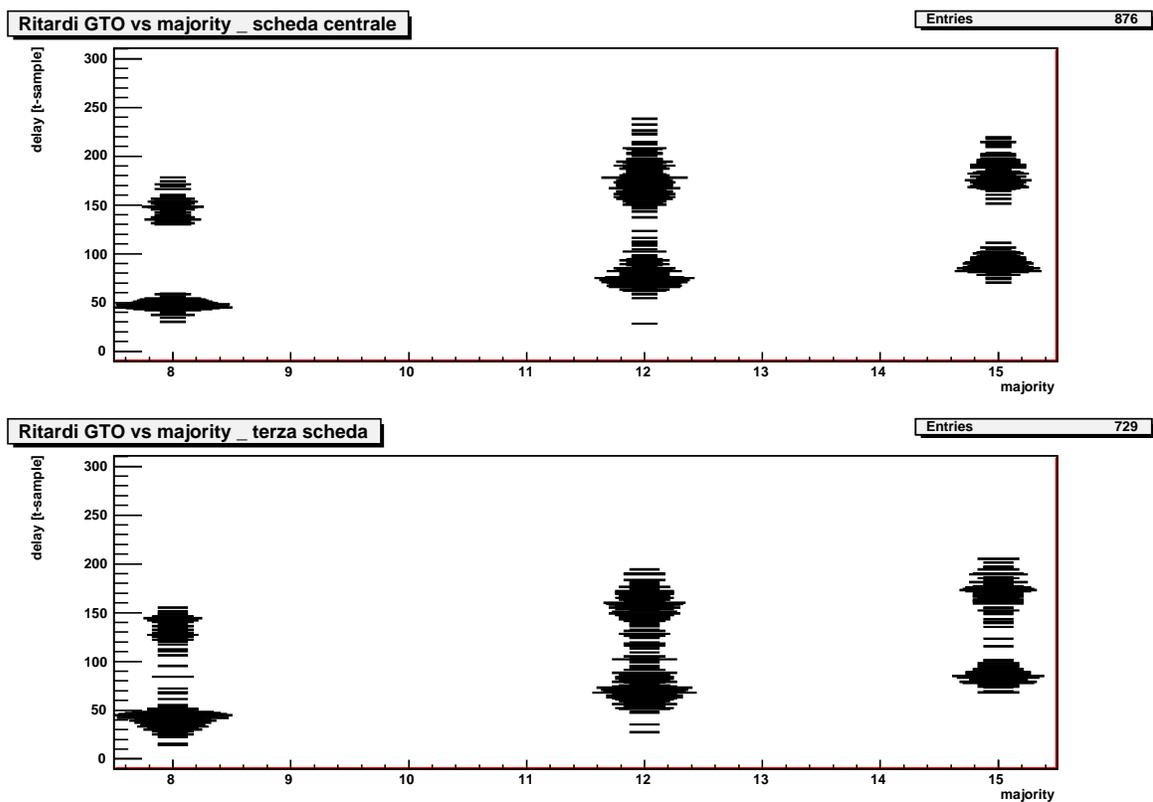


Figura 5.18: Distribuzione dei ritardi del segnale di GTO con stretching $25 \div 50 \mu s$ misurati rispetto al picco ricostruito software delle prima hit delle tracce a 45° in Collezione in funzione della majority M per le scheda 2 (alto) e 3 (basso).

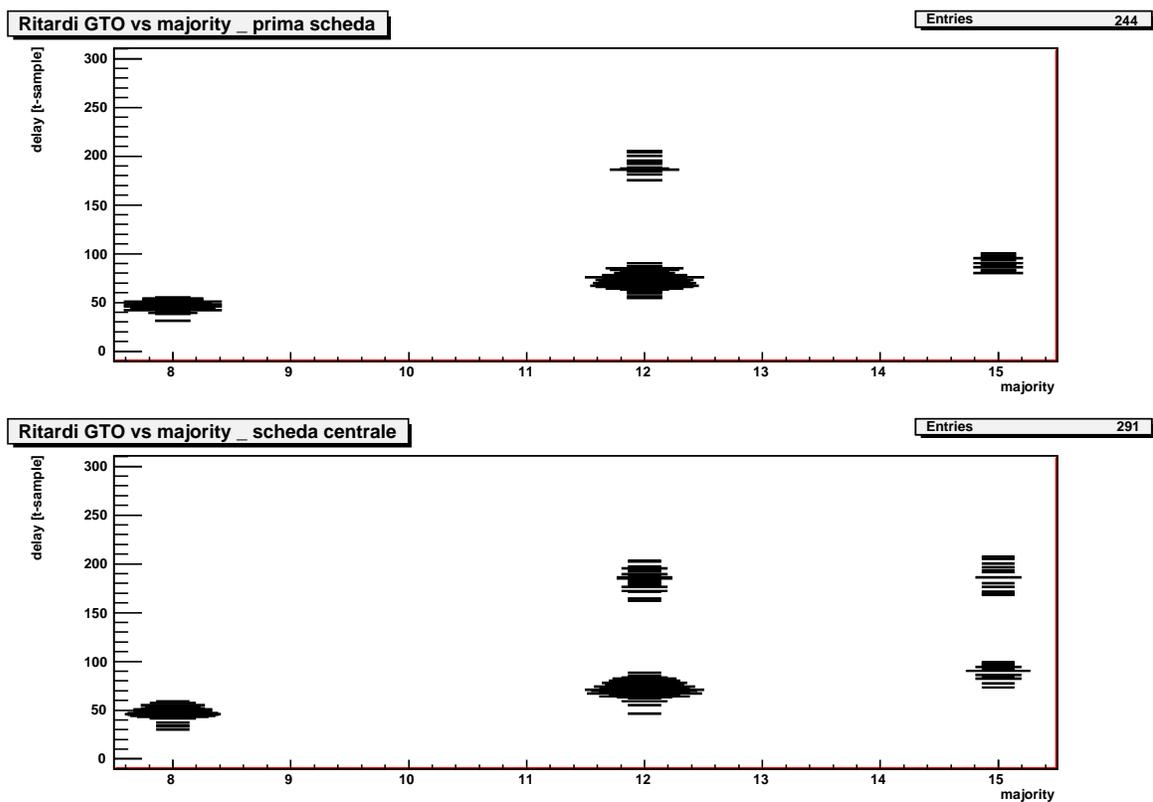
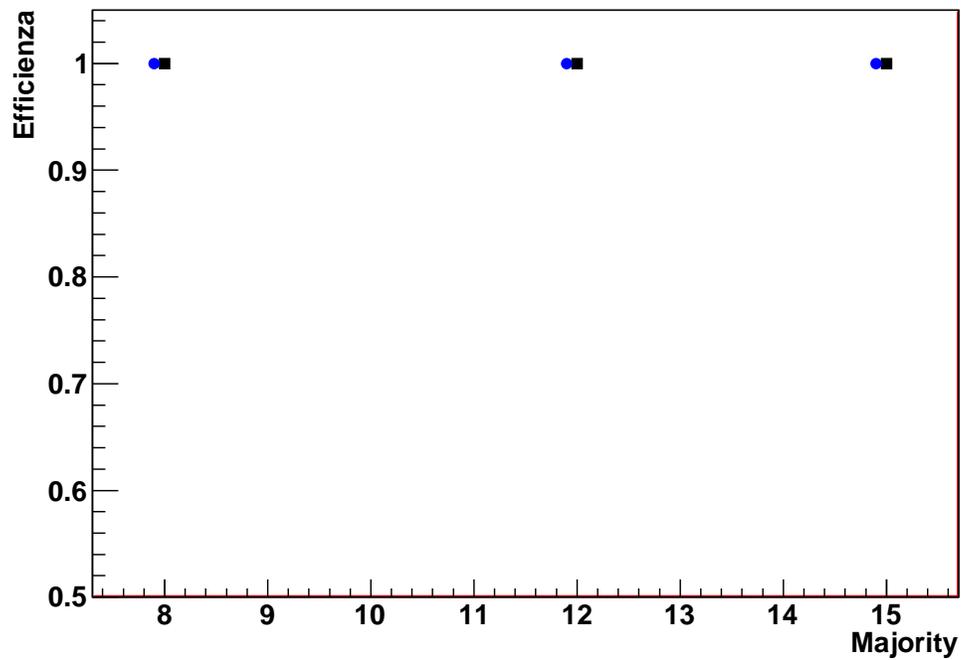


Figura 5.19: Distribuzione dei ritardi del segnale di GTO con stretching $50 \div 75 \mu s$ misurati rispetto al picco ricostruito software delle prima hit delle tracce a 45° in Collezione in funzione della majority M per le scheda 1 (alto) e 2 (basso).

Efficienza GTO vs majority



Efficienza GTO vs majority

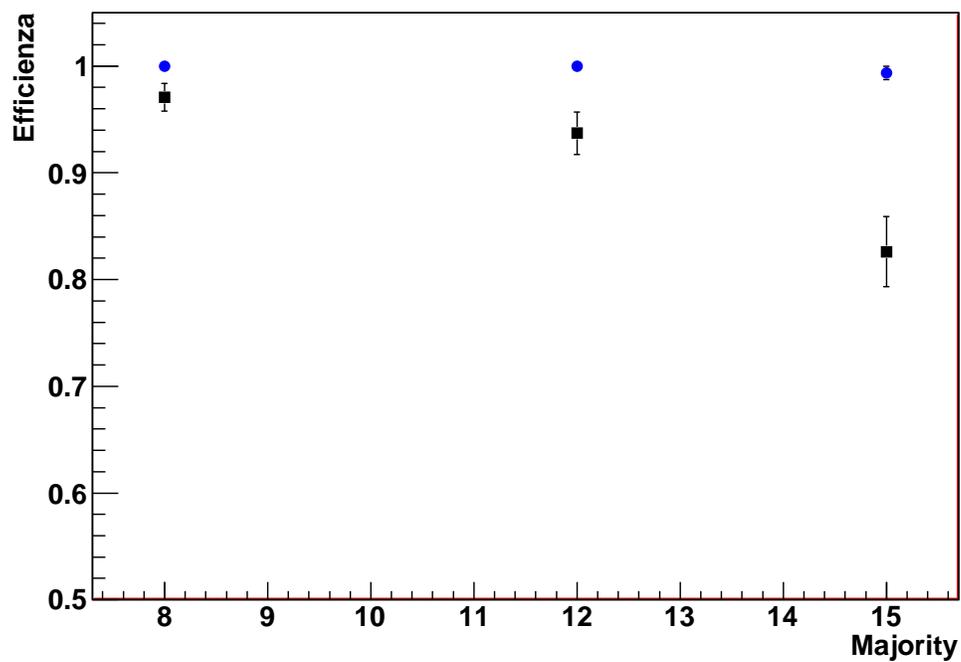
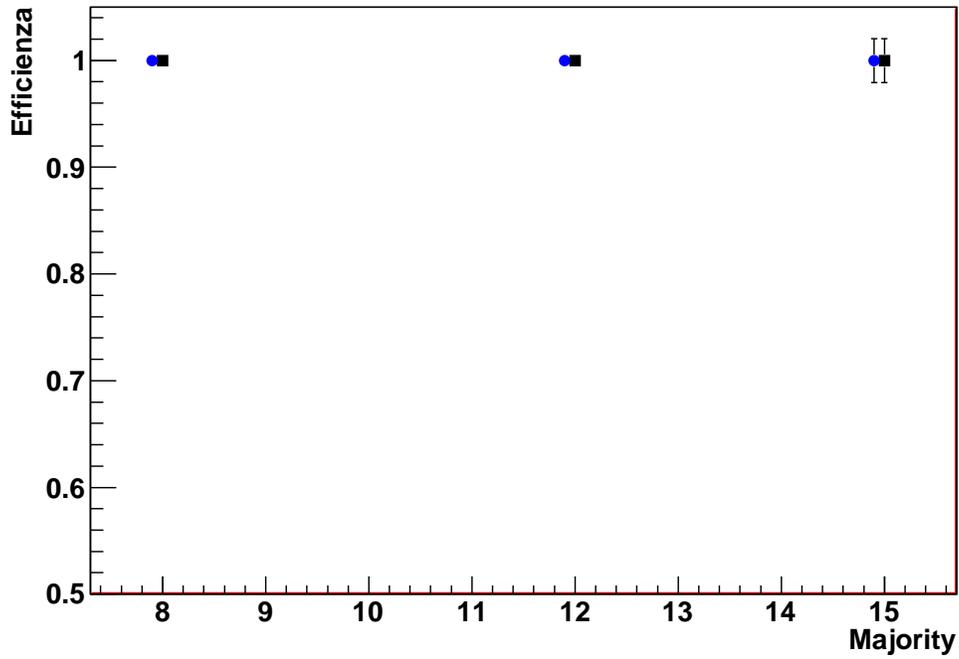


Figura 5.20: Frequenza media della presenza del segnale GTO per evento in Collezione con stretching $25 \div 50\mu s$ per tracce verticali (alto) e a 45^0 (basso) per majority $M = 8, 12, 15$ misurata nella scheda 2 (● blu) e 3 (nero).

Efficienza GTO vs majority



Efficienza GTO vs majority

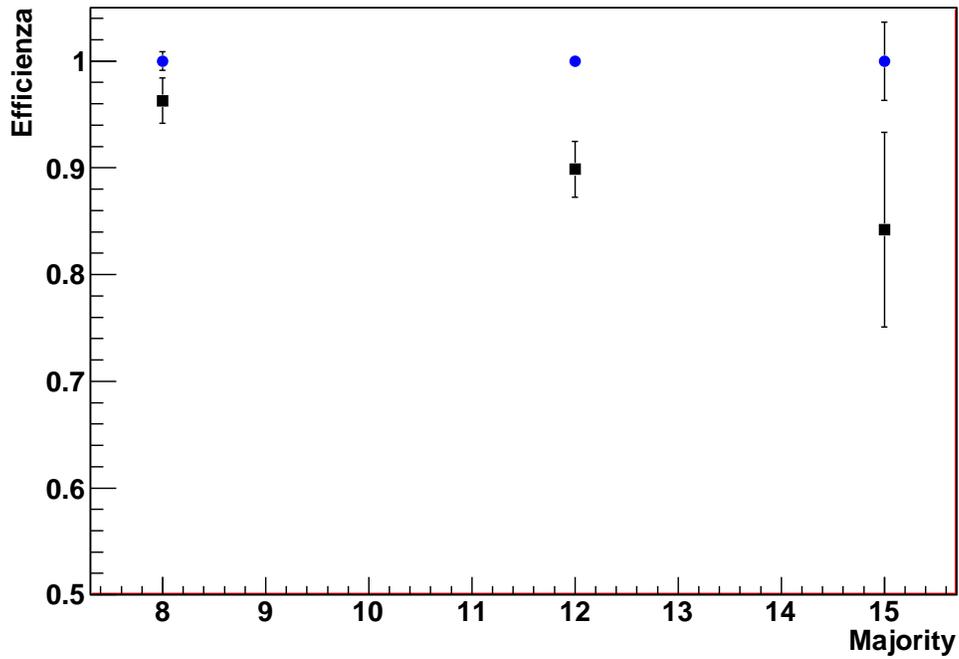


Figura 5.21: Frequenza media della presenza del segnale GTO per evento in Collezione con stretching $50 \div 75 \mu\text{s}$ per tracce verticali (alto) e a 45° (basso) per majority $M = 8, 12, 15$ misurata nella scheda 1 (nero) e 2 (\bullet blu).

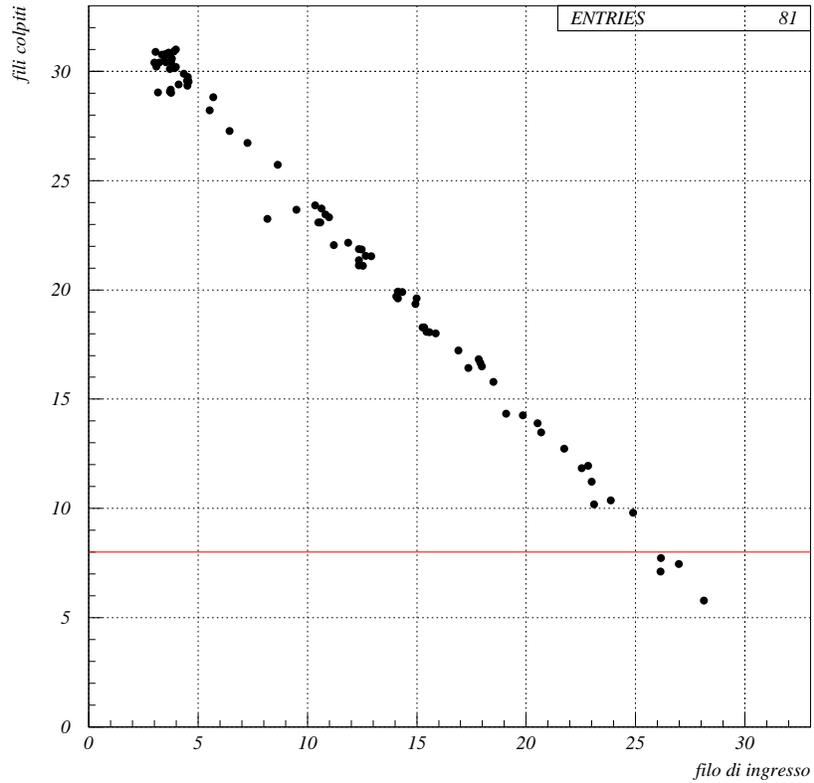


Figura 5.22: Distribuzione del numero dei fili con hit ricostruite per traccia a 45° e majority 8 nella scheda 1 di Collezione in funzione della posizione-numero di filo d'ingresso della particella. In 4 eventi la traccia inizia dopo il filo 24 e quindi non puo' generare un segnale di GTO per $M = 8$.

5.3.3 GTO come trigger interno della LAr-TPC: ricerca delle tracce in Induzione

Lo studio della rivelazione delle hit e dell'utilizzo del segnale di Majority in Induzione è stato effettuato su un campione di muoni cosmici raccolti con un trigger interno definito dalla coincidenza dei GTO delle schede 1 e 3 di Collezione. In questo modo sono stati selezionati eventi di μ passanti all'incirca paralleli ai piani dei fili della TPC ma con un'inclinazione di circa 45° rispetto all'orientazione dei fili di Induzione (verticali) e di Collezione (orizzontali) entro una decina di gradi (fig. 5.23). L'analisi è stata ristretta ai fili della seconda scheda di Induzione, che afferisce alla regione centrale della TPC, maggiormente interessata dalle tracce dei muoni passanti.

Analogamente ai risultati trovati per i fili di Collezione, l'efficienza di rivelazione della singola hit in Induzione risulta pressochè totale, superiore al 97% per soglie $V_{thr} = 6\#$ ADC (fig. 5.24) ma, diversamente dalla vista di Collezione, decresce rapidamente con l'aumentare di V_{thr} . È da notare come un simile effetto sia in ogni caso legato alla scelta particolare dei potenziali di polarizzazione dei piani di fili delle TPC, che pilotano la "trasparenza" dei piani di Induzione. Ai LNGS questi valori verranno scelti sul campo in base alle condizioni di rumore peculiari di ICARUS-T600 nella Hall B, cercando di raggiungere il migliore rapporto segnale/rumore in tutte le viste di Induzione e Collezione. Il segnale di peak viene generato in Induzione $\sim 5 \div 7$ t-samples oltre il picco della hit sul filo, un paio di t-sample dopo quello in Collezione (cfr. fig. 5.24 con fig. 5.13).

L'efficienza del segnale GTO della seconda scheda della vista di Induzione è stata misurata aggiungendo al segnale di trigger precedente la coincidenza del GTO delle schede 1 e 3 di Induzione, per $V_{thr} = 5\#$ ADC, majority $M = 6$ e stretching $50 \div 75 \mu s$. La presenza del segnale GTO, ricercata entro 50 t-sample dall'inizio della traccia, si attesta ad una frequenza pari a $\sim 98.0 \pm 0.3\%$ per eventi di muoni passanti. Circa metà dell'inefficienza è dovuta tracce molto labili con pochissime hit sopra soglia (fig. 5.25), per cui l'efficienza di fatto registrata per il segnale di GTO è superiore al 99%. Da uno scanning visivo degli eventi registrati, si nota che il noise presente a livello di TPC introdurrebbe una frequenza di fake GTO pari a $\sim 1\%$.

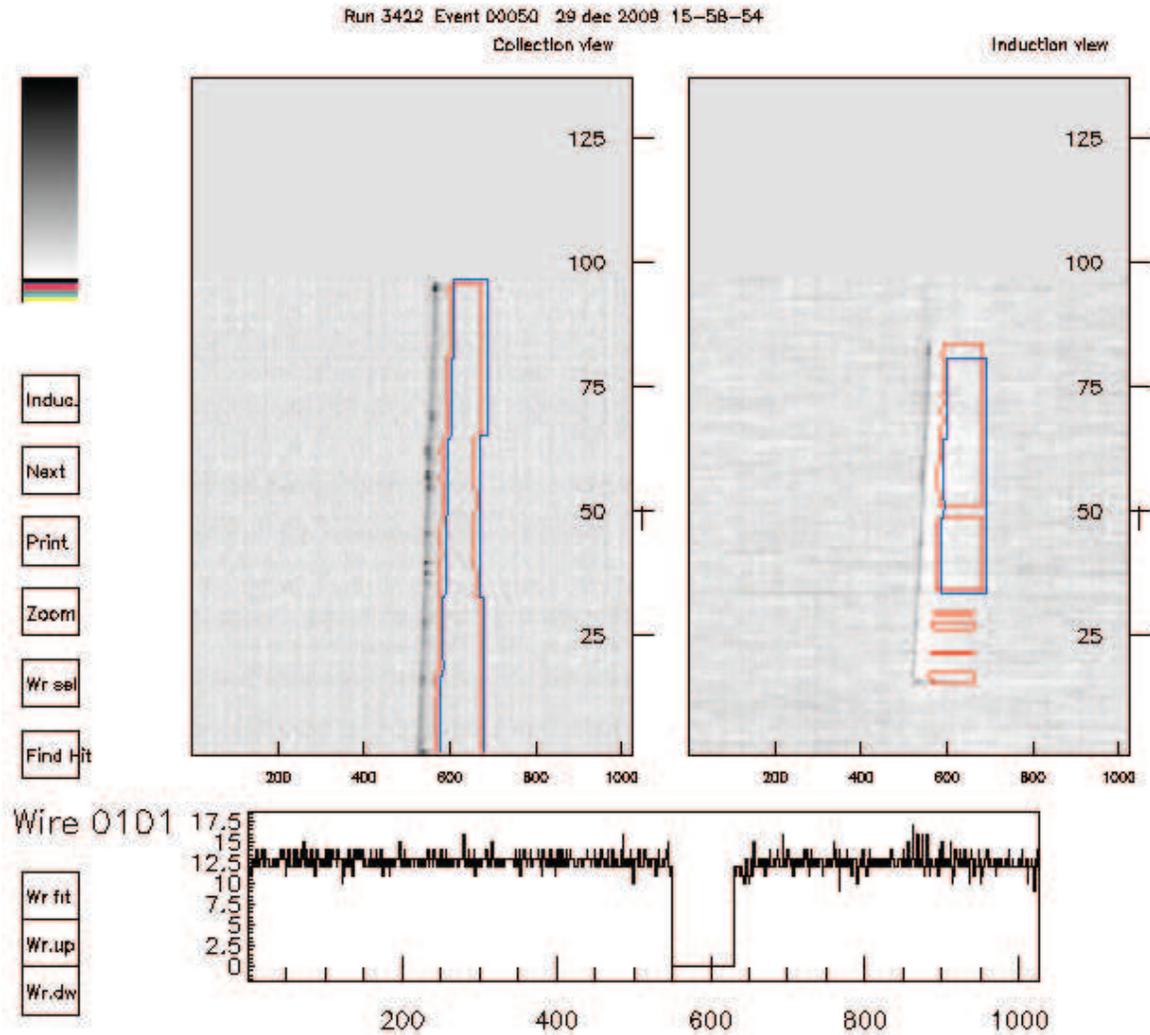
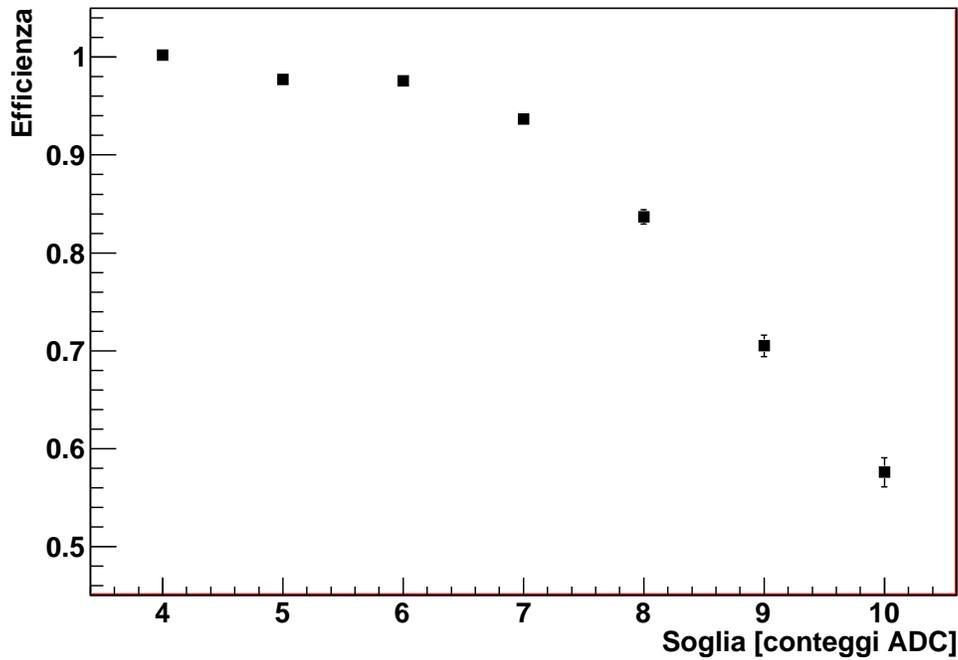


Figura 5.23: Visualizzazione di una traccia mip di muone quasi orizzontale, parallelo al piano di fili della TPC e inclinato di circa 45° rispetto ai fili di Collezione e Induzione registrata con soglia $V_{thr} = 6\#$ ADC e Majority $M > 8$. Per i riferimenti grafici si rimanda alla fig. 5.10.

Efficienza in funzione della soglia _ Induzione



Ritardi in funzione della soglia _ Induzione

Entries 19251

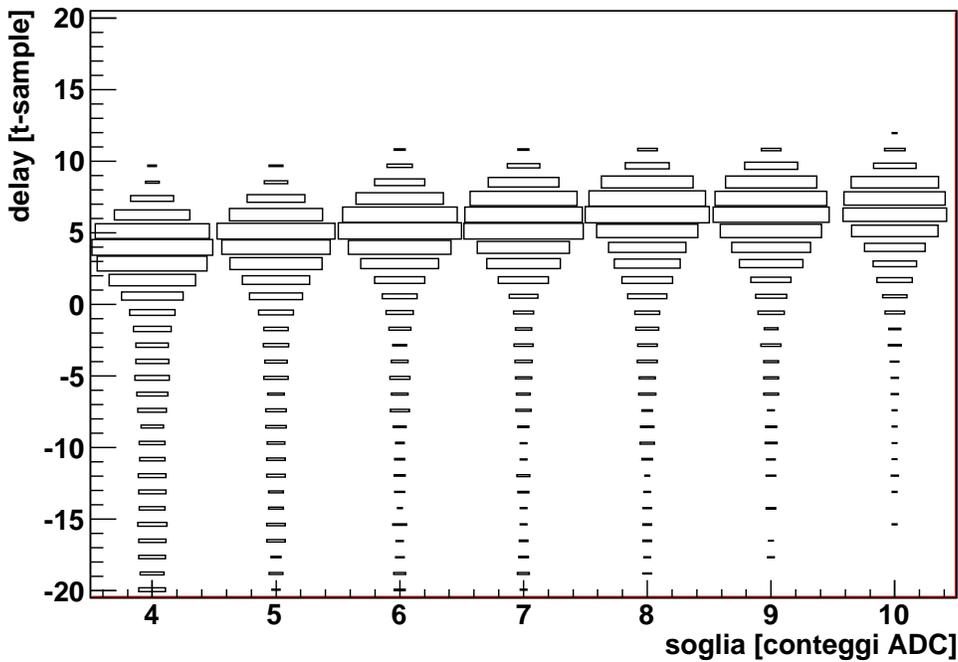


Figura 5.24: Efficienze medie di rivelazione delle singole hit in Induzione $\langle \epsilon_{wire}^{Ind} \rangle$ (in alto) e distribuzione dei ritardi dei corrispondenti segnali di peak misurati rispetto al picco delle hit ricostruito software (in basso) in funzione della soglia V_{thr} per tracce m.i.p. inclinate a $\sim 45^\circ$.

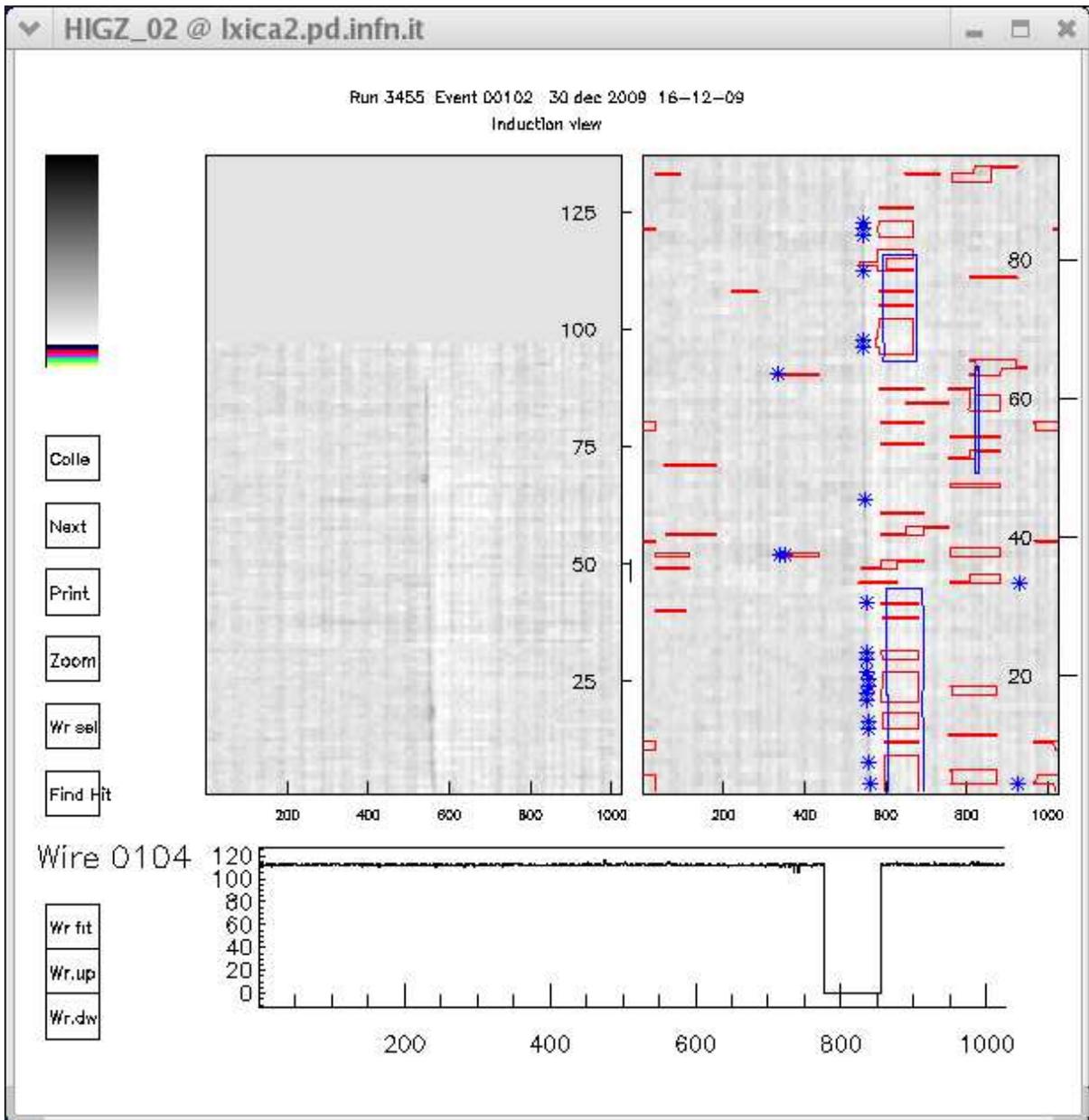


Figura 5.25: Esempio di inefficienza di segnale GTO nella scheda centrale di Induzione (fili $33 \div 64$) per traccia di muone registrato con soglia $V_{thr} = 5\#$ ADC e Majority $M = 6$ con segnale molto labile. Gli asterischi (blu) indicano le hit riconosciute nella ricostruzione software ($V_{thr} = 5\#$ ADC). L'algoritmo di DR-slw implementato identifica un numero di hit superiore (segnale di peak in rosso) di quelle identificate software, ma non sufficiente per produrre un segnale di GTO che viene invece erroneamente generato da rumore correlato (rettangolo blu).

5.4 GTO: “trigger di neutrini solari”

Come prima applicazione di trigger interno della LAr-TPC basato sui segnali dei fili, è stato approntato un trigger per selezionare eventi isolati di bassa energia, quali ad esempio quelli coinvolti nella ricerca delle interazioni dei neutrini solari e dei neutrini emessi nell’esplosione di una Supernova. Il trigger è stato realizzato richiedendo la presenza di segnale GTO sulla scheda centrale di Collezione in assenza di segnale GTO nella prima e terza scheda sempre di Collezione, con soglia $V_{thr} = 5, 6\#$ ADC e majority $M = 3, 4$. Alcuni esempi di eventi registrati, probabilmente raggi γ e neutroni, sono visualizzati in figg. 5.26, 5.27 e 5.28. In media gli eventi raccolti mostrano una molteplicità di hit per evento pari a $n_h = 7.5 \div 8.2$ per valori $V_{thr} = 5\#$ ADC e majority $M = 3$, e $n_h = 9.7 \div 15$ per $V_{thr} = 6\#$ ADC e $M = 4$ rispettivamente, secondo degli spettri che si estendono da 1 ad oltre 50 hits (fig. 5.29).

Per ciascun evento selezionato dal trigger l’energia E_{dep} depositata per ionizzazione nella TPC è stata misurata a partire dall’integrale del segnale registrato in Collezione, proporzionale al numero di elettroni di ionizzazione raccolti su ciascun filo, secondo la relazione:

$$E_{dep} = \Sigma_i A_i \frac{C}{e} \cdot \frac{E_{ion}}{R}$$

dove $\Sigma_i A_i$ è la somma degli integrali del segnale su tutte le hit ricostruite nella vista di Collezione, espressa in conteggi ADC per t-sample, $e = 1.6 \cdot 10^{-4}$ fC indica la carica dell’elettrone e $E_{ion} = 23.6$ eV è l’energia di ionizzazione dell’Argon liquido. C è il fattore di calibrazione caratteristico della catena elettronica, e stimato in $(1.39 \pm 1\%) \cdot 10^{-2}$ fC/(# ADC · t-sample) tramite la calibrazione dell’elettronica utilizzando segnali di test-pulse di differenti valori di carica iniettata sui fili ($2.5 \div 75$ fC). L’energia depositata va inoltre corretta per tener conto della ricombinazione. L’effetto dell’attenuazione dovuta a impurità nell’Argon, viste le piccole dimensioni della TPC, è in prima approssimazione trascurabile.

In questo modo l’energia media depositata nei 2 run è risultata pari a 6.9 e 15.6 MeV rispettivamente, con spettri che si estendono fino a 100 MeV (5.30). Eventi che depositano un’energia di circa 100 MeV in 30 hit sono riconducibili a muoni con associato un elettrone di δ -ray importante (fig. 5.31).

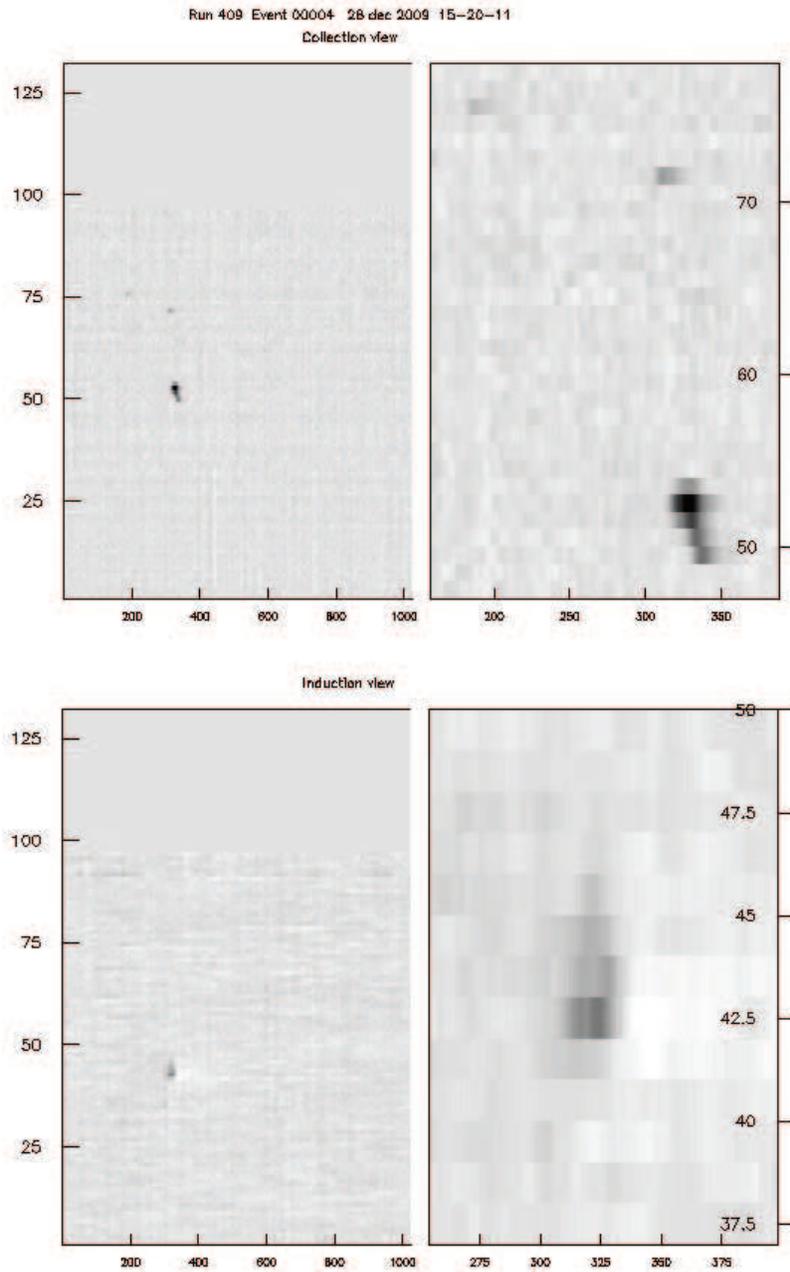


Figura 5.26: Evento isolato di bassa energia registrato con il trigger “neutrini solari” in Icarino per $V_{thr} = 6\#$ ADC e majority 4; in alto (basso): visuale di Collezione (Induzione) e zoom corrispondente.

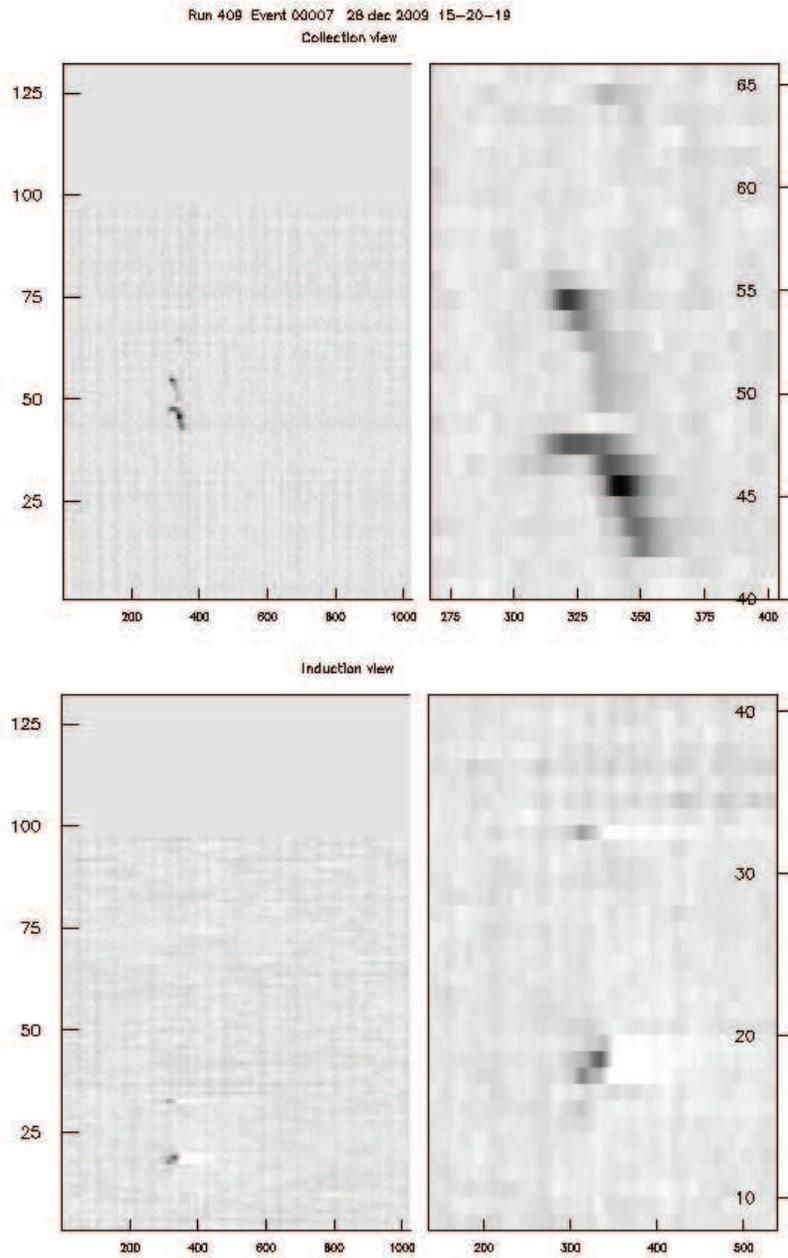


Figura 5.27: Evento isolato di bassa energia registrato con il trigger “neutrini solari” in Icarino per $V_{thr} = 6\#$ ADC e majority 4; in alto (basso): visuale di Collezione (Induzione) e zoom corrispondente.

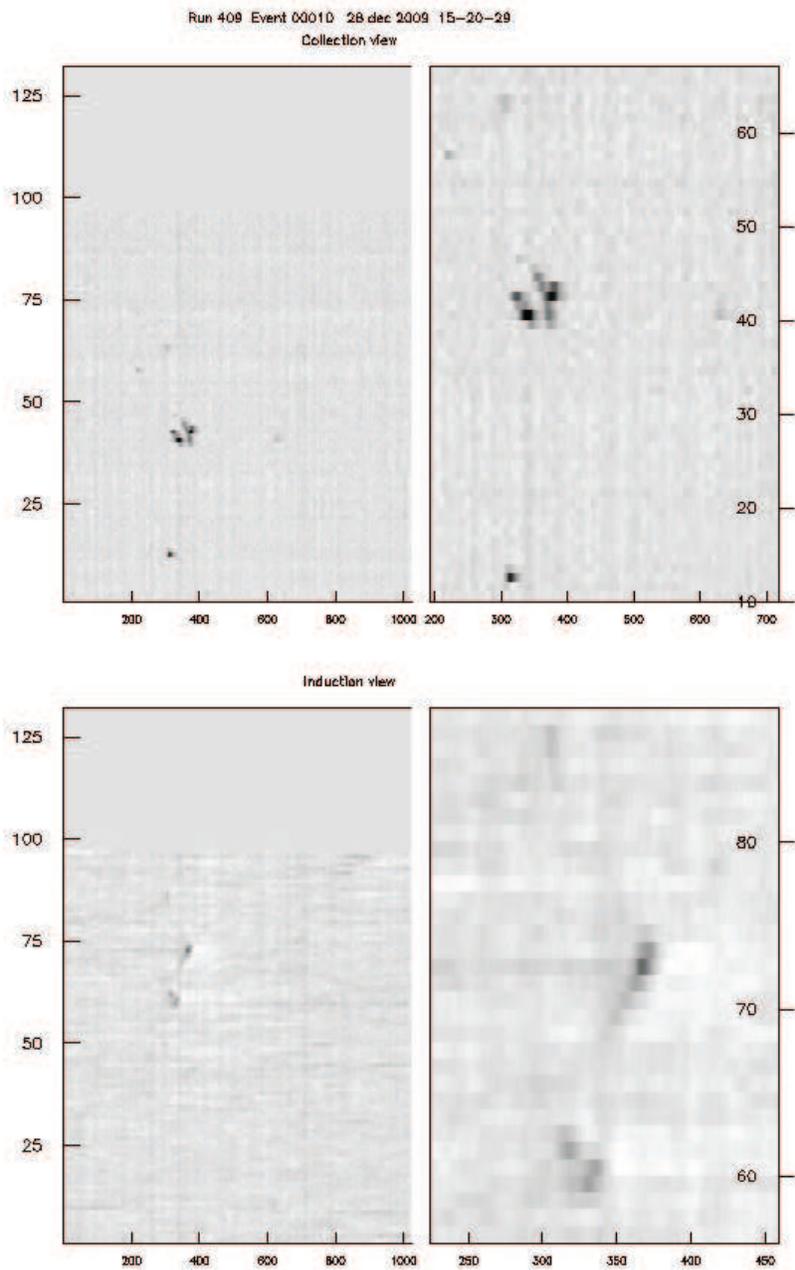


Figura 5.28: Evento isolato di bassa energia registrato con il trigger “neutrini solari” in Icarino per $V_{thr} = 5\#$ ADC e majority 3; in alto (basso): visuale di Collezione (Induzione) e zoom corrispondente.

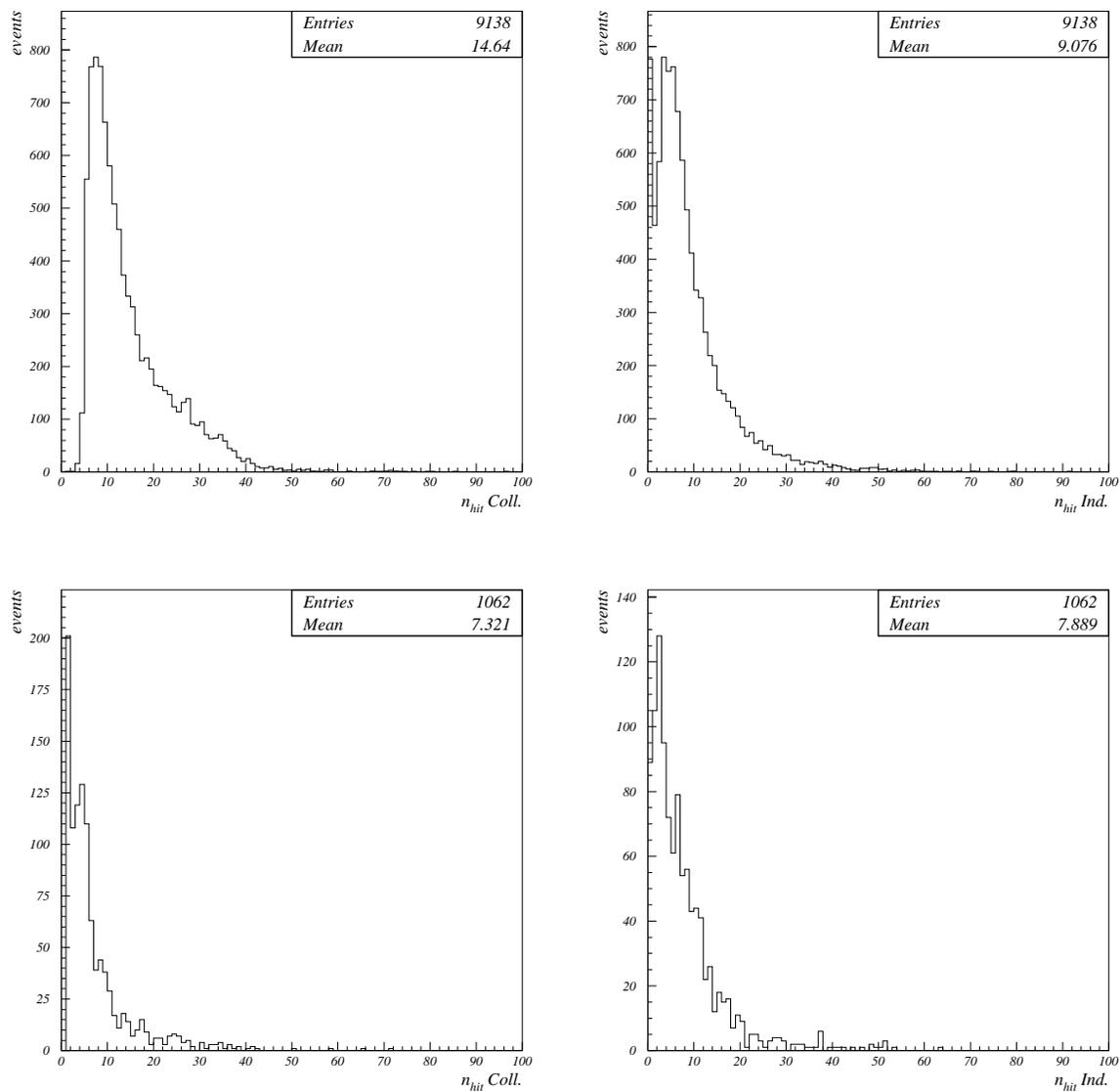


Figura 5.29: Distribuzione del numero di hit ricostruite per evento n_{hits} in Collezione (a sinistra) e Induzione (a destra) registrate con il trigger “neutrini solari” , per $V_{thr} = 6\#$ ADC e majority 4 (in alto) e $V_{thr} = 5\#$ ADC majority 3 (in basso).

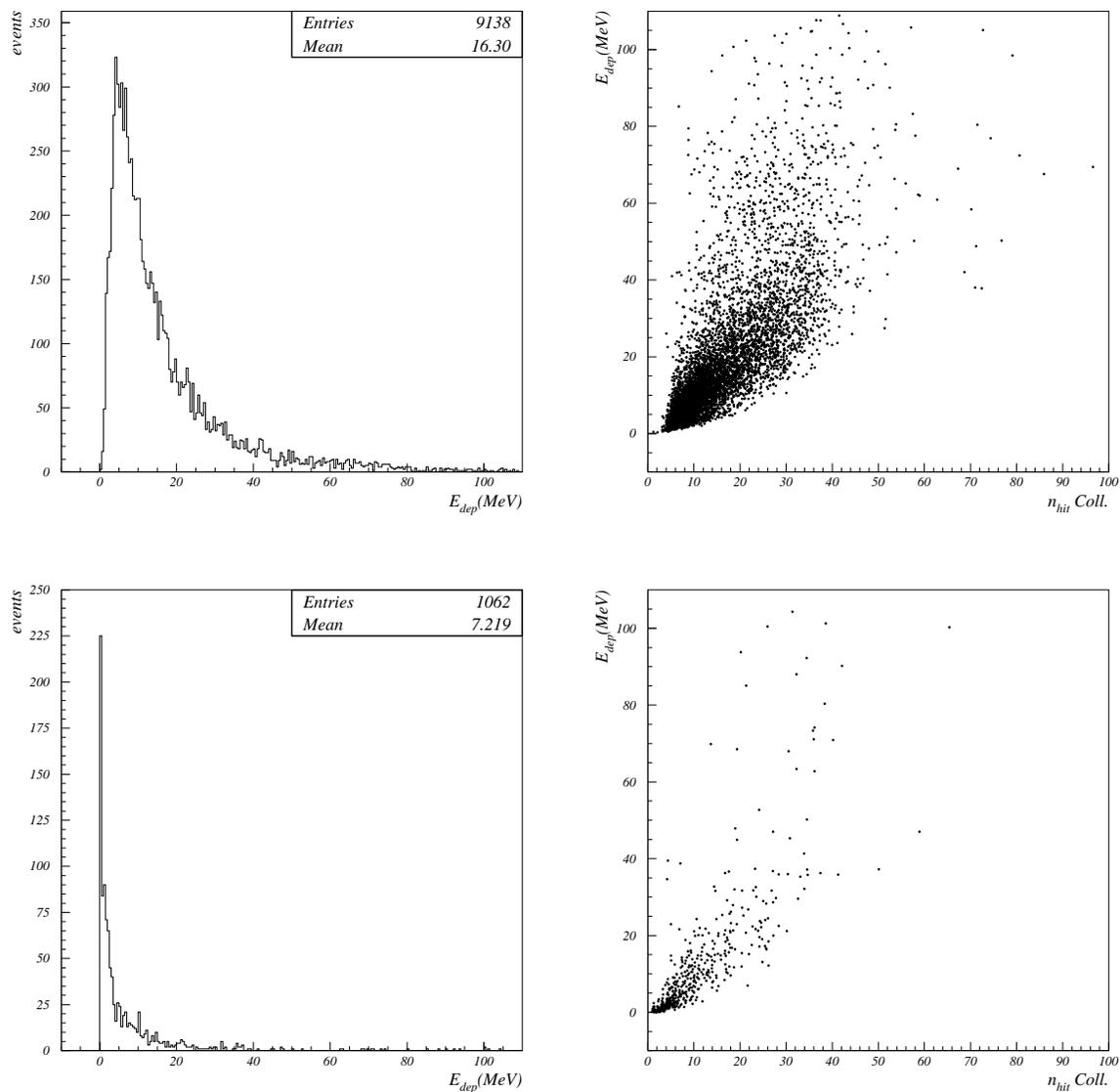


Figura 5.30: Spettro dell'energia depositata per evento E_{dep} in vista di Collezione e distribuzione (n_{hits} , E_{dep} registrati con il trigger “neutrini solari” , per $V_{thr} = 6\#$ ADC e majority 4 (in alto) e $V_{thr} = 5\#$ ADC majority 3 (in basso).

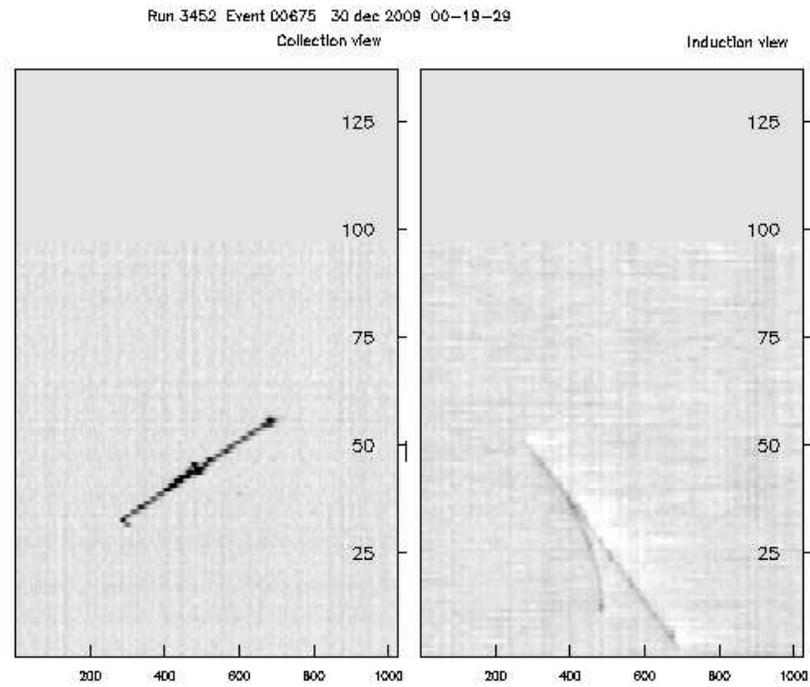


Figura 5.31: Evento isolato di circa 100 MeV di energia depositata registrato con il trigger “neutrini solari” in Icarino per $V_{thr} = 6\#$ ADC e majority 4.

5.5 Nuove schede digitali in ICARUS-T600

Tutti i test eseguiti sulle nuove schede digitali con il chip SuperDaedalus, in definitiva, hanno avuto esito estremamente positivo; d'altra parte l'algoritmo di filtro DR-slw aveva già dato prova di prestazioni eccellenti in termini di un'efficiente estrazione del segnale rispetto al fondo quando era stato applicato via software ai dati "raw" raccolti con il T300 a Pavia nel 2001.

Alla luce di questi risultati è iniziato lo studio tecnico necessario per la produzione di tutte le ~ 2000 schede digitali di nuovo tipo necessarie per l'equipaggiamento completo di ICARUS-T600. La prossima messa in funzione del rivelatore ai LNGS richiederà dapprima la preparazione di un trigger basato sui fototubi che, successivamente, potrà via via venire arricchito con la ricerca dei segnali sui fili con il nuovo SuperDaedalus. Si delinea pertanto la possibilità reale di utilizzo di un trigger interno dai segnali dei fili delle TPC interessante anche per la realizzazione e lo studio di logiche di trigger particolari dedicate all'individuazione di eventi peculiari quali i neutrini da esplosione di SuperNova. In particolare potrebbe essere replicata su grande scala la logica, descritta in 5.4, in cui il segnale di GTO estratto da ogni scheda funge contemporaneamente da segnale di trigger per la scheda stessa e da veto per le due schede adiacenti. Questo potrebbe fornire contemporaneamente l'opportunità di ricercare eventi rari e caratterizzare il livello a cui l'algoritmo DR-slw riesce a segmentare il rivelatore, ai fini della riduzione della quantità di dati da acquisire.

Conclusioni

La prossima messa in funzione ai LNGS di ICARUS-T600, la prima grande TPC ad Argon liquido (LAr-TPC), rappresenta, dopo 20 anni di sviluppo e R&D, una tappa rilevante anche in vista di futuri esperimenti dedicati allo studio della fenomenologia delle oscillazioni di sapore dei neutrini per la determinazione di θ_{13} e δ_{CP} . Questo rivelatore, infatti, sarà in grado di fornire contributi originali nell'ambito della fisica del neutrino e del decadimento del nucleone, nonostante la massa ridotta, grazie alla sua ottima risoluzione in energia e alle capacità di imaging paragonabili a quelle delle Camere a Bolle.

Requisito essenziale, per ICARUS-T600 e più in generale per tutti i rivelatori di grande massa con ambiziosi programmi di Fisica degli eventi rari (non solo oscillazioni di neutrini ma anche decadimento del protone), è un sistema di trigger efficiente e flessibile, in grado di limitare l'acquisizione alle sole regioni del rivelatore interessate dall'evento.

In particolare per ICARUS-T600 sono disponibili tre tipi di segnale per lo sviluppo di una logica di trigger: la luce di scintillazione raccolta dai fototubi, il segnale di estrazione dei protoni del fascio CNGS e quello delle camere a fili delle TPC. Quest'ultimo, benché non dia alcuna informazione sulla temporizzazione assoluta dell'evento, è tra tutti quello che si presta meglio ad una segmentazione del rivelatore sufficientemente fine da consentire una precisa localizzazione spaziale.

Una possibile strategia di trigger interno dai fili è basata sul segnale AWS (Analog Wire Sum), somma analogica dei segnali raccolti su 32 canali adiacenti, integrato su $\sim 130 \mu\text{s}$ per trattare lo "sgranamento" dei segnali su fili consecutivi nel caso di tracce inclinate rispetto ai piani di fili. Nel 2008 è stata effettuata una presa dati di eventi di raggi cosmici con la test-facility LAr-TPC Icarino ai LNL per lo studio delle prestazioni di una scheda di trigger locale, AWS-LTCU, che implementa questa soluzione. L'analisi dei dati raccolti ha mostrato come sia possibile raggiungere efficienze prossime al 100%, in entrambe le viste di Collezione e Induzione in tutte le configurazioni studiate, contestualmente ad una

frequenza trascurabile di spurie per scheda per evento (10^{-3}).

Tuttavia l'analisi di eventi di raggi cosmici raccolti nella presa dati di test di un semimodulo T300 a Pavia nel 2001 ha evidenziato i limiti dell'AWS-LTCU nell'individuazione del segnale, essendo il rumore sul singolo filo diverso rispetto a quello osservato nei dati raccolti con Icarino (a causa della maggior lunghezza dei fili). Si è quindi deciso di adottare una nuova strategia, introducendo un algoritmo di filtro medio doppio-rebinning che, applicato via software su un campione di dati reali raccolti a Pavia, ha dimostrato ottime prestazioni nella capacità di distinguere il segnale fisico dal rumore. Questo algoritmo, con una piccola variante rispetto alla versione originaria (introduzione di una finestra di rebin mobile invece che fissa), è stato implementato hardware su una FPGA "SuperDaedalus", installata sulla scheda digitale CAEN-V789 preposta all'elaborazione della logica di trigger e alla memorizzazione dei dati. Il funzionamento e le prestazioni sono stati studiati a fine 2009 con una nuova presa dati di eventi di raggi cosmici con il rivelatore Icarino, completamente equipaggiato con queste schede di nuovo tipo. I risultati ottenuti sono eccellenti: questo tipo di segnale di trigger interno dai fili della TPC ha dimostrato piena efficienza ($\sim 100\%$) in entrambe le viste di Induzione e Collezione per tutti i valori dei parametri di soglia, majority e stretching provati in varie acquisizioni. Contemporaneamente, la frequenza di spurie è stata mantenuta a un livello trascurabile ($\leq 10^{-3}$) già sul singolo filo, con soglia di soli 6(7) conteggi ADC nella vista di Collezione(Induzione). È quindi iniziato lo studio tecnico necessario per la produzione dei chip con cui equipaggiare tutte le schede digitali di ICARUS-T600 al fine di un diretto utilizzo nel trigger dell'esperimento. Queste ottime prestazioni hanno inoltre permesso, nel periodo finale di presa dati con Icarino, di approntare una particolare configurazione di trigger interno dedicata all'acquisizione di eventi isolati, che si è dimostrata estremamente efficace e ha permesso di raccogliere eventi con energia depositata di pochi MeV.

I risultati ottenuti sono molto incoraggianti ed interessanti per la ricerca di eventi isolati in futuri rivelatori ad Argon liquido di grande massa: ICARUS-T600 diventerebbe così uno strumento nuovo con cui guardare la Natura e studiare il neutrino, in altre parole un "Neutrino Telescope: un altro modo di guardare il cielo" [132].

Bibliografia

- [1] Pauli W. in una lettera ai partecipanti ad un congresso sulla radioattività a Tübingen, Germania (4 Dicembre 1930)
Pauli W. *Rapports du Septième Conseil du Physique Solway, Brussels* (1933)
- [2] Cowan C. L., Reines F. et al., *Detection of the Free Neutrino: a confirmation*, *Science* **124**, 103 (1956).
- [3] Goldhaber M. et al., *Helicity of Neutrinos*, *Phys. Rev.* **109**, 1015 (1958)
- [4] Komatsu E. et al. (Collaborazione WMAP), *Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological interpretation*, Preprint 0803.0547 [astro-ph] (2008)
- [5] Barate et al. (Collaborazione ALEPH), *An upper limit in the τ neutrino mass from three- and five-prong tau decays*, *Eur. Phys. J. C* **2**, 395 (1998)
- [6] Fermi E., *Towards the theory of β -rays*, *Z. Phys.* **88**, 161 (1934) e *Nuovo Cim.* **11**, 1 (1934)
- [7] Masood S. S. et al., *Exact relativistic beta decay endpoint spectrum*, *Phys. Rev.* **C76**, 045501 (2007) e arXiv:0706.0897
- [8] Curran S. C. et al., *The Beta-Spectrum of Tritium*, *Phys. Rev.* **76**, 853 (1949)
- [9] Bergkvist K. et al., *A high-luminosity, high-resolution study of the end-point behaviour of the tritium β -spectrum*, *Nucl. Phys. B* **39**, 317 (1972)
- [10] Ljubimov. V. A. et al., *An estimate of the ν_e mass from the β -spectrum of tritium in the valine molecule*, *Phys. Lett. B* **94**, 266 (1980)

- [11] Fritschi M. et al., *An upper limit for the mass of ν_e from tritium β -decay*, Phys. Lett. B **173**, 485 (1986)
- [12] Wilkerson J. F., *Limiti on ν_e mass from free-molecular-tritium beta decay*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2023 (1987)
- [13] Stoeffl W. and Decman D. J., *Anomalous structure in the beta decay of gaseous molecular tritium*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3273 (1995)
- [14] Belesev A. et al., *Results of the troitsk experiment on the search for the electron antineutrino rest mass in tritium beta-decay*, Phys. Lett. B **350**, 263 (1995)
- [15] Weinheimer C. et al., *Improved limit on the electron-antineutrino rest mass from tritium beta-decay*, Phys. Lett B **300**, 210 (1993)
- [16] Lobashev V. M., *The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study in the project KATRIN*, Nucl. Phys. A **719**, 153 (2003)
- [17] Kraus Ch. et al., *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β -decay*, Eur. Phys. J. C **40**, 447 (2005)
- [18] Osipowicz A. et al. (KATRIN Collaboration), *KATRIN: a next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass (Letter of intent)*, Preprint hep-ex/0109033 (2001)
- [19] Angrik J. et al. (KATRIN Collaboration), *KATRIN Design Report vol 7090*, <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7090.pdf> (2004)
- [20] Sisti M. et al., *New limits from the Milano neutrino mass experiment with thermal microcalorimeters*, Nucl. Instrum. Methods A **520**, 125 (2004)
- [21] Monfardini A. et al., *The Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment (MARE): a next-generation calorimetric neutrino mass experiment*, Preprint hep-ex/0509038v1 (2006)
- [22] Goobar A., *The neutrino mass bound from WMAP-3, the baryon acoustic peak, the SNLS supernovae and the Lyman- α forest*, astro-ph/0602155v2 (2006)

- [23] Lesgourgues J., Pastor S., *Massive neutrinos and cosmology*, Phys. Rep. **429**, 307 (2006)
- [24] Percival W. et al., *Measuring the Baryon Acoustic Oscillation scale using the Sloan Digital Sky Survey and 2dF Galaxy Redshift Survey*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **381**, 1053 (2007)
- [25] Seljak U. et al., *SDSS galaxy bias from halo mass-bias relation and its cosmological implications*, Phys. Rev. D **71**, 043511 (2005)
- [26] Mortonson M.J. et al., *CMB polarization features from inflation versus reionization*, Phys. Rev. D **79**, 103519 (2009)
- [27] Assamagan K. et al., *Upper limit of the muon-neutrino mass and charged-pion mass from momentum analysis of a surface muon beam*, Phys. Rev D **53**, 6065 (1996)
- [28] Strumia A., Vissani F., *Neutrino masses and mixings and...*, hep-ph/0606054v2 (2007)
- [29] Goeppert-Mayer M., *Double Beta-Disintegration*, Phys. Rev. **48**, 512 (1935)
- [30] Furry W., *On transition probabilities in double beta-disintegration*, Phys. Rev. **56**, 1184 (1939)
- [31] Klapdor-Kleingrothaus H. V. et al., *Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment*, Europ. Phys. J. A **12**, 147 (2001)
- [32] Klapdor-Kleingrothaus H. V. et al., *Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay*, Mod. Phys. Lett. A **16**, 2409 (2002)
- Klapdor-Kleingrothaus H. V. et al., *Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990÷2003*, Phys. Lett. B **586**, 198 (2004)
- [33] Aalseth et al., *IGEX ^{76}Ge neutrinoless double-beta decay: Prospects for next generation experiments*, Phys. Rev. D **65**, 092007 (2002) Aalseth et al., *The IGEX experiment reexamined: A response to the critique of Klapdor-Kleingrothaus, Dietz and Krivosheina*, Phys. Rev. D **70**, 078302 (2004)

- [34] Arnaboldi C. et al., *New limti in the Neutrinoless $\beta\beta$ Decay of ^{130}Te* , Phys. Rev. Lett. **95**, 142501 (2005)
- [35] Wojcik M., *The ^{76}Ge Double-Beta Decay Experiment GERDA at LNGS*, Acta Phys. Pol. B **37**, 1923 (2006)
- [36] Pontecorvo B., *Mesonium and anti-mesonium*, Sov. Phys. JETP, 6:429 (1957).
Pontecorvo B., *Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge*, Sov. Phys. JETP, 7:172-02 (1958).
- [37] Freund M. et al., *Systematic exploration of neutrino factory parameter space including errors and correlations*, Nucl. Phys. B **615**, 331 (2001)
- [38] Adamson P. et al., *A study of muon neutrino disappearance using the fermilab main injector neutrino beam*, Phys. Rev. D **77**, 072002 (2008)
- [39] Eskut E. et al., *Final results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillation from the chorus experiment*, Nucl. Phys. B **793**, 793 (2008)
- [40] Bahcall J. et al., *Standard Solar Models and the uncertainties in predicted capture rates of solar neutrinos*, Rev. Mod. Phys. **54**, 767 (1982)
- [41] Bahcall J. et al., *New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes*, Astrophys. J. **621**, L85 (2005)
- [42] Davis Jr. et al., *Search for neutrinos from the sun*, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968)
- [43] Cleveland B.T., Gavrin V.N., *Radiochemical solar neutrino experiment*, nucl-ex/0703012, 8 (2007)
- [44] Hosaka J. et al., *Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande I*, Phys. Rev. D **73**, 112001 (2006)
- [45] Battistoni G. et al., *The fluka atmosferic neutrino flux calculation*, Astropart. Phys. **19**, 262 (2003)
Ferrari A., Sala P., *The physics of high energy reactions*, CERN-ATL-PHYS-97-113 (1997).

- [46] Agrawal V. et al., *Atmospheric neutrino flux above 1 GeV*, Phys. Rev. D **53**, 1314 (1996)
- [47] Apollonio M. et al., *Search for neutrino oscillations on a long baseline at the chooz nuclear power station*, Eur. Phys. J., **C27**, 331 (2003)
- [48] Ambrosini G. et al., *K/ π production ratios from 450 GeV/c protons on beryllium*, Phys. Lett. B **420**, 225 (1998)
 Ambrosini G. et al., *Measurement of charged particle production from 450 GeV/c protons on beryllium*, Eur. Phys. J. C. **10**, 605 (1999)
- [49] Ferrari A. et al., *CNGS neutrino beam systematics for θ_{13}* , Nucl. Phys. Proc. Suppl. B **145**, 93 (2005)
- [50] Cleveland B.T. et al., *Measurement of solar neutrino flux with the homestake detector*, Astrophys. J. (1998)
- [51] GALLEX Coll., W. Hampel et al., *GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV*, Phys. Lett. B **447**, 127 (1999).
- [52] GNO Coll., M. Altmann et al., *GNO solar neutrino observations: results for GNO I*, Phys. Lett. B **490**, 16 (2000).
- [53] SAGE Coll., J.N. Abdurashitov et al., *Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate by the Russian-American Gallium Solar Neutrino Experiment During One Half of the 22-Year Cycle of Solar Activity*, J. Exp. Theor. Phys. **95**, 181 (2002).
- [54] Fukuda S. et al., *Solar neutrino data covering solar cycle 22*, Phys. Rev. Lett., **77**, 1683 (1996)
- [55] Aharmim B. et al., *Determination of ν_e and total 8B solar neutrino fluxes using the Sudbury Neutrino Observatory Phase 1 data set*, Phys. Rev. C **75**, 045502 (2007)
- [56] Aharmin B. et al., *Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of 8B solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. C **72**, 055502 (2005)

- [57] Arpesella C. et al., *First real time detection of Be^7 solar neutrinos by Borexino*, Phys. Lett. B **658**, 101 (2007)
- [58] Bahcall J., Serenelli A.M., Basu S., *Solar models: current epoch and time dependence, neutrinos and helioseismological properties*, Astrophys. J., 555 (2001)
- [59] Prati P. et al., *Recent results from the LUNA facility at Gran Sasso*, J. Phys. G **31**, S1537 (2005)
- [60] Araki T. et al., *Measurement of neutrino oscillations with kamland: evidence for spectral distorsion*, Phys. Rev. Lett. **94**, 081801 (2005)
- [61] Mantovani F. et al., *Antineutrinos from Earth: A reference model and its uncertainties*, Phys. Lett. D **69**, 013001 (2004)
- [62] Enomoto S. et al., *Neutrino geophysics with KamLAND and future prospects*, hep-ph/0508049 (2005)
- [63] MACRO Coll., M. Ambrosio et al., *Atmospheric neutrino oscillations from upward throughgoing muon multiple scattering in MACRO*, Phys. Lett. B **566**, 35 (2003).
- [64] Soudan-2 Coll., W.W.M. Allison et al., *The atmospheric neutrino flavor ratio from a 3.9 fiducial kiloton-year exposure of Soudan 2*, Phys. Lett. B **449**, 137 (1999).
- [65] Kaijta T., Lipari P., *Atmospheric neutrinos and oscillations*, Comptes Rendus de Physique **6**, 738 (2005)
- [66] Ashie Y. et al., *Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I*, Phys. Rev. D **71**, 112005 (2005)
- [67] Ahn M.H. et al., *Measurement of neutrino oscillations by the K2K experiment*, Phys. Rev. D **74**, 072003 (2006)
- [68] N.Tagg for the MINOS Coll., *First MINOS Results from the NuMI Beam*, Flavour Physics and CP Violation Conference, Vancouver (2006).
- [69] Guler M. et al., *Experiment proposal*, CERN-SPSC (2000)
- [70] Yamamoto et al., *Improved search for ν_μ to ν_e oscillation in a long baseline experiment*, Phys. Rev. Lett. **96**, 181801 (2006)

- [71] Hosaka J. et al., *Three flavour neutrino oscillation analysis of atmospheric neutrino in Super-Kamiokande*, Phys. Rev. D **74**, 032002 (2006)
- [72] Schwetz T., Tortola M., Valle J.W.F., *Three-flavour neutrino oscillation update*, New J. Phys. **10**, 113011 (2008)
- [73] Fogli G.L. et al., *Global analysis of three flavour neutrino mass and mixing and references therein*, Progr. Par. Nucl. Phys. **57**, 742 (2006)
- [74] Schwetz T., *Global fits to neutrino oscillations data*, Physics Scripta **127**, 1 (2006)
- [75] Aguilar A. et al., *Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in an anti-neutrino beam*, Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001)
- [76] Sorel M. et al., *Combined analysis of short-baseline neutrino experiments in the (3+1) and (3+2) sterile neutrino oscillation hypotheses*, Phys. Rev. D **70**, 073004 (2004)
- Hung P.Q., *Sterile Neutrino and Accelerating Universe*, hep-ph/0010126 (2000)
- Kaplan D.B. et al., *Neutrino Oscillations as a Probe of Dark Energy*, Phys. Rev. Lett. **93**, 091801 (2004)
- Barger V. et al., *LSND anomaly from CPT violation in four-neutrino models*, Phys. Lett. B **576**, 303 (2003)
- Barenboim G., Mavromatos N.E., *Decoherent neutrino mixing, dark energy, and matter-antimatter asymmetry*, Phys. Rev. D **70**, 093015 (2004)
- Kostelecky V.A., Mewes M., *Lorentz violation and short-baseline neutrino experiments*, Phys. Rev. D **70**, 076002 (2004)
- Pas H. et al., *Sterile-active neutrino oscillations and shortcuts in the extra dimension*, Phys. Rev. D **72**, 095017 (2005)
- Palomares-Ruiz S. et al., *Explaining LSND by a decaying sterile neutrino*, JHEP **509**, 48 (2005)
- [77] Astier P. et al., *Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NOMAD experiment*, Phys. Lett. B **570**, 19 (2003)

- [78] Romosan et al., *A High Statistics Search for muon-neutrino(anti-muon-neutrino) — $\bar{\nu}_e$ electron-neutrino(anti-electron-neutrino) Oscillations in the Small Mixing Angle Regime*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2912 (1997)
- [79] Armbruster B. et al., *Upper limits for neutrino oscillations muon-antineutrino to electron-antineutrino from muon decay at rest*, Phys. Rev. D **65**, 112001 (2002)
- [80] Aguilar Arevalo A.A., *Unexplained Excess of Electronlike Events from a 1-GeV Neutrino Beam*, Phys. Rev. Lett. **102**, 101802 (2009)
- [81] Aguilar Arevalo A.A., *A search for electron neutrino appearance at the $\Delta m^2 = 1\text{eV}^2$ scale*, Phys. Rev. Lett. **98**, 231801 (2007)
- [82] Lunardini C., Smirnov A.Y., *Probing the neutrino mass hierarchy and the 13 -mixing with supernovae*, JCAP **0306**, 009 (2003)
- [83] Giomataris Y., Vergados J.D., *Neutrino properties studied with a triton source and a large spherical TPC*, Nucl. Instrum. Meth. A **530**, 330 (2004)
- [84] Raghavan R.S., *Recoilless Resonant Capture of Antineutrinos from Tritium Decay*, hep-ph/0601079v3
- [85] Anjos J.C. et al. *Angra dos reis reactor neutrino oscillation experiment*, Brazilian Journal of Physics, **36**, 1118 (2006)
- [86] Guo X. et al., *A precise measurement of the neutrino mixing angle θ_{13} using reactor antineutrinos at Daya Bay*, hep-ex/0701029 (2007)
- [87] Ardellier F., *Double Chooz, a search for neutrino mixing angle θ_{13}* , hep-ex/0606025 (2006)
- [88] Aoki M. et al., *High accuracy neutrino measurement from the KAShiwazaki-KAriva nuclear power station*, hep-ex/0607013 (2006)
- [89] Jpp K.K. et al, *RENO project*, <http://neutrino.snu.ac.kr/RENO/INTRO/intro.html> (2007)
- [90] Barger V., Marfatia D., Whisnant K., *Breaking eightfold degeneracies in neutrino CP violation, mixing, and mass hierarchy*, Phys. Rev. D **65** 073023 (2002)

- [91] Bettoni D. et al., *The high intensity frontier*, Physics Reports **434**, 47 (2006)
- [92] Bonesini M, Guglielmi A., *Hadroproduction experiments for precise neutrino beam calculations*, Physics Reports **433**, 65 (2006)
- [93] Catanesi M.G. et al., *Measurement of the production cross-section of positive pions in the collision of 8.9 GeV/c protons on beryllium*, Eur. Phys. J. C **52**, 29 (2007)
 Catanesi M.G. et al., *Measurement of the production cross-section of positive pions in p-Al collisions at 12.9 GeV/c*, Nucl. Phys. B **732**, 1 (2006)
 Catanesi M.G. et al., *Large-angle production of charged pions with incident protons on nuclear targets as measured in the HARP experiment*, Phys. Rev. C **77**, 055207 (2008)
- [94] Antoniou N. et al., *Study of Hadron Production in Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS*, CERN-SPSC-2006-034 (2006)
- [95] <http://www.ganil.fr/eurisol/>
- [96] Albright C. et al., *The Neutrino Factory and Beta Beam Experiments and Development*, physics.acc-ph/0411123 (2004)
- [97] Itow Y. et al., *The JHF-Kamioka neutrino project*, hep-ex/0106019 (2001)
- [98] Cervera A. et al., *A large magnetic detector for the neutrino factory*, Nucl. Instrum. Methods A **451**, 123 (2000)
- [99] Baibussinov B. et al., *A new, very massive modular Liquid Argon Imaging Chamber to detect low energy off-axis neutrinos from the CNGS beam (Project MODULAR)*, Astropart. Phys. **29**, 174 (2008)
- [100] Guglielmi A., *A new, very massive modular Liquid Argon Imaging Chamber to detect low energy off-axis neutrinos from the CNGS beam (Project MODULAR)*, invited talk at “New opportunities in the Physics Landscape at CERN” Workshop, CERN May 11-13 (2009).
- [101] Chen H. et al., *A Proposal for a New Experiment Using the Booster and NuMI Neutrino Beamlines: MicroBooNE*, http://www-microboone.fnal.gov/Documents/MicroBooNE_10152007.pdf (2007)

- [102] Stancu I. et al., *The OscSNS White Paper*, <http://physics.calumet.purdue.edu/osc-sns> (2008)
- [103] Baibussinov B. et al., *A new search for anomalous neutrino oscillations at the CERN-PS*, hep-ex/0355v2 (2009)
- [104] Davidson S. et al., *Leptogenesis*, Phys. Rept. **466**, 105 (2008)
- [105] Rubbia C., *The Liquid-Argon Time Projection Chamber: A New Concept For Neutrino Detector*, CERN-EP/77-08 (1977)
- [106] Hasert F. J. et al., *Search for elastic muon neutrino electron scattering*, Phys. Lett. B **46**, 121 (1973)
- [107] Doke T., *A Historical View on the R&D for liquid Rare Gas detectors*, Nucl. Instrum. Methods A **327**, 113 (1993)
- [108] Amerio S. et al., *Design, construction and tests of the ICARUS T600 detector*, Nucl. Instrum. Methods A **527**, 329 (2004)
- [109] http://www.messeritalia.it/Prodotti/Gas_purif_e_speciali/index.html
- [110] Amoruso S. et al., *Study of electron recombination in liquid argon with the ICARUS TPC*, Nucl. Instrum. Methods A **523**, 275 (2004)
- [111] Bonetti S. et al., *A study of the Electron Image due to ionizing events in a two-dimensional liquid argon TPC with a 24 cm drift gap*, Nucl. Instrum. Methods A **286**, 135 (1990)
- [112] Cennini P. et al., *Performance of a 3 ton Liquid Argon Time Projection Chamber*, Nucl. Instrum. Methods A **345**, 230 (1994)
- [113] Arneodo F. et al., *The ICARUS 50 l LAr TPC in the CERN ν Beam*, World Scientific, 3 (1999)
- [114] Arneodo F. et al., *Performance of the 10 m³ ICARUS liquid argon prototype*, Nucl. Instrum. Methods A **498**, 292 (2003)
- [115] Prata M.C. et al., *Characterization of ETL 9357FLA Photomultiplier Tubes for Cryogenic Temperature Applications*, ICARUS-TM/04-18 (2004)

- [116] Baibussinov B. et al., *Free electron lifetime achievements in Liquid Argon Imaging TPC*, physics.ins-det/0910.5087v2 (2009)
- [117] Bachall J.N., Pena-Garay C., *Solar models and solar neutrino oscillations*, New Journal of Physics **6**, 63 (2004).
- [118] ICARUS Coll., *The ICARUS detector at the Gran Sasso: an upgraded analysis*, ICARUS TM 05-05 (2005).
- [119] Rubbia C., *Progress Report to the SPS-C - ICARUS T600 Collaboration* (2006).
- [120] Amsler C. et al. (Particle Data Group), *Review of particle physics*, Phys. Lett. B **667**, 1 (2008).
- [121] Astier P. et al., *Final NOMAD results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ and $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ oscillations including a new search for ν_τ appearance using hadronic τ decays*, Nucl. Phys. B **611**, 3 (2001).
- [122] Ge Y. et al., *$e/p\pi^0$ separation in ICARUS liquid argon TPC*, ICARUS-TM/03-05 (2003)
- [123] Aglietta M. et al., *The LVD experiment at Gran Sasso*, Il Nuovo Cimento C **18**, 629 (1995).
- [124] Baibussinov B. et al., *Cosmic ray tests with the ICARUS LAr-TPC test-facility at LNL*, ICARUS-TM/08-03 (2008).
- [125] Amerio S. et al., *Considerations on the ICARUS read-out and on data compression*, ICARUS-TM/2002-05 (2002).
- [126] Farnese C. et al., *A study of a trigger system for the ICARUS T600*, ICARUS-TM/07-03 (2007)
- [127] Cocco A.G. et al., *ICARUS TRIGGER*, ICARUS-TM/04-13 (2004).
- [128] Gibin D. et al., *A study of wire signal discrimination*, ICARUS-TM/04-10 (2004)
Gibin D. et al., *An improved study of wire signal discrimination*, ICARUS-TM/05-04 (2005)
- [129] Raselli G.L. et al., *PMT trigger system simulation and results*, ICARUS Trigger Meeting, LNGS (2006).

- [130] Fassò A. et al., *FLUKA manual*, (2005)
- [131] Baibussinov B. et al., *Cosmic ray tests with the ICARUS LAr-TPC test-facility at LNL*, ICARUS-TM/08-03 (2008)
- [132] *Neutrino Telescopes. Un altro modo di guardare il cielo.*, ciclo di Conferenze Internazionali, edito da M. Baldo Ceolin