

*alla mia sorellina  
alla mia mamma  
al mio papà  
che da oggi, sarà ancor più fiero  
della sua noce 'ro cuoll*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 La fisica studiata dall'esperimento ICARUS</b>	<b>9</b>
1.1 Il neutrino . . . . .	9
1.2 Misure dirette della massa del neutrino . . . . .	11
1.3 Le oscillazioni di neutrino . . . . .	12
1.4 Sorgenti di neutrini . . . . .	17
1.5 Esperimenti sulle oscillazioni di neutrino . . . . .	20
1.5.1 Oscillazione di neutrini atmosferici . . . . .	22
1.5.2 Oscillazione di neutrini solari . . . . .	27
1.5.3 Analisi globale dei dati sulle oscillazioni: valori dei parametri	34
1.6 Il programma di ricerca dell'esperimento ICARUS . . . . .	38
<b>2 Il rivelatore ICARUS</b>	<b>43</b>
2.1 ICARUS: una camera a bolle elettronica . . . . .	43
2.2 Il principio di funzionamento del rivelatore . . . . .	44
2.3 Descrizione generale del rivelatore ICARUS T600 . . . . .	48
2.3.1 Il contenitore criogenico e il sistema di raffreddamento . .	49
2.3.2 Sistema di purificazione e monitoraggio della purezza . .	52
2.3.3 La TPC e i dispositivi interni . . . . .	53
2.3.4 L'elettronica di lettura e il sistema di acquisizione . . . . .	57
2.4 Prestazioni del rivelatore T600 . . . . .	60
<b>3 Misure di purezza dell'Argon liquido</b>	<b>67</b>
3.1 Introduzione . . . . .	67
3.2 Principio di funzionamento di un monitor di purezza . . . . .	68

3.2.1	Sistema di lettura dei monitor di purezza . . . . .	72
3.3	Vita media degli elettroni di ionizzazione in Argon liquido . . . . .	76
3.4	Prove sperimentali sui monitor di purezza . . . . .	80
<b>4</b>	<b>Ionizzazione dell'Argon liquido mediante laser UV</b>	<b>95</b>
4.1	Introduzione . . . . .	95
4.2	Ionizzazione multifotonica . . . . .	96
4.3	Apparato sperimentale e misure preliminari al CERN . . . . .	103
4.4	Selezione e analisi dati . . . . .	107
4.5	Valori dei parametri dei segnali indotti da laser UV . . . . .	112
<b>5</b>	<b>Calibrazione e monitoraggio con laser UV</b>	<b>121</b>
5.1	Apparato sperimentale criogenico . . . . .	121
5.2	Contenitore criogenico e sistema di vuoto . . . . .	123
5.3	Sistema di riempimento e purificazione dell'Argon . . . . .	127
5.4	Rivelatore TPC prototipo . . . . .	132
5.5	Prove preliminari meccaniche ed elettriche . . . . .	141
5.6	Prove dell'elettronica di acquisizione dati . . . . .	148
5.7	Caratterizzazione e allineamento del fascio laser . . . . .	153
	<b>Conclusioni</b>	<b>161</b>

# Introduzione

Il presente lavoro di Tesi è consistito nello studio e nello sviluppo di nuove tecniche di calibrazione laser UV per il rivelatore a proiezione temporale dell'esperimento ICARUS (Imaging Cosmic And Rare Underground Signals), in fase di preparazione presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, e nello studio sperimentale del monitoraggio della purezza chimica dell'Argon liquido utilizzato come mezzo sensibile del rivelatore.

Il programma sperimentale del progetto ICARUS, sia per la fase intermedia con il rivelatore da 600 tonnellate che per quella finale con il rivelatore da 3000 tonnellate, è imperniato su due linee di ricerca principali, ambedue di grande importanza per la fisica delle particelle elementari: l'indagine sulla stabilità della materia nucleare (decadimento del protone e del neutrone) e lo studio dettagliato del fenomeno delle oscillazioni di neutrini di origine cosmica e artificiale.

Lo studio delle oscillazioni di neutrino, in particolare, può essere affrontato da ICARUS su tre differenti fronti: attraverso la rivelazione dei neutrini atmosferici, mediante lo studio dei neutrini solari e da supernova, e attraverso lo studio di neutrini prodotti artificialmente al CERN e inviati verso il rivelatore posto ai Laboratori del Gran Sasso distante circa 730 *km* (fascio di neutrini di Long-Baseline CNGS).

Questo programma di ricerca si avvale in modo determinante della capacità del rivelatore ICARUS di ricostruire in modo completo gli eventi registrati e di separare efficacemente il segnale fisico dal fondo di reazioni concomitanti.

Il principio di funzionamento alla base di ICARUS è relativamente semplice. Il rivelatore è essenzialmente una TPC (Time Projection Chamber) di grandi dimensioni. L'intero volume di Argon liquido è immerso in un campo elettrico intenso ed uniforme, stabilito da due piani di elettrodi affacciati a potenziale opportuno. Il

passaggio di una particella carica nel liquido criogenico produce per ionizzazione delle coppie elettrone-ione. Una frazione di queste coppie, a causa dell'intensità del campo elettrico presente, non si ricombina e tende a separarsi muovendosi nella direzione del campo elettrico, in versi opposti. Il moto delle cariche elettriche così prodotte induce una corrente sugli elettrodi. Gli elettroni, in particolare, inducono segnali elettrici sui piani di fili che costituiscono l'anodo, fornendo informazioni bidimensionali sulle coordinate spaziali della ionizzazione primaria e quindi delle tracce. La terza coordinata spaziale è data dalla misura del tempo di deriva degli elettroni di ionizzazione dal punto di passaggio della particella fino all'anodo. La misura del  $t_0$  è resa possibile dalle proprietà scintillanti dell'Argon liquido. Infatti, gli atomi eccitati dal passaggio di una traccia ionizzante emettono quasi istantaneamente luce di scintillazione ritornando allo stato fondamentale, luce raccolta da un sistema di fotomoltiplicatori.

Un fondamentale requisito cui deve soddisfare l'Argon liquido per poter essere utilizzato in ICARUS è l'estrema purezza chimica, ossia la garanzia che in esso non si trovino tracce di elementi quali ossigeno, idrocarburi o generiche molecole elettro-negative, se non in quantità assolutamente ridotte ( $< 1$  ppb, parte per miliardo, di  $O_2$  equivalente). Tale purezza è necessaria al fine di assicurare che gli elettroni prodotti dalle particelle ionizzanti non vengano catturati dalle molecole elettro-negative disciolte nell'Argon liquido durante il percorso che li separa dal punto di produzione per ionizzazione all'elettrodo su cui vengono infine raccolti. Ciò determina la cosiddetta *vita media* degli elettroni, che deve essere sufficientemente elevata per garantire le capacità di *imaging* proprie della tecnica di proiezione temporale.

L'attività di Tesi ha affrontato la tematica della misura e il monitoraggio della purezza nonché in generale il problema della calibrazione del rivelatore, sviluppandosi su due linee principali di attività sperimentali.

In primo luogo il candidato si è occupato dello studio e dello sviluppo di dispositivi elettronici per la misura della purezza dell'Argon liquido basati su piccole camere a deriva accoppiate a fotocatodi eccitati da lampade UV a Xenon. Questa attività è stata parzialmente svolta ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso, a seguito del conseguimento di una borsa di studio dell'INFN per laureandi.

In secondo luogo, il candidato ha contribuito, nei laboratori del gruppo ICARUS di Napoli, ad una attività di ricerca e sviluppo di nuovi sistemi di monito-

raggio delle prestazioni del rivelatore basati sull'uso di fasci laser UV. Egli ha partecipato attivamente al progetto, alla realizzazione e al collaudo di un apparato criogenico centrato attorno ad un prototipo di TPC ad Argon liquido e alla messa a punto di un sistema laser a Nd-YAG per la produzione di tracce di ionizzazione nella camera.

La presente Tesi è organizzata in cinque capitoli.

Nel capitolo 1 è illustrato il fenomeno delle oscillazioni di neutrino, descrivendone il formalismo, la fenomenologia e i principali risultati sperimentali ottenuti negli ultimi anni, con particolare riferimento alle potenzialità dell'esperimento ICARUS.

Nel capitolo 2 è descritta la tecnologia e i principi di funzionamento del rivelatore ICARUS T600, il primo modulo da 600 tonnellate di Argon liquido ad essere stato costruito e provato. Particolare attenzione è stata posta alle problematiche relative al monitoraggio e alla calibrazione del rivelatore, oggetto del lavoro sperimentale di questa Tesi.

Il capitolo 3 descrive il funzionamento dei dispositivi sopra menzionati dedicati alla misura della purezza dell'Argon liquido. Il candidato ha realizzato uno di questi strumenti (monitor di purezza) presso i Laboratori del Gran Sasso e ha partecipato allo sviluppo di un prototipo di nuova generazione con tecniche costruttive e materiali innovativi. Sono illustrate alcune delle misure effettuate, che hanno permesso di ottenere stime della vita media degli elettroni in Argon liquido, parametro strettamente collegato alla purezza del liquido.

Il capitolo 4 riguarda l'analisi dei dati raccolti in un esperimento preliminare di ionizzazione mediante laser UV condotto al CERN di Ginevra su un prototipo di TPC ad Argon liquido. I principi fisici della ionizzazione multifotonica sono presentati assieme ai risultati dell'analisi condotta dal candidato. La rivelazione delle tracce indotte da laser ha fornito la prova di principio del metodo ed ha motivato una successiva generazione di esperimenti da condurre nei laboratori di Napoli.

Con tale obiettivo, nel capitolo 5 è quindi descritto il progetto, la realizzazione e la messa in opera di un apparato sperimentale per l'attività di ricerca e sviluppo di tecniche di calibrazione mediante laser UV. In particolare, sono discussi i vari sistemi criogenico, di vuoto, di filtraggio e ricircolo dell'Argon liquido, nonché il disegno e la realizzazione di un rivelatore TPC prototipo. Sono anche descritte le prove di funzionamento della TPC in condizioni criogeniche, l'acquisizione dati e

le misure per la caratterizzazione del fascio laser.

# Capitolo 1

## La fisica studiata dall'esperimento ICARUS

### 1.1 Il neutrino

L'ipotesi dell'esistenza del neutrino fu formulata da W. Pauli nel 1930 [1] e ripresa da Fermi nel 1934 [2] per spiegare l'apparente violazione del principio di conservazione dell'energia nel decadimento  $\beta$ . In particolare, la teoria di Fermi introdusse una nuova interazione: *l'interazione debole*, così chiamata perché caratterizzata da una costante di accoppiamento molto piccola rispetto, ad esempio, a quella dell'interazione elettromagnetica.

La prima osservazione sperimentale del neutrino avvenne soltanto nel 1956, quando C. Cowan e F. Reines riuscirono per la prima volta a rivelare dei neutrini (o più precisamente degli antineutrini) prodotti da un reattore nucleare negli Stati Uniti [3].

Negli anni seguenti, e fino ai giorni nostri, si sono susseguiti risultati sperimentali importantissimi nella comprensione dei vari fenomeni coinvolgenti neutrini, che hanno contribuito alla definitiva formulazione della moderna teoria delle interazioni elettrodeboli, la quale a sua volta rientra nel più completo apparato teorico noto come Modello Standard (MS) delle interazioni fondamentali.

Il Modello Standard è in grado di spiegare i fenomeni fisici relativi all'interazione debole ed elettromagnetica di quark e leptoni assumendo una massa nulla per i neutrini (sinistrorsi) e che essi siano associati ai rispettivi partner carichi in

doppietti di isospin debole

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$$

Analogamente per gli antineutrini (destrorsi)

$$\begin{pmatrix} \bar{\nu}_e \\ e^+ \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\mu \\ \mu^+ \end{pmatrix}_R \quad \begin{pmatrix} \bar{\nu}_\tau \\ \tau^+ \end{pmatrix}_R$$

Neutrini (antineutrini) destrorsi (sinistrosi) sono assunti assenti.

L'assunzione di neutrini a massa nulla è stata, tuttavia, messa in crisi a seguito di due serie di esperimenti condotti con neutrini solari e atmosferici. A partire dagli anni '70, questi esperimenti hanno evidenziato che l'osservata riduzione del flusso atteso di neutrini solari ed atmosferici è in realtà dovuta al fenomeno delle oscillazioni; ciò implica, come vedremo nel seguito, una massa non nulla per i neutrini. Tale risultato appare a posteriori ragionevole, in quanto nessuna invarianza di gauge o simmetria impone una massa nulla per i neutrini (al contrario di quanto avviene ad esempio per il fotone<sup>1</sup>). Inoltre, visto che tutti gli altri fermioni sono massivi viene naturale aspettarsi che anche i neutrini lo siano.

In questo panorama si innesta l'esperimento ICARUS, il cui scopo è quello di contribuire a studiare i neutrini solari, atmosferici, da Supernovae, artificiali da acceleratori e a ricercare il decadimento del protone.

I neutrini, particelle altamente elusive ( $\sigma/E \sim O(10^{-38} \text{ cm}^2/\text{GeV})$ ), interagiscono con le altre particelle elementari solo attraverso l'interazione debole, in quanto non possiedono carica elettrica o di colore. La loro massa, che oggi sappiamo essere non nulla ma molto piccola ( $< O(1 \text{ eV})$ ) è tale da rendere trascurabile anche l'interazione gravitazionale. I neutrini sono caratterizzati dal *sapore* ( $e$ ,  $\mu$  e  $\tau$ ) che è autostato per l'interazione debole.

Molti sono stati gli esperimenti condotti per rivelare direttamente la massa dei neutrini. Da tali misure si è potuto soltanto determinare limiti superiori (par. 1.2), mentre, come abbiamo detto, con esperimenti che misurano il flusso dei neutrini solari e la distribuzione angolare dei neutrini atmosferici, interpretati attraverso l'osservazione del fenomeno delle oscillazioni di neutrino, si è giunti ad affermare

---

<sup>1</sup>La massa nulla del fotone è una diretta conseguenza dell'invarianza di gauge richiesta nella teoria dei campi affinché la stessa sia rinormalizzabile.

che i neutrini hanno massa diversa da zero. In questi esperimenti, come vedremo nel seguito, non si può determinare il valore assoluto delle masse dei neutrini ma solo una stima delle differenze quadre dei loro valori.

## 1.2 Misure dirette della massa del neutrino

Concettualmente, la strada più naturale per investigare l'esistenza di una massa non nulla del neutrino è di determinare, nei processi di decadimento, i suoi effetti sul momento e sull'energia delle particelle cariche emesse. Per misurare la massa del  $\nu_\mu$ , ad esempio, si studia la reazione

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$$

Nel sistema di riferimento in cui il pione è fermo, le leggi di conservazione dell'energia e del momento richiedono che

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

La massa al quadrato del neutrino è quindi data differenza di due numeri molto maggiori e le incertezze sperimentali nella misura di  $m_\pi$ ,  $p_\mu$  e  $m_\mu$  comportano un limite sulla massa di  $\nu_\mu$  di [4]

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV} \quad \text{al } 95\% \text{ C.L.}$$

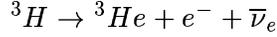
La massa del  $\nu_\tau$  si può determinare invece misurando la quantità di moto delle particelle prodotte nella reazione di decadimento a più corpi

$$\tau \rightarrow 2\pi^- + \pi^+ + \nu_\tau$$

Anche in questo caso, le misure effettuate hanno soltanto permesso di porre un limite superiore sul valore della massa di [4]

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

Per la massa del  $\nu_e$ , infine, si può studiare lo spettro energetico di decadimento dell'elettrone nella reazione



Tale spettro può essere espresso come

$$\frac{dN}{dE} \sim F(Z, E_e) p_e E_e (E_0 - E_e) \left[ (E_0 - E_e^2 - m_\nu^2) \right]^{1/2}$$

con  $E_e$  e  $p_e$  rispettivamente energia e momento dell'elettrone, e  $F(Z, E_e)$  fattore descrittivo dell'interazione Coulombiana sull'elettrone uscente. È chiaro che nei pressi dell'*end-point* dello spettro gli effetti di un'ipotetica massa per il  $\nu_e$  diventano osservabili producendo una distorsione dello stesso spettro.

Con questo metodo di misura si è raggiunto un limite molto sensibile pari a [4]

$$m_{\nu_e} < 2.5 \text{ eV} \quad \text{al } 95\% \text{ C.L.}$$

Osserviamo che in questo campo è in progetto l'esperimento KATRIN [5] che si propone di determinare la massa del  $\nu_e$  raggiungendo una sensibilità di circa 0.1 eV.

### 1.3 Le oscillazioni di neutrino

In analogia con l'interazione debole di corrente carica dei quarks, che non si accoppia con uno stato di sapore definito ma con una combinazione lineare fra gli autostati di massa tramite la matrice di *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM), e all'oscillazione della stranezza nel processo  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ , Pontecorvo nel 1956 [6] e in seguito Maki, Nakagawa e Sakata [7] ipotizzarono il fenomeno del mescolamento dei neutrini e della relativa oscillazione.

Nell'ipotesi di neutrini massivi possiamo quindi sviluppare un autostato di sapore  $|\nu_l\rangle$  (con  $l = e, \mu$  o  $\tau$ ) come combinazione lineare degli autostati di massa ( $\nu_1, \nu_2$  e  $\nu_3$ )

$$|\nu_l\rangle = \sum_i U_{li} |\nu_i\rangle \quad (1.1)$$

con  $U_{li}$  matrice unitaria. Avendo i neutrini una massa molto piccola (dai risultati sperimentali), nei calcoli seguenti consideriamo i neutrini ultrarelativistici ( $t \simeq L$ ) e quindi utilizziamo l'approssimazione

$$E_\alpha = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_\alpha^2} \simeq |\mathbf{p}| + \frac{m_\alpha^2}{2|\mathbf{p}|}$$

Nel vuoto gli autostati di massa si propagano come onde piane<sup>2</sup> e di conseguenza un fascio di neutrini  $|\nu_i\rangle$  con energia  $E$ , acquisisce a una distanza  $L$  una fase

$$|\nu_i(L)\rangle \sim |\nu_i(L=0)\rangle e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} \quad (1.2)$$

Le differenti componenti di massa evolvono in modo diverso, per cui la probabilità di trovare differenti autostati nel fascio varia nel tempo. Pertanto, lo stato  $|\nu_l, t\rangle$  subisce mutamenti di sapore

$$|\nu_l, L\rangle \simeq \sum_{i=1}^3 U_{li} e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} |\nu_i\rangle \quad (1.3)$$

Sfruttando l'unitarietà della matrice  $U_{li}$ , invertendo l'eq. 1.1 e inserendola nella 1.3, si ottiene una relazione che descrive come, dopo una distanza  $L$ , un  $\nu_l$  è esprimibile mediante una sovrapposizione di sapori

$$|\nu_l\rangle = \sum_{l'} \left[ \sum_i U_{li} e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} U_{l'i}^\dagger \right] |\nu_{l'}\rangle \quad (1.4)$$

Dall'eq. 1.4 si ottiene l'ampiezza di probabilità del processo  $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$  a distanza  $L$

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}, L) = |\langle \nu_{l'} | \nu_l(L) \rangle|^2 = \left| \sum_i U_{li} e^{-i\frac{m_i^2 L}{2E}} U_{l'i}^\dagger \right|^2 \quad (1.5)$$

---

<sup>2</sup>In una trattazione rigorosa il neutrino andrebbe considerato come un pacchetto d'onde in quanto la sorgente è localizzata e la quantità di moto del neutrino non può essere univocamente determinata.

La matrice  $U_{li}$  dipende sostanzialmente da tre parametri: gli angoli  $\theta$  di mescolamento o mixing. Tali angoli indicano, in pratica, la proporzione con la quale sono presenti gli autostati di massa in un dato autostato di interazione debole.

Il calcolo della probabilità di oscillazione risulta semplificato se ci si limita all'ipotesi di mescolamento a due neutrini. Infatti, in questa situazione, la matrice  $U_{li}$  assume la semplice forma

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

Quindi, l'eq. 1.5 viene a dipendere da un solo angolo  $\theta$  e da una sola differenza quadra delle masse ( $\Delta m^2$ ). Tale approssimazione è valida se è verificata almeno una delle seguenti condizioni

- un angolo di mescolamento è grande rispetto agli altri;
- le masse dei neutrini soddisfano una relazione di gerarchia tale che a due neutrini si associa una massa quasi degenere mentre all'altro una massa completamente diversa.

Come vedremo nel seguito, tali approssimazioni sono praticamente giustificate dai risultati sperimentali. Inserendo la matrice 1.6 nell'eq. 1.5 si ottiene la probabilità di oscillazione in funzione della distanza  $L$  percorsa e dell'energia  $E$  del neutrino, nell'approssimazione di mescolamento a due neutrini

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l' \neq l}) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left[ 1.27 \Delta m^2 (eV)^2 \frac{L(km)}{E_\nu(GeV)} \right] \quad (1.7)$$

con  $\Delta m^2 \equiv |m_2^2 - m_1^2|$ . L'eq. 1.7 è una funzione oscillante, con ampiezza dipendente dall'angolo di mixing  $\theta$  e lunghezza d'onda pari a

$$\lambda = \left( \frac{2\pi \cdot E}{1.27 \cdot \Delta m^2} \right)$$

dipendente dalla distanza  $L$  (espressa in  $km$ ), dall'energia  $E$  (espressa in  $GeV$ ) e dalla differenza quadra delle masse (misurata in  $eV^2$ ) degli autostati di massa. L'eq. 1.7 si annulla se

- gli autostati di sapore hanno massa degenere o nulla;
- la matrice è diagonale, ovvero l'angolo di mixing  $\theta$  è uguale a zero.

Un esempio della funzione 1.7 è mostrato in fig. 1.1 Per gli esperimenti che ricercano le oscillazioni è di fondamentale importanza la scelta del rapporto  $L/E$ .

Si può osservare che nel caso  $\lambda \ll L$ , la frequenza di oscillazione è così elevata che è difficile distinguere fra due picchi consecutivi di  $P(\nu_l \rightarrow \nu_l')$ . Il caso  $\lambda \gg L$  implica, invece, una probabilità di oscillazione molto bassa. Entrambe queste configurazioni forniscono poca sensibilità per una determinazione di  $\Delta m^2$ . Progettare un esperimento in grado di osservare l'oscillazione impone quindi l'adozione di un rapporto  $L/E$  tale da cadere in una regione in cui siano osservabili i picchi di oscillazione relativi ai primi massimi (fig. 1.1).

Una trattazione più rigorosa del fenomeno dell'oscillazione di neutrino si ottiene considerando la matrice di mescolamento a tre neutrini di *Pontecorvo, Maki, Nakagawa e Sakata* (PMNS). La matrice  $U_{PMNS}$  che mette in relazione gli autostati delle due diverse basi (sapore e massa) è parametrizzata da tre angoli, chiamati convenzionalmente  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  e  $\theta_{23}$ , da una fase  $\delta$  che può condurre ad una violazione di CP, e da due fasi di Majorana  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  non osservabili in esperimenti di oscillazioni.

Usando  $c$  per coseno ed  $s$  per seno possiamo scrivere  $U_{PMNS}$  come

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{13} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\alpha_1/2}\nu_1 \\ e^{i\alpha_2/2}\nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Come vedremo nel seguito, i numerosi esperimenti finalizzati alla rivelazione dei neutrini sia di origine atmosferica (ATM) che solare (SUN), che hanno fornito segnali positivi per le oscillazioni di neutrino, hanno indicato che  $\Delta m_{SUN}^2 \ll \Delta m_{ATM}^2$  ( $\Delta m_{SUN}^2 \sim 10^{-5} eV^2$  e  $\Delta m_{ATM}^2 \sim 10^{-3} eV^2$ ). Per convenzione,  $\Delta m_{12}^2$  e l'angolo  $\theta_{12}$  sono associati alle oscillazioni dei neutrini solari, considerando i valori di  $m_1$  e  $m_2$  molto vicini, mentre  $\Delta m_{23}^2$  e l'angolo  $\theta_{23}$  sono attribuiti alle oscillazioni dei neutrini atmosferici. La situazione in cui  $m_3$  è maggiore di  $m_1 \simeq m_2$  è detta gerarchia *diretta* mentre quella in cui  $m_3$  è minore di  $m_1 \simeq m_2$  è detta gerarchia *inversa* (fig. 1.2).

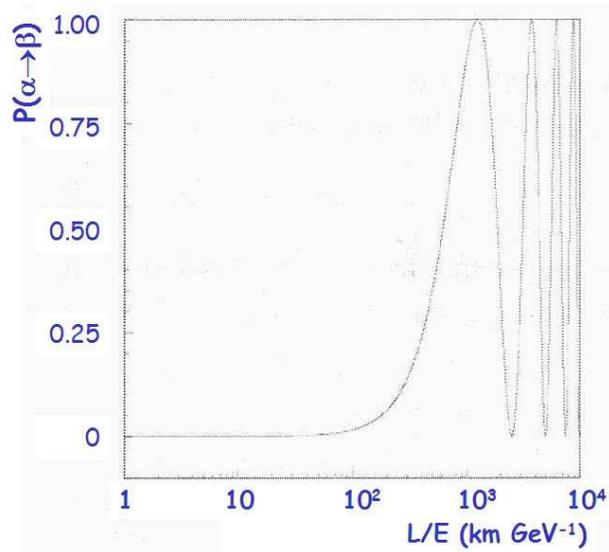


Figura 1.1: Esempio dell'andamento della probabilità di oscillazione a due sapori in funzione del rapporto  $L/E$  per  $\Delta m^2 = 0.001 \text{ eV}^2$  e mescolamento totale ( $\sin^2 2\theta = 1$ ).

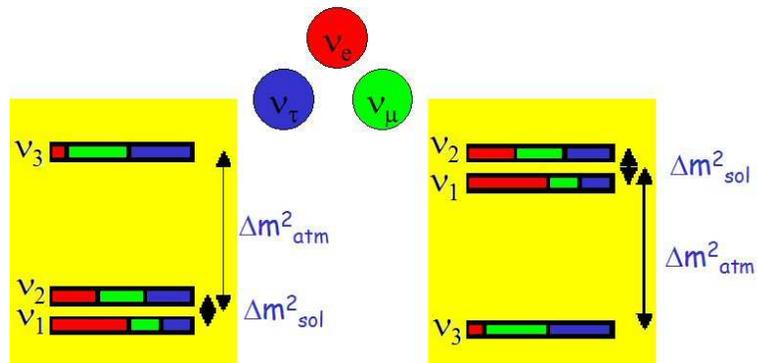


Figura 1.2: Schemi di mescolamento a tre neutrini compatibili con i risultati sperimentali sulle oscillazioni di neutrini solari ed atmosferici.

Tenendo conto delle sopra citate osservazioni sperimentali la formula per la probabilità di oscillazione a tre neutrini della transizione  $l \rightarrow l'$  a distanza  $L$  diventa

$$\begin{aligned}
P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) &= \left| \sum_i U_{li} U_{l'i}^* e^{-i(m_i^2/2E)L} \right|^2 \\
&= \sum_i |U_{li} U_{l'i}^*|^2 + Re \sum_i \sum_{j \neq i} U_{li} U_{l'i}^* U_{lj} U_{l'j}^* e^{i \frac{|m_i^2 - m_j^2|L}{2E}} \quad (1.8)
\end{aligned}$$

A titolo di esempio, tale relazione si semplifica per le oscillazioni  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  e  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  ritenendo solo i termini dominanti

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) &\simeq \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{atm} \\
&\quad - \Delta_{sol} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} (\cos^2 \theta_{12} - \sin^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12}) \sin 2\Delta_{atm} \\
&\quad - \Delta_{sol} \cos \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \cos 2\theta_{23} \sin 2\Delta_{atm}/2 \\
&\quad + \Delta_{sol} \sin \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{atm}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Delta_{atm} \\
&\quad - \Delta_{sol} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{13} \sin 2\Delta_{atm} \\
&\quad + \Delta_{sol} \cos \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin 2\theta_{12} \sin 2\Delta_{atm}/2 \\
&\quad - \Delta_{sol} \sin \delta \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin^2 \Delta_{atm} \quad (1.9)
\end{aligned}$$

La trattazione del fenomeno delle oscillazioni di neutrino si complica nel caso in cui i neutrini viaggino non nel vuoto ma nella materia, come ad esempio nel caso dei neutrini solari. Una trattazione rigorosa di tale processo esula dagli obiettivi di questa tesi ma ne forniremo tuttavia gli elementi salienti nel par. 1.5.2

## 1.4 Sorgenti di neutrini

Come accennato brevemente nel precedente paragrafo, risultati sperimentali sulle oscillazioni di neutrino possono essere ottenuti investigando diverse sorgenti di neutrini, sia naturali che artificiali. In particolare, negli ultimi anni è stata raggiunta una solida evidenza sperimentale per le oscillazioni studiando i neutrini provenienti dal Sole e quelli prodotti nell'interazione di raggi cosmici con l'atmosfera terrestre.

In maniera schematica elenchiamo nel seguito le varie sorgenti potenzialmente rivelabili e utilizzabili in esperimenti per la ricerca di oscillazioni.

- **Neutrini terrestri o geoneutrini**

All'interno della Terra sono presenti elementi radioattivi quali Uranio e Torio; i nuclei di questi elementi decadono debolmente emettendo energia sotto forma di calore, e antineutrini elettronici. L'energia prodotta dalla radioattività naturale all'interno della terra corrisponde a circa 20000 centrali elettriche da 1 GW e contribuisce a mantenere incandescente il nucleo e il mantello terrestre. L'energia dei geoneutrini è dell'ordine di qualche  $MeV$

- **Neutrini da esplosioni di supernovae**

I neutrini prodotti nelle reazioni termonucleari che avvengono all'interno delle stelle (all'infuori del Sole) giungono alla Terra con una intensità molto bassa a causa dell'enorme distanza. Di conseguenza, risulta pressoché impossibile distinguerli dai neutrini solari. Un'eccezione è costituita dall'esplosione di supernovae di tipo II, che avviene quando il nucleo di  $Fe$  di una stella di massa elevata (circa 8 volte maggiore della massa del Sole) non è più in grado di contrastare la pressione esercitata dalla forza di gravità collassando su se stessa e diventando una stella proto-neutronica. Durante tale fenomeno le supernovae emettono una enorme quantità di energia ( $\sim 10^{53}$  *erg*) sotto forma di luce, materia e soprattutto di neutrini di tutte le specie, con un'energia fino a poche decine di  $MeV$ . Se la supernova esplose nella nostra galassia il flusso di neutrini è talmente alto da raggiungere la Terra con una intensità rivelabile. Tali neutrini, emessi in un unico fiotto di una decina di secondi durante la fase di raffreddamento della stella proto-neutronica, contengono informazioni importantissime sul meccanismo con cui avviene l'esplosione. Dopo l'esplosione, la supernova diventa una pulsar, una stella neutronica in rapida rotazione che emette onde radio.

L'ultima supernova galattica è esplosa nel 1987 (supernova SN1987A) e in quell'occasione si sono catturati per la prima volta una decina di neutrini in alcuni esperimenti [8]. Gli esperimenti attualmente in funzione (e in prospettiva ICARUS) consentiranno di rivelare un numero di neutrini molto maggiore nel caso di una prossima esplosione galattica. Va ricordato comunque che il numero di esplosioni di supernovae galattiche è in media di una ogni venti o trenta anni.

- **Neutrini fossili o relic**

Pochi istanti dopo la nascita dell'Universo (Big-Bang) è stato prodotto un enorme numero di neutrini e antineutrini per ciascun sapore. Tali neutrini sono sopravvissuti fino ad oggi diminuendo la loro energia a causa dell'espansione dell'Universo. Essi si propagano in ogni direzione con una densità di circa 300 per centimetro cubo. La loro energia è estremamente bassa, dell'ordine di  $1 - 3 \text{ meV}$ , meno di un miliardesimo di quella dei neutrini solari. Per tale motivo la possibilità della loro rivelazione è al momento puramente di principio, benché siano stati ideati metodi molto ingegnosi per la loro rivelazione [9].

- **Neutrini da reattori nucleari**

I reattori nucleari sono una potente sorgente di antineutrini elettronici ( $\bar{\nu}_e$ ). Dalle reazioni di fissione vengono prodotti neutroni e altri frammenti di fissione. Tali prodotti, essendo elementi instabili, producono  $\bar{\nu}_e$  per decadimento  $\beta$  con una contaminazione di altri sapori assolutamente trascurabile. Il flusso di tali neutrini è approssimativamente dato da

$$\phi(\bar{\nu}_e) \sim 1.5 \times 10^{12} P/L^2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

con  $P$  che rappresenta la potenza termica del reattore espressa in  $MW$  e  $L$  la distanza espressa in metri. Tipicamente  $P \simeq 1000 \text{ MW}$  e, pertanto, a distanze dell'ordine delle decine di metri, il flusso è pari a

$$\phi(\bar{\nu}_e) \sim 1.5 \times 10^{13} P/L^2 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Se tali antineutrini avessero una energia maggiore di  $105 \text{ MeV}$  (sapendo che  $m_\mu = 105 \text{ MeV}/c^2$ ) potrebbero essere utili per studiare l'eventuale oscillazione di  $\bar{\nu}_e \leftrightarrow \bar{\nu}_\mu$  tramite la reazione  $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$ . Purtroppo, il loro spettro di energia non supera gli  $8 \text{ MeV}$  e quindi con tali sorgenti non si possono che effettuare esperimenti di sparizione, le cui caratteristiche principali saranno illustrate nel seguito (par. 1.5).

- **Neutrini da acceleratori di particelle**

Lo studio di oscillazioni con fasci di neutrini prodotti con acceleratori di alta energia è complementare a quello di esperimenti con reattori nucleari e permette di eseguire sia esperimenti di sparizione che di apparizione (par. 1.5). Gli acceleratori di particelle sono in grado di accelerare particelle cariche, tipicamente protoni, elettroni o nuclei atomici. Facendo collidere, ad esempio, i protoni accelerati con un bersaglio si producono pioni e kaoni dal cui decadimento in volo vengono prodotti neutrini e/o antineutrini di diversi sapori con energie che si estendono fino alle centinaia di  $GeV$ . Per una rassegna sugli esperimenti per la ricerca delle oscillazioni con acceleratori rimandiamo ad esempio a [10]

Dei neutrini **solari** e **atmosferici** si parlerà diffusamente nei paragrafi seguenti, in quanto mediante tali sorgenti si è verificata l'evidenza sperimentale dell'esistenza del processo delle oscillazioni di neutrino.

## 1.5 Esperimenti sulle oscillazioni di neutrino

La massa diversa da zero e il mescolamento degli autostati di sapore sono requisiti fondamentali affinché possano avvenire le oscillazioni di neutrino. Come già affermato, convincenti prove sperimentali delle oscillazioni di neutrino sono venute da importanti esperimenti con neutrini solari e neutrini prodotti dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera terrestre.

In maniera generale, vi sono due diverse strategie per la ricerca delle oscillazioni: tramite esperimenti di *sparizione* o tramite esperimenti di *apparizione*. Negli esperimenti di sparizione il flusso misurato di neutrini di un dato sapore ( $\alpha$ ) a distanza fissata da una determinata sorgente che si suppone emetta solo neutrini di quel tipo viene comparato con il flusso nominale della sorgente stessa. In tal caso, quindi, la principale richiesta sperimentale è quella di una sorgente di neutrini con caratteristiche (intensità, energia, ecc. ) ben conosciute, in quanto la sensibilità di tali esperimenti è limitata dalle incertezze sistematiche sulla conoscenza del flusso del fascio di neutrini. Per ovviare (in parte) a tale problema, spesso si inserisce un secondo rivelatore (*near detector*) vicino alla sorgente, per una misura delle caratteristiche del flusso di neutrini *non oscillati*. Usualmente, con queste tecniche

non si è in grado di rivelare una variazione di sapore nel fascio del tipo  $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$  ma solo l'avvenuta oscillazione in un qualsiasi altro sapore  $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_x$ . Si possono osservare, quindi, soltanto deviazioni della probabilità da 1 (*test diagonale*). A tale categoria appartengono, ad esempio, gli esperimenti che indagano il fenomeno dell'oscillazione di neutrini prodotti da reattori nucleari.

Gli esperimenti di apparizione rivelano, invece, la presenza di  $\nu_\beta$  ad una certa distanza da una sorgente che produca prevalentemente neutrini di un altro sapore ( $\nu_\alpha$ ). In tal modo, si è sensibili alla ricerca di oscillazioni fra due sapori prestabiliti ( $\nu_\alpha \leftrightarrow \nu_\beta$ ). A tal fine si devono utilizzare rivelatori sensibili alle interazioni con il neutrino del sapore che ci si aspetta che appaia ( $\nu_\beta$ ). La sensibilità dell'esperimento è ovviamente limitata dall'incertezza con la quale si conosce la contaminazione di  $\nu_\beta$  nel fascio di  $\nu_\alpha$ .

Gli esperimenti di apparizione possono essere a loro volta divisi in due sotto-classi: apparizione *diretta* e *indiretta*. Negli esperimenti di apparizione diretta il neutrino è identificato attraverso la rivelazione del corrispondente leptone prodotto in interazioni di corrente carica. È importante notare che, affinché possa essere possibile tale tipo di identificazione, il neutrino deve avere un'energia sufficiente da permettere la creazione del leptone carico, determinando un limite inferiore nello spettro in energia per l'osservazione dell'oscillazione.

Gli esperimenti di apparizione indiretta, invece, sono realizzati con rivelatori in grado di separare le interazioni indotte dal neutrino atteso  $\nu_\beta$  dal fondo su base statistica, tramite considerazioni cinematiche o dalla deviazione del rapporto della sezione d'urto di interazioni di corrente carica su corrente neutra rispetto al valore atteso.

Alla classe degli esperimenti di apparizione appartengono, ad esempio, alcuni tra gli esperimenti con neutrini prodotti con acceleratori di particelle.

Infine, c'è un'ulteriore catalogazione in base alla distanza  $L$  del rivelatore dalla sorgente di neutrini (*baseline*). Schematicamente gli esperimenti con  $L \sim 1 \div 10 \text{ km}$  sono detti di Short Baseline (SBL), quelli con  $L \sim 100 \div 1000 \text{ km}$  sono detti di Long Baseline (LBL).

Dalla scelta di  $L$  ed  $E$  si selezionano i valori dei parametri di oscillazione da investigare in base alla relazione 1.5. Si può così costruire un diagramma, nell'approssimazione a due neutrini, di  $\Delta m^2$  in funzione  $\theta$  (plot di esclusione) grazie al quale è possibile determinare graficamente le zone dei parametri di mescolamento

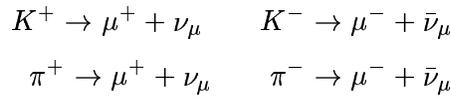
( $\Delta m^2$ ) alle quali un esperimento è sensibile (tab. 1.1).

Sorgente di neutrini	Baseline L (km)	Energia (GeV)	$\Delta m^2 (eV^2)$
Sole (senza effetto di materia)	$10^8$	$10^{-3}$	$10^{-11}$
Sole (con effetto di materia)	$10^8$	$10^{-3}$	$10^{-5}$
Atmosfera (dallo zenith)	10	1	$10^{-1}$
Atmosfera (dal nadir)	$10^4$	1	$10^{-4}$
Acceleratori (SBL)	1	10	10
Acceleratori (LBL)	1000	10	$10^{-2}$
Reattori nucleari	$10^{-2}$	$10^{-3}$	$10^{-1}$

Tabella 1.1: Sensibilità a  $\Delta m^2$  per diverse sorgenti di neutrini.

### 1.5.1 Oscillazione di neutrini atmosferici

L'interazione dei raggi cosmici primari (principalmente protoni e nuclei leggeri di alta energia) con l'atmosfera terrestre (ad una quota di circa 10 km) produce mesoni  $\pi$  e  $K$ , dal cui decadimento ha origine un flusso di neutrini (e antineutrini) di tipo elettronico e di tipo muonico (fig. 1.3), e il cui spettro di energia è centrato intorno a valori tipici di alcune centinaia di MeV, ma che si estende fino ad energie dell'ordine di  $10 \div 100$  GeV. Le reazioni coinvolte sono



A basse energie i muoni possono decadere prima di toccare terra generando a loro volta un aumento del flusso di neutrini (e antineutrini) tramite le reazioni



E' evidente che il valore atteso per il rapporto fra la somma di neutrini più antineutrini muonici e la somma di neutrini più antineutrini elettronici, per energie  $E \lesssim 1$  GeV è

$$R_{\mu/e} = \frac{N(\nu_\mu) + N(\bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e) + N(\bar{\nu}_e)} \sim 2 \quad (1.10)$$

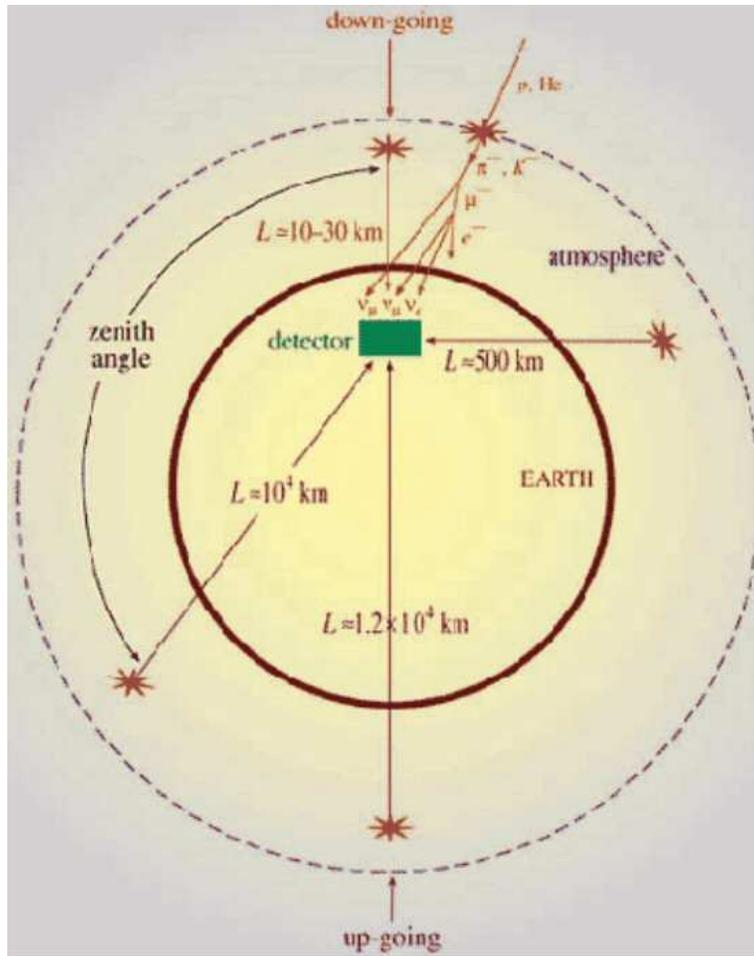


Figura 1.3: Produzione di neutrini atmosferici.

All'aumentare dell'energia, e quindi della vita media dei muoni, un numero minore di muoni riesce a decadere prima di interagire con la superficie terrestre. Di conseguenza il flusso totale di  $\nu_e$  diminuisce e il rapporto illustrato dall'eq. 1.10 tende ad aumentare.

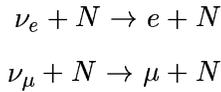
Bisogna sottolineare che i calcoli sui flussi dei neutrini atmosferici sono affetti da notevoli incertezze (dell'ordine del 20%) a causa della conoscenza approssimativa della composizione dello spettro energetico dei raggi cosmici primari, gli spettri delle particelle secondarie e il rapporto  $\pi/K$ . Tale incertezza si riduce considerando il rapporto 1.10.

Alcuni esperimenti hanno riscontrato un valore di  $R_{\mu/e}$  decisamente mino-

re di quello teoricamente previsto. Tale anomalia è stata interpretata in termini dell'oscillazione di neutrini  $\nu_\mu$  in neutrini di diverso sapore (verosimilmente  $\nu_\tau$ ).

I risultati più convincenti sono pervenuti dagli esperimenti Macro [11], Kamio-kande [12] e soprattutto da Super-Kamiokande (SK) [13].

In Super-Kamiokande, in particolare, il flusso di neutrini atmosferici è stato misurato con un rivelatore Čerenkov costituito da 50 *kton* di acqua altamente purificata. L'interazione quasi elastica di un neutrino con un nucleo produce elettroni o muoni secondo le reazioni



A loro volta, gli elettroni e i muoni diffusi ad una velocità maggiore di quella della luce nell'acqua, producono i classici anelli Čerenkov (fig. 1.4) dalla cui rivelazione mediante fotomoltiplicatori posti sulla superficie interna del rivelatore è possibile risalire alle caratteristiche cinematiche e di sapore dei neutrini interagenti.

In Super-Kamiokande i campioni di eventi sono suddivisi in due classi: quelli detti *Sub-GeV* con  $E_{vis} < 1.33 \text{ GeV}$  e quelli detti *multi-GeV* con  $E_{vis} > 1.33 \text{ GeV}$ , con  $E_{vis}$  che indica l'energia di un elettrone che produce la quantità di luce Čerenkov osservata ( $E_{vis} = 1.33 \text{ GeV}$  corrisponde a  $p_\mu \sim 1.4 \text{ GeV}^3$ )

Il valore del rapporto  $R$  fra  $R_{\mu/e}^{oss}$  (osservato) e  $R_{\mu/e}^{th}$  (atteso) risulta essere pari a  $0.633 \pm 0.03(stat.) \pm 0.05(sist.)$  per il campione *Sub-GeV* mentre  $0.65 \pm 0.05(stat.) \pm 0.08(sist.)$  per il campione *multi-GeV*, valori significativamente diversi da 1. Inoltre, per gli eventi in cui si è riscontrata la presenza di un muone proveniente dalla reazione  $\nu_\mu + e^- \rightarrow \mu^- + \nu_e$  si è anche osservata una notevole differenza fra il numero di eventi in cui il muone proviene dal basso (eventi *upward-going*) rispetto agli eventi nei quali il muone proviene dall'alto (eventi *downward-going*). Tale asimmetria non si osserva per gli eventi dovuti ad elettroni (fig. 1.5) Gli eventi *upward-going* sono causati da neutrini prodotti nello strato di atmosfera posto circa al nadir rispetto all'esperimento e quindi con una distanza percorsa ( $L$ ) fino a  $\sim 12000 \text{ km}$ , ovvero il diametro terrestre.

---

<sup>3</sup>Tale valore di soglia era stato scelto da Kamiokande per la ricerca del decadimento del protone sulla scala dei GeV.

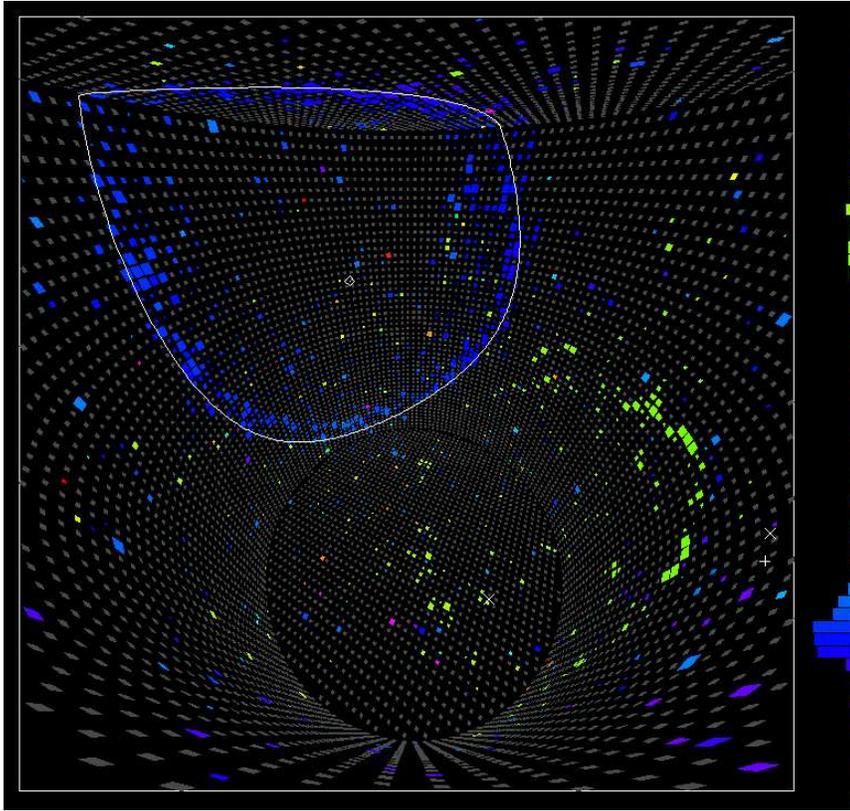


Figura 1.4: Evento indotto in Super-Kamiokande da un  $\nu_\mu$  di  $481 \text{ MeV}$  che produce un muone da  $394 \text{ MeV}$ , il quale successivamente decade in un elettrone da  $52 \text{ MeV}$ .

L'interpretazione del fenomeno è che la dipendenza dall'angolo di zenith è dovuta al fenomeno all'oscillazione  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ .

In particolare, dalla fig. 1.5 si osserva che il numero di eventi indotti da  $\nu_\mu$  con  $\cos \theta < 0$  è di gran lunga inferiore al valore atteso in assenza di oscillazione. In questo caso la distanza percorsa dai  $\nu_\mu$  dal loro punto di produzione fino al rivelatore ( $\sim 10^4 \text{ km}$ ) è paragonabile alla lunghezza di oscillazione ( $L_0$ ) del processo  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ . Al contrario, non vi è apparente disaccordo fra il numero di eventi indotti da  $\nu_\mu$  con  $\cos \theta > 0$  (e cioè dei neutrini che percorrono una distanza di soli  $\sim 10 \text{ km}$  prima di interagire con il rivelatore) rispetto alle attese. Basandosi su queste misure l'esperimento Super-Kamiokande ha indicato come miglior valore per i parametri di oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau \sin^2 2\theta > 0.90$  (90% C.L.) e  $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3}$  [13].

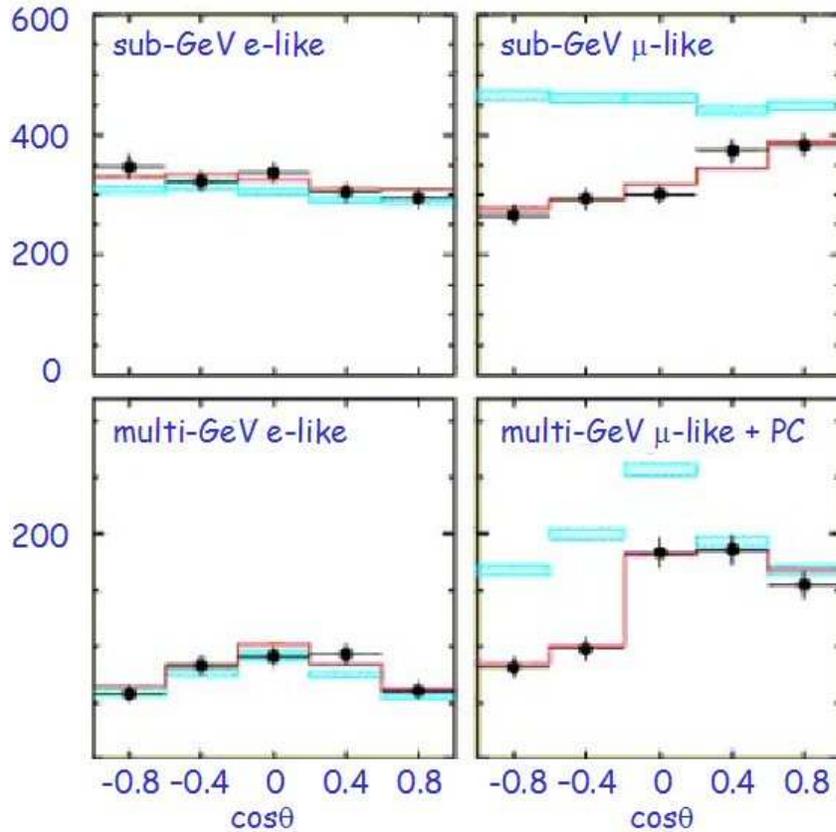


Figura 1.5: Distribuzione degli eventi indotti da neutrini atmosferici in funzione dell'angolo di zenith osservata dall'esperimento SuperKamiokande [13]. Le regioni in blu rappresentano le predizioni teoriche in assenza di oscillazioni mentre la linea rossa include tali effetti (PC sta per eventi contenuti parzialmente nel rivelatore).  $\cos \theta = -1(+1)$  indica i neutrini provenienti da  $\sim 12000 \text{ km}$  ( $\sim 10 \text{ km}$ ) di distanza.

Il risultato di Super-Kamiokande è in accordo con un precedente esperimento condotto con neutrini da reattore (CHOOZ) [14]. Questo esperimento di scomparsa ha misurato il flusso di  $\bar{\nu}_e$  di un reattore nucleare a piccola distanza (1000 m) dalla sorgente, in una zona dei parametri di oscillazione simile a quella esplorata da Super-Kamiokande. Il risultato di CHOOZ, escludendo le oscillazioni  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ , rafforza l'ipotesi di oscillazioni  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  data da Super-Kamiokande<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>Tale discorso è valido se si assume che l'invarianza CPT non sia violata o sia violata poco e cioè che la probabilità di oscillazione  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  sia approssimativamente uguale a quella di  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ .

### 1.5.2 Oscillazione di neutrini solari

Il Sole è un'importante sorgente di neutrini. Esso produce energia tramite reazioni di fusione nucleare di elementi leggeri in elementi via via più pesanti, a partire dall'idrogeno atomico. Affinché tali processi siano possibili, i protoni devono avere un'energia sufficiente a vincere la repulsione coulombiana. Questo è reso possibile grazie all'alta temperatura ( $\simeq 6 \times 10^6 K$ ) raggiunta nel nucleo solare.

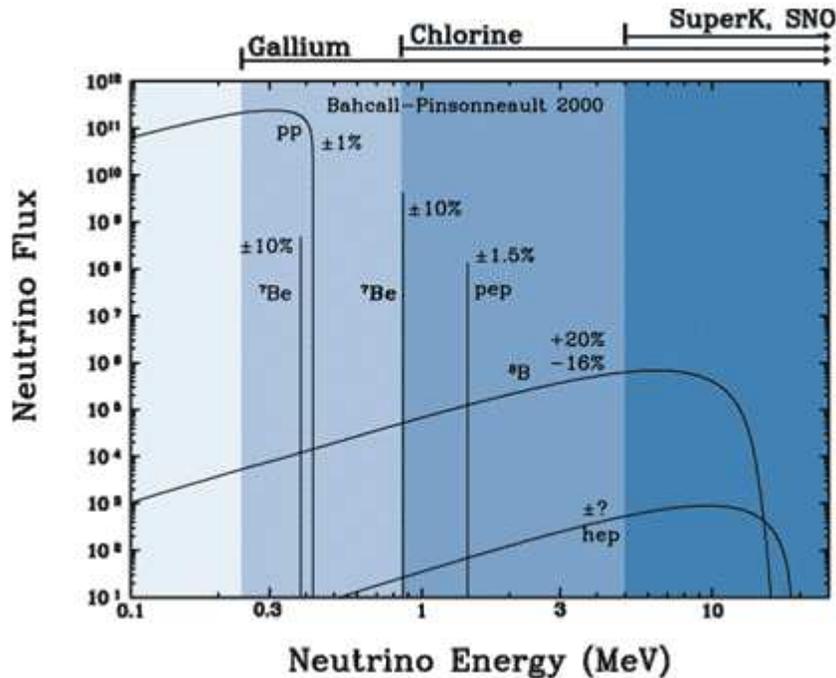
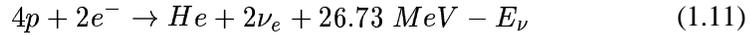


Figura 1.6: Spettro in energia del flusso dei neutrini solari [15].

Un modello teorico (*Modello Solare Standard o MSS*) [15] costruito in base alla teoria dell'evoluzione stellare e a un insieme di parametri misurati, quali il raggio ( $R_{\odot}$ ), la luminosità ( $L_{\odot}$ ), la massa ( $M_{\odot}$ ), la sfericità e l'età del Sole consente di predire in maniera soddisfacente gli spettri dei neutrini solari.

Il MSS indica come processi fondamentali produttori di energia all'interno della stella le catene di reazioni *protone-protone* (pp) e il ciclo *carbonio-ossigeno-azoto* (CNO) nel quale il  ${}^{12}\text{C}$  è usato come catalizzatore per la catena pp. Secondo il MSS la catena pp genera quasi tutta l'energia solare (più del 98%) mentre il ciclo CNO contribuisce solo per l'1.6%.

Il bilancio complessivo della catena protone-protone può essere schematizzato dalla seguente reazione, dove quattro protoni generano una particella  $\alpha$ , due positroni e due neutrini elettronici



con  $E_\nu$  che indica l'energia dei neutrini, con valore medio di  $\sim 0.6 \text{ MeV}$ . Solo il 3% dell'energia della reazione va in neutrini mentre il restante 97%, che rappresenta la sorgente termica del Sole, è speso per la produzione di particelle cariche e fotoni.

La grande maggioranza dei neutrini solari viene prodotta nella prima reazione della catena protone-protone

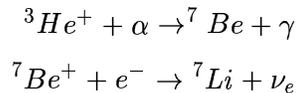


nella quale due protoni formano un nucleo di deuterio, un positrone ed un neutrino, la cui energia non supera i  $420 \text{ keV}$ . Altri neutrini provengono dai prodotti di reazione

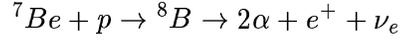


dove il  $\nu_e$  ha un'energia di circa  $1.4 \text{ MeV}$ .

Il nucleo di deuterio prodotto dalle reazioni indicate nelle eq. 1.12 e 1.13 si unisce ad un altro protone formando un nucleo di  ${}^3\text{He}$ . Nel 91% dei casi la catena di reazione si conclude con la fusione di due nuclei di  ${}^3\text{He}$  in una particella  $\alpha$  e due protoni, i quali danno inizio ad una nuova reazione a catena. Nel rimanente 9% dei casi, il nucleo di  ${}^3\text{He}$  reagisce con una particella  $\alpha$  producendo un neutrino secondo le reazioni



con neutrini di energia inferiore ad  $1 \text{ MeV}$ . Infine, una volta ogni 5000 catene  $pp$  si ha la reazione



dove il  ${}^7\text{Be}$  si fonde con un protone formando un nucleo di  ${}^8\text{B}$  radioattivo che a sua volta decade in due particelle  $\alpha$ , un positrone e un neutrino elettronico di energia relativamente alta (fino a 15 MeV).

I neutrini prodotti da quest'ultima reazione, nonostante siano in numero decisamente inferiore rispetto a quelli prodotti dalla reazione iniziale del ciclo pp, sono stati studiati da molti esperimenti ed in particolare da Super-Kamiokande, proprio per la loro maggiore energia e facilità di rivelazione.

Conoscendo la potenza irradiata dal Sole che investe la superficie terrestre ( $\phi_{rad} \simeq 1.5 \text{ kW/m}^2$ ), mediante l'eq. 1.11 è possibile stimare il flusso dei neutrini solari della reazione pp [16]

$$\begin{aligned}\phi_{\nu_e} &\simeq \frac{2}{27} \phi_{rad} \text{ MeV}^{-1} \\ &\simeq 6 \times 10^{10} \nu_e \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

In fig. 1.6 e in tab. 1.2 sono riportati il flusso di neutrini dalle reazioni nucleari del Sole in funzione dell'energia, in base ai calcoli del MSS. In fig. 1.6 sono anche indicate le parti dello spettro a cui sono sensibili i vari tipi di esperimenti.

	Reazione	$\phi$	$\Delta\phi(\%)$	$E_{max}(\text{MeV})$
$pp$	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$	6.0	$\pm 1\%$	0.420
$pep$	$p + e^+ + p \rightarrow d + \nu_e$	0.014	$\pm 1.5\%$	1.442
$hep$	${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \nu_e$	$8 \times 10^{-7}$		18.773
${}^7\text{Be}$	${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	0.47	$\pm 10\%$ $\pm 10\%$	0.863 (90%) 0.385 (10%)
${}^8\text{B}$	${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$	$5.8 \times 10^{-4}$	+20%, -16%	15
${}^{13}\text{N}$	${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + \nu_e$	0.06		1.199
${}^{15}\text{O}$	${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + \nu_e$	0.05		1.732
${}^{17}\text{F}$	${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + \nu_e$	$5.2 \times 10^{-4}$		1.740

Tabella 1.2: Reazioni solari e relativo flusso atteso. Il flusso è misurato in  $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Dalla fine degli anni '60 ad oggi tali esperimenti hanno studiato con diverse tecniche e diversi apparati sperimentali il flusso dei neutrini solari quasi nella totalità del loro spettro di energia. In particolare, quelli che hanno riportato le

misure con maggior accuratezza sono stati: Homestake [17], Kamiokande [12], GALLEX(GNO) [18], SAGE [19], Super-Kamiokande [13] e SNO [20]. Tutti gli esperimenti hanno misurato, con maggiore o minore sensibilità, un deficit del flusso di neutrini rispetto a quanto atteso in base al MSS dando origine al cosiddetto puzzle dei neutrini solari.

Homestake, in particolare, precursore in questo campo, utilizzava un rivelatore di circa 600 ton di tetracloroetilene ( $C_2Cl_4$ ) posizionato sotto una miniera per lo schermaggio dai raggi cosmici che inducono un fondo per la ricerca di interazioni di neutrini. Tale esperimento osservava i  $\nu_e$  attraverso la reazione di CC  $\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow {}^{37}Ar^* + e^-$ . Avendo una soglia di 0.863 MeV, questa reazione permette l'osservazione soprattutto dei neutrini del  ${}^7Be$  e in piccola parte anche di quelli del  ${}^8B$ .

Kamiokande in Giappone, ha effettuato misure in tempo reale della luce Čerenkov emessa dagli elettroni relativistici prodotti in collisioni elastiche  $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$  tra i neutrini solari e gli elettroni contenuti in un grande volume di acqua (680 ton). La soglia in energia dell'esperimento per la rivelazione dell'elettrone diffuso era piuttosto alta ( $\sim 7$  MeV) allo scopo di ridurre il contributo del fondo. Di conseguenza l'apparato era sensibile ai soli neutrini del  ${}^8B$ . Tale esperimento aveva anche una buona risoluzione nella misura della direzione dei neutrini, cosa che ha permesso un'efficiente discriminazione dei neutrini solari da altri eventi di fondo.

GALLEX, GNO e SAGE hanno utilizzato invece rivelatori al Gallio, sfruttando la reazione  $\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow e^- + {}^{71}Ge$ , che ha una soglia di 0.233 MeV, ben al di sotto dell'energia massima dei neutrini prodotti dalla reazione  $pp$  del Sole. Questi esperimenti hanno quindi rivelato la principale componente dello spettro dei neutrini solari con alta sensibilità.

Per concludere, Super-Kamiokande (di cui già abbiamo illustrato le caratteristiche tecniche nel paragrafo precedente) e SNO (che sarà descritto in seguito), sono esperimenti, attualmente in corso, che rivelano neutrini solari tramite la rivelazione della luce Čerenkov prodotta dalle particelle relativistiche generate dall'interazione dei neutrini solari con la massa del rivelatore. Inoltre, i due esperimenti hanno prodotto risultati rilevanti per la soluzione del puzzle dei neutrini solari.

In tab. 1.5.2 sono riportati i risultati delle misure effettuate dagli esperimenti

Esperimento	$\nu_{osservati}$	Flusso Misurato	MSS ( $3\sigma$ )	Risultati/Teoria
Homestake (SNU)	${}^7Be$	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$	$7.7 \pm {}^{+1.2}_{-1.0}$	$0.34 \pm 0.03$
GALLEX (SNU)	$pp$	$77.5 \pm 6.2^{+4.3}_{-4.7}$	$128 \pm {}^{+8}_{-9}$	$0.60 \pm 0.03$
GNO (SNU)	$pp$	$65.8 \pm {}^{+10.2+3.4}_{-9.6-3.6}$	$128 \pm {}^{+8}_{-9}$	$0.51 \pm 0.06$
Kamiokande	${}^8B$	$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33$	$5.05 \pm {}^{+1.0}_{-0.7}$	$0.54 \pm 0.07$
SuperKamiokande	${}^8B$	$2.32 \pm 0.03^{+0.06}_{-0.07}$	$5.05 \pm {}^{+1.0}_{-0.7}$	$0.465 \pm 0.015$
$SNO_{ES}$	${}^8B$	$2.39 \pm 0.34^{+0.16}_{-0.14}$	$5.05 \pm {}^{+1.0}_{-0.7}$	$0.44 \pm 0.06$

Tabella 1.3: Dati degli esperimenti sui neutrini solari e confronto con i valori attesi per il loro flusso. Il flusso determinato dagli esperimenti Homestake, Gallex e GNO è misurato in SNU, quello misurato dagli esperimenti Kamiokande, Super-Kamiokande e SNO è misurato in unità a  $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

sopra illustrati<sup>5</sup>. Come già accennato in precedenza, si osserva che tutti gli esperimenti riportano una misura del flusso sensibilmente inferiore a quanto atteso rispetto al MSS (tra un terzo o alla metà di quanto atteso). È importante notare che a causa delle differenti porzioni dello spettro energetico osservato i dati permettono un'analisi globale in termini di oscillazioni, che come abbiamo detto dipendono dall'energia del neutrino.

L'ipotesi di oscillazione ha avuto un'estrema conferma nel 2002 grazie alle misure effettuate dall'esperimento SNO in Canada. SNO (Sudbury Neutrino Observatory) è un rivelatore di luce Čerenkov<sup>6</sup> costituito da 1000 ton di acqua pesante ( $D_2O$ ). I neutrini possono interagire con il deuterio mediante due reazioni: una di  $CC$  e una di  $NC$ , e in più possono subire diffusione elastica con gli elettroni delle molecole di acqua pesante.

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (CC) \quad (1.14)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (NC) \quad (1.15)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (ES) \quad (1.16)$$

La reazione  $CC$  è sensibile soltanto ai neutrini di tipo elettronico, mentre la reazione  $NC$  può essere indotta da tutti i tipi di neutrino con simile probabilità. La

<sup>5</sup> $1SNU = 10^{36}$  interazioni di neutrini per secondo per atomo bersaglio.

<sup>6</sup>La soglia dei fotomoltiplicatori è di  $6.75 \text{ MeV}$ . Per questo motivo il rivelatore è sensibile soprattutto ai neutrini del  ${}^8B$ .

reazione  $ES$  può avvenire per tutti i tipi di neutrino, ma preferenzialmente per i  $\nu_e$  che hanno una sezione d'urto maggiore rispetto ai  $\nu_\mu$  e i  $\nu_\tau$ .

Come si è visto dalla tab. 1.5.2, il valore del flusso di neutrini misurato da SNO tramite la reazione  $ES$  è in accordo con il risultato di Super-Kamiokande, ottenuto con maggiore sensibilità mediante la stessa reazione. Dalla reazione 1.15, sensibile al flusso di neutrini elettronici, viene una ulteriore conferma del deficit. Infatti, mediante questa reazione il flusso osservato è

$$\phi_{(CC)}^{SNO}(\nu_e) = 1.75 \pm 0.07(stat.)_{-0.11}^{+0.12}(sys.) \pm 0.05(th.) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1} \quad (1.17)$$

pari a circa un terzo di quanto predetto dal MSS. L'importante caratteristica di SNO è stata quella di poter misurare il flusso di  $\nu_e$  contemporaneamente al flusso totale di neutrini provenienti dal Sole (reazione  $NC$ ). Infatti, mentre c'è un ottimo accordo con il MSS sulla misura del flusso totale di neutrini

$$\begin{aligned} \phi_{NC}^{SNO} &= 5.44 \pm 0.99 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1} \\ \phi_{SSM}^{8B} &= 5.05_{-0.81}^{+1.01} \times 10^6 \text{ cm}^{-2} s^{-1} \end{aligned}$$

non succede lo stesso per il flusso di  $\nu_e$  atteso in assenza di oscillazioni (vedi eq. 1.17). Tale deficit è interpretato con l'oscillazione di  $\nu_e$  solari in altri sapori di neutrini attivi, ovvero in gradi di produrre le osservate interazioni  $NC$  nel rivelatore.

Sempre dalla tab. 1.5.2 si può notare che il rapporto fra il flusso sperimentalmente osservato dagli esperimenti sui neutrini solari e quello atteso in assenza di oscillazione in base al MSS cambia fra i vari esperimenti. Un'analisi globale di tutti gli esperimenti può essere effettuata con successo nel quadro del cosiddetto effetto Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW) [21], che tratta le oscillazioni di neutrino nella materia ed in particolare nel Sole.

Il fenomeno dell'oscillazione, come già accennato nel primo paragrafo, ha la sua origine nella differenza di fase fra le componenti coerenti degli autostati di sapore del neutrino descritti dall'eq. 1.7. Nella materia solare tutti i neutrini attivi interagiscono con quarks ed elettroni mediante interazioni di  $NC$  (scambio di  $Z_0$ ) ma solo i  $\nu_e$  e i  $\bar{\nu}_e$  interagiscono anche con lo scambio di  $W^\pm$  con gli elettroni del mezzo, in quanto non esistono leptoni  $\mu$  e  $\tau$  nel Sole. Ciò produce una asimmetria,

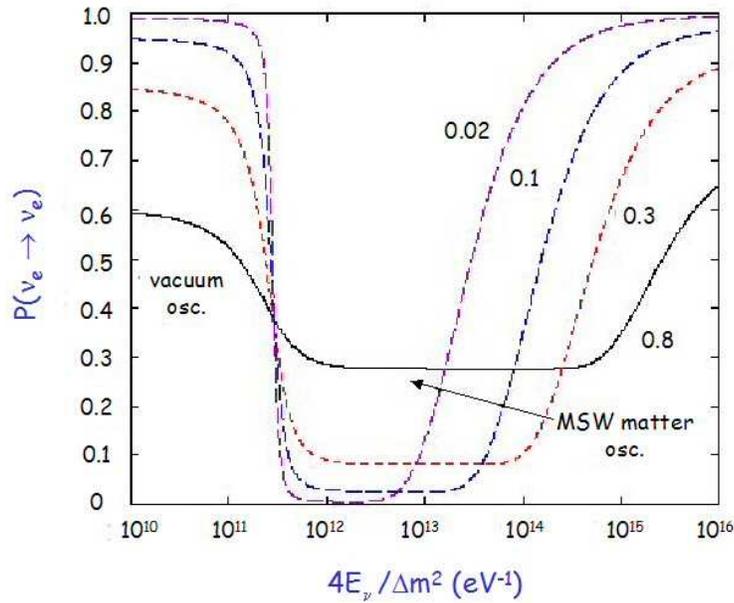


Figura 1.7: Probabilità di sopravvivenza di  $\nu_e$  creati al centro del Sole in funzione di  $4E_\nu/\Delta m^2$ . Le curve sono disegnate per diversi valori di  $\sin^2 2\theta$ .

che implica l'acquisizione di una ulteriore fase per i  $\nu_e$  che si propagano nella materia e una variazione della lunghezza d'onda di oscillazione  $L_0$  che, diversamente dal vuoto, diventa indipendente dall'energia (nel Sole  $L_0 \sim 200$  km, nella Terra  $L_0 \sim 10^4$  km).

Tale effetto è estremamente dipendente dalla densità del mezzo attraversato e dall'energia di produzione dei neutrini. In particolare, si mostra che l'effetto MSW è visibile a densità paragonabili a quella della materia solare, ma non a densità minori, come quella della materia terrestre. In più, osservando la fig. 1.7 in cui è riportata la probabilità di sopravvivenza di  $\nu_e$  creati all'interno del Sole in funzione della loro energia per  $\Delta m^2 = 6.9 \times 10^{-5} eV^2$  (valore preferito per l'oscillazione dei neutrini solari) e per diversi valori di  $\sin^2 2\theta$ , si vede che sia i neutrini<sup>7</sup> della reazione  $pp$ , che hanno un valore del rapporto  $4E_\nu/\Delta m^2 < 2.4 \times 10^{10} eV^{-1}$ , che i neutrini<sup>8</sup> del  ${}^7Be$ , con  $4E_\nu/\Delta m^2 = 4.9 \times 10^{10} eV^{-1}$ , hanno una proba-

<sup>7</sup>Quelli osservati dagli esperimenti Gallex e GNO.

<sup>8</sup>Quelli osservati dall'esperimento Homestake.

bilità di sopravvivere pari a 0.6, doppia rispetto a quella dei neutrini<sup>9</sup> del  ${}^8B$  con  $4E_\nu/\Delta m^2 > 2.55 \times 10^{11} eV^{-1}$ , per i quali è visibile l'effetto della materia o MSW.

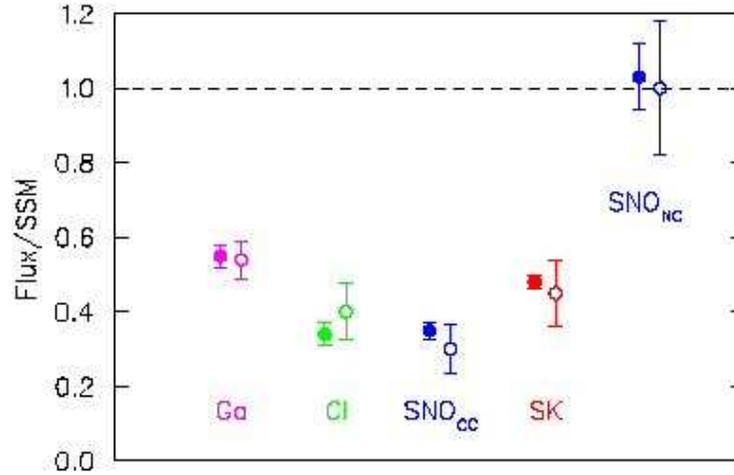


Figura 1.8: Rapporto fra il flusso dei neutrini solari e il SSM per vari esperimenti. I cerchi pieni sono i dati sperimentali, i cerchi vuoti sono le previsioni del SSM con i parametri di oscillazione indicati dall'esperimento KamLAND.

Dalla fig. 1.8 si osserva l'accordo fra i dati degli esperimenti sui neutrini solari con le previsioni teoriche del SSM assumendo le oscillazioni  $\nu_e \rightarrow \nu_x$ .

### 1.5.3 Analisi globale dei dati sulle oscillazioni: valori dei parametri

Trovate numerose evidenze sperimentali che confermano l'esistenza del fenomeno delle oscillazioni di neutrino, resta da stabilire con precisione sempre maggiore i valori dei parametri della matrice  $U_{PMNS}$  che regolano il mescolamento dei sapori e cioè gli angoli  $\theta$  e le differenze quadre delle masse  $\Delta m^2$ . Ciò può essere ottenuto mediante un'analisi globale da tutti gli esperimenti descritti precedentemente.

In particolare, per le oscillazioni dei neutrini solari, le soluzioni preferite considerando l'effetto MSW sono riconducibili a tre zone del diagramma dei parametri:

- Soluzione a piccolo angolo di mescolamento (SMA)

$$\Delta m^2 = 5.4 \times 10^{-6} eV^2 \quad \sin^2 2\theta = 6.0 \times 10^{-3}$$

<sup>9</sup>Quelli osservati da Kamiokande e Super-Kamiokande.

- Soluzione a grande angolo di mescolamento (LMA)

$$\Delta m^2 = 1.8 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad \sin^2 2\theta = 7.6 \times 10^{-1}$$

- Soluzione a piccolo  $\Delta m^2$  (LOW)

$$\Delta m^2 = 7.9 \times 10^{-8} \text{ eV}^2 \quad \sin^2 2\theta = 9.6 \times 10^{-1}$$

La seconda fase dell'esperimento SNO comunque ha fornito alcune indicazioni di preferenza per la zona di LMA. Tuttavia, con lo scopo di discriminare tra le varie soluzioni possibili è stato progettato e condotto con successo l'esperimento KamLAND [22].

Tale esperimento sfrutta un fascio di neutrini da reattori nucleari con una distanza media ( $L \sim 180 \text{ km}$ ) e con un'energia ( $\sim 5 \text{ MeV}$ ) tali da essere sensibile alla soluzione LMA, ma non alle ipotesi di SMA e LOW. L'esperimento ha infatti osservato un chiaro deficit di neutrini, in quanto il rapporto fra il numero di neutrini osservati e attesi è stato pari a

$$\frac{N_{\text{osservati}}^{\text{KamLAND}}}{N_{\text{attesi}}^{\text{KamLAND}}} = 0.611 \pm 0.094$$

permettendo di confermare i valori dei parametri di oscillazione  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  corrispondenti alla soluzione di LMA e nel contempo escludendo la possibilità delle soluzioni LOW e SMA. Inoltre, come si può osservare da fig. 1.9, che comprende i risultati di tutti gli esperimenti sui neutrini solari con l'aggiunta, appunto, di KamLAND, è stato possibile determinare con buona precisione i valori dei parametri di oscillazione

$$5.4 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 < \Delta m_{\text{sun}}^2 < 9.4 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

e

$$7.0 \times 10^{-1} < \sin^2 2\theta_{\text{sun}} < 9.4 \times 10^{-1}$$

Un discorso analogo è stato condotto per la determinazione, mediante neutrini artificiali, dei valori dei parametri di oscillazione dei neutrini atmosferici indicati da Kamiokande, MACRO e Super-Kamiokande. A tal fine è stato progettato e realizzato l'esperimento K2K [23].

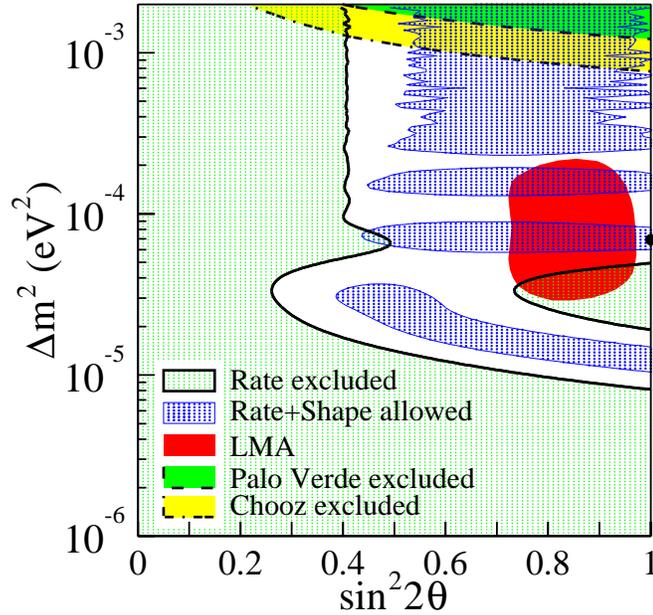


Figura 1.9: Regioni escluse e permesse per i parametri di oscillazione dagli esperimenti KamLAND, SNO [20](in rosso), assieme al limite posto dagli esperimenti CHOOZ [14] e Palo verde [24] (in alto).

K2K è stato il primo esperimento di oscillazione condotto con neutrini da acceleratore con un fascio di Long-Baseline. L'esperimento ha osservato la scomparsa di  $\nu_\mu$  prodotti dall'acceleratore KEK (con energia media pari a  $1.3 \text{ GeV}$ ), posto ad una distanza  $L \sim 250 \text{ km}$  dal rivelatore Super-Kamiokande. Su circa 80 eventi attesi, in assenza di oscillazione, ne sono stati osservati solo 56. Tali misure (fig. 1.10) sono risultate, quindi, in buon accordo con i dati di Super-Kamiokande con neutrini atmosferici e hanno rafforzato l'ipotesi dell'oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Un'analisi globale dei risultati di Super-Kamiokande e K2K ha permesso di determinare i seguenti valori dei parametri di oscillazione

$$1.4 \times 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{atm}^2 < 5.1 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$$

e

$$\sin^2 2\theta_{atm} > 8.6 \times 10^{-1}$$

L'esperimento ICARUS, nell'utilizzo combinato del fascio di neutrini artificiali CNGS proveniente dal CERN con i neutrini atmosferici, dovrebbe contribuire ad

un miglioramento nella determinazione di tali parametri e fornire una misura diretta dell'oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ .

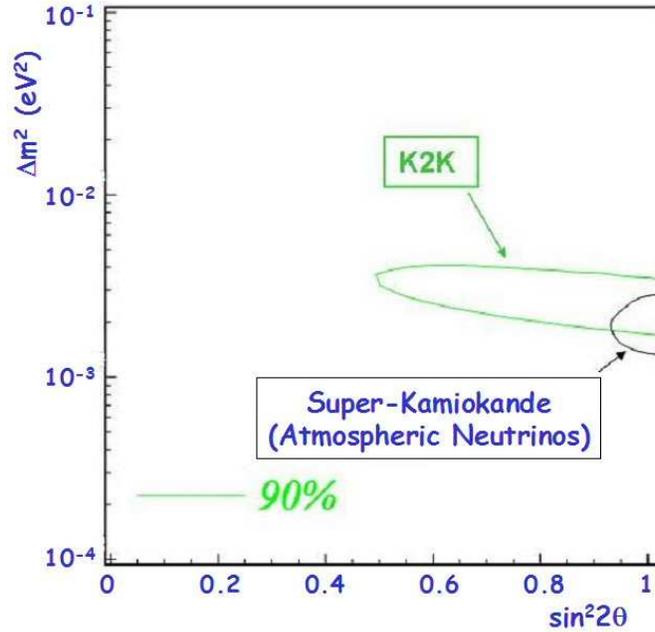


Figura 1.10: Regioni permesse per la scomparsa di  $\nu_\mu$  ottenute nell'esperimento K2K e confrontate con le regioni permesse per l'oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  ottenuta dall'esperimento Super-Kamiokande.

Va ricordato che la determinazione dei parametri di oscillazione andrebbe correttamente effettuata nello schema a tre neutrini. In tal caso, attribuendo ai neutrini solari l'angolo  $\theta_{12}$  e a quelli atmosferici l'angolo  $\theta_{23}$ , resta da determinare il terzo angolo della matrice  $U_{PMNS}$ , ovvero  $\theta_{13}$ . Il suo valore nullo disaccoppierebbe le oscillazioni *solari* da quelle *atmosferiche* giustificando l'approssimazione *a due sapori*. Ad oggi esiste solo un limite al valore di  $\theta_{13}$  fornito dall'esperimento CHOOZ, pari a  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.11$  [14]. I futuri esperimenti sulle oscillazioni avranno come importante obiettivo la misura di tale angolo.

Dall'eq. 1.9 si può vedere che  $\theta_{13}$  può essere misurato, in particolare, dallo studio delle oscillazioni  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  ad alta sensibilità con esperimenti di Long-Baseline. Questo, come vedremo, è un altro degli obiettivi sperimentali dell'esperimento ICARUS.

Parametri	Valore $\pm 1\sigma$	Riferimento	Commenti
$\Delta m_{12}^2$	$6.9_{-0.6}^{+1.2} \times 10^{-5} eV^2$	[26]	
$\theta_{12}$	$32.5_{-2.3}^{+2.4}$	[26]	Con $\theta_{13} = 0$
$\Delta m_{23}^2$	$2.6_{-0.4}^{+0.6} \times 10^{-3} eV^2$	[25]	
$\sin^2 2\theta_{23}$	1	[25]	Con $\theta_{13} = 0$
$\sin^2 2\theta_{13}$	$< 0.11$	[14]	Con $\Delta m_{atm}^2 = 2 \times 10^{-3} eV^2$

Tabella 1.4: Parametri dell'oscillazione del neutrino determinanti da vari esperimenti (2003).

## 1.6 Il programma di ricerca dell'esperimento ICARUS

Il programma sperimentale del progetto ICARUS, sia per la fase intermedia con il rivelatore da 600 *ton* che per quella finale con il rivelatore da 3000 *ton*, è imperniato su due linee di ricerca principali, ambedue di grande importanza per la moderna fisica delle particelle elementari: l'indagine sulla stabilità della materia nucleare (decadimento del protone e del neutrone) e lo studio dettagliato del fenomeno delle oscillazioni di neutrini di origine cosmica e artificiale.

La ricerca del decadimento del nucleone risulta, infatti, essere tra le poche vie praticabili di accesso ai fenomeni che avvengono alla cosiddetta scala di energie di Grande Unificazione ( $\sim 10^{10} GeV$ ). ICARUS si presenta in grado di fornire, su grandi volumi sensibili, un'ottima risoluzione nella ricostruzione degli eventi e quindi una elevata sensibilità sulla misura della vita media del nucleone in diversi canali di decadimento<sup>10</sup>.

Lo studio delle oscillazioni di neutrino, invece può essere affrontato da ICARUS su tre differenti fronti: attraverso lo studio dei neutrini atmosferici, mediante lo studio dei neutrini solari e da supernova, e attraverso lo studio di neutrini prodotti artificialmente al CERN e inviati verso il rivelatore posto ai Laboratori del Gran Sasso distante circa 730 *km* (fascio di neutrini di Long-Baseline CNGS).

Questo programma di indagine sperimentale si avvale in modo determinante della capacità del rivelatore di ricostruire in modo completo gli eventi registrati. Tale capacità consente di separare il segnale fisico (da decadimento di nucleoni o da interazione di neutrini) dal fondo di reazioni concomitanti, ossia da quegli

<sup>10</sup>Lo studio della stabilità della materia in ICARUS esula dagli scopi di questa tesi. Maggiori dettagli possono essere trovati in [28].

eventi di altra natura che, in altri tipi di rivelatori, possono risultare indistinguibili dagli eventi di segnale o eliminabili solo su base statistica.

Già con il rivelatore intermedio T600, un modulo da 600 ton di Argon liquido in via di installazione ai LNGS, sarà possibile lo studio degli eventi di più bassa energia, ossia quelli da interazione di neutrini solari. Tale rivelatore, infatti, è in grado di rivelare e distinguere le interazioni dei neutrini solari con gli elettroni dell'Argon (urto elastico) rispetto a quelle che possono avvenire sui nuclei di Argon (assorbimento). La reazione di urto elastico

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (1.18)$$

può avere luogo con un'interazione di corrente neutra o carica per i  $\nu_e$  solari o attraverso una reazione di corrente neutra per i  $\nu_\mu$  o i  $\nu_\tau$ , nei quali i  $\nu_e$  solari possono aver oscillato. Al contrario, il processo di assorbimento sugli atomi di Argon

$$\nu_e + {}^{40}\text{Ar} \rightarrow {}^{40}\text{K}^* + e^- \quad (1.19)$$

è indotto solo da  $\nu_e$ .

Queste interazioni, usualmente, sono identificate mediante l'osservazione di un elettrone primario e di altre tracce secondarie dovute alla conversione di fotoni in elettroni. Con prove effettuate con rivelatori prototipo si è dimostrato che si potrebbero, in principio, rivelare elettroni con energia cinetica inferiore ai 150 keV. Tuttavia, a basse energie c'è un notevole incremento del fondo dovuto alla radioattività naturale della roccia del Gran Sasso, a quella intrinseca dell'Argon liquido<sup>11</sup>, a quella residua dei materiali di cui è costituito il rivelatore e alla fotodissociazione nucleare con conseguente produzione di neutroni ad opera di muoni di alta energia che interagiscono nella roccia della caverna. Questi motivi giustificano una soglia in energia per l'elettrone primario diffuso di circa 5 MeV. Per tale motivo ICARUS risulta sensibile ai  $\nu_e$  solari prodotti nei processi di decadimento del <sup>8</sup>B. La reazione di assorbimento si aspetta che proceda in due canali fondamentali:

- una transizione super-permessa Fermi ai 4.38 MeV dello stato eccitato del  $K^+$ ;

---

<sup>11</sup>La radioattività dell'Argon è dovuta alla presenza di due isotopi radioattivi <sup>39</sup>Ar e <sup>42</sup>Ar.

- una transizione Gamow-Teller verso alcuni stati eccitati del potassio.

I due processi sono distinti dall'energia e dal numero di raggi  $\gamma$  emessi nella diseccitazione e dallo spettro di energia dell'elettrone primario.

I neutrini provenienti dall'esplosione di una supernova nella nostra galassia potranno essere rivelati in ICARUS tramite gli stessi processi di scattering elastico su elettroni (vedi eq. 1.18) e di assorbimento da parte di un nucleo di Argon (vedi eq. 1.19). Un tipico evento di supernova produrrà all'interno del rivelatore T600 circa 200 interazioni. Il maggior contributo verrà dai processi di assorbimento di  $\nu_e$ , mentre lo scattering elastico di tutte le specie di neutrino contribuirà per circa il 15% degli eventi totali (fig. 1.11).

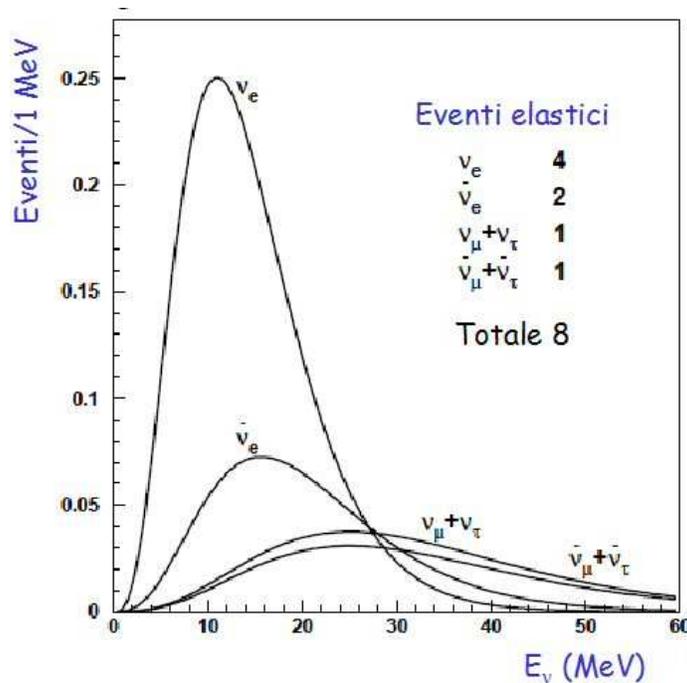


Figura 1.11: Numero di eventi di diffusione elastica su elettrone attesi nel rivelatore ICARUS T600 per neutrini prodotti da una supernova di tipo II esplosa a una distanza di 10 *kpc*.

Il rivelatore ICARUS nella sua fase finale con 3000 *ton* di massa sarà invece in grado di consentire studi di alta precisione e su grande statistica preferenzialmente sui neutrini atmosferici e su quelli da fascio. In relazione a quest'ultimo caso risulta

di particolare interesse la possibilità di realizzare con ICARUS un esperimento di oscillazioni su long-baseline per lo studio delle oscillazioni  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  e  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

A tale riguardo, come precedentemente accennato, è in fase di realizzazione al CERN il progetto del fascio di neutrini CNGS diretto verso i Laboratori sotterranei del Gran Sasso [27]. La distanza di oltre 730 km tra CERN e Gran Sasso e l'energia media del fascio di  $\sim 15 \div 20$  GeV consentono di porsi nelle condizioni in cui la probabilità di oscillazione  $P$  è sufficientemente elevata da verificare il processo di oscillazione dei neutrini atmosferici (tab. 1.1).

Lo studio dei neutrini atmosferici e di quelli da fascio long-baseline sono tra loro complementari e dovrebbero consentire una misura accurata e combinata dei parametri di oscillazione ( $\Delta m_{23}^2$  e  $\sin^2 2\theta_{23}$ ).

Per quanto riguarda i neutrini atmosferici, già il rivelatore ICARUS T600 sarà in grado di distinguere i due diversi sapori di  $\nu_e$  e  $\nu_\mu$  e la direzione di provenienza. In tal modo, misurando il loro rapporto e la distribuzione angolare si potrà evidenziare la dipendenza zenithale del deficit di  $\nu_\mu$ . Il numero totale di eventi atmosferici attesi è di circa 100 per anno per il T600.

Il fascio CNGS, come accennato, è un fascio di  $\nu_\mu$  quasi puro. Grazie alla piccolissima contaminazione di  $\nu_\tau$  sarà possibile ricercare la loro comparsa, misurando ed identificando gli elettroni del decadimento  $\tau \rightarrow e + \nu + \nu$ . Grazie all'alta risoluzione della misura delle quantità cinematiche, la ricerca dell'apparizione di  $\nu_\tau$  è ottenuta tramite una soppressione cinematica del fondo.

A causa della bassa (e nota) contaminazione di  $\nu_e$  nel fascio CNGS sarà infine possibile investigare anche l'oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , cercando l'apparizione di elettroni in eccesso rispetto al fondo prodotto dai  $\nu_e$  presenti nel fascio. È tramite l'osservazione e la misura di tale eccesso che si potrà ottenere una misura dell'angolo  $\theta_{13}$ , come mostrato dalla relazione 1.9. Ad alte energie il fondo per tale canale di oscillazione è dato principalmente dal decadimento del  $\tau \rightarrow e + \nu + \nu$  provocato dall'oscillazione  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . In ICARUS si adatterà un approccio nel quale entrambe queste oscillazioni sono fittate simultaneamente mediante analisi cinematiche. La sensibilità di ICARUS in tale misura è mostrata in fig. 1.12.

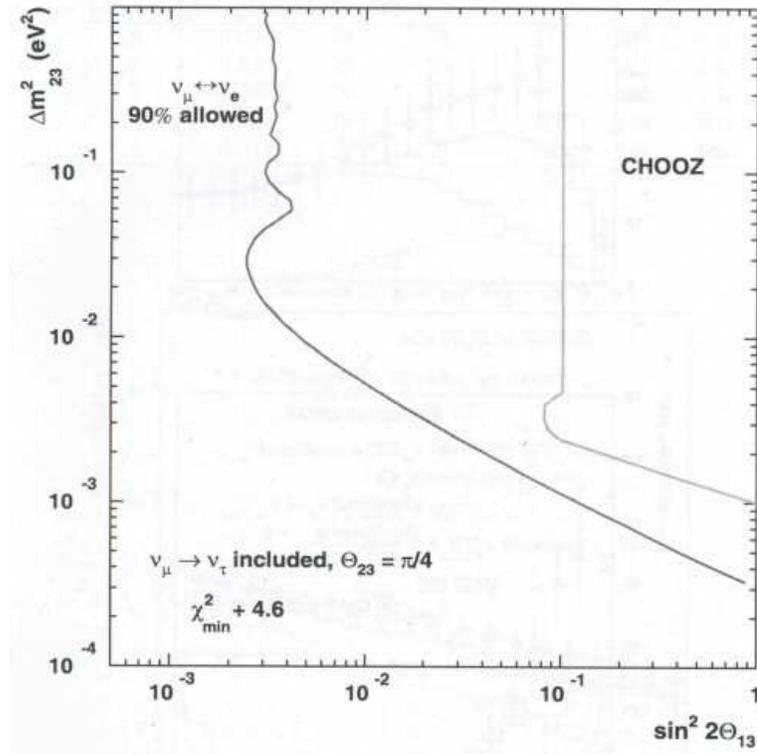


Figura 1.12: Sensibilit`a di ICARUS per la misura del parametro  $\theta_3$  al 90% C.L. Si assume una massa di 3000 tonnellate e una presa dati di 8 anni.

## Capitolo 2

# Il rivelatore ICARUS

### 2.1 ICARUS: una camera a bolle elettronica

In questo capitolo sono descritte le caratteristiche più rilevanti dell'esperimento ICARUS, che si svolgerà presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso dell'INFN [28]. La tecnica di rivelazione alla base dell'esperimento è quella della camera a proiezione temporale ad Argon liquido, proposta da C. Rubbia alla fine degli anni '70 [29]. L'obiettivo è quello di realizzare un rivelatore (modulare) di grande massa (3000 *ton* di Argon liquido) tale da permettere un esperimento finalizzato all'osservazione di neutrini solari, atmosferici, da supernovae e da acceleratori di particelle, nonché alla ricerca di eventi rari come il decadimento del protone. Attualmente è stato costruito il primo modulo del rivelatore (il T600 descritto nel seguito) e si sta procedendo al trasporto dal sito dell'INFN di Pavia dove è stato costruito, ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso [30].

Il ruolo dei dispositivi chiamati *camere a bolle* è stato di grande importanza nella fisica delle particelle elementari per la loro caratteristica di fornire immagini tridimensionali degli eventi ionizzanti (reazioni o decadimenti) che si verificano all'interno del loro volume sensibile. Le camere a bolle rivestivano, infatti, sia il ruolo di bersaglio che di rivelatore grazie alla densità del liquido che le riempie. Tuttavia, il processo interamente meccanico, e quindi lento, di espansione della camera e successivamente di trasferimento dell'immagine dell'evento su film fotografico ne limitava la velocità di impiego; inoltre, tali dispositivi non erano triggerabili. Al contrario, la caratteristica fondamentale di un generico rivelatore

di tipo elettronico, in cui l'evento produce segnali elettrici che sono ricostruiti e digitalizzati, è in primo luogo la velocità di risposta e secondariamente la possibilità di essere triggerato (dall'esterno o auto-triggerato) e letto on-line. Questo è il motivo per cui rivelatori elettronici più complessi, articolati e di maggiori dimensioni hanno progressivamente sostituito le camere a bolle.

Tuttavia, il problema principale che i rivelatori elettronici presentano in genere è l'utilizzo di elementi allo stato gassoso (e quindi a bassa densità) come volume attivo per la ionizzazione; di conseguenza non possono essere nello stesso tempo bersaglio e rivelatore. Tale necessaria separazione dei ruoli rappresenta un problema per quegli esperimenti mirati alla rivelazione di eventi rari, per i quali il rivelatore ideale è quello che fornisce una elevata massa fiduciale e il maggior dettaglio di informazioni (risoluzione spaziale, identificazione delle particelle, immagine 3 D dell'evento) proprio delle camere a bolle, e contemporaneamente la possibilità di una lettura elettronica.

Il progetto del rivelatore ICARUS mira alla realizzazione di un dispositivo che abbia le caratteristiche sia di una camera a bolle che dei rivelatori elettronici (Camera a Bolle Elettronica) e precisamente di una camera a proiezione temporale (TPC) ad Argon liquido (LAr).

## 2.2 Il principio di funzionamento del rivelatore

Il principio di funzionamento alla base di ICARUS è relativamente semplice. L'intero volume di Argon liquido è immerso in un campo elettrico intenso ed uniforme, stabilito da due piani di elettrodi affacciati a potenziale opportuno, e rappresenta così il materiale dielettrico di un grande condensatore piano.

Ogni evento ionizzante produce delle tracce formate dall'insieme delle coppie elettrone-ione create per ionizzazione. Una frazione di queste coppie, a causa dell'intensità del campo elettrico presente, non si ricombina e tende a separarsi muovendosi nella direzione del campo elettrico, in versi opposti. Il moto delle cariche elettriche così prodotte induce una corrente sugli elettrodi che stabiliscono il campo elettrico. L'intensità di questa corrente è proporzionale sia al campo elettrico presente, che alla velocità stessa delle cariche.

Gli elettroni hanno una velocità di deriva in Argon ( $\sim 1.1 \text{ mm}/\mu\text{s}$ , in condizioni standard di campo elettrico,  $E = 500 \text{ V/cm}$ ) di cinque ordini di grandezza

maggiore di quella degli ioni. Per tale motivo solo gli elettroni danno un contributo apprezzabile alla corrente indotta. La registrazione del segnale elettrico indotto permette quindi di ricavare informazioni sull'evento fisico che ha avuto luogo nel volume di Argon liquido. Il dettaglio e la precisione di queste informazioni dipende, tuttavia, in modo cruciale dalla geometria degli elettrodi che generano il campo. Questi, pertanto, non sono semplici piani di conduttore bensì adeguate strutture composte. Il catodo, in particolare, è costituito da un conduttore metallico piano di dimensioni e potenziale opportuno. L'anodo, invece, è formato da un piano di fili conduttori paralleli sui quali gli elettroni prodotti vengono raccolti dopo un certo tempo dal momento in cui è avvenuto l'evento.

Il basso potenziale dei fili non consente l'amplificazione a valanga degli elettroni. Ciò comporta sia dei vantaggi che degli svantaggi. Gli svantaggi sono che la carica che deve essere rivelata è relativamente piccola<sup>1</sup>, il che richiede l'impiego di amplificatori a basso rumore per la lettura dei segnali in uscita dai fili. Il vantaggio consiste nel fatto che gli stessi elettroni che derivano possono essere utilizzati più volte per produrre segnali di induzione su differenti piani di lettura, trasparenti al passaggio degli elettroni e disposti a monte del piano di fili anodico (o di collezione). Questo permette di effettuare una lettura multi-dimensionale e, nello specifico caso di ICARUS, su tre piani di fili con diversa orientazione.

La ricostruzione tridimensionale dell'evento consiste quindi nella decodifica dei segnali registrati dai fili in corrispondenza delle coordinate spaziali dei punti appartenenti alle tracce di ionizzazione prodotte nell'evento stesso. In particolare, i segnali indotti sui tre piani di fili ricostruiscono la posizione lungo il piano XY mentre la coordinata Z è ottenuta dal tempo di deriva  $t_d = t_a - t_0$  degli elettroni nell'Argon liquido, dove  $t_a$  è il tempo in cui gli elettroni sono raccolti dall'anodo e  $t_0$  rappresenta l'istante in cui avviene la ionizzazione.

La misura del  $t_0$  è resa possibile dalle proprietà scintillanti dell'Argon liquido. Gli atomi eccitati dal passaggio di una traccia ionizzante emettono un rapido segnale di luce di scintillazione ritornando allo stato fondamentale. Questa luce è raccolta da un sistema di fotomoltiplicatori, fornendo la misura di  $t_0$ .

Un fondamentale requisito cui deve soddisfare l'Argon liquido per poter essere utilizzato in ICARUS è l'estrema purezza chimica, ossia la garanzia che in esso

---

<sup>1</sup>Una particella al minimo di ionizzazione produce circa 6000 elettroni per millimetro.

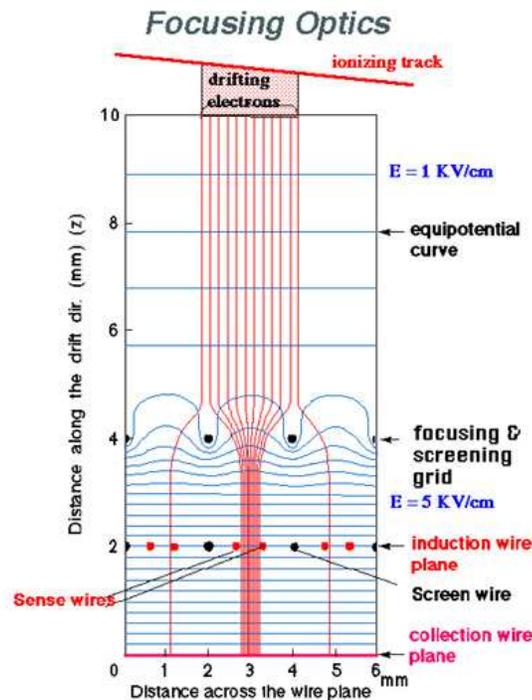


Figura 2.1: Schema di funzionamento di una TPC ad Argon liquido con due piani di fili anodici. La deriva degli elettroni avviene lungo l'asse verticale ( $z$ ), I fili del piano di induzione sono disposti lungo l'asse  $y$  (perpendicolare al piano della figura) e quelli di collezione lungo l'asse orizzontale ( $x$ ). Sono anche riportate le linee del campo elettrico in prossimità dei fili.

non si trovino tracce di elementi quali ossigeno, idrocarburi o generiche molecole elettronegative, se non in quantità assolutamente ridotte ( $< 1 \text{ ppb}$ , parte per miliardo, di  $O_2$  equivalente). Tale purezza è necessaria al fine di assicurare che gli elettroni prodotti dalle particelle ionizzanti non vengano catturati dalle molecole elettronegative disciolte nell'Argon liquido durante il percorso che li separa dal punto di produzione per ionizzazione all'elettrodo su cui vengono infine raccolti<sup>2</sup>. e che quindi non vengano degradate le capacità di *imaging* proprie della tecnica di proiezione temporale, garantendo una elevata *vita media* per gli elettroni di deriva.

<sup>2</sup>Una trattazione più rigorosa della relazione fra la purezza del LAr e la vita media degli elettroni è descritta nel cap. 3 dove si illustrano i meccanismi di funzionamento di un dispositivo che effettua il monitoraggio on-line di tali parametri.

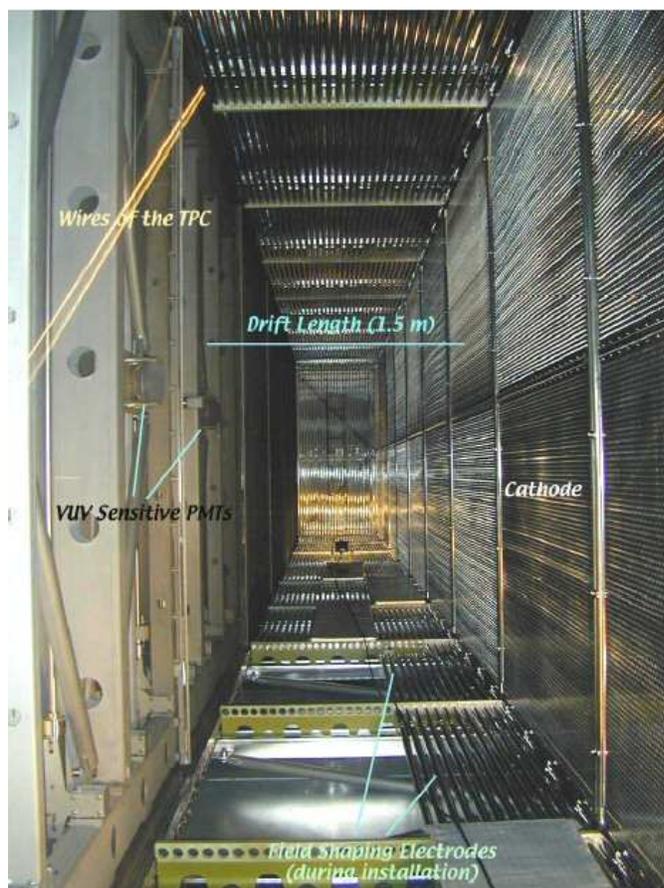


Figura 2.2: Foto dell'interno del rivelatore T600 durante il montaggio. Il catodo (piani verticali sulla destra) divide il volume in due settori simmetrici (camere). Sono visibili alcune strutture meccaniche della TPC (sulla sinistra i piani di fili) e alcuni fotomoltiplicatori.

In ICARUS, la risoluzione spaziale nella determinazione della posizione dei vertici di interazione o di decadimento e delle direzioni delle tracce risulta molto buona. Essa è determinata dalle dimensioni del pixel tridimensionale, che è individuato dalla distanza tra filo e filo e tra i piani stessi, ed è dell'ordine di qualche millimetro.

Un'altra importante caratteristica del rivelatore è la possibilità di integrare la carica ionizzata lungo la traccia, sommando i segnali registrati in collezione. Dato che la carica rilasciata è proporzionale all'energia depositata, l'integrale della cari-

ca fornisce una precisa informazione calorimetrica sull'energia della particella che l'ha prodotta.

### 2.3 Descrizione generale del rivelatore ICARUS T600

Il rivelatore dell'esperimento ICARUS nel suo progetto finale (3000 tonnellate di Argon liquido) è una TPC modulare di grandi dimensioni, composta da un modulo da 600 tonnellate (T600) e da due moduli da 1200 tonnellate (T1200). Il primo modulo T600 ad essere stato realizzato come prototipo *full-scale* è quello a cui si farà riferimento nel corso di questa Tesi. La sua realizzazione è stata completata nel 2000. Nel 2001 è stato provato con raggi cosmici; nell'autunno del 2004 verrà portato ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso e messo in funzione nel corso del 2005.

Il modulo T600 è composto da due criostati identici (semimoduli), ognuno dei quali ha dimensioni di circa  $20 \times 4 \times 4 \text{ m}^3$ . Ciascun semimodulo contiene due TPC (chiamate camera destra e sinistra) con il catodo in comune nel mezzo, lungo il lato maggiore della camera. Ogni semimodulo è isolato termicamente con l'esterno grazie a dei contenitori criogenici. La lettura del segnale di ionizzazione, come accennato nel paragrafo precedente, avviene tramite tre piani di fili interspaziati di  $3 \text{ mm}$  l'uno dall'altro, che fungono da anodo e distanti  $1.5 \text{ m}$  dal catodo. Tali piani sono chiamati, in base alla loro posizione rispetto al catodo (dal più vicino) Induzione I, Induzione II e Collezione. L'orientazione dei fili fra i piani è diversa. In particolare, il piano di Induzione I ha i fili posti a  $0^\circ$  rispetto all'asse del lato più lungo del rivelatore; gli altri due piani li hanno sfalsati di  $+60^\circ$  e  $-60^\circ$ . Il numero totale di fili in un modulo T600 è di 53248.

Un campo elettrico uniforme perpendicolare ai fili anodici permette la deriva degli elettroni di ionizzazione ed è realizzato da un sistema di alta tensione insieme ad un sistema di guide di campo che ne determinano quanto più possibile l'uniformità.

La tensione del catodo (negativa rispetto all'anodo) genera un campo elettrico all'interno della camera di circa  $500 \text{ V/cm}$ . Tale valore fissa la velocità di deriva degli elettroni di ionizzazione ad un valore di circa  $1 \text{ mm}/\mu\text{s}$ . Da ciò si deduce che il tempo massimo di deriva è  $\sim 1 \text{ ms}$ .

Sulla parte superiore del criostato sono presenti le flange da vuoto che per-

mettono le connessioni elettriche dei fili e di tutti gli altri strumenti presenti all'interno (fotomoltiplicatori, monitor di purezza, misuratori di livello, controlli della temperatura, ecc.) con l'elettronica di acquisizione posta esternamente.

Questi sistemi verranno discussi in dettaglio nel seguito con particolare riferimento ai dispositivi relativi al monitoraggio delle prestazioni del rivelatore, tra gli argomenti oggetto di questa Tesi.

### 2.3.1 Il contenitore criogenico e il sistema di raffreddamento

Per ciascun semimodulo, il contenitore criogenico per l'Argon liquido è un parallelepipedo di dimensioni esterne di  $19.9 \times 3.9 \times 4.2 \text{ m}^3$ , composto da pannelli costituiti da diversi strati di materiali isolati termicamente di dimensioni  $2.0 \times 3.9 \times 3.6 \text{ m}^3$ . Come si può vedere in fig. 2.5 la componente principale è lo strato centrale dei pannelli che ha una struttura di alluminio<sup>3</sup> a nido d'ape di spessore di circa  $150 \text{ mm}$ , e

<sup>3</sup>Tale struttura ha anche propriet`a schermanti dal rumore elettronico.

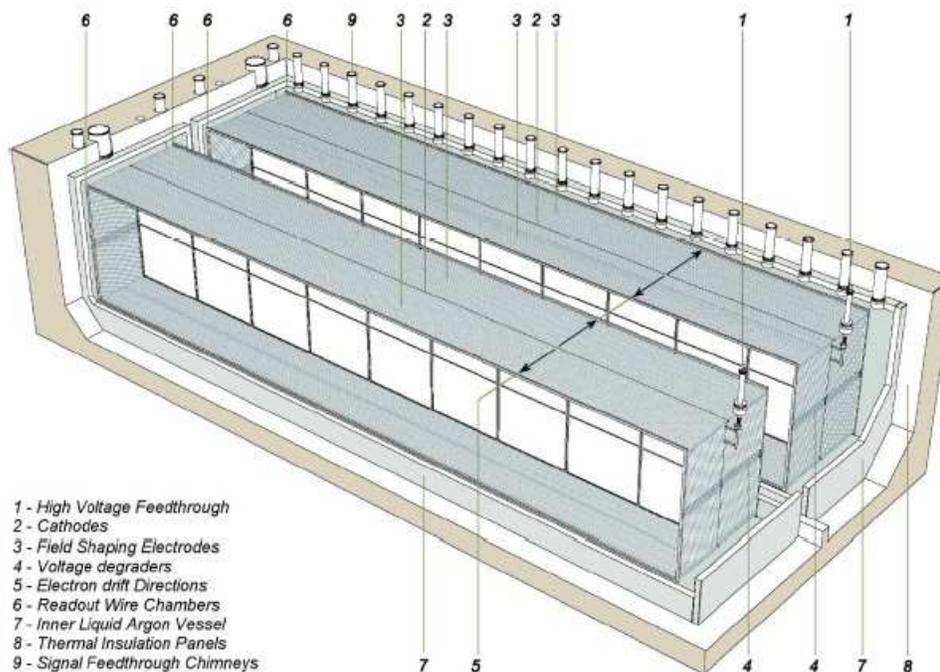


Figura 2.3: Disegno del rivelatore T600.

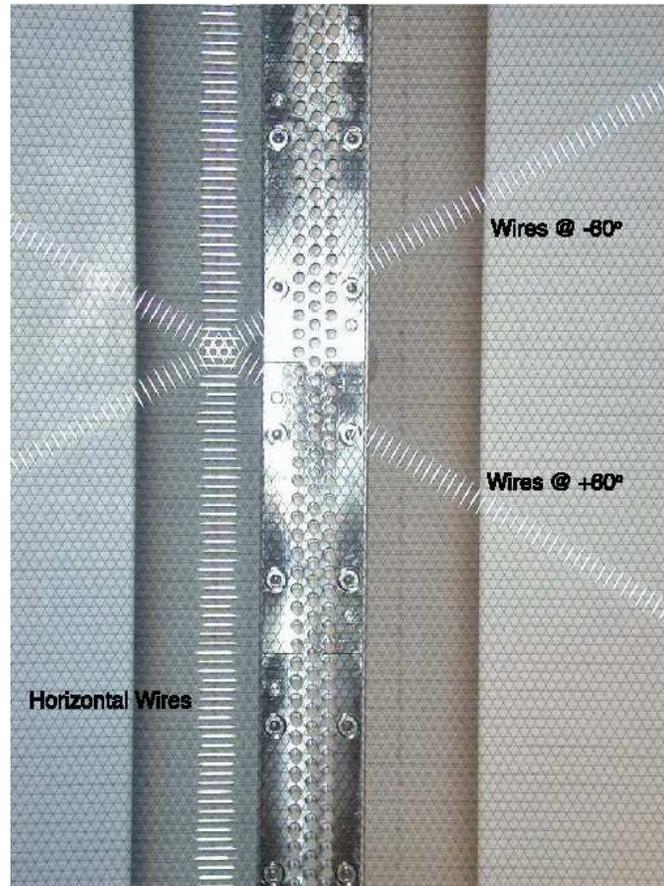


Figura 2.4: Foto dei tre piani di fili.

nella quale passano i tubi del sistema di raffreddamento ad Azoto liquido ( $LN_2$ )<sup>4</sup>. Tale struttura è contenuta in due fogli di alluminio di 4 *mm* di spessore e si adagia su profili di alluminio per le connessioni fra i vari lati del parallelepipedo.

Per ottenere la purezza richiesta per l'Argon liquido nel contenitore criogenico, prima del riempimento, è necessario evacuare il dewar ad una pressione residua dell'ordine di  $10^{-4}$  *mbar* o migliore. Per tale motivo è necessario che le parti meccaniche possano resistere a tali sottopressioni. D'altra parte, la pressione massima sostenibile al contenitore interno è di 1.5 *bar*.

Come già detto, sulla parte superiore del criostato sono presenti le flange per

---

<sup>4</sup>Tale sistema di raffreddamento garantisce un gradiente massimo di temperatura all'interno del dewar minore di  $1^\circ$ , in grado di mantenere costante la mobilità elettronica nell'Argon liquido.

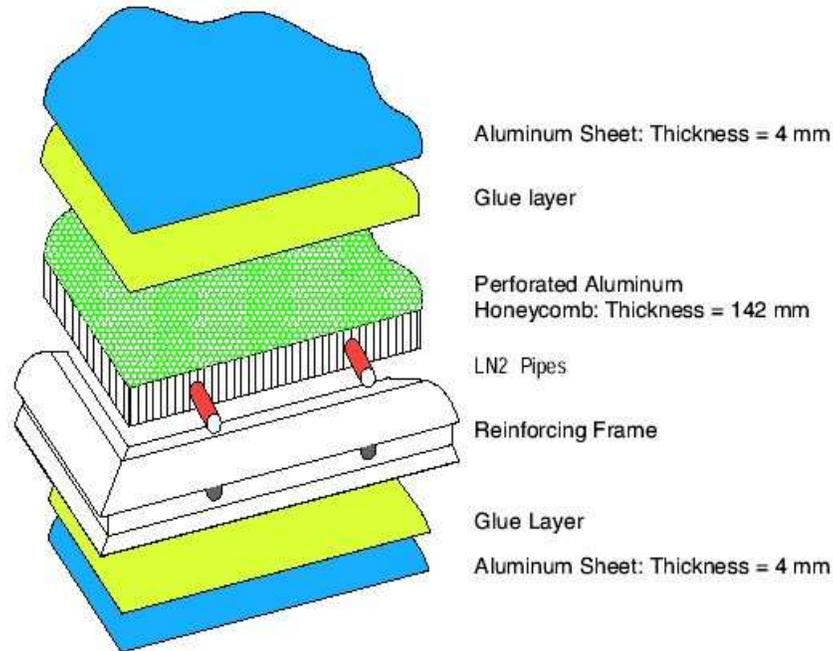


Figura 2.5: Struttura a strati del pannello di alluminio del criostato.

i passanti da vuoto per le *comunicazioni* fra la strumentazione esterna e quella interna al dewar. Per ciascun semimodulo ci sono 36 flange di 200 *mm* di diametro interno attraverso le quali passano i cavi di lettura del segnale di 576 fili (piano di Induzione II e Collezione). Tali aperture sono equidistanti 1 *m* l'una dall'altra. Quattro flange supplementari di 250 *mm* di diametro interno sono poste agli angoli per il passaggio dei cavi (quelli più lunghi) del piano di Induzione I e per i cavi degli altri due piani più vicini agli angoli della TPC. Sulla parte superiore del dewar, oltre ai passanti per l'elettronica di lettura, sono poste anche le flange per il riempimento del LAr, per il ricircolo dell'Argon gassoso (GAr) e per altri dispositivi (pompe a vuoto, dischi di rottura ecc.), nonché due flange da 500 *mm* di diametro per poter controllare la fase di montaggio e le fasi di assemblaggio finali. I connettori del sistema ricircolo del LAr sono invece posti su di un lato (quello corto) del criostato. Infine, c'è un'ulteriore flangia nella parte inferiore per lo svotamento del contenitore dal liquido criogenico.

### 2.3.2 Sistema di purificazione e monitoraggio della purezza

Come già accennato in precedenza, un requisito fondamentale per l'Argon liquido è l'elevatissima purezza. Per raggiungere i valori richiesti ( $\sim 0.1$  ppb di  $O_2$  eq.) e mantenerli (circa) costanti durante le operazioni di misura, ciascun criostato è dotato di sistemi di purificazione: due per lo stato gassoso e uno per lo stato liquido.

Il sistema di ricircolo gassoso (fig. 2.6) è progettato per essere continuamente in funzione durante le operazioni di misura. L'obiettivo principale è la purificazione dell'Argon subito dopo il riempimento e fino al raggiungimento della purezza richiesta. Inoltre, esso ha il compito di ristabilire la purezza in caso di inquinamento accidentale durante le misure, dovuto, ad esempio, ad una depressurizzazione del volume gassoso o ad impurità che potrebbero entrare nel rivelatore dalle flange superiori, o dal degassamento dei cavi di lettura a contatto col volume di liquido.

Il ciclo di ricircolo avviene nel modo seguente. Il gas viene raccolto dalle condotte che ospitano le flange per la lettura dei segnali. Da qui viaggia verso un secondo criostato (riempito di  $LN_2$ ), separato da quello principale, nel cui interno è posto un ricondensatore da Argon gas a liquido e un filtro Oxysorb. Una volta filtrato e ricondensato (cedendo calore al  $LN_2$ ) il liquido viene reimpresso nel criostato.

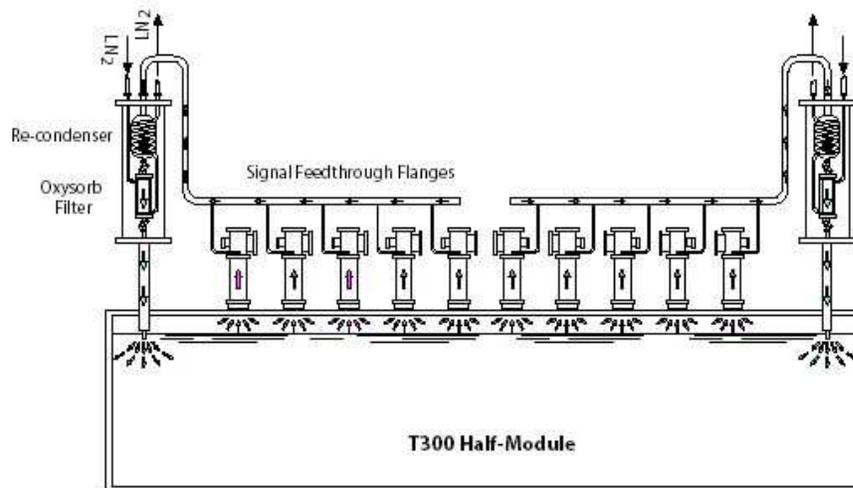


Figura 2.6: Schema del sistema di ricircolo del GAr nel T600.

Il sistema di ricircolo liquido (fig. 2.7) consiste, invece, di una pompa crio-

genica immersa nell'Argon liquido all'interno di un contenitore criogenico posto all'esterno del dewar principale. Il livello di Argon liquido nel criostato della pompa è tenuto allo stesso livello di quello del contenitore principale attraverso un tubo che connette le fasi gassose di entrambi i contenitori. La pompa spinge l'Argon liquido in un ulteriore sistema di 4 filtri (2/3 Oxysorb - 1/3 Hydrosorb), che è lo stesso usato per il riempimento. Una volta purificato, il liquido viene di nuovo immesso nel contenitore principale a circa 20 m dalla bocca di ingresso della pompa. Durante le fasi di prova del sistema si è raggiunta una velocità di operazione di  $2.5 \text{ LAr } m^3/h$ .

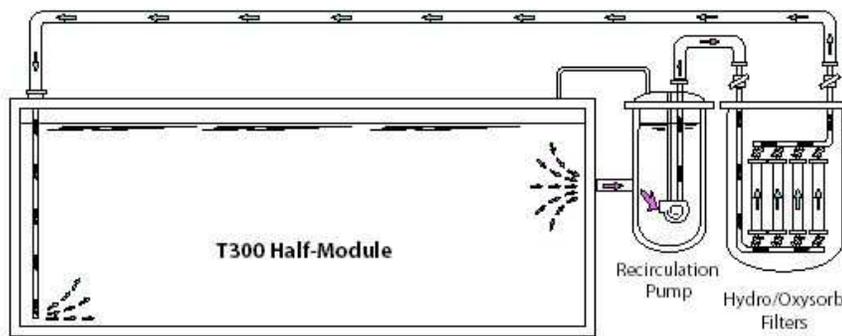


Figura 2.7: Schema del sistema di ricircolo del LAr nel T600.

Per ottenere un monitoraggio on-line della purezza dell'Argon liquido sono stati progettati e realizzati dei dispositivi detti monitor di purezza. Nell'attività di Tesi il candidato ha costruito, assemblato e provato uno di questi dispositivi. Il funzionamento e le misure effettuate sono riportate in modo approfondito nel capitolo seguente. Ciascun semimodulo è equipaggiato con 6 monitor di purezza all'interno del criostato posizionati, ovviamente, al di fuori del volume sensibile del rivelatore.

### 2.3.3 La TPC e i dispositivi interni

La struttura che forma lo scheletro della TPC del T600 è di acciaio inossidabile ed ha dimensioni di 19.6 m di lunghezza, 3.6 m di larghezza e 3.9 m di altezza. Essa poggia su otto piedi regolabili indipendentemente per contrastare eventuali deformazioni disomogenee del criostato dovute alle basse temperature o alla pro-

cedura di evacuazione che viene realizzata nel dewar prima del suo riempimento con Argon liquido.

Il telaio dei fili anodici è elastico per ridurre lo stress termico a cui sono sottoposti i fili durante la fase di raffreddamento, che sono poi tesi da tiranti posti ogni  $2\text{ m}$ . I fili sono anch'essi di acciaio inossidabile e hanno un diametro di  $150\ \mu\text{m}$ . Come già accennato in precedenza, vi sono 3 piani di fili anodici distanziati da  $3\text{ mm}$ . Il piano Induzione I, è costituito da fili orizzontali lunghi  $9.40\text{ m}$ ; gli altri due piani Induzione II e Collezione sono composti di fili con orientazione di  $\pm 60^\circ$  rispetto a quelli del primo piano e sono lunghi  $3.77\text{ m}$  nel centro mentre ai bordi la loro lunghezza scende fino a  $0.49\text{ m}$ .

All'interno del contenitore sono anche installati una serie di fotomoltiplicatori (fig. 2.8) per raccogliere la luce di scintillazione dell'Argon ed ottenere informazioni sul  $t_0$ , ovvero l'istante di ingresso di una particella ionizzante nel volume attivo del rivelatore. In particolare, il primo semimodulo ad essere stato realizzato è provvisto di 20 fotomoltiplicatori in grado di leggere luce UV a  $\lambda = 128\text{ nm}$  mediante un Wave Length-Shifter (WLS) in grado di trasformare la lunghezza d'onda da  $128\text{ nm}$  a quella dello spettro sensibile dei fotomoltiplicatori ( $300 \div 500\text{ nm}$ ).

I fotomoltiplicatori (9357 FLA Electron Tubes), adatti a lavorare in condizioni criogeniche, hanno 12 dinodi e una finestra emisferica di diametro di circa  $200\text{ mm}$  ( $8''$ ). Sono posizionati  $5\text{ mm}$  dietro il piano di Collezione e lungo il criostato in modo tale da massimizzare l'efficienza di rivelazione dei fotoni, vista la necessità di rivelare eventi di bassa energia ( $< 5\text{ MeV}$ ). Dalla tab. 2.1 si possono visionare le caratteristiche tecniche.

Lunghezza	$293\text{ mm}$
Diametro	$203\text{ mm}$
Grandezza del catodo	$190\text{ mm}$
Spettro	$300 \div 500\text{ nm}$
Dinodi	12 LF CsSB
Tempo di salita e FWHM	$8\text{ ns}, 5\text{ nm}$
Amplificazione massima	$5 \cdot 10^7$

Tabella 2.1: Caratteristiche tecniche dei fotomoltiplicatori PMT 9357FLA utilizzati nel T600.

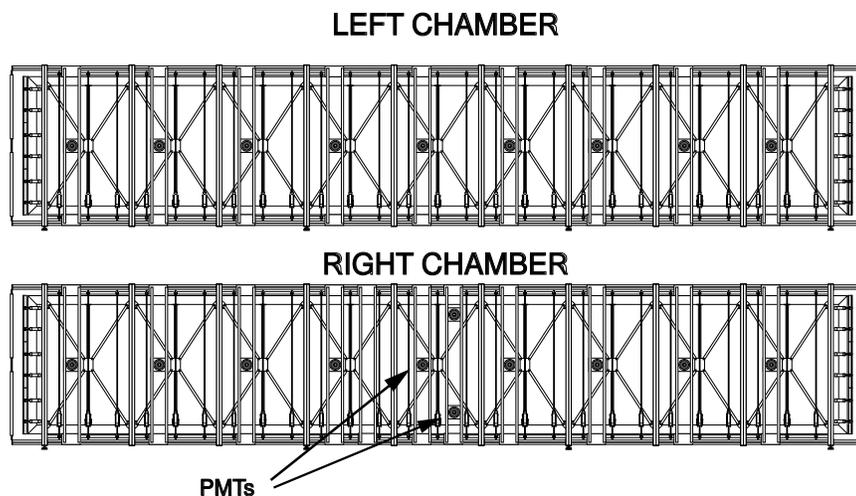


Figura 2.8: Disposizione dei 20 fotomoltiplicatori nella 2 camere nel primo semimodulo costruito.

Affinché la velocità di deriva degli elettroni di ionizzazione sia quanto più possibile costante, in modo da minimizzare errori di misura sul tempo di deriva, è necessario che il campo elettrico sia stabile e che resti quanto più possibile costante lungo tutta la distanza massima di deriva. Per questo motivo, grande importanza è dedicata al sistema di alta tensione e guide di campo. Il rivelatore interno è quindi dotato di un catodo, di guide di campo a forma di anelli, di un partitore resistivo fra le guide di campo, di un sistema di monitoraggio dell'alta tensione, di un alimentatore esterno dell'alta tensione e di un interfaccia dell'alimentatore con un controllo remoto.

Il catodo (tab. 2.3 e fig. 2.9) è formato da pannelli perforcati di acciaio inossidabile tenuti fra loro da strutture in Peek<sup>5</sup> agganciate alla struttura della camera. Le perforazioni sono finalizzate a una riduzione del peso e a una trasparenza alla luce del 51% fra le due zone di deriva di un semimodulo, affinché la luce di scintillazione possa raggiungere i fotomoltiplicatori di entrambe le camere a fili.

Il campo elettrico è generato connettendo il catodo ad un potenziale negativo rispetto al piano di Induzione I. L'uniformità del campo elettrico è ottenuta grazie all'utilizzo di 29 anelli rettangolari (guide di campo) realizzati con tubi di acciaio

<sup>5</sup>Il Peek (polietileneeterchetone) è un materiale plastico con adeguate proprietà meccaniche a basse temperature.

Numero delle camere di rivelazione	4
Numero di piani di fi li per camera	3
Orientazione dei fi li	$0^\circ, \pm 60^\circ$
Distanza fra i fi li dello stesso piano	3 mm
Lunghezza dei fi li	
fi li orizzontali	9.40 m
fi li a $\pm 60^\circ$	3.77 m
fi li nei bordi	0.49 ÷ 3.81 m
Diametro fi li	150 $\mu m$
Tensione meccanica nominale	12 N
Numero di fi li per scheda di lettura	32
Numero di schede di lettura per camera	
fi li orizzontali	66
fi li a $\pm 60^\circ$	2 × 145
fi li nei bordi	2 × 960
Numero di fi li per camera	
fi li orizzontali	2112
fi li a $\pm 60^\circ$	4640
fi li nei bordi	960
Numero totale di fi li	13312
Lunghezza massima di deriva	1.5 m
Tempo massimo di deriva a 0.5 kV	1.0 ms
Distanza fra gli elettrodi di campo	50 mm
Numero degli elettrodi di campo per camera	58
Volume sensibile per camera	
profondit`a	17.95 m
larghezza	1.5 m
altezza	3.16 m
volume	85 m <sup>3</sup>
Massa sensibile di LAr totale	476 ton

Tabella 2.2: Caratteristiche tecniche del rivelatore interno T600.

inossidabile collegati fra loro con un parallelo di 4 resistenze da 20 M $\Omega$ , che rendono lineare la caduta di tensione fra il catodo e l'anodo. La scelta di 4 resistenze in parallelo è fatta per ridurre la perturbazione del campo elettrico indotta da un'eventuale rottura di una di esse. Nella parte superiore del dewar, dove è presente

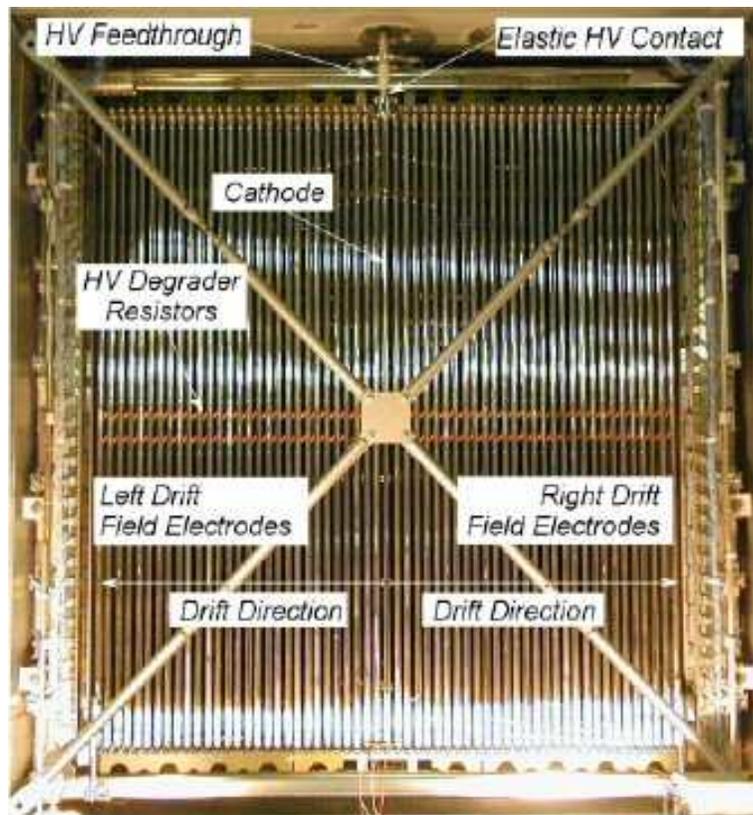


Figura 2.9: Semimodulo del T600 prima della chiusura. Sono visibili alcuni componenti del sistema di alta tensione: passante, catodo, guide di campo (race track), partitore di tensione.

Argon in fase gassosa, è posto fra gli anelli un materiale metallico di schermaggio per evitare eventuali scariche.

L'alta tensione è generata da un alimentatore esterno ed è portata al catodo tramite un distributore a geometria coassiale, in un intervallo di tensione da scegliere tra  $-75 \text{ kV}$  e  $-150 \text{ kV}$ . Si crea così il necessario campo elettrico di circa  $500 \text{ V/cm}$  all'interno del volume sensibile di deriva degli elettroni.

### 2.3.4 L'elettronica di lettura e il sistema di acquisizione

Il sistema di lettura del rivelatore è strutturato come un registratore di forme d'onda multicanale, che memorizza le informazioni sulla carica collezionata dai singoli fili dei piani anodici durante la deriva degli elettroni di ionizzazione. Ogni filo

Numero di pannelli catodici	9
Dimensioni del pannello catodico	$2.0 \times 3.2 \text{ m}^2$
Spessore pannelli catodici	$1.5 \text{ mm}$
Dimensioni guide di campo	$18.1 \text{ m} \times 3.2 \text{ m}$
Numero guide di campo	20
Diametro guide di campo	$34 \text{ mm}$
Spesore giude di campo	$0.8 \text{ mm}$
Passo guide di campo	$49.3 \text{ mm}$

Tabella 2.3: Caratteristiche tecniche del sistema di alta tensione.

è equipaggiato con un amplificatore-integratore di corrente seguito da un ADC a 10 *bit* che campiona il segnale ogni 400 *ns*. I dati convertiti sono salvati in una memoria digitale. Tale elettronica è stata progettata per rendere il rivelatore conti-

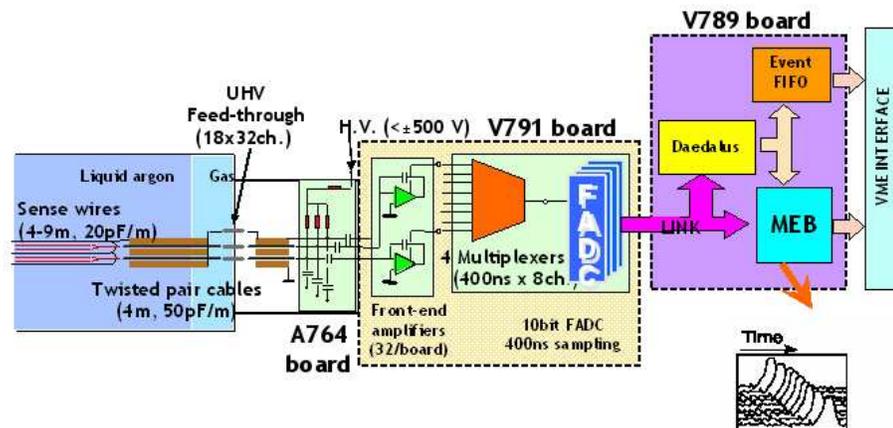


Figura 2.10: Schema a blocchi del sistema elettronico di lettura dei fili.

nuamente sensibile, riducendo al minimo il tempo morto di acquisizione. Tuttavia, la registrazione dei segnali, dato il cospicuo numero di canali (53248 come il numero di fili) e il grande volume sensibile, produce un enorme numero di dati da trasferire, immagazzinare ed analizzare ( $\sim 250 \text{ GB/s}$ ). Per agevolare il processo di snellimento dei dati è stato progettato un chip chiamato DAEDALUS in grado

di eseguire on-line un algoritmo di soppressione degli zeri, per eliminare il rumore e per eseguire un algoritmo di hit-finding in modo da memorizzare solo i segnali provenienti dagli eventi che avvengono in una finestra temporale programmabile (da  $\sim 25 \mu s$  a  $\sim 1.6 ms$ ).

L'elettronica di lettura è composta da tre unità fondamentali che alloggiato in crate analogici e digitali. La prima (A764) è una scheda di disaccoppiamento che riceve i segnali analogici dai fili della TPC e provvede alla distribuzione ad un'altra scheda analogica attraverso una capacità di  $4.7 nF$ . Essa provvede inoltre al biasing di ogni elettrodo fino a  $500 V$  attraverso un resistore di  $100 M\Omega$  e alla distribuzione di segnali di test. Tale scheda risiede nel retro di un crate analogico.

Il secondo modulo è una scheda analogica (V791) che amplifica i segnali, esegue un multiplexing dei canali e li digitalizza. Ne esistono di tre tipi diversi: per la lettura dei fili di Collezione e di Induzione I, per la lettura dei fili del piano di induzione II, per il segnale dei fotomoltiplicatori.

Tali differenze<sup>6</sup> sono rese necessarie affinché i diversi segnali in ingresso provenienti dai diversi piani di fili (e PMT) (fig. 2.11) siano comparabili in uscita.

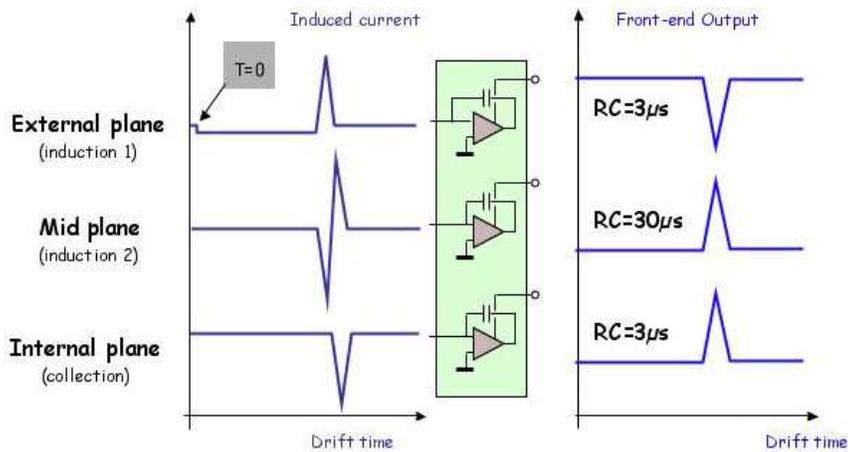


Figura 2.11: Schema dei segnali provenienti dai tre piani anodici prima e dopo essere stati digitalizzati dall'elettronica di *front-end*.

<sup>6</sup>Le differenze riguardano soprattutto il tempo di feedback degli integratori presenti su tali schede, che deve essere sempre inferiore alla durata di un segnale medio in ingresso.

Dopo aver campionato i dati con un flash ADC, essi sono inviati tramite un link seriale alla scheda digitale V789. Essa, grazie al DAEDALUS, esegue l'algoritmo di hit finding sui dati provenienti della scheda analogica e comunica al DAQ i dati da memorizzare per la successiva analisi off-line.

## 2.4 Prestazioni del rivelatore T600

In questo paragrafo si mostrano, a titolo di esempio, alcuni dei risultati ottenuti con un run di prova del primo semimodulo del T600 effettuato con raggi cosmici in superficie. Lo scopo di tali misure è stato quello di provare tutti i sistemi del rivelatore, acquisendo dati reali indotti appunto da raggi cosmici (muoni).

Sono illustrati in particolare alcuni esempi di ricostruzioni di eventi di vario genere: interazioni adroniche, eventi con muoni, cascate elettromagnetiche, ecc.

In fig. 2.12 è mostrata la ricostruzione (piano di Collezione) di un evento indotto da un *bundle* di muoni cosmici paralleli. Come si può vedere dall'immagine superiore l'evento si estende su quasi tutta la lunghezza (18 m) del rivelatore e per tutta la distanza di deriva (1.5 m). Dall'ingrandimento (immagine inferiore) si possono notare alcune cascate elettromagnetiche e adroniche, tracce muoniche e fotoni di bassa energia che convertono in elettroni.

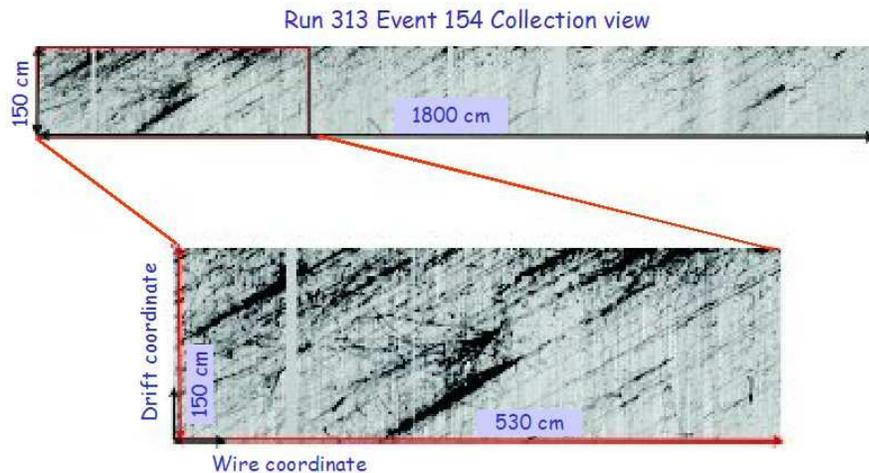


Figura 2.12: Esempio di ricostruzione di tracce di muoni cosmici paralleli. Nell'ingrandimento si possono notare alcune cascate elettromagnetiche e adroniche.

Alcuni di questi muoni depositano tutta la loro energia nel volume di LAr e decadono nel rivelatore. Questo tipo di eventi può essere facilmente riconosciuto dalla presenza di muoni di bassa energia seguiti da emissione di elettroni. In particolare, come si può vedere da fig. 2.13, le tracce di muoni di bassa energia sono soggette a diffusione a grande angolo. La ionizzazione aumenta (traccia di intensità più scura) vicino al punto di decadimento dove si vede una traccia corta dovuta alla ionizzazione prodotta dall'elettrone di decadimento. L'intervallo di energia dell'elettrone emesso è  $0 \div 53 \text{ MeV}$ .

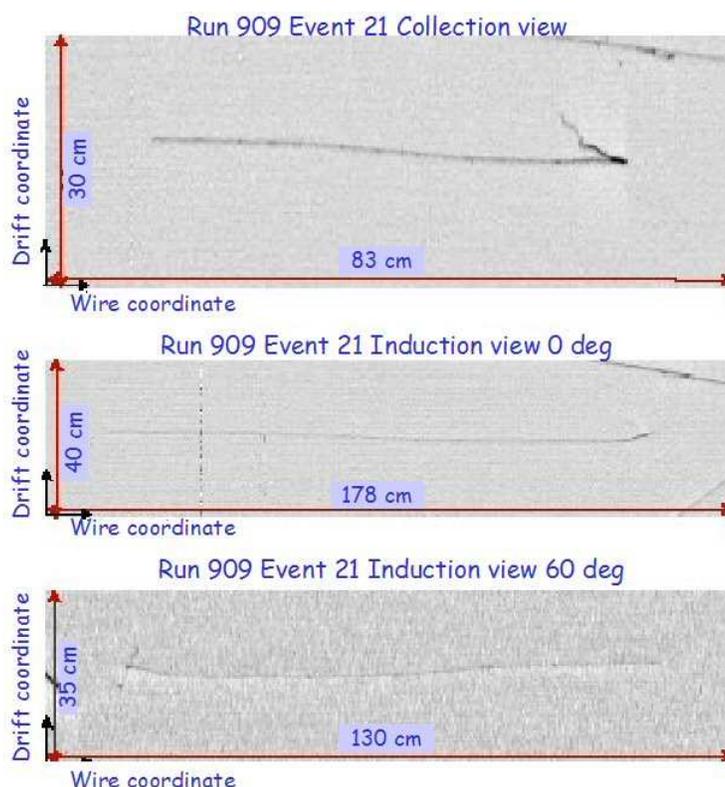


Figura 2.13: Traccia rilasciata da un muone di bassa energia che decade nel rivelatore.

La fig. 2.14 mostra un'interazione adronica all'interno del rivelatore. Un adrone carico entra nel rivelatore dall'alto e viaggia per circa un metro prima di interagire. Nel vertice di interazione vengono prodotte alcune particelle secondarie che, a loro volta, subiscono diverse interazioni. In particolare, si può notare un raggio  $\delta$  prodotto all'inizio della traccia adronica, una coppia di fotoni dal decadimento di

un  $\pi_0$  che convertono in basso alla figura, e una particella neutra (verosimilmente un neutrone) nella parte superiore che genera ulteriori interazioni adroniche. Infine, sulla sinistra si osserva uno degli adroni prodotti nell'interazione primaria che viaggia per quasi  $2\text{ m}$  con ulteriori interazioni lungo il suo cammino.



Figura 2.14: Esempio di una ricostruzione di un'interazione adronica.

Un buon esempio delle capacità di imaging di ICARUS è dato dalla cascata elettromagnetica riportata in fig. 2.15. Le dimensioni sono di circa  $75 \times 170\text{ cm}^2$ . L'elettrone inizia uno sciame elettromagnetico (in basso a sinistra dell'immagine) con una produzione di coppie  $e^+ e^-$  e bremsstrahlung. Il livello di grigio dei pixel della figura è proporzionale all'energia rilasciata. In tal modo è possibile studiare lo sviluppo trasverso e longitudinale della cascata. I punti neri isolati sono dovuti ad elettroni Compton di bassa energia ( $\sim 1\text{ MeV}$ ). La cascata si estende per oltre 15 lunghezze di radiazione.

L'obiettivo della procedura di ricostruzione degli eventi è di estrarre le informazioni fisiche (energia rilasciata, posizione del vertice di interazione, ecc.) dai segnali dei fili, affinché si possa effettuare una completa ricostruzione tridimensionale (3D) degli eventi stessi.

La ricostruzione 3D è ottenuta attraverso alcune tappe: l'identificazione dell'hit, la ricostruzione fine dell'hit, il clustering e la ricostruzione della traccia 3D. L'identificazione dell'hit è ottenuta con una ricerca indipendente, su ogni filo, dei segnali che superano contemporaneamente una durata e un'ampiezza preimpostata. La ricostruzione fine degli hit fornisce il calcolo dei parametri quali posizione, ampiezza, durata e area del segnale. Gli hit di fili contigui sono poi raggruppati in cluster affinché possa avvenire la ricostruzione 3D delle tracce, ricostruendo le

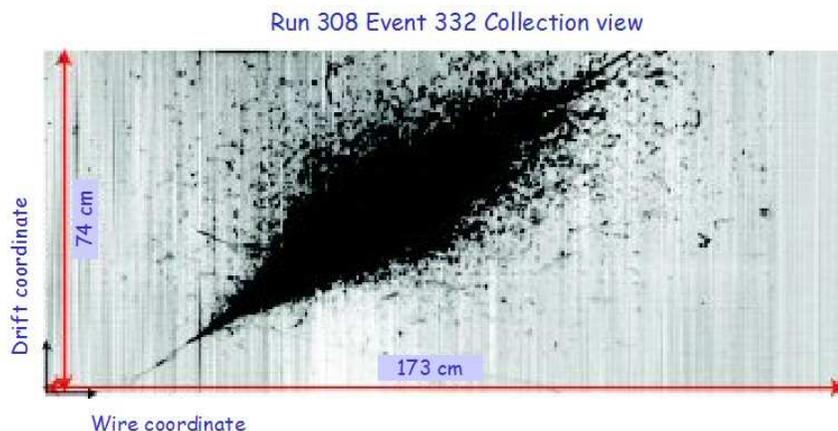


Figura 2.15: Esempio di ricostruzione di uno sciame elettromagnetico.

informazioni degli hit provenienti da tutti e tre i piani di fili.

In questo paragrafo si darà un'attenzione maggiore alla tecnica per l'identificazione degli hit, usata dal candidato per l'analisi dei dati raccolti nelle prove di calibrazione laser svolte presso i laboratori del CERN e descritta nel cap. 5.

L'identificazione degli hit ha l'obiettivo principale di distinguere i segnali prodotti da elettroni di ionizzazione dal rumore di fondo elettronico, paragonando le forme d'onda in uscita dai fili con dei parametri caratteristici del segnale teorico atteso. Infatti, come si può vedere da fig. 2.16, il segnale atteso è formato da un fronte di discesa esponenziale meno ripido del fronte di salita con una serie di caratteristiche individuate dai parametri: ampiezza, durata, area, distanza dal piano di fili e soglia sulla baseline. In particolare, la prima azione effettuata per la ricostruzione è la sottrazione della baseline locale<sup>7</sup> del rumore elettronico dal segnale proveniente dai fili. Successivamente, si effettua un conteggio del numero di campionamenti (consecutivi) nei quali il segnale acquisito supera il valore del parametro *ampiezza* impostato teoricamente. Quindi, tutti i segnali che a tratti fanno registrare impulsi di tensione maggiori della soglia vengono etichettati come *hit*.

Si procede poi alla ricostruzione fine, determinando i parametri caratteristici del segnale acquisito tramite un fit. Infine, il segnale registrato dai fili è comparato

<sup>7</sup>Per baseline locale si intende una baseline ristretta ad un numero di campionamenti inferiore all'intero buffer dell'ADC, posti attorno al campionamento in corrispondenza del quale il segnale raggiunge il picco in altezza.

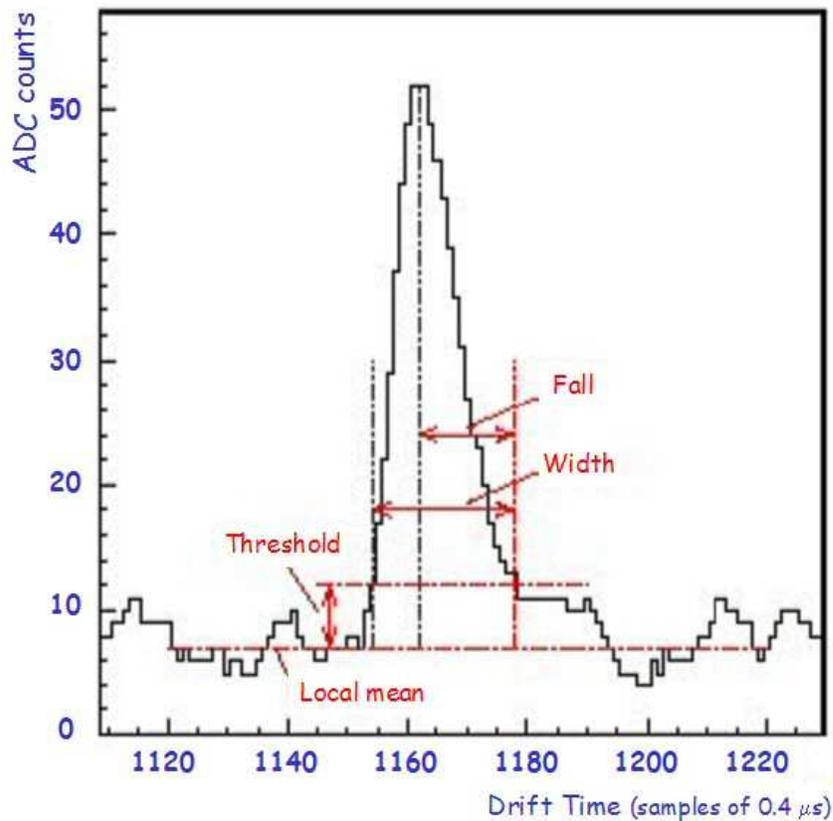


Figura 2.16: Esempio dell'impulso elettrico relativo a un hit prodotto da una traccia di una particella al minimo di ionizzazione su di un filo del piano di Collezione. In grassetto sono evidenziati i parametri fisici usati nella ricerca dell'hit. Il segnale di output passa attraverso un filtro di bassa frequenza.

con la funzione analitica

$$f(t) = B + A \frac{e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau_1}}}{1 + e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau_2}}} \quad (2.1)$$

dove  $B$  è la baseline,  $A$  l'ampiezza del segnale,  $t_0$  il punto per il quale l'ampiezza della funzione è uguale ad  $A/2$ , e  $\tau_1$  e  $\tau_2$  sono relazionate ai tempi caratteristici di salita e discesa del segnale. Un esempio dell'applicazione di tale metodo è riportato in fig. 2.17 dove è mostrato il risultato del fit effettuato su diversi fili di uno stesso evento indotto da un muone.

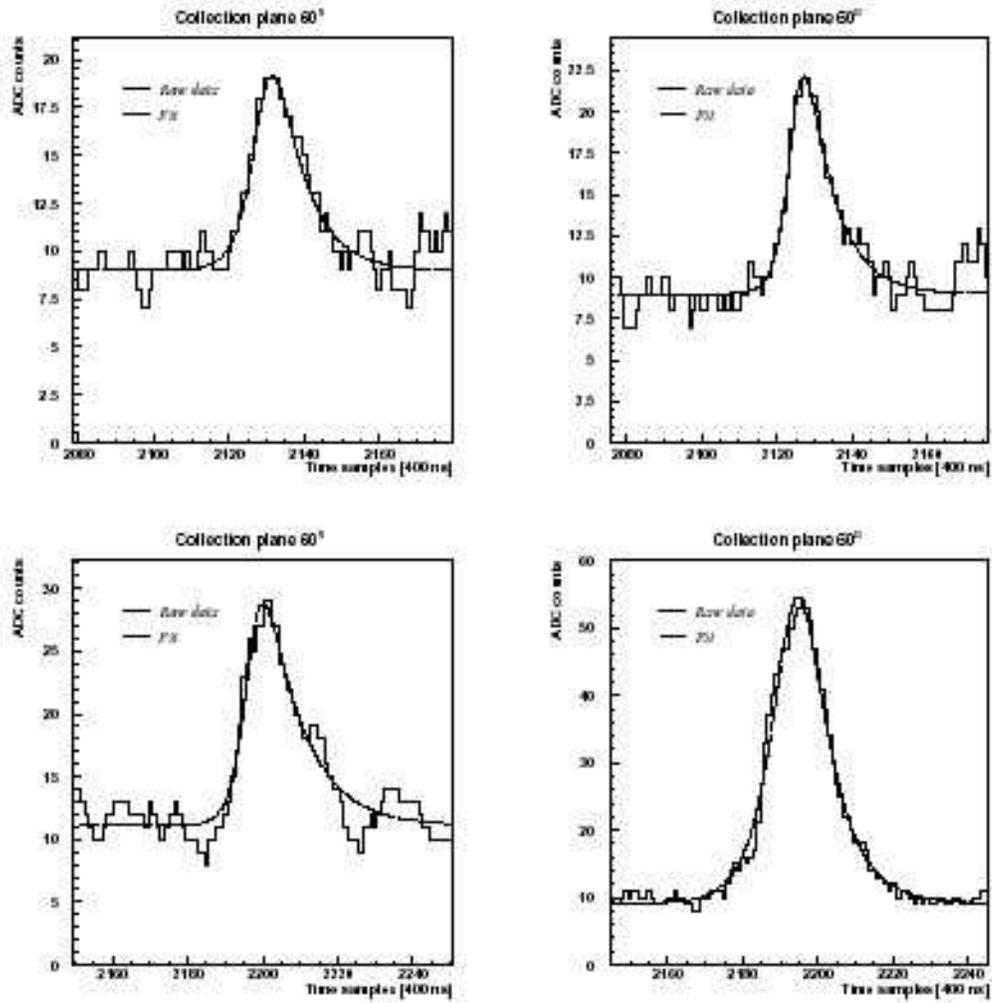


Figura 2.17: Segnali da fili diversi della stessa traccia di un muone all'interno del rivelatore T600.



## Capitolo 3

# Misure di purezza dell'Argon liquido

### 3.1 Introduzione

Nel precedente capitolo abbiamo osservato che il principio di funzionamento di una camera a proiezione temporale come quella di ICARUS è basato sulla ricostruzione tridimensionale delle tracce prodotte da particelle ionizzanti, che attraversano il volume sensibile del rivelatore. Tale ricostruzione avviene misurando il tempo di deriva degli elettroni prodotti nella ionizzazione e il segnale indotto dal loro passaggio attraverso piani di fili anodici.

A tal fine è fondamentale che gli elettroni derivino il più possibile imperturbati nel liquido dal punto di produzione fino al piano finale di collezione. Affinché questo possa avvenire è necessario minimizzare la presenza di impurezze elettronegative nell'Argon, che possono catturare gli elettroni liberi durante il loro percorso di deriva, al livello di 0.1 *ppb* per centimetri di deriva dell'ordine del metro.

La cattura di un elettrone da parte di una impurezza è caratterizzata da due parametri: il rate di cattura  $K_S$  e la concentrazione di impurezze  $N_S$ . Sia  $N_e(0)$  il numero di elettroni prodotti al tempo  $t = 0$ . In presenza di impurezze ci si aspetta che al tempo  $t$  tale numero sia ridotto in accordo con la seguente relazione

$$N_e(t) = N_e(0)e^{-t/\tau_e}$$

con  $\tau_e$  vita media degli elettroni, dipendente dai parametri di impurezza tramite la formula

$$\tau_e = \frac{1}{K_S N_S} \quad (3.1)$$

Il rate di cattura  $K_S$  è funzione del campo elettrico di deriva applicato; nell'intervallo di valori utilizzato nelle nostre applicazioni relative ai monitor di purezza ( $25 \div 600 \text{ V/cm}$ ) può essere assunto con buona approssimazione costante.

L'Argon industriale contiene Ossigeno al livello di  $\rho(O_2) \sim 1 \text{ ppm}$ . Le molecole di Ossigeno sono fortemente elettronegative e la loro concentrazione a tali livelli è sufficientemente alta da ridurre drasticamente le capacità di *imaging* del rivelatore. Ciò ha motivato la necessità di sviluppare un sistema di purificazione dell'Argon, basato su adeguati sistemi di filtraggio commerciali (Oxysorb<sup>1</sup>).

Mediante il sistema di purificazione gassoso e liquido descritto nel precedente capitolo, il rivelatore ICARUS T600 ha raggiunto, nei run in superficie, la necessaria purezza di circa  $0.1 \text{ ppb}$ , corrispondente ad una miglioria di un fattore  $10^4$  rispetto alla purezza iniziale dell'Argon. Tale grado di purezza deve essere mantenuto stabile durante le operazioni di misura. Si ha, quindi, la necessità di un monitoraggio on-line di tale parametro. A tal fine sono stati sviluppati dei dispositivi chiamati monitor di purezza il cui disegno e parametri sono descritti nel seguito.

Tra le attività sperimentali oggetto di questa Tesi, il candidato ha realizzato due di questi dispositivi, dei quali uno è di costruzione standard mentre l'altro, per il quale ha anche effettuato prove di funzionamento, è un prototipo costruito con materiali innovativi. I risultati delle prove sono presentati nel par. 3.4.

## 3.2 Principio di funzionamento di un monitor di purezza

Un monitor di purezza (PrM) è uno strumento in grado di misurare le impurezze elettronegative in un volume di Argon liquido. Nell'utilizzo lo si immerge nel volume da investigare al di fuori del volume sensibile di *imaging* del rivelatore.

Il principio col quale si arriva alla misura del livello di purezza è il seguente: si estraggono degli elettroni da un fotocatodo per effetto fotoelettrico che vengono misurati tramite la corrente elettrica che inducono sul catodo stesso mentre

---

<sup>1</sup>Tali filtri sono prodotti dalla ditta Messers-Greishim.

derivano nell'Argon liquido sotto l'azione di un campo elettrico. Essi vengono poi raccolti da un anodo sul quale inducono una corrente elettrica. Dalla misura dell'intensità di corrente si risale alla quantità di carica rilasciata.

Durante il loro percorso di deriva, gli elettroni possono incontrare delle impurezze elettronegative ed essere quindi catturati. Pertanto, il numero di elettroni che giunge all'anodo sarà generalmente inferiore al numero di elettroni estratti dal fotocatodo, e di conseguenza, la carica raccolta all'anodo ( $Q_A$ ) risulterà inferiore a quella estratta dal fotocatodo ( $Q_K$ ). Dal rapporto fra  $Q_A$  e  $Q_K$  si ottiene una misura della vita media degli elettroni e quindi una misura diretta della purezza.

Un monitor di purezza è essenzialmente una piccola camera a deriva (fig. 3.1). Esso è composto da 4 dischi di acciaio inossidabile coassiali e paralleli che fungono da elettrodi:

- un fotocatodo ( $K$ );
- una griglia catodica ( $GK$ ) a piccola distanza dal catodo;
- una griglia anodica ( $GA$ );
- un disco anodico ( $A$ ) a piccola distanza dalla seconda griglia;

e da 15 anelli (*field shaping rings*) che rendono adeguatamente uniforme il campo elettrico all'interno del monitor. Le due griglie sono formate da fili di Nickel con 1.9 mm di passo e con l'89.7% di trasparenza geometrica. La rigidità della rete è garantita da due anelli che si avvitano l'uno all'altro con la griglia nel mezzo.

Una struttura meccanica formata da un sistema di tre viti filettate di Vetronite e da spaziatori tiene insieme gli elettrodi. Entrambi i materiali utilizzati per la costruzione del PrM (acciaio inossidabile e Vetronite) hanno simili coefficienti di dilatazione termica, per garantire uno stress trascurabile durante le operazioni di immersione nel liquido criogenico.

Una volta immerso il monitor di purezza nel contenitore criogenico (dewar), grazie ad una flangia con passanti per vuoto, si può applicare una tensione agli elettrodi del PrM e acquisire il segnale di uscita. Il collegamento interno fra elettrodi e passanti è realizzato mediante cavi coassiali per alta tensione. La connessione verso massa avviene all'esterno del dewar, dopo aver saldato insieme le calze di schermaggio dei cavi interni ed averle connesse ad un ulteriore passante (connessione a stella).

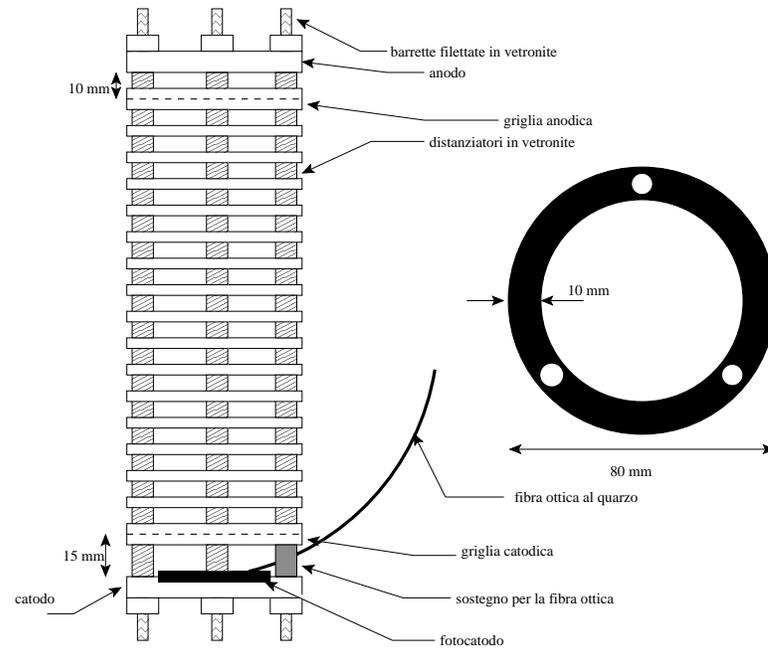


Figura 3.1: Schema del monitor di purezza in Vetronite.

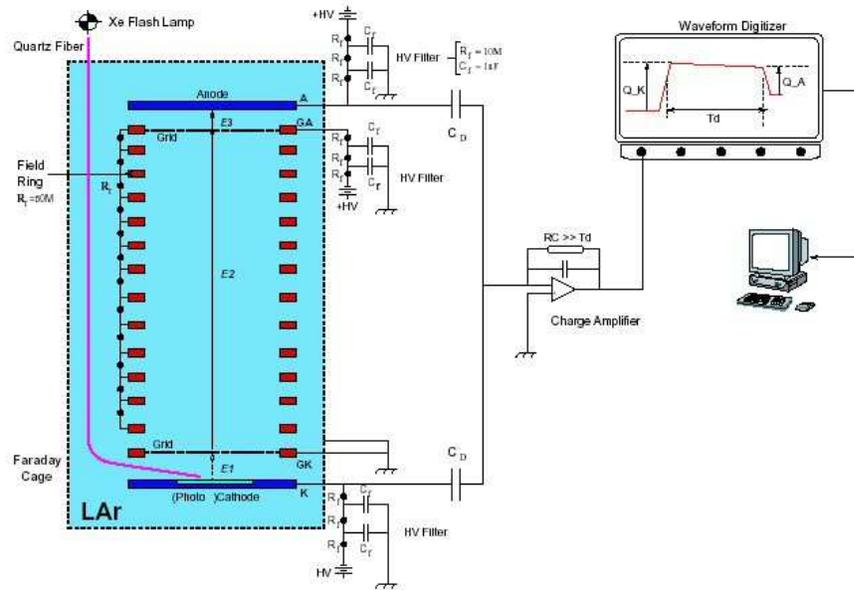


Figura 3.2: Schema di un monitor di purezza e del relativo sistema di lettura.

Struttura meccanica di un PrM	
Materiale	Acciaio inossidabile
K, A diametro disco	80 mm
K-A distanza totale di deriva	188 mm
K-GK distanza	18 mm
GK-AG distanza	160 mm
GA-A distanza	10 mm
Numero di anelli di Field Shape	15
Diametro/Passo anelli di Field Shape	80 mm, 10 mm
Griglie (GK, GA)	BMC MN-73 (Nikel Mesh)
Diametro griglie	60 mm
Passo dei fili delle griglie	1.9 mm
Diametro fili griglie	0.1 mm
Fibra ottica PrM	
Tipo/Materiale	FORTHGC – M0940T, Quarzo
Diametro	940 $\mu$ m
Inclinazione	20°
Attenuazione	1 db/m a $\lambda = 95$ nm

Tabella 3.1: Dati tecnici di un monitor di purezza.

Le griglie e gli anelli sono collegati fra loro con resistenze da 50  $\Omega$ , così da realizzare un partitore resistivo per il potenziale elettrico applicato all'estremità del PrM. Tale schema assicura l'uniformità dei campi elettrici ( $E_1$ ,  $E_2$  ed  $E_3$ ) nelle tre regioni di deriva, rispettivamente fra catodo (K) e griglia catodica (GK), fra griglia catodica (GK) e griglia anodica (GA) e fra griglia anodica (GA) e anodo (A). Valori tipici del campo elettrico in accordo con la condizione  $E_3 > 2E_2 > 4E_1$ , necessaria per assicurare la trasparenza delle griglie (eq. 3.2), vanno dalle decine alle centinaia di  $V/cm$ . Ciò si evince considerando che la trasparenza elettrica di una griglia dipende dal rapporto dei valori dei campi elettrici  $E_1$ ,  $E_2$ , rispettivamente prima e dopo la griglia, e dal rapporto geometrico  $\rho = 2\pi r/s$ , con  $r$  raggio dei fili della griglia e  $s$  il passo.

In accordo con [31, 32, 33] la griglia è trasparente al 100% se

$$\frac{E_2}{E_1} > \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \simeq 2 \quad \rho = \frac{2\pi r}{s} = 0.33 \quad (3.2)$$

La geometria delle griglie, combinata ai valori dei campi elettrici scelti, assicura la massima trasparenza al passaggio degli elettroni (numero minimo di elettroni catturati dalle griglie) e il massimo schermaggio (gli elettroni di deriva prima di una griglia non risentono del campo elettrico presente dopo la griglia stessa).

Per inefficienza di schermaggio  $\sigma$  di una griglia si intende la misura di quanto il campo  $E_1$  sia perturbato dalla presenza, al di là della griglia stessa, di un altro campo  $E_2$  con intensità diversa

$$\sigma = \frac{dE_1}{dE_2} = \frac{s}{2\pi d_1} \log\left(\frac{s2\pi}{r}\right)$$

Ad esempio, con  $d_1$  pari alla distanza fra catodo e griglia catodica, si ottiene  $\sigma = 1.9\%$ .

Ogni PrM è contenuto in una gabbia di Faraday di acciaio inossidabile affinché sia isolato da eventuali segnali di interferenze elettromagnetiche. Dopo l'installazione, la gabbia viene connessa meccanicamente con la cornice di acciaio della TPC per il collegamento a massa.

Ciascun elettrodo può essere posto in linea di principio ad un potenziale indipendente, ma sperimentalmente si è constatato che la condizione ottimale (fig. 3.2) è quella in cui la griglia GK è collegata a massa tramite la gabbia di Faraday. In tali condizioni si è ravvisata una diminuzione del rumore di fondo elettronico rispetto allo schema con gli elettrodi collegati a quattro potenziali diversi.

### 3.2.1 Sistema di lettura dei monitor di purezza

L'estrazione degli elettroni dal fotocatodo avviene tramite un segnale di luce UV generato da una lampada a Xenon, trasportato all'interno del dewar con una guida di luce realizzata mediante una fibra ottica di quarzo. Gli elettroni così estratti derivano verso GK, seguendo le linee di campo elettrico, e inducono una corrente  $I_K$  sul catodo durante un intervallo di tempo  $t_1$ .

Dopo aver oltrepassato la griglia catodica gli elettroni derivano verso la seconda griglia GA. Durante questo intervallo di tempo  $t_2$  nessuna corrente è indotta su K o su A grazie all'azione schermante delle griglie. Appena gli elettroni attraversano GA, vanno a raccogliersi sull'anodo in un tempo  $t_3$ , inducendo una corrente

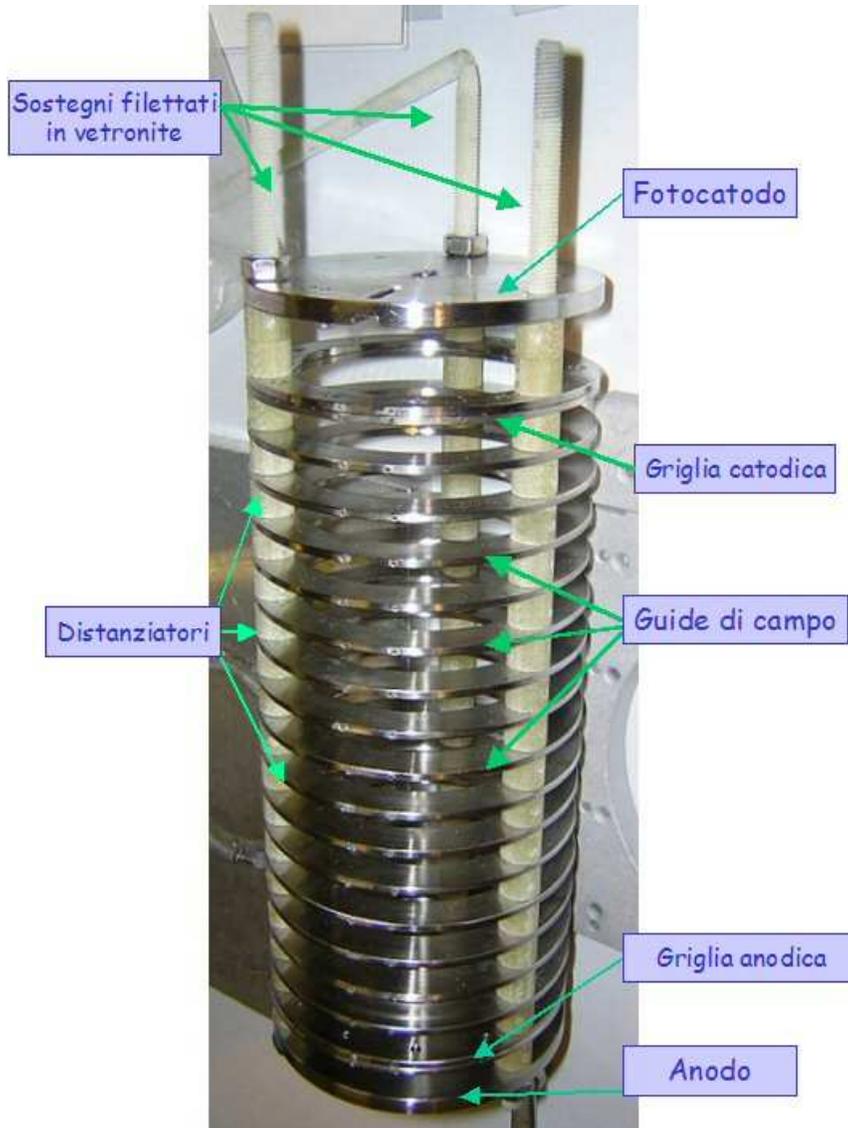


Figura 3.3: Foto del monitor di purezza in Vetronite, durante l'assemblaggio.

$I_A$ . La durata degli intervalli di tempo  $t_1$ ,  $t_2$  e  $t_3$  dipende dall'intensità del campo elettrico.

Un amplificatore di carica posto all'esterno del dewar permette di misurare la carica indotta sul catodo e sull'anodo, rispettivamente negli intervalli di tempo  $t_1$  e  $t_3$ . Possiamo considerare approssimativamente costante tale corrente assumendo ragionevolmente che la durata dell'impulso di luce sia breve rispetto all'intervallo

di tempo  $t_1$ .

L'elettronica di lettura (fig. 3.5) è composta da tre schede con filtri per HV e capacità di pick-up collegate ai tre elettrodi posti a tensione e da due capacità di disaccoppiamento del segnale connesse all'amplificatore di carica (fig. 3.2). Tale amplificatore può essere collegato a un oscilloscopio che registra le forme d'onda in uscita dal PrM per la misura della vita media degli elettroni, fungendo da sistema di lettura. Successivamente, le forme d'onda sono salvate in un database.

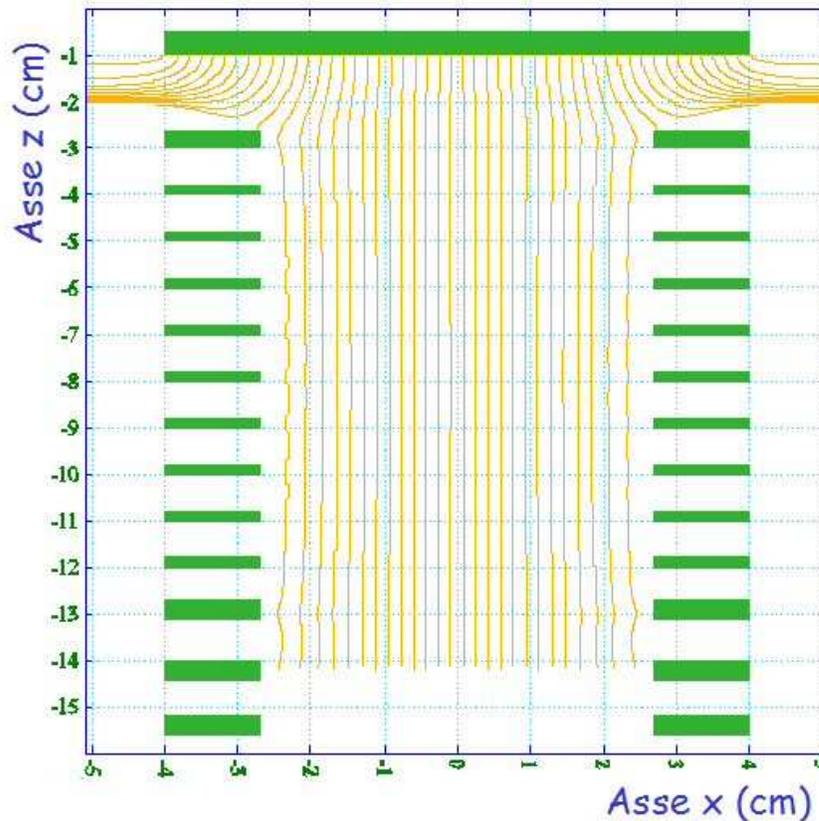


Figura 3.4: Linee del campo elettrico di una sezione del PrM.

Il segnale in uscita dal catodo (anodo) è una rampa lineare con coefficiente angolare positivo (negativo). Ciò è dovuto al fatto che il segnale è indotto dal moto degli elettroni rispetto all'elettrodo. Nel caso della corrente catodica  $I_K$  gli elettroni inducono un segnale allontanandosi dall'elettrodo mentre nel caso della corrente anodica  $I_A$  essi inducono un segnale avvicinandosi all'elettrodo. Di conseguenza,

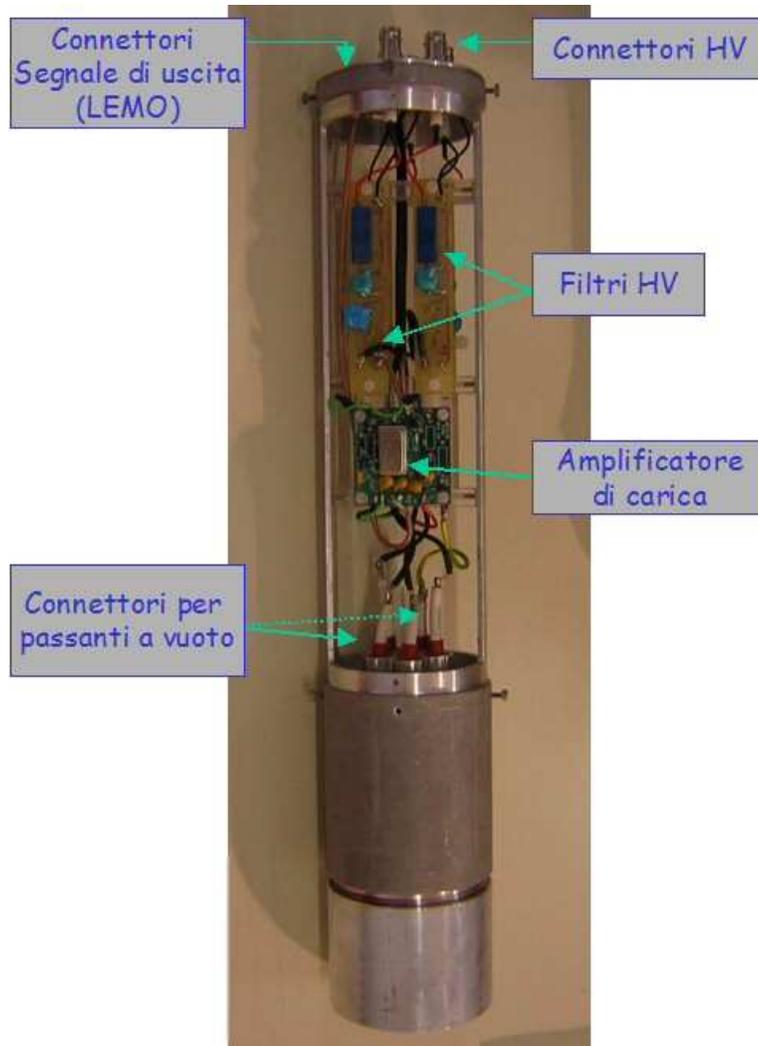


Figura 3.5: Foto dell'elettronica di front-end.

la forma d'onda in uscita dall'amplificatore di carica avrà nel suo insieme una forma trapezoidale come mostrato in fig. 3.6.

Da tale segnale si ricavano tutte le informazioni necessarie per la stima della vita media dell'elettrone: l'ampiezza del fronte di salita (legata alla carica estratta dal fotocatodo  $Q_K$ ), l'ampiezza del fronte di discesa (legata alla carica indotta sull'anodo  $Q_A$ ) e la durata dell'impulso (corrispondente al tempo di deriva  $T_d$ ) [34].

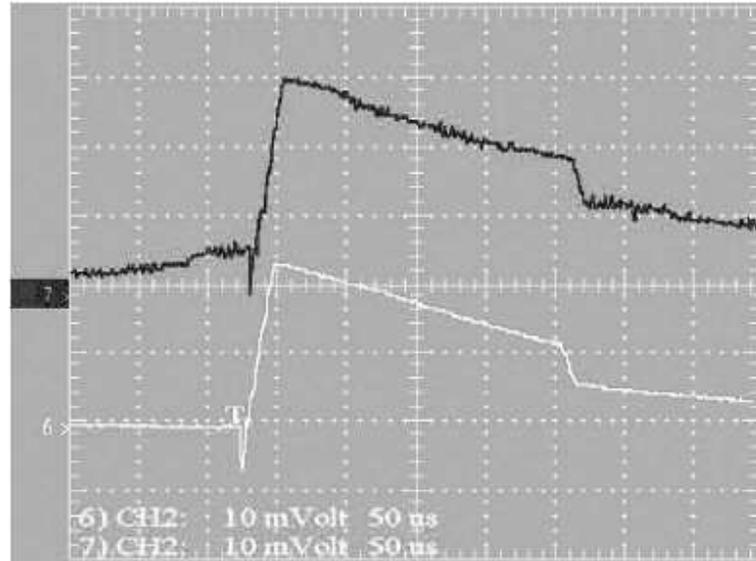


Figura 3.6: Forma d'onda di uscita del monitor di purezza.

### 3.3 Vita media degli elettroni di ionizzazione in Argon liquido

Sia  $Q_0$  la carica estratta dal catodo dall'impulso di luce UV al tempo  $t = 0$ . Siano  $E_1$ ,  $E_2$  ed  $E_3$  i campi elettrici nelle tre regioni K-GK, GK-GA e GA-A,  $v_1$ ,  $v_2$  e  $v_3$  le corrispondenti velocità di deriva e  $t_1$ ,  $t_2$  e  $t_3$  i corrispondenti tempi di deriva.

Nel caso ideale, in assenza di impurezze elettronegative, ci si aspetta ovviamente una vita media infinita e quindi una corrente  $I_K$  ( $I_A$ ) continua nel tempo

$$I_{K,A} = \frac{Q_0}{d_{1,3}} v_{1,3}$$

Nel caso reale (per valori finiti di  $\tau_e$ ) la corrente si attenua progressivamente con il tempo, secondo la formula

---

<sup>2</sup> $v_i = (\alpha E_i + \beta E_i^2) \text{ mm}/\mu\text{s}$  con  $\alpha = 0.5 \times 10^{-2}$  e  $\beta = -0.72 \times 10^{-5}$  ottenute da un fit polinomiale con dati sperimentali, con campi elettrici bassi, ad una temperatura dell'Argon liquido di  $89^\circ \text{K}$  [35].

### 3.3. VITA MEDIA DEGLI ELETTRONI DI IONIZZAZIONE IN ARGON LIQUIDO 77

$$I_{K,A}^{att} = \frac{Q_0}{d_{1,3}} v_{1,3} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.3)$$

Siano  $Q_K$  e  $Q_A$  rispettivamente l'ampiezza di carica al catodo e all'anodo. Integrando l'eq. 3.3 fra K e GK per un dato valore di  $\tau_e$  si ottiene

$$Q_K^{att} = \int_0^{t_1} I_K^{att} dt = \frac{Q_0}{t_1} \tau (1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}})$$

Integrando l'eq. 3.3 fra GA e A otteniamo invece

$$Q_A^{att} = \int_{t_1+t_2}^{t_1+t_2+t_3} I_A^{att} dt = \frac{Q_0}{t_3} \tau e^{-\frac{t_1+t_2+t_3}{\tau}} (e^{\frac{t_3}{\tau}} - 1)$$

Il rapporto fra le due ampiezze di carica è quindi

$$R = \frac{Q_A}{Q_K} = \frac{t_1}{t_3} \frac{e^{\frac{t_3}{\tau}} - 1}{1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}} e^{-\left(\frac{t_1+t_3}{2} + t_2\right)/\tau}$$

Sfruttando relazioni trigonometriche la precedente espressione diventa

$$R = \frac{t_1}{t_3} \frac{\sinh\left(\frac{t_3}{2\tau}\right)}{\sinh\left(\frac{t_1}{2\tau}\right)} e^{-\left(\frac{t_1+t_3}{2} + t_2\right)/\tau}$$

Nell'ipotesi<sup>3</sup> in cui  $t_{1,3} \ll \tau$  e sfruttando alcuni limiti notevoli<sup>4</sup> si arriva al calcolo della vita media dell'elettrone mediante la seguente formula

$$\tau_e = \frac{1}{\ln(R)} \left( t_2 + \frac{t_1 + t_3}{2} \right) = \frac{-T_d}{\ln(R)} \quad (3.4)$$

con  $T_d = t_2 + \frac{t_1+t_3}{2}$  tempo di deriva degli elettroni all'interno del PrM.

Il rapporto  $R = Q_A/Q_K$  è fortemente dipendente dalla purezza dell'Argon liquido. Quando tale quantità risulta vicina a uno dei suoi valori limite ( $R \rightarrow 1$  per

<sup>3</sup> Condizione sempre verificata durante le misure effettuate.

<sup>4</sup> In particolare il limite  $\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sinh x}{x} = 1$ .

un alto livello di purezza,  $R \rightarrow 0$  per un basso livello di purezza) il valore  $\tau_e$  non è più stimabile con adeguata accuratezza. Infatti, il calcolo dell'errore relativo su  $\tau_e$  è dato dalla formula

$$\frac{\sigma_\tau}{\tau} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{T_d}}{T_d}\right)^2 + \left(\frac{1}{\ln R}\right)^2 \left(\frac{\sigma_R}{R}\right)^2} \quad (3.5)$$

ed è riportato in funzione del rapporto  $R$  nel grafico di fig. 3.7. L'errore relativo

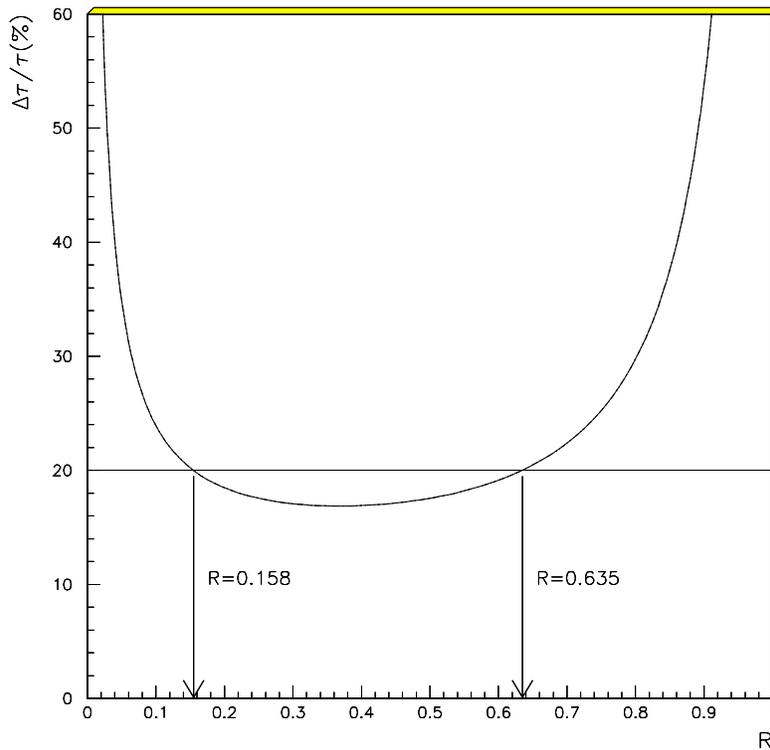


Figura 3.7: Grafico dell'errore percentuale sulla misura di  $\tau$  in funzione del rapporto  $R = Q_A/Q_K$ .

sulla determinazione del tempo di deriva (il primo termine dell'eq. 3.5) è relativamente piccolo. Da misure sperimentali lo si assume costante e pari a circa il 3%. Per valori di  $\tau_e$  piccoli, le fluttuazioni sulla carica inizialmente estratta  $Q_0$  e il rumore di fondo elettronico rappresentano un serio limite alla precisione della

### 3.3. VITA MEDIA DEGLI ELETTRONI DI IONIZZAZIONE IN ARGON LIQUIDO 79

misura

$$\frac{\sigma_R}{R} = \sqrt{\frac{\sigma_{Q_A}^2}{Q_A^2} + \frac{\sigma_{Q_K}^2}{Q_K^2}}$$

Si assume che l'errore relativo sulla quantità di carica misurata può essere parametrizzato dalla seguente espressione

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \sqrt{\frac{k^2}{Q} + \frac{h^2}{Q^2}} \quad ; \quad Q = Q_A, Q_K \quad (3.6)$$

Il primo termine sotto radice è Poissoniano, dovuto alla natura intrinseca (statistica) del meccanismo di estrazione, mentre il secondo termine è causato dal rumore elettronico. I parametri  $h$  e  $k$  sono stati determinati sperimentalmente ( $k = 10\%$  e  $h = 30\%$ ).

Il rapporto indicato dall'eq. 3.6 aumenta quando la carica estratta è piccola. Il meccanismo di estrazione degli elettroni è legato alla scelta del campo elettrico fra K e GK (fig. 3.19), all'intensità della sorgente UV e all'efficienza quantica del fotocatodo. Il candidato ha effettuato una misura della carica estratta in funzione della differenza di potenziale fra il catodo e la griglia catodica i cui risultati sono riportati nel paragrafo seguente.

La prima azione a cui si pensa per migliorare la precisione di misura è quindi l'aumento del campo elettrico. Ma tale variazione non può avvenire in modo indiscriminato<sup>5</sup>. Infatti, tale incremento porterebbe a un numero di elettroni estratti maggiore ma anche a una diminuzione del tempo di deriva ( $T_d$ ) con conseguente abbassamento della sensibilità per valori di  $\tau_e$  alti (quelli ai quali siamo interessati, dell'ordine dei  $ms$ ). Infatti, si è sperimentato (fig. 3.8) che la sensibilità ad alti (bassi) valori di  $\tau_e$  è ottenuta per grandi (piccoli) valori di  $T_d$ .

Aumentare la sensibilità dello strumento attraverso l'aumento della carica estratta porta quindi all'utilizzo di lampade a Xenon più potenti o fasci laser per avere un'intensità maggiore, alla scelta di fibre ottiche con diametro maggiore per far aumentare la superficie del fotocatodo colpita dalla luce UV, o alla scelta di fotocatodi con un'efficienza quantica maggiore.

---

<sup>5</sup>L'aumento del campo elettrico è anche subordinato alla resistenza alle scariche dei passanti a vuoto per l'HV e ai filtri di disaccoppiamento dell'elettronica di lettura del segnale di uscita dal PrM.

In relazione a quest'ultima possibilità sono stati utilizzati diversi fotocatodi: di metallo ricoperti di oro e a semiconduttore (*AsGa*). Nel corso delle ricerche condotte negli ultimi anni, l'interesse verso i fotocatodi a semiconduttore è cresciuto in quanto essi forniscono un'efficienza quantica generalmente maggiore rispetto a quella dei metalli.

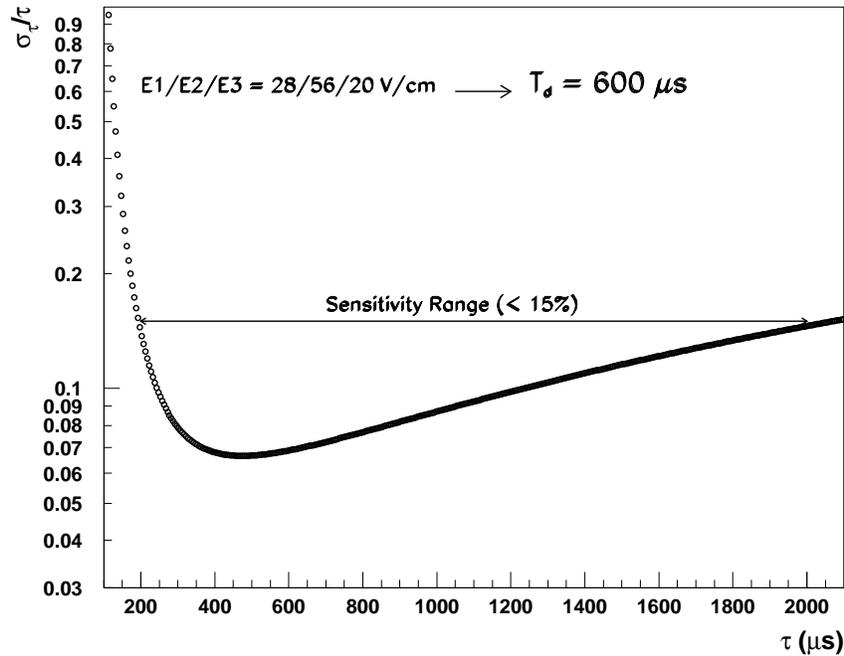


Figura 3.8: Errore percentuale atteso per  $\tau_e$  e range di sensibilità per una configurazione con  $T_d$  lungo.

### 3.4 Prove sperimentali sui monitor di purezza

Durante questo lavoro di Tesi il candidato ha partecipato, presso i Laboratori nazionali del Gran Sasso, alla realizzazione di due monitor di purezza e alla relativa prova di funzionamento di uno di essi. Il primo di PrM di costruzione standard, le cui caratteristiche tecniche sono state illustrate nei paragrafi precedenti, è utilizza-

to nel rivelatore ICARUS; l'altro è un prototipo costruito con materiali differenti e innovativi.

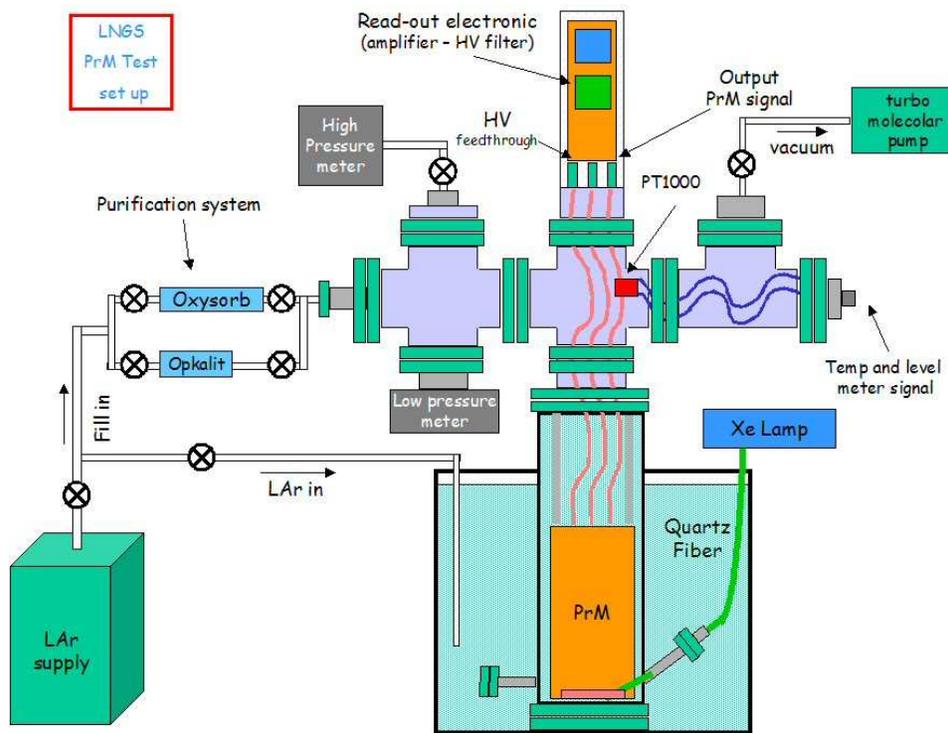


Figura 3.9: Appareto sperimentale usato per le misure al LNGS.

Il monitor di concezione innovativa di cui si sono provate le funzionalità è un miglioramento di quello fin ora usato per ICARUS. Dal confronto degli schemi costruttivi di fig. 3.1 e di fig. 3.11 si può notare che i due monitor hanno una struttura costruttiva simile. La differenza sostanziale, oltre ad un numero inferiore di guide di campo (field shaping rings) presenti sul monitor di nuova concezione, riguarda la scelta dei materiali e le connessioni degli elettrodi di l'alta tensione. Infatti, per la realizzazione dei tre sostegni verticali del PrM e dei distanziatori delle guide di campo si è utilizzato il Vespel, che è un materiale ancora più resistente alle basse temperature e con coefficiente di dilatazione termica più basso della Vetronite, usata per il monitor standard.

Per evitare quanto più possibile distorsioni al campo elettrico e la contaminazione del volume attivo di Argon dovute a saldature sporgenti per la connessione



Figura 3.10: Foto del dewar contenente il monitor di purezza in Vetronite durante l'assemblaggio.

dei quattro elettrodi del PrM all'alta tensione e al degassamento dei cavi (che usualmente *galleggiano* vicino al volume sensibile di deriva degli elettroni) sono state costruite tre barrette di sostegno (anch'esse in Vespel) perforate lungo il loro asse (vedi fig. 3.12). Con tali canali si garantisce il passaggio dei cavi di rame lungo tutta la distanza di deriva del monitor. In corrispondenza degli elettrodi (fig. 3.13) è presente un piccolo foro sui distanziatori affinché si riesca ad avere un contatto elettrico fra i fili e gli elettrodi tramite delle linguette metalliche connesse una ad ogni elettrodo, e che si connettono ai fili attraverso questi fori.

Le operazioni di misura sono state articolate in diverse fasi, realizzando un sistema di misura illustrato schematicamente in fig. 3.9.

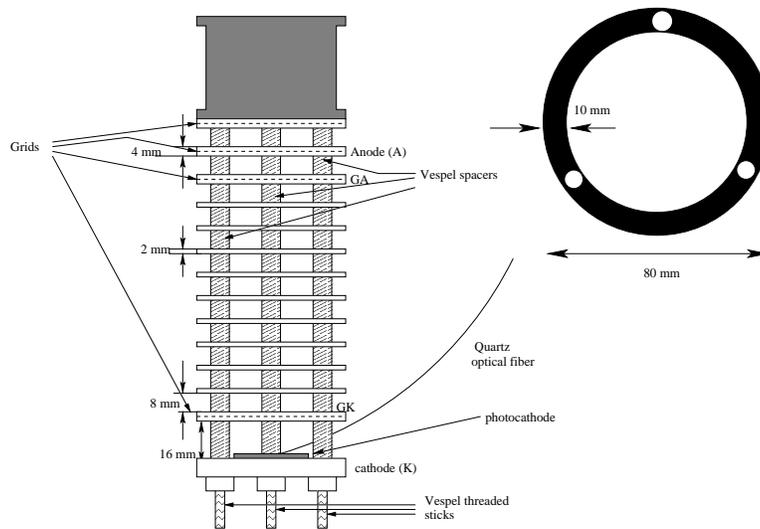


Figura 3.11: Schema del monitor di purezza in Vespel.

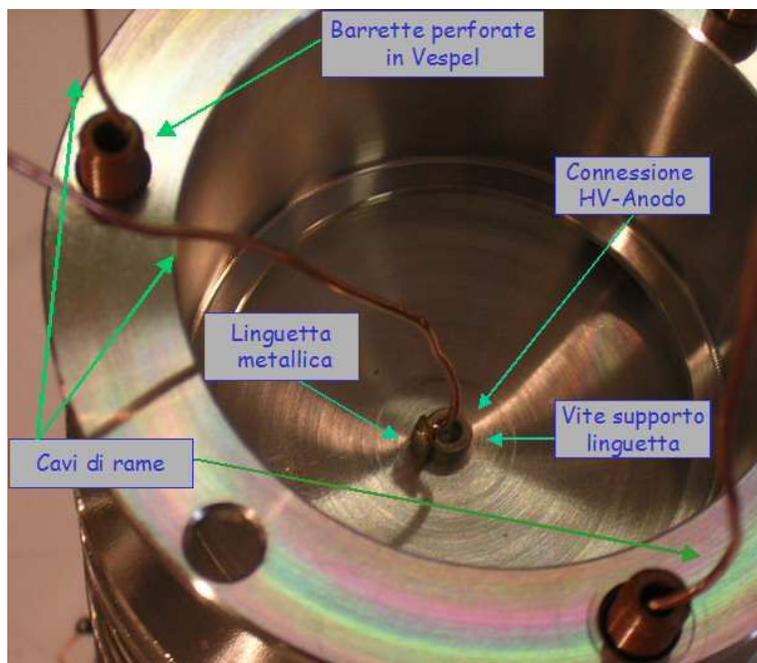


Figura 3.12: Particolare dei sostegni di Vespel del prototipo di monitor di purezza.

Come si può vedere, il disco anodico del monitor è agganciato con tre barrette di acciaio inossidabile alla parte inferiore di una flangia (fig. 3.14) sulla quale sono

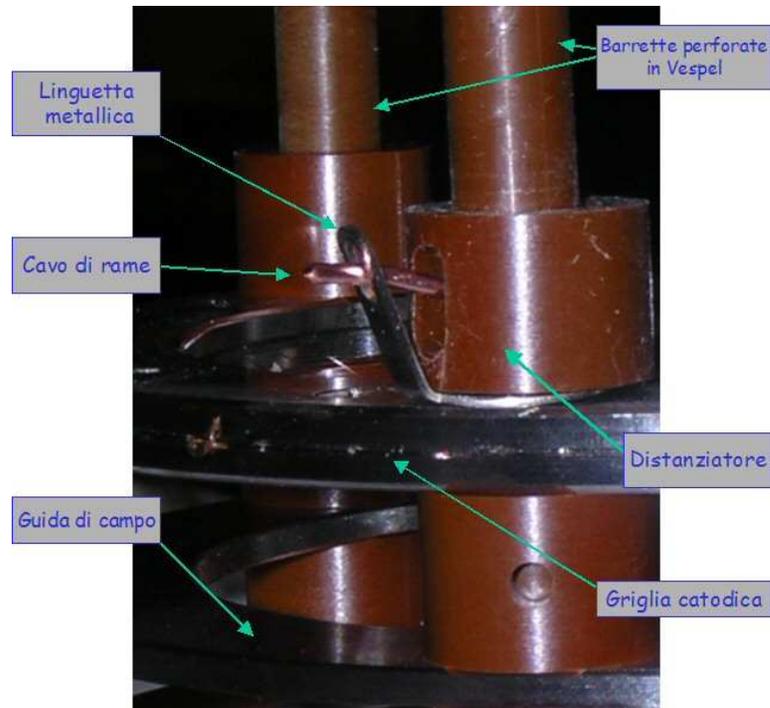


Figura 3.13: Particolare dei distanziatori per le connessioni degli elettrodi all'alta tensione.

presenti altri tre passanti. Tale flangia chiude un contenitore cilindrico (*CF 100*), che è riempito dell'Argon di cui si misura la purezza. Il cilindro è di acciaio inossidabile ed è lungo  $40\text{ cm}$ , con altri due piccoli cilindri di  $2\text{ cm}$  di diametro posizionati in basso al contenitore l'uno di fronte l'altro. Uno di questi, parallelo al fondo del contenitore, funge da bocchetta di riempimento dell'Argon; l'altro, inclinato di  $20^\circ$ , consente il passaggio della fibra ottica di quarzo fino ad arrivare a  $\sim 1\text{ mm}$  dalla superficie del fotocatodo. La fibra conduce l'impulso di luce UV di una lampada a Xenon esterna allo scopo di indurre l'effetto fotoelettrico.

Sulla flangia superiore sono presenti altre tre connessioni (fig. 3.9): in alto ci sono i passanti per l'alta tensione e per i segnali di uscita dal catodo e dall'anodo. A destra sono presenti i passanti per il segnale di uscita della resistenza (PT1000) che funge da misuratore di temperatura e di livello dell'Argon, e un connettore con valvola di sfiato per il vuoto. A sinistra sono posti due misuratori di pressione: uno per pressioni basse, l'altro per quelle superiori a  $\sim 1\text{ bar}$ . È stata anche posizionata

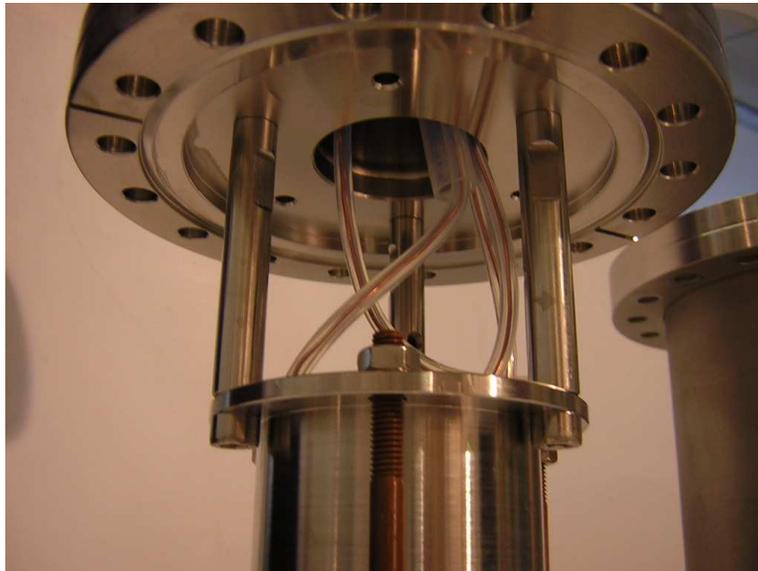


Figura 3.14: Foto dei sostegni di acciaio inossidabile del monitor di purezza in Vespel agganciati alla flangia.

una valvola a monte del misuratore da pressioni alte, per evitare che durante la fase di vuoto possano entrare impurezze nel dewar. Sempre sulla flangia di sinistra, c'è il collegamento, anch'esso realizzato con una serie di valvole, con il sistema di purificazione dell'Argon, che a sua volta è agganciato alla bombola di Argon liquido di produzione industriale.

La prova ha avuto alcune fasi attuative. La prima era finalizzata alla pulizia di tutti gli strumenti utilizzati per la prova. In momenti differenti sono stati inseriti, in una soluzione pulente (in piccola parte acida) di una macchina a ultrasuoni il dewar contenente il PrM, il PrM stesso, le viti interne, i cavi dell'alta tensione, la resistenza PT1000, le flange e agli attrezzi da usare per il montaggio. La macchina riscalda la soluzione acida e produce forti ed intense vibrazioni. Essa è tenuta accesa circa 20 minuti per ogni ciclo di pulizia, in modo da ridurre le impurezze presenti sulla superficie degli strumenti.

Un trattamento particolare hanno avuto i cavi di rame dell'alta tensione (quelli da adagiare nei sostegni di Vespel del monitor) in quanto erano rivestiti di uno smalto riflettente. Al fine di fargli perdere tale rivestimento sono stati immersi a lungo in una soluzione al 90% di acido solforico.

Dopo il trattamento agli ultrasuoni, gli strumenti sono stati posizionati in un riscaldatore a vuoto. Tale dispositivo forno asciuga i pezzi posti al suo interno riscaldandoli ad una temperatura preimpostata di  $\sim 80^{\circ}C$ . Durante la fase di riscaldamento, nel forno è realizzato il vuoto con una pompa esterna che risucchia le impurezze elettronegative che gli strumenti riscaldati rilasciano durante il degassamento.

La seconda fase è stata caratterizzata dal montaggio delle parti meccaniche del monitor e del sistema di misura in camera pulita. In particolare sono state effettuate tutte le connessioni meccaniche (montaggio degli anelli di campo, distanziatori, fotocatodo, ecc.) e quelle elettriche (inserimento dei cavi dell'HV nei tre sostegni del PrM, connessioni con gli elettrodi, ecc.). Questa fase è risultata molto delicata per la particolare fragilità di alcuni componenti del PrM e per l'obbligo di operare con guanti in lattice e mascherina. Particolare cura è stata posta per le connessioni fra i cavi di HV e i relativi passanti, che sono stati isolati elettricamente gli uni dagli altri con tubicini di Teflon di differente diametro al fine di evitare scariche durante la fase di *rump up* dell'alta tensione (fig. 3.15).

Una volta chiuso il monitor all'interno del contenitore, sono stati collegati gli strumenti di controllo del sistema di misura (le varie valvole, le connessioni con la pompa a vuoto, con il sistema di filtraggio e riempimento dell'Argon, il misuratore di livello, i due misuratori di pressione, ecc.). Terminata la fase di assemblaggio tutto il sistema è stato immerso in un contenitore criogenico che successivamente è stato riempito di Argon liquido in modo da tenere bassa la temperatura all'interno del dewar contenente il PrM.

Terminata la pulitura e il montaggio, la successiva operazione è stata l'accensione della pompa a vuoto che nella prova effettuata dopo circa 16 ore di funzionamento ha portato il valore della pressione all'interno del contenitore a  $1.4 \times 10^{-4}$  mbar. A tal punto, collegando l'elettronica di lettura e il sistema di acquisizione è stata effettuata una prova di funzionamento dello strumento basata sulla misura del segnale indotto sul catodo dagli elettrodi di deriva in vuoto, senza applicare una tensione agli elettrodi e senza utilizzare l'amplificatore di carica necessario per la rivelazione dei segnali di deriva in Argon liquido.

Tale prova preliminare ha dato come risultato la misura di un segnale catodico di ampiezza di circa 100 mV. Applicando successivamente una tensione di  $-50$  V al catodo e accendendo l'amplificatore di carica, tale segnale è cresciuto e ha rag-

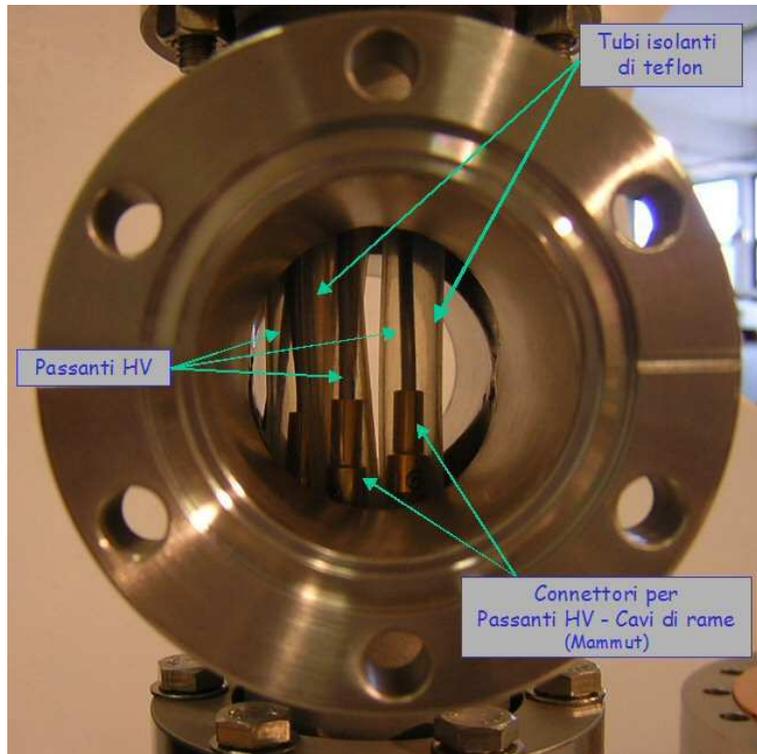


Figura 3.15: Foto delle connessioni fra i passanti dell'alta tensione e i cavi di rame per le connessioni degli elettrodi del PrM all'HV.

giunto circa  $6\text{ V}$  fino alla saturazione dell'amplificatore stesso<sup>6</sup>. Questa prova ha permesso di verificare il corretto funzionamento delle connessioni effettuate.

Successivamente, è stata effettuata la pulizia dei raccordi del sistema di filtraggio facendo fluire all'interno del sistema Argon gassoso, ripetendo la procedura per il dewar contenente il PrM, fino al raggiungimento di una pressione massima di circa  $2\text{ bar}$ . Una volta bloccato il riempimento di Argon gassoso è stato immerso Argon liquido nel dewar esterno, effettuando poi una misura degli impulsi di corrente indotti sul catodo e sull'anodo in Argon gas.

Come si può vedere dalla forma d'onda di uscita in fig. 3.17, il segnale ha una forma trapezoidale, con una rampa di discesa di ampiezza  $-200\text{ mV}$  formata dalla carica indotta sul catodo dagli elettroni di deriva estratti, una parte costante di du-

<sup>6</sup>Tali misure sono state svolte con la lampada a Xenon con un rate di  $1.0\text{ Hz}$  e un'energia di  $800\text{ mJoule}$ .

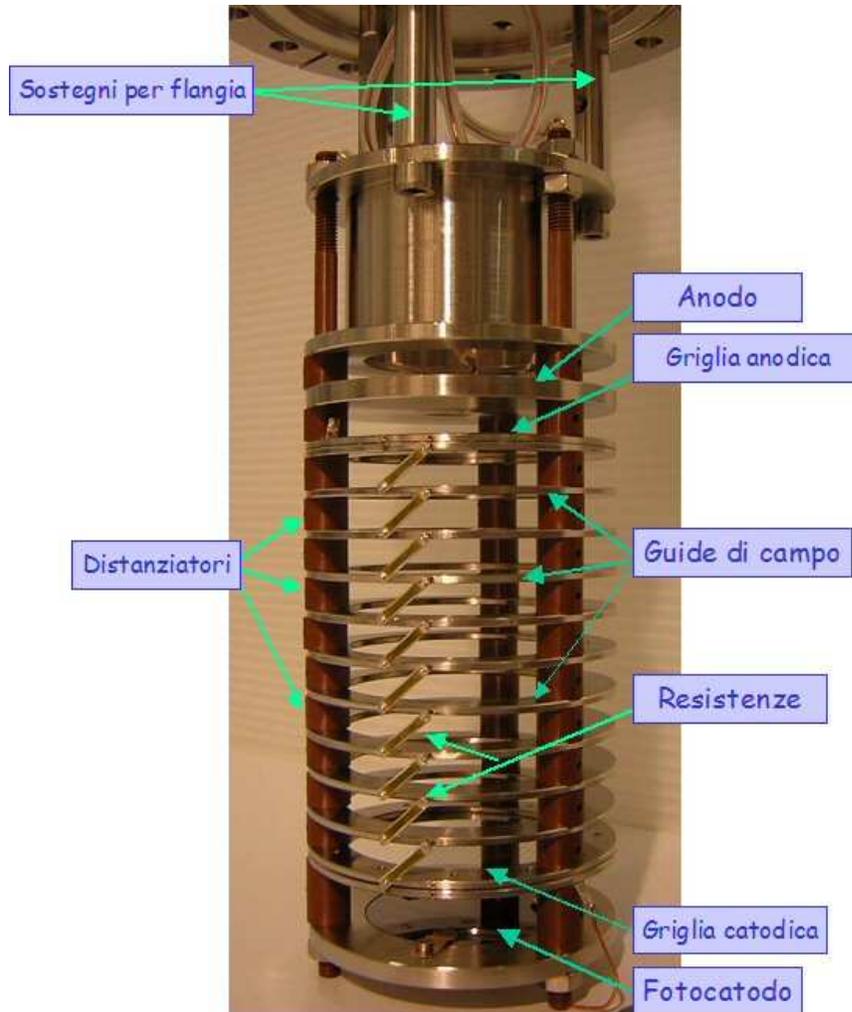


Figura 3.16: Foto del prototipo di monitor di purezza in Vespel.

rata circa  $T_d = 20 \mu s$  corrispondente al tempo di deriva impiegato dagli elettroni per percorrere la distanza GK-GA, e una rampa di salita di ampiezza di  $100 mV$  data del segnale indotto sull'anodo dagli elettroni che sono sfuggiti alla cattura da parte delle impurezze elettronegative. Tale misura ha evidenziato il corretto funzionamento del dispositivo in Argon gas, permettendo di riscontrare una diminuzione della carica indotta sul catodo rispetto all'analogica condizione in vuoto<sup>7</sup>.

<sup>7</sup>Le ampiezze di tali impulsi raggiungono rispettivamente i  $200 mV$  e i  $130 mV$ . Per tali misure i valori di tensione degli elettrodi impostati sono:  $K = -322 V$ ,  $GK = -278 V$ ,  $GA = 222 V$  e  $A = 322V$ , tali da generare campi elettrici nelle tre zone di deriva pari a  $E_1 = 25 V/cm$ ,

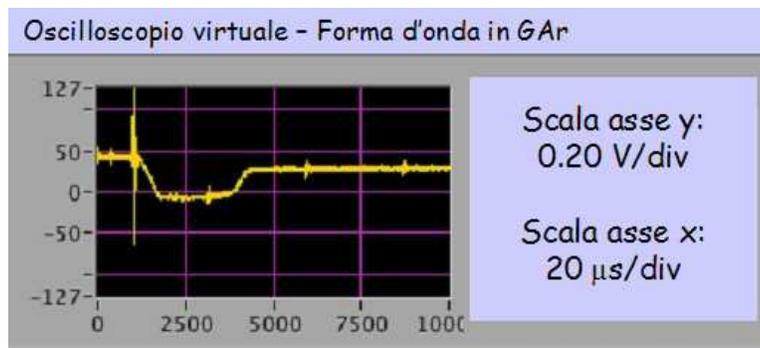


Figura 3.17: Forma d'onda di uscita, ottenuta durante le misure, indotta dagli elettroni di deriva in GAR.

Una volta terminata la fase di prova dello strumento tramite le misure in GAR si è proceduto al riempimento del contenitore del PrM con Argon liquido. Sono state aperte le valvole del sistema di purificazione (Oxysorb) e si è fatto fluire l'Argon all'interno del PrM, avendo preventivamente staccato la pompa a vuoto e utilizzando la relativa valvola per far defluire il gas fuori dal sistema, all'aumentare della pressione interna<sup>8</sup>.

Si è monitorato il graduale riempimento di LAr nel contenitore del PrM osservando la progressiva diminuzione dell'ampiezza del segnale catodico all'aumentare del livello di riempimento di Argon liquido nel dewar. Tale effetto avviene perché gli elettroni estratti hanno una velocità iniziale che, in assenza di una tensione fra il catodo e la griglia catodica, permette ad alcuni di loro di giungere fino all'anodo percorrendo l'intera distanza di deriva in condizioni di vuoto. Mentre, in presenza di materiali con densità maggiore (ad esempio Argon liquido), la sola velocità di uscita non è più sufficiente a garantire la deriva degli elettroni estratti, che tendono a ricombinarsi o ad essere catturati da impurezze.

Il valore della pressione del sistema interno è un parametro molto importante da monitorare. Il controllo avviene tramite l'apertura e la chiusura della valvola di sfiato che deve garantire che la pressione interna, una volta iniziato il riempimento di Argon, non sia né troppo bassa ( $0.5 \text{ bar}$ ) né troppo alta ( $< 1.5 \text{ bar}$ ).

Appena il contenitore del PrM si è riempito di LAr sono iniziate le misure.

---

$E_2 = 50 \text{ V/cm}$  e  $E_3 = 100 \text{ V/cm}$ .

<sup>8</sup>La pressione interna deve mantenersi fra i  $0.5 \div 1 \text{ bar}$  per evitare sovrappressioni eccessive.

Sono state effettuate misure della vita media degli elettroni di deriva in Argon liquido al variare dei campi elettrici nelle tre zone di deriva e la misura degli elettroni estratti al variare della tensione fra K e GK. Durante tali prove si è anche studiata la resistenza dell'elettronica di lettura e dei passanti da vuoto alle alte tensioni applicate agli elettrodi.

Come si può vedere dalla tab. 3.2, la vita media degli elettroni è stata misurata variando le tensioni degli elettrodi, e di conseguenza i campi elettrici nelle tre regioni di deriva, fino a formare entrambi i segnali che permettono la misura: quello catodico e quello anodico.

Per campi elettrici bassi ( $< 100 \text{ V/cm}$ ) nessun elettrone riesce ad attraversare tutta la distanza di deriva e quindi non si ha un segnale anodico. Pertanto non è possibile effettuare una misura di purezza. All'aumentare dei campi elettrici il segnale indotto sul disco anodico aumenta fino a raggiungere un massimo di circa  $50 \text{ mV}$ .

Nel corso delle misure che avevano come obiettivo la prova dello strumento, e quindi effettuate senza sistema di ricircolo e purificazione dell'Argon gassoso, la vita media degli elettroni si è attestata attorno ai  $35 \mu\text{s}$ . Il calcolo dell'errore sulla misura della vita media degli elettroni in Argon liquido riportato nella quinta colonna della tab. 3.2 è effettuato tramite interpolazione grafica con la curva riportata in fig. 3.7. Come ultima prova si è effettuata la misura della carica estratta

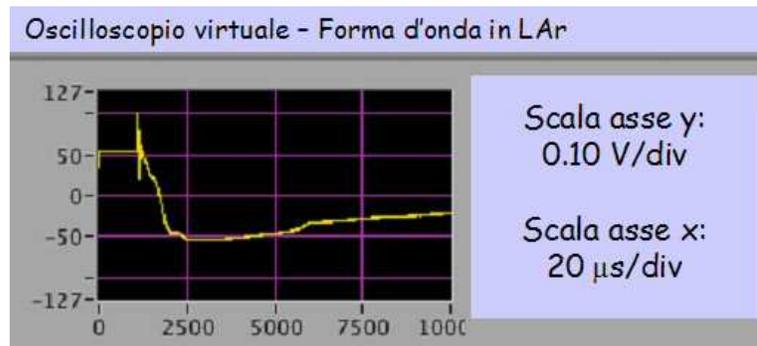


Figura 3.18: Forma d'onda trapezoidale ottenuta da una misura della vita media degli elettroni in LAr. Il fronte di discesa è formato dalla carica indotta dagli elettroni di deriva sul catodo, la durata temporale della parte costante è dipendente dal tempo di deriva degli elettroni fra GK e GA, e il fronte di salita è legato alla carica indotta dagli elettroni di deriva sull'anodo.

$E_l$ (mJ)	$\nu_l$ (Hz)	$V_K$ (mV)	$V_A$ (mV)	$T_d$ ( $\mu s$ )	$\tau_e$ ( $\mu s$ )	$E_1/E_2/E_3$ (V/cm)
800	0.8	30 $\pm$ 2	0 $\pm$ 0	0 $\pm$ 0	<i>nm</i>	25/50/100
2500	0.8	664 $\pm$ 40	0 $\pm$ 0	0 $\pm$ 0	<i>nm</i>	25/50/100
5000	0.8	920 $\pm$ 40	0 $\pm$ 0	0 $\pm$ 0	<i>nm</i>	25/50/100
5000	0.8	339 $\pm$ 20	0 $\pm$ 0	0 $\pm$ 0	<i>nm</i>	50/100/200
5000	0.8	474 $\pm$ 20	15 $\pm$ 2	132 $\pm$ 8	38 $\pm$ 18	100/200/400
5000	1.2	450 $\pm$ 20	27 $\pm$ 2	97 $\pm$ 8	34 $\pm$ 10	150/300/600
5000	1.2	372 $\pm$ 20	49 $\pm$ 2	73 $\pm$ 8	36 $\pm$ 8	167/500/700
5000	1.2	450 $\pm$ 20	35 $\pm$ 2	82 $\pm$ 8	32 $\pm$ 8	200/400/800

Tabella 3.2: Misura della purezza dell'Argon liquido con i monitor di purezza. Nelle prime due colonne è riportata l'energia e la frequenza d'impulso della lampada a Xenon, nella terza e quarta sono riportate rispettivamente la carica estratta dal catodo e quella raccolta dall'anodo. Nell'ultima è mostrato il valore del campo elettrico impostato nelle tre regioni di deriva (K-GK, GK-GA, GA-A).

dal fotocatodo in funzione della differenza di potenziale applicata fra K e GK, con intensità della lampada a Xenon costante. I dati acquisiti nella prova, riportati in tab. 3.3, sono stati graficati (fig. 3.19). Dall'andamento della curva si osserva la non perfetta proporzionalità fra le due variabili graficate. In particolare, per valori di tensione bassi l'aumento di carica estratta è maggiore rispetto a valori di tensione alti, a parità di  $\Delta V$  considerato. La spiegazione di questo comportamento risiede nel fatto che la differenza di potenziale K-GK non è l'unico fattore che governa la fotoestrazione. Al crescere di tale valore, altri effetti (che agiscono in modo contrario a questo) dovuti all'efficienza quantica intrinseca del materiale del fotocatodo, alla sorgente di luce e da altri fattori, diventano predominanti, rendendo inefficaci ulteriori aumenti di potenziale.

In conclusione, le attività svolte e i principali risultati ottenuti nella campagna di misure sui PrM possono essere così riassunte

- procedura di pulizia degli strumenti;
- costruzione e assemblaggio di PrM standard;
- costruzione e assemblaggio di un PrM innovativo;

$V_K (mV)$	$\Delta V_{K-GK}$
$370 \pm 20$	$2500 \pm 25$
$362 \pm 20$	$2250 \pm 23$
$332 \pm 20$	$2000 \pm 20$
$312 \pm 20$	$1750 \pm 18$
$290 \pm 20$	$1500 \pm 15$
$254 \pm 20$	$1250 \pm 13$
$232 \pm 10$	$1000 \pm 10$
$210 \pm 10$	$800 \pm 8$
$176 \pm 10$	$600 \pm 6$
$146 \pm 10$	$400 \pm 4$
$124 \pm 10$	$300 \pm 3$
$87 \pm 5$	$200 \pm 2$
$40 \pm 2$	$100 \pm 1$
$15 \pm 2$	$50 \pm 1$

Tabella 3.3: Misura del numero di elettroni estratti ( $V_K$ ) in funzione della differenza di potenziale K-GK ( $E_{lamp} = 5 J$ ,  $\nu_{lamp} = 1.2 Hz$ ).

- connessione degli elettrodi con l'HV;
- procedura di vuoto nel dewar;
- procedura di riempimento e filtraggio dell'Argon liquido;
- prove elettriche dell'elettronica di front-end;
- lettura dei segnali indotti sul disco anodico e catodico in vuoto;
- lettura dei segnali indotti sul disco anodico e catodico in Argon gassoso;
- misura della vita media degli elettorni in Argon liquido;
- misura del numero di elettroni estratti dal fotocatodo in funzione della differenza di potenziale (K-GK).

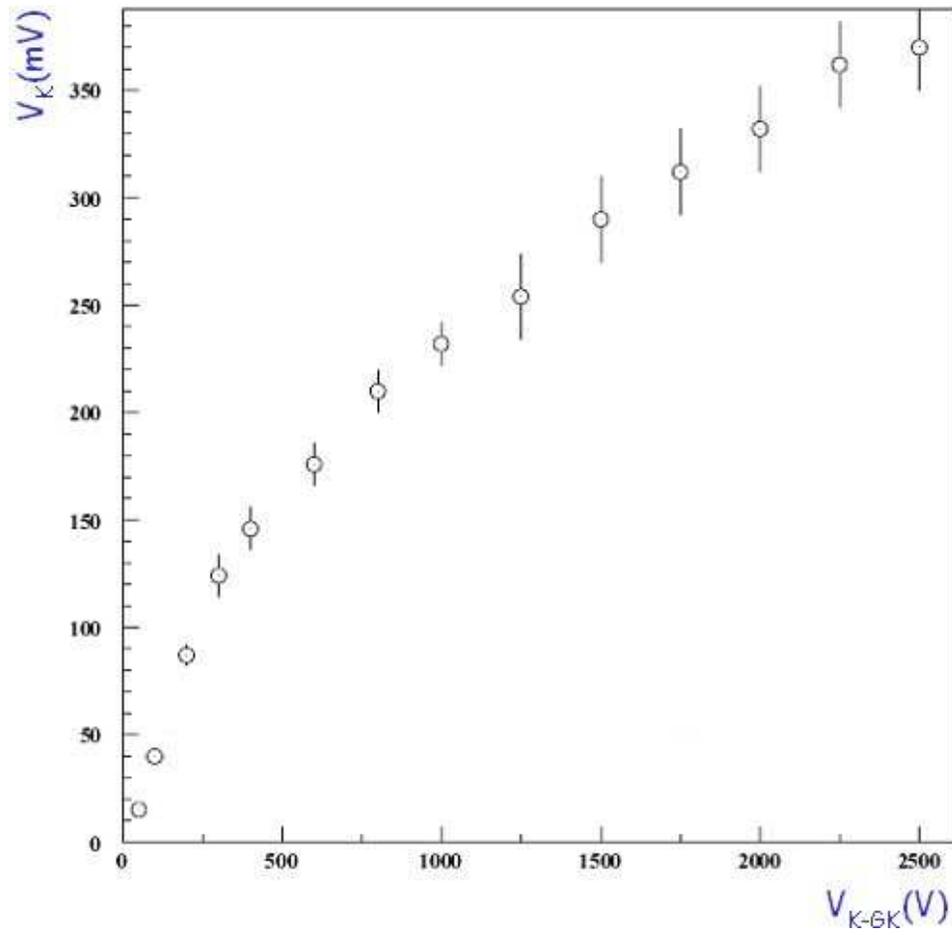


Figura 3.19: Misura della carica estratta  $V_K$  (misurata in  $mV$ ) dal fotocatodo in funzione della differenza di potenziale K-GK.



## Capitolo 4

# Ionizzazione dell'Argon liquido mediante laser UV

### 4.1 Introduzione

Nei capitoli precedenti si è illustrata l'importanza dell'alto livello di purezza dell'Argon liquido per il corretto funzionamento del rivelatore ICARUS. A tale proposito, si è parlato dello sviluppo del sistema di riempimento e purificazione dell'Argon, del sistema di ricircolo liquido-gassoso e si è discusso dei monitor di purezza, utilizzati per la lettura continua ed on-line di tale parametro.

Tuttavia, la complessità e le dimensioni del T600, e soprattutto del progetto finale dell'esperimento nella configurazione da 3000 *ton*, hanno fatto nascere l'esigenza di una più efficace calibrazione del rivelatore, nonché di misure di purezza più accurate (con lunghezze di deriva dell'ordine dei metri) e maggiormente distribuite nel volume di Argon liquido.

Con tale obiettivo, un'ulteriore attività svolta dal candidato nel laboratorio del gruppo ICARUS-Napoli si è inserita in uno studio di ricerca e sviluppo (R&D) realizzato con un prototipo del rivelatore ICARUS, al fine di implementare un sistema di calibrazione e monitoraggio basato sull'uso di fasci laser UV in grado di ionizzare l'Argon liquido.

Il principio base della tecnica proposta è imperniato sulla possibilità di produrre all'interno del rivelatore tracce analoghe a quelle generate da particelle ionizzanti, e di cui sia nota la ionizzazione prodotta, la posizione, l'istante di ingresso nella

camera, e che quindi non siano affette da diffusione multipla e da fluttuazioni di Landau.

Avendo l'Argon liquido un potenziale di ionizzazione relativamente alto ( $\sim 14$  eV), la ionizzazione non può realisticamente avvenire attraverso un processo a singolo fotone. Si ha quindi la necessità di ricorrere a sorgenti (UV) di intensità adeguata per indurre processi di ionizzazione multifotonica. Un processo di ionizzazione è detto multifotonico se avviene attraverso il simultaneo assorbimento nel mezzo di due o più fotoni attraverso stati virtuali.

Uno dei maggiori vantaggi di una calibrazione laser è la possibilità di raggiungere una buona risoluzione spaziale (dell'ordine del millimetro) su una distanza molto lunga (dell'ordine di diversi metri). I fasci laser possono essere inoltre usati per misurare la velocità di deriva caratteristica della camera e per misurare le eventuali distorsioni indotte nella deriva da errori nei campi elettrici applicati. È da notare che, oltre a fornire un utile sistema di calibrazione per TPC di grande volume, la tecnica laser potrà anche permettere lo studio fondamentale di processi di ionizzazione multifotonica in liquidi criogenici, fenomeno non ancora sufficientemente investigato.

Prove preliminari di questa tecnica, illustrate in seguito, sono state effettuate utilizzando una TPC prototipo presso i laboratori del CERN. Tali prove avevano come scopo principale quello di verificare sperimentalmente la possibilità di ionizzare atomi di Argon allo stato liquido mediante una sorgente laser UV.

Le misure effettuate e i dati raccolti, dei quali il candidato ha realizzato un'analisi preliminare, hanno dimostrato la reale fattibilità della tecnica ed hanno indicato i miglioramenti da apportare all'apparato sperimentale per consentire uno studio dettagliato dei metodi di calibrazione della TPC di ICARUS. Tali miglioramenti sono alla base dell'apparato sperimentale realizzato nei laboratori del gruppo ICARUS-Napoli, illustrati nel cap. 5. Il candidato ha attivamente contribuito al progetto, alla realizzazione e al collaudo di tale apparato.

## 4.2 Ionizzazione multifotonica

Come accenno in precedenza, un processo di ionizzazione è detto multifotonico se avviene attraverso il simultaneo assorbimento di due o più fotoni attraverso

stati virtuali nel mezzo. Tali processi richiedono alta energia di picco ed elevata intensità, raggiungibile con laser pulsati.

Gli elettroni legati possono assorbire alcuni fotoni laser simultaneamente per eccitare l'atomo o superare il potenziale di ionizzazione. Il numero di fotoni necessario per ionizzare un atomo è dato dal rapporto fra il potenziale di ionizzazione e l'energia del singolo fotone del laser, arrotondato all'intero successivo.

L'assorbimento di fotoni multipli fa diventare tale processo altamente non lineare (per l'Argon, del quarto ordine). Inoltre, con l'aumento dell'ordine del processo si riduce fortemente la sezione d'urto, diventando essa strettamente dipendente dalla frequenza della luce laser. Per ottenere una ionizzazione significativa in un mezzo (tipicamente gassoso) per processi ad alto-ordine è necessario avere elevate intensità, raggiungibili con meccanismi di focalizzazione dei fasci laser.

Le interazioni prodotte dai fotoni di un fascio laser con la materia nello stato liquido sono state molto meno studiate rispetto alle interazioni con la materia gassosa o solida. In particolare, non esistono diagrammi di livelli energetici misurati per elementi allo stato liquido. Ma ciò nonostante alcuni aspetti importanti dei processi di ionizzazione sono stati compresi [36].

Ad oggi si può asserire che il potenziale di ionizzazione per gli elementi allo stato liquido è ridotto rispetto al potenziale di ionizzazione per gli stessi elementi allo stato gassoso. Questa riduzione può essere ricondotta a tre effetti principali

- all'acquisto di un'energia di polarizzazione per uno ione positivo immerso in un liquido;
- all'abbassamento dei livelli di conduzione;
- all'allargamento dei livelli energetici dovuto ai differenti livelli di valenza delle molecole allo stato liquido.

Il contributo dovuto alla polarizzazione dello ione in un liquido può essere stimato dalla formula di Born (eq. 4.1), che è derivata sotto l'assunzione che un singolo ione carico di raggio  $R$  sia immerso in un mezzo dielettrico con costante dielettrica relativa  $\epsilon_r$

$$P_+ = \frac{e}{2R} \left( 1 - \frac{1}{\epsilon_r} \right) \quad (4.1)$$

con  $R \simeq 0.88 \text{ \AA}$  e  $\epsilon_r = 1.5$  per l'Argon; di conseguenza  $P_+ = -1.57 \text{ eV}$ .

La variazione dei livelli di conduzione può essere misurata attraverso la variazione della soglia dell'effetto fotoelettrico osservato all'interfaccia solido-liquido. In particolare, individuato il valore della soglia per indurre effetto fotoelettrico di un materiale allo stato solido (in genere un metallo), si osserva sperimentalmente che tale valore subisce una variazione (fig. 4.1) se il materiale allo stato solido è immerso in un qualsiasi liquido, in quanto gli elettroni di superficie del solido a contatto con il liquido *vedono* ulteriori livelli energetici da poter occupare, che usualmente sono più bassi. Di conseguenza, se  $\phi_v$  è il potenziale di ionizzazione

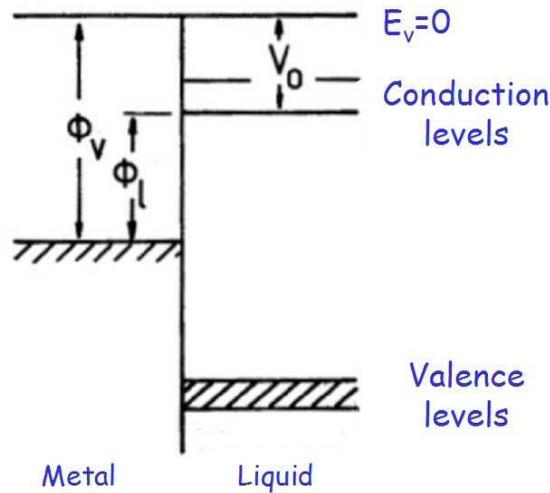


Figura 4.1: Livelli energetici all'interfaccia solido-liquido.

di un solido nel vuoto e  $\phi_l$  è il potenziale di ionizzazione nel liquido, si ha che

$$\phi_l = \phi_v + V_0$$

dove  $V_0$  rappresenta lo shift dei livelli di conduzione nel liquido. Da prove effettuate con Argon liquido si osserva una diminuzione della soglia dell'effetto fotoelettrico, la quale si traduce in una differenza di  $V_0 = -0.2 \text{ eV}$  rispetto alla soglia all'Argon solido.

L'allargamento dei livelli energetici delle molecole o degli atomi isolati  $E_{val}$  è dovuto alla condensazione (fig. 4.2) che conduce ad una modifica dei livelli di

energia della fase liquida rispetto alla fase gassosa. Tale effetto risulta però trascurabile per le molecole non polari e quindi anche per l'Argon allo stato liquido<sup>1</sup>. Sommando il contributo di tutti questi effetti si può ottenere una formula per la

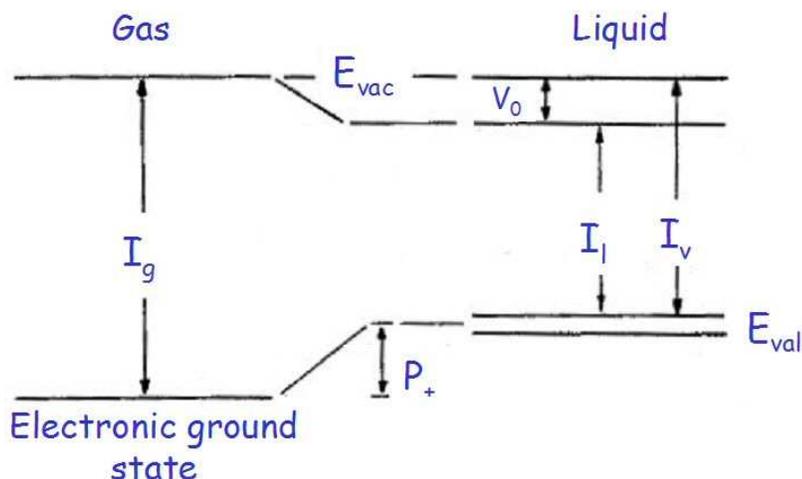


Figura 4.2: Rappresentazione schematica dello shift dei livelli energetici di un atomo o di una molecola dovuta alla condensazione.

determinazione teorica dei livelli energetici della fase liquida, una volta che siano noti quelli della fase gassosa. Infatti, se  $E_{val}$  è l'intervallo di energia dei livelli di valenza delle molecole, l'energia di ionizzazione nella fase liquida  $I_l$  è legata a quella gassosa  $I_g$  dalla formula [37]

$$I_l = I_g + P_+ + V_0 + E_{val} \quad (4.2)$$

Sostituendo in questa relazione  $I_g = 15.76 \text{ eV}$ ,  $P_+ = -1.57 \text{ eV}$ ,  $V_0 = -0.2 \text{ eV}$  e  $E_{val} = 0 \text{ eV}$  otteniamo una stima del potenziale di ionizzazione dell'Argon liquido

$$I_l = (15.76 - 1.57 - 0.2) \text{ eV} = 13.99 \text{ eV} \quad (4.3)$$

Purtroppo non disponiamo di dati sperimentali sull'Argon liquido. In tab. 4.1 sono riportati i valori calcolati e misurati per il potenziale di ionizzazione di due diver-

<sup>1</sup>Il che implica  $E_{val} = 0$  per l'Argon liquido.

si gas nobili allo stato liquido, lo Xenon e il Krypton. Dalla tabella si può notare una leggera discrepanza ( $\sim 0.3 \text{ eV}$ ) fra i valori calcolati tramite l'eq. 4.2 e quelli misurati sperimentalmente. Tali evidenze sperimentali conducono a pensare che l'eq. 4.2 determini una leggera sovrastima del potenziale di ionizzazione, in quanto alcuni dei suoi termini (in particolare  $P_+$ ) sono conosciuti con approssimazione. Estendendo all'Argon liquido queste considerazioni, si può ragionevolmente assumere che il suo potenziale di ionizzazione sia di qualche frazione di  $\text{eV}$  minore di quanto indicato dall'eq. 4.3, ossia inferiori ai  $14 \text{ eV}$ .

Liquido	$I_I \text{ (eV)}$ misurato	$I_I \text{ (eV)}$ calcolato (eq. 4.2)
Xenon	9.2	9.85
Krypton	11.5	11.92

Tabella 4.1: Potenziali di ionizzazione elementi nobili.

Per tali motivi, si è scelto di utilizzare come sorgente per indurre ionizzazione nel volume di Argon liquido la quarta armonica di un laser a Nd-YAG (la cui caratteristiche fondamentali sono riportate nel par. 5.7). La lunghezza d'onda di tale luce laser è pari a  $\lambda = 266 \text{ nm}$ , che comporta un'energia per singolo fotone  $E_{ph} = 4.64 \text{ eV}$ ; ciò implica la necessità di almeno tre fotoni per ottenere la ionizzazione richiesta.

In passato, un esperimento [37] ha studiato tale processo di ionizzazione riportando come risultato (vedi fig 4.3) la dipendenza del numero di elettroni estratti per  $\text{cm}^3$  in funzione dell'intensità della sorgente laser utilizzata (espressa in  $\text{W cm}^{-2}$ ). Questa misura è importante per capire l'ordine del processo di ionizzazione. Dal grafico di fig. 4.3 si possono osservare delle linee che rappresentano i valori teorici attesi, e dei punti sperimentali. Si noti che vi è una stretta correlazione fra l'ordine del processo di ionizzazione e la pendenza della curva attesa. In particolare, per un processo a tre fotoni ci si aspetta una curva con pendenza pari a 3. Da tali dati sperimentali si evince che la previsione di un processo a tre fotoni è praticamente confermata per valori dell'intensità del laser  $I < 7 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ , mentre si osserva una variazione della pendenza della curva da 3 a 2 per valori di intensità  $I > 8 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ . Tale variazione non è prevista teoricamente, in quanto, ci si aspetta che un processo a due fotoni avvenga ad intensità della sorgente laser inferiori rispetto a quanto indicato. Inoltre, tale variazione potrebbe

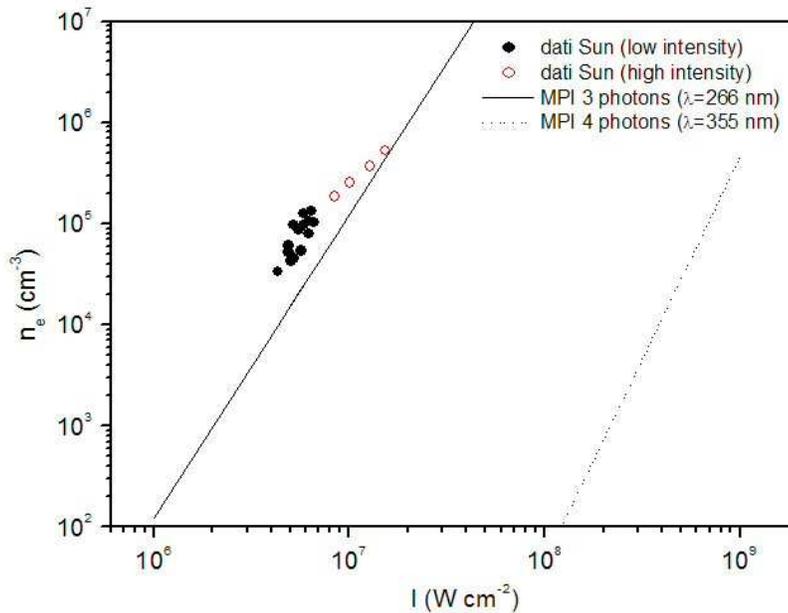


Figura 4.3: Grafico degli elettroni estratti in funzione dell'intensità della sorgente laser.

indicare la presenza di uno stato eccitato intermedio nello spettro dell'Argon liquido ad un'energia minore o uguale a quella di due fotoni della sorgente laser, e cioè  $E_{2ph} = 9.34 \text{ eV}$ . Gli autori [37] hanno indicato un modello interpretativo dei dati sperimentali (illustrato in fig. 4.4). In questa descrizione considerano il livello intermedio  $4S_{1/2}$  approssimativamente risonante per l'assorbimento a due fotoni. Tale livello eccitato ( $4S_{1/2}$ ) per l'Argon allo stato gassoso è posto ad un'energia di  $11.72 \text{ eV}$  al di sopra del livello fondamentale. Considerando l'eq. 4.2 otteniamo per il livello  $4S_{1/2}$  dell'Argon allo stato liquido un valore pari a  $I_{4S_{1/2}} = 9.96 \text{ eV}$ , che risulta ben  $0.6 \text{ eV}$  al di sopra dell'energia di due fotoni del Nd-YAG.

Anche se ci aspettiamo che la relazione 4.2 fornisca una sovrastima del valore calcolato, non appare credibile una sottostima di oltre  $0.6 \text{ eV}$  del parametro di Born, presente in tale relazione (eq. 4.1).

In base al modello su descritto, si può ottenere un'equazione della probabilità di ionizzazione dell'Argon liquido a due fotoni. Considerando il raggio laser come una perturbazione per i livelli energetici della molecola, essendo un campo elettromagnetico alternato con frequenza  $\omega$ , introduciamo il parametro di Keldish o

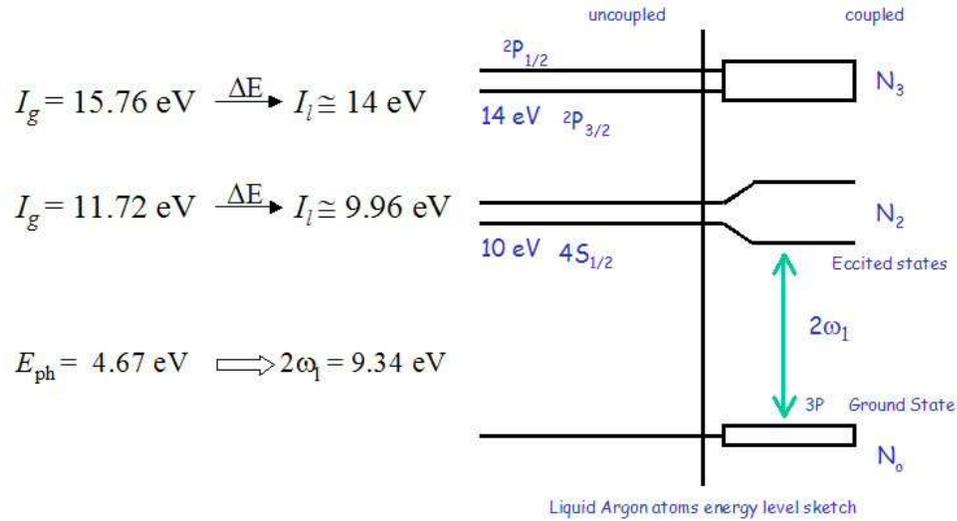


Figura 4.4: Schema dei livelli energetici dell'Argon liquido.

adiabatico

$$\gamma = \omega \tau_t \quad (4.4)$$

con  $\tau_t$  che indica il tempo di cui ha bisogno l'elettrone per superare la barriera di potenziale (il *tunnelling time*).

Affinché l'elettrone attraversi la barriera di potenziale in un tempo breve rispetto all'inverso della frequenza del campo, nella condizione  $\gamma \ll 1$ , è necessario che il campo elettrico sia costante durante la ionizzazione. Questa situazione è detta di regime adiabatico e si realizza ad intensità tipiche raggiungibili nel fuoco dei laser impulsati. Nella applicazione [37] l'intensità del laser era compresa nell'intervallo  $10^6 < I_l < 10^8 \text{ W cm}^{-2}$  e quindi la condizione  $\gamma \ll 1$  era pienamente soddisfatta. In tale regime, la probabilità di ionizzazione  $P_{if}$  può essere data dalla seguente espressione approssimata dedotta da [38]

$$P_{if} \sim \omega n_{ph}^{3/2} \left( 1.36 \frac{e^2 E^2}{8m_e \omega^2 U_i} \right)^{n_{ph}} = 2\pi c \lambda^{-1} n_{ph}^{3/2} \left( 1.36 \frac{e^2 \lambda^2 I_l}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3 m_e U_i} \right)^{n_{ph}}$$

dove la dipendenza dall'intensità del laser è ben evidente. La dipendenza con esponente  $n_{ph}$  è dovuta al fatto che le probabilità di cattura di più fotoni si moltiplicano

fra di loro. Per una più efficace leggibilità della relazione precedente è conveniente trasformarla nel seguente modo

$$P_{if} \sim 1.88 \times 10^{15} (\lambda [\mu m])^{2n_{ph}-1} n_{ph}^{3/2} \left[ \frac{6.35 \times 10^{-14} I [W/cm^2]}{U_i [eV]} \right]^{n_{ph}}$$

Di conseguenza, il numero di elettroni è uguale a

$$n_e = P_{if} \tau_l N_{Ar} \quad (4.5)$$

dove  $\tau_l \sim 5 \text{ ns}$  è la durata dell'impulso laser e  $N_{Ar} \sim 0.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  è il numero di atomi di Argon per  $\text{cm}^3$  di liquido.

Tale approccio conduce ad una stima della sezione d'urto per le transizioni a due fotoni pari a  $\sigma_2 \sim 10^{-59} \div 10^{-60} \text{ cm}^2 \text{ s}$ .

Una stima cruda e semplicistica del valore atteso può essere ottenuta considerando che il rate di cattura del primo fotone è pari a  $\sigma_1 I_1$  e che un secondo fotone può essere assorbito se esso incide nel tempo  $\tau$  (dell'ordine di  $\omega^{-1}$  nominalmente  $10^{-15} \text{ s}$ ), ovviamente con lo stesso rate di cattura del primo fotone. Di conseguenza il rate totale della transizione a due fotoni sarà pari a

$$w \sim \sigma_1 I_1 \omega^{-1} \sigma_1 I_1$$

che comporta un valore per la sezione d'urto di [39]

$$\sigma_2 = \frac{w}{I_l} \sim (\sigma_1)^2 \tau \sim 10^{-48} \div 10^{-50} \text{ cm}^2 \text{ s}$$

Tale valore di  $\sigma_2$  risulta consistente con i valori della sezione d'urto per i processi a due fotoni [40].

Per comprendere meglio questa problematica il gruppo ICARUS-Napoli ha in progetto di ripetere le misure per intervalli più ampi di intensità del laser.

### 4.3 Apparato sperimentale e misure preliminari al CERN

L'apparato sperimentale messo in opera al CERN per le misure preliminari di ionizzazione dell'Argon liquido tramite fascio laser ricalca a grandi linee, e con di-

mensioni ovviamente ridotte, quello del rivelatore ICARUS T600 già descritto nel cap. 2.

Come si può osservare da fig. 4.5 e 4.10 le differenze maggiori derivano soprattutto dalla presenza del laser UV e delle relative ottiche di allineamento.

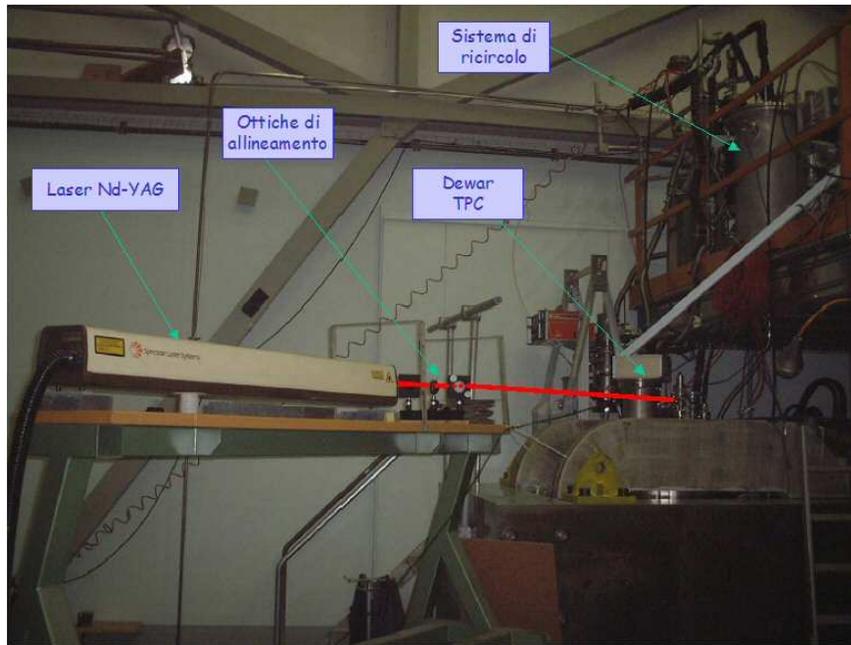


Figura 4.5: Foto dell'apparato sperimentale al CERN. Sono visibili: il laser (in basso), il dewar (sulla destra) e il sistema di ricircolo (in alto a destra). La linea rossa mostra il percorso geometrico del fascio laser.

Nello specifico, l'apparato è costituito da un cilindro (dewar) di acciaio inossidabile (fig. 4.6) di  $65\text{ cm}$  di diametro e  $90\text{ cm}$  di altezza, che contiene il volume attivo di Argon. La faccia superiore è chiusa da una flangia a tenuta stagna nella quale risiedono i passanti per il vuoto, per il ricircolo dell'Argon liquido, per la finestra di quarzo che consente l'ingresso del fascio laser UV all'interno del dewar, per l'alta tensione e per l'elettronica di lettura.

Sulla parte inferiore della flangia sono avvitate i supporti di sostegno di una TPC prototipo (fig. 4.7). La TPC ha forma di parallelepipedo con due facce parallele di  $32 \times 32\text{ cm}^2$  ciascuna, agenti da catodo e anodo. Gli elettrodi posti ad una distanza di  $13\text{ cm}$  delimitano un volume fiduciale corrispondente a circa  $18\text{ kg}$  di Argon liquido.

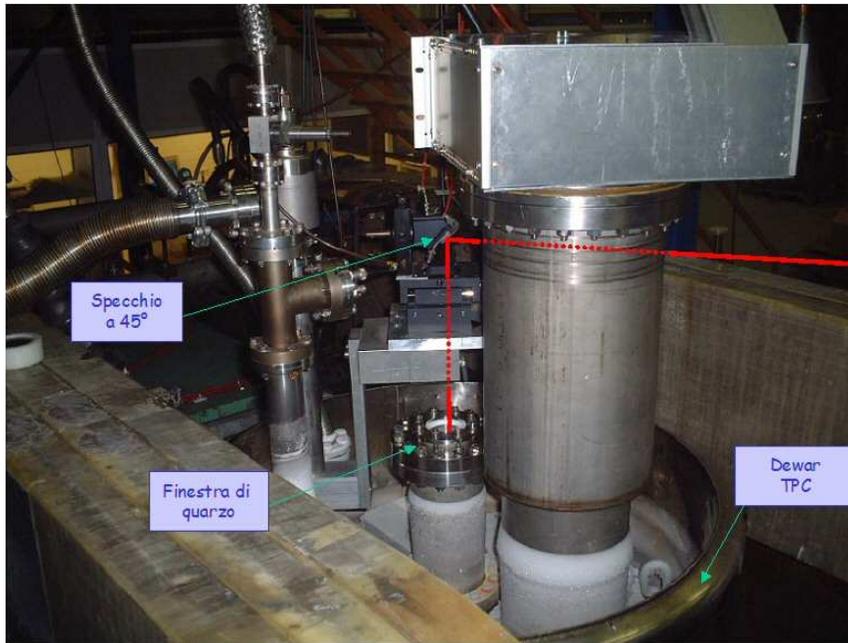


Figura 4.6: Foto della flangia. Sono visibili: la finestra di quarzo per l'ingresso del fascio laser nel dewar, le ottiche di allineamento e i raccordi del sistema di vuoto e ricircolo.

Per migliorare l'uniformità del campo elettrico, fra gli elettrodi sono presenti quattro guide di campo (fig. 4.8) realizzate in alluminio di  $8\text{ mm}$  di spessore (race track) con un passo di  $2.6\text{ cm}$  lungo la direzione di deriva e collegate fra loro con delle resistenze. Tali resistenze da  $\sim 100\text{ M}\Omega$  realizzano un partitore dell'alta tensione fra il catodo e l'anodo.

Gli elettrodi di lettura (anodo) sono realizzati mediante due piani di fili paralleli spazati di  $4\text{ mm}$ . Ciascun piano ha 128 fili di acciaio inossidabile di  $100\ \mu\text{m}$  di diametro e con un passo di  $2.54\text{ mm}$ . Il piano più vicino al catodo (piano di Induzione) rivela gli elettroni di deriva tramite gli impulsi elettrici che gli stessi inducono sui fili, mentre l'altro (piano di Collezione), i cui fili sono ruotati di  $90^\circ$  rispetto a quelli del primo, rivela il segnale generato dalla raccolta degli elettroni di deriva. I fili sono saldati su una cornice di Vetronite che, inoltre, supporta i connettori dell'alta tensione e le capacità di disaccoppiamento per il segnale. Il catodo è anch'esso stampato su di un supporto di Vetronite di  $4\text{ mm}$  di spessore.

Il campo elettrico usato per le misure ha un valore di  $500\text{ V/cm}$  fra il catodo ed il piano di Induzione, mentre aumenta a  $750\text{ V/cm}$  fra i due piani di fili. Tale

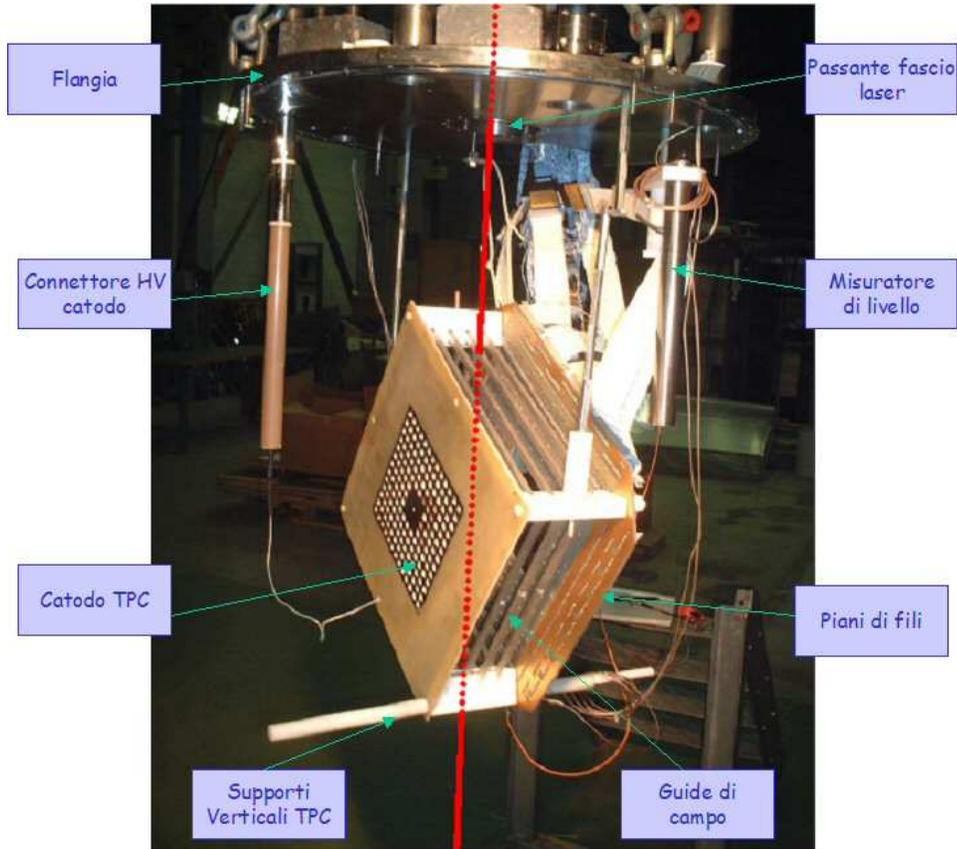


Figura 4.7: Foto di insieme della flangia e della TPC prototipo. Sulla destra dell'immagine è visibile il misuratore di livello, sulla sinistra il connettore-passante per l'alta tensione del catodo. Si notino le guide di campo di alluminio presenti nella struttura della TPC.

aumento dell'intensità del campo è necessario affinché il piano di Induzione sia trasparente al passaggio degli elettroni di deriva. In fig. 4.9 sono mostrati schematicamente i valori di tensione assegnati agli elettrodi (catodo e piani di fili). Il sistema di acquisizione dei segnali della TPC è quello standard dell'esperimento ICARUS. In particolare, sono utilizzate quattro schede analogiche (V791C) per piano, per la raccolta dei segnali di uscita dai fili ai quali sono collegati tramite cavi lunghi 4 m del tipo *twisted pair*.

La sorgente luminosa utilizzata per le prove è stata la quarta armonica di un laser Nd-YAG. La quarta armonica di tale dispositivo laser ha una potenza massima  $W_{max} = 4 \text{ mJ}$ , con un impulsi di durata 5 ns e lunghezza d'onda pari a  $\lambda =$

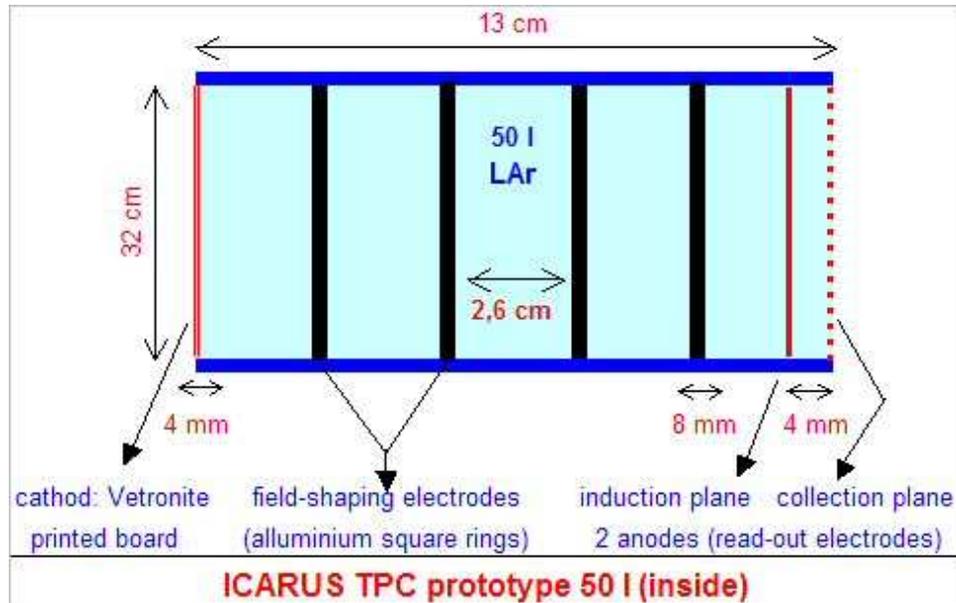


Figura 4.8: Schema della TPC prototipo utilizzata per le misure al CERN. Partendo da sinistra sono disegnati: il catodo, le quattro guide di campo a forma di anello (equispaziate lungo la direzione di deriva) e i due piani di fili (ortogonali fra loro).

266 nm. In particolare, si è inviato il fascio laser all'interno del volume sensibile della TPC facendolo passare fra le due guide di campo centrali, in modo da risultare parallelo ai piani di fili anodici, affinché fosse in grado di indurre un segnale della stessa intensità, allo stesso istante su tutti i fili (fig. 4.7 e 4.10). Il segnale di trigger per l'acquisizione è dato dalla coincidenza di un segnale TTL proveniente dal laser (debitamente ritardato) e l'AND fra le uscite  $\sum_{32}^2$  degli ADC dedicati alla lettura dei fili appartenenti ai primi due settori (dal filo  $n^{\circ}1$  al filo  $n^{\circ}64$ ).

## 4.4 Selezione e analisi dati

Per l'analisi dei dati si è utilizzato il programma ufficiale di ricostruzione delle tracce dell'esperimento ICARUS, di nome *Qscan*. Con tale software, che funge essenzialmente da *Event displayer* è possibile visualizzare sia la ricostruzione

<sup>2</sup>L'uscita  $\sum_{32}^2$  degli ADC fornisce un segnale analogico pari alla somma dei segnali provenienti da tutti i fili appartenenti ad uno stesso settore.

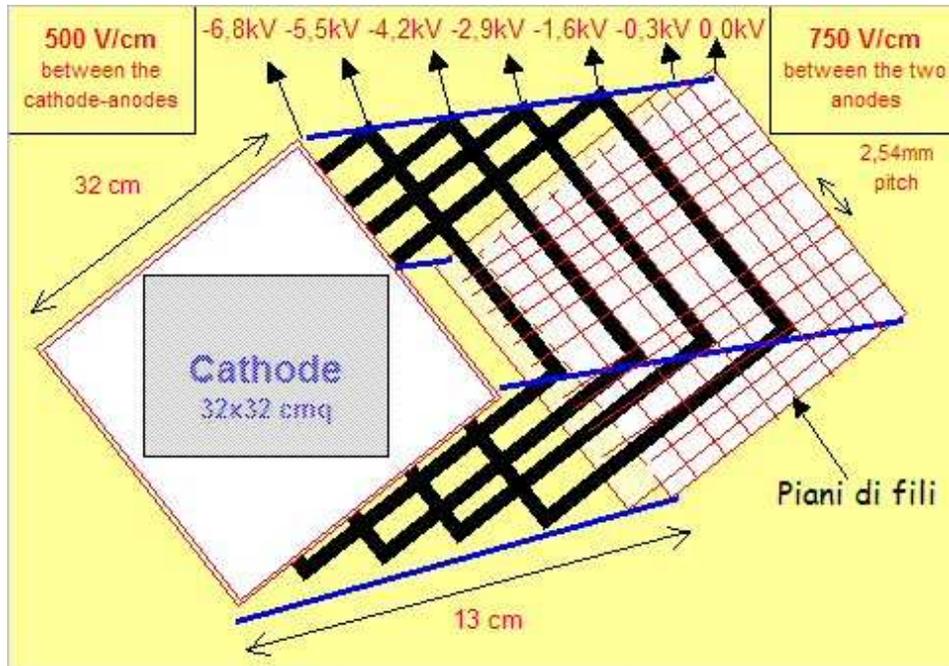


Figura 4.9: Schema tridimensionale della TPC usata per le prove al CERN, indicante i valori di tensione a cui sono poste le guide di campo.

grafica delle tracce su entrambi i piani di lettura (Induzione e Collezione) che il segnale elettrico indotto su ciascun filo.

Come si può vedere dalle fig. 4.11 e 4.12, la ricostruzione di eventi indotti equivalentemente da particelle ionizzanti o da luce laser UV avviene evento per evento ed è rappresentata da un diagramma bidimensionale con gradiente di grigio. Sull'asse delle  $x$  è posto il tempo di deriva (*drift time*) mentre su quello delle  $y$  l'etichetta identificativa del filo (*Wire ID*). I pixel più scuri evidenziano i campionamenti per i quali sui fili sono digitalizzati segnali con impulsi più alti, mentre con i pixel più chiari si indicano segnali bassi o nulli.

L'asse delle ascisse (quello che grafica il tempo di deriva) ha un fondoscala di 1024 campionamenti (di 400 ns ciascuno), pari alla lunghezza del buffer di memoria degli ADC utilizzati. Conoscendo la velocità di deriva degli elettroni in Argon liquido<sup>3</sup>, essendo pari a 13 cm la distanza di deriva massima (spazio fra

<sup>3</sup> $v_d \sim 1 \text{ mm}/\mu$ , in condizioni di campo elettrico pari a 500 V/cm.

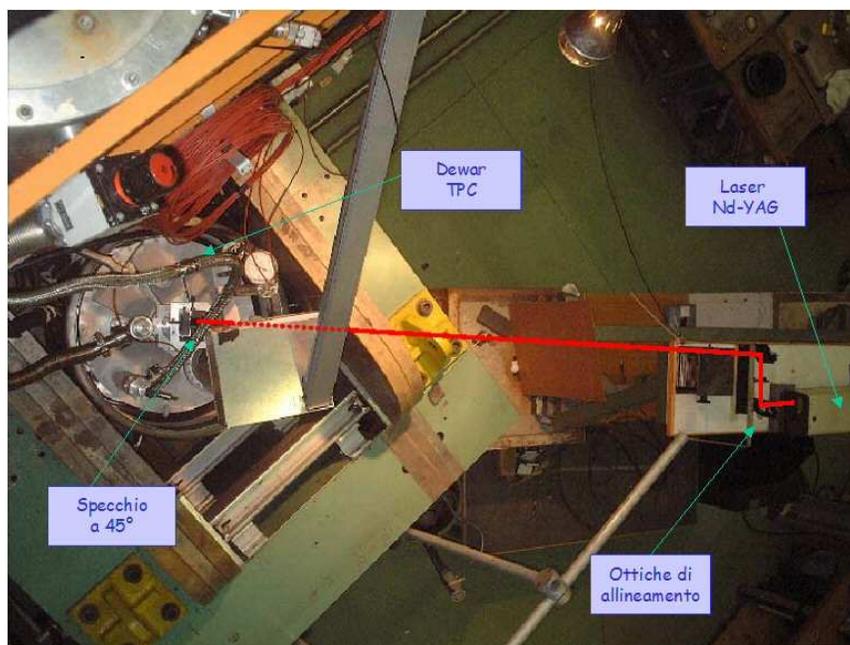


Figura 4.10: Foto dell'apparato sperimentale al CERN in una vista dall'alto. Sono visibili il dewar (sulla sinistra) ed il laser (sulla destra). La linea rossa mostra il percorso geometrico del fascio laser.

catodo e griglie anodiche)<sup>4</sup>, si può osservare che dell'intero buffer di memoria degli ADC solo un terzo contiene informazioni sugli eventi fisici. Di conseguenza, nell'analisi interpretativa dei segnali, i campionamenti etichettati dal  $n^{\circ}1$  al  $n^{\circ}688$  sono stati scartati (fig. 4.2).

Da un'analisi preliminare realizzata mediante l'event displayer, si è osservato che il processo di ionizzazione dell'Argon liquido non si è correttamente realizzato per la totalità degli eventi acquisiti. Esistono infatti eventi per i quali la traccia non è ben visibile. Viceversa, negli eventi (fig. 4.13 e 4.14) in cui è possibile riconoscere una traccia, si può notare che la ionizzazione laser appare intensa nella zona dei fili con numero identificativo più basso (quelli più vicini all'ingresso del fascio) rispetto a quelli con numero ID più alto. In più, si possono osservare due ulteriori tracce parallele (meno intense). Questi ultimi segnali campionati al di fuori del volume sensibile, sono verosimilmente provocati da una interferenza fra il trigger TTL in uscita dal dispositivo laser e il sistema di acquisizione e quindi sono da non

<sup>4</sup>Equivalente a 335 campionamenti

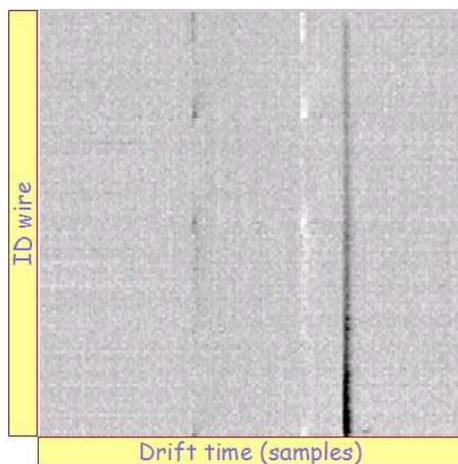


Figura 4.11: Event display di una traccia indotta dal fascio laser UV.

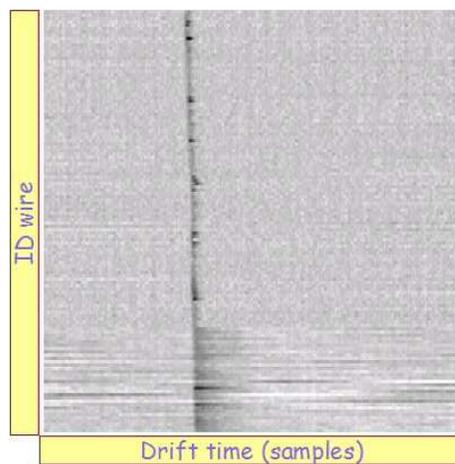


Figura 4.12: Event display di una traccia indotta da un muone.

considerarsi di rilevanza fisica.

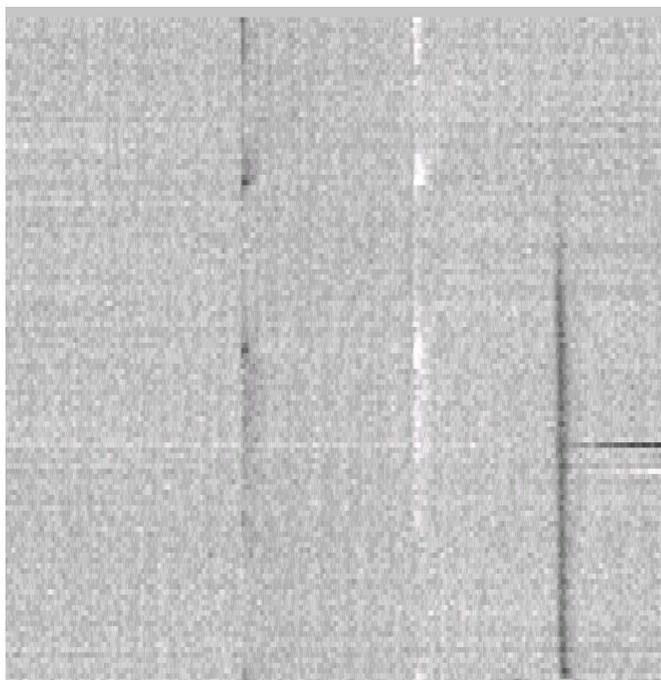


Figura 4.13: Event display della traccia indotta dal fascio laser. Evento n°1006, piano di Collezione

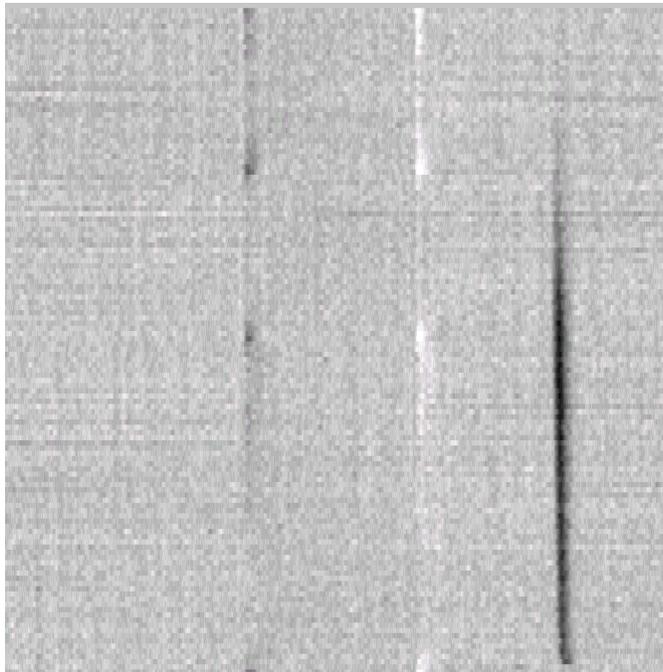


Figura 4.14: Event display della traccia indotta dal fascio laser. Evento  $n^{\circ}1030$ , piano di Collezione

Avendo soltanto informazioni sommarie sugli impulsi laser in ingresso al dewar, non avendo effettuato una caratterizzazione preventiva del fascio laser e non avendo la possibilità di raccogliere il fascio (ed analizzarne le sue caratteristiche) dopo che lo stesso abbia indotto ionizzazione, è risultato difficile spiegare quantitativamente gli effetti osservati. In ogni caso, l'obiettivo primario delle misure al CERN, peraltro raggiunto in pieno, è stato quello di confermare sperimentalmente la possibilità di ionizzare l'Argon liquido mediante un fascio laser UV.

Le misure e la loro relativa analisi, sono quindi alla base del progetto realizzato nei laboratori del gruppo ICARUS-Napoli, illustrato nel capitolo seguente, che rappresenta un miglioramento dell'apparato sperimentale realizzato al CERN. Con tale sistema sarà possibile comprendere meglio il fenomeno fisico di ionizzazione multifotonica e conseguentemente sviluppare tecniche operative di calibrazione laser e effettuare misure di purezza.

Nel paragrafo successivo sono comunque presentati i risultati dell'analisi dei dati raccolti al CERN effettuata dal candidato.

## 4.5 Valori dei parametri dei segnali indotti da laser UV

L'idea di svolgere un'analisi più approfondita dei dati per individuare ulteriori caratteristiche dagli eventi raccolti è scaturita dalla possibilità di poter visualizzare e studiare in dettaglio la forma d'onda degli impulsi indotti su ciascun filo, evento per evento.

La fig. 4.15 rappresenta, a titolo di esempio, la forma digitalizzata dell'impulso indotta su un filo del piano di Collezione, con la variabile tempo di deriva posta sull'asse delle ascisse e l'intensità del segnale sull'asse delle ordinate. Come si può osservare, attorno al campionamento  $n^{\circ}800$ , è presente il segnale prodotto dagli elettroni di deriva con la caratteristica forma già descritta nel par. 2.4. Si possono ulteriormente notare altri due picchi (meno intensi) uno positivo (attorno al campionamento  $n^{\circ}350$ ) ed uno negativo (attorno al campionamento  $n^{\circ}650$ ) dovuti verosimilmente, come già descritto in precedenza, all'impulso di trigger del laser, un impulso TTL di durata pari a  $0.1 \text{ ms}$ .

Mediante un fit della forma d'onda per ciascun filo e per ciascun evento è stata quindi condotta un'analisi off-line dei dati, volta alla caratterizzazione di alcuni parametri delle tracce prodotte e al confronto con i relativi parametri di un fascio di muoni da acceleratore. A tal fine si è utilizzata una *ntupla*, strumento di catalogazione dei dati paragonabile ad una matrice, analizzata mediante il programma PAW (Physics Analysis Workstation) di uso comune nella comunità dei fisici delle particelle.

Come illustrato nel par. 2.4, la forma d'impulso standard di un evento ricostruito con il rivelatore ICARUS ha alcune peculiari caratteristiche quali durata, ampiezza, fronte di salita e discesa, baseline, ecc.. In fase di analisi dati, la procedura di composizione di una *ntupla* impone come primo passo il calcolo e la successiva sottrazione della baseline (dovuta al rumore di fondo elettronico) dal segnale originario sui fili.

Successivamente, tramite la comparazione della forma d'onda acquisita con quella dell'eq. 2.1, si individuano i relativi parametri caratteristici che sono:  $n^{\circ}$  di evento (event ID),  $n^{\circ}$  del filo (wire ID), altezza massima del segnale (pulse

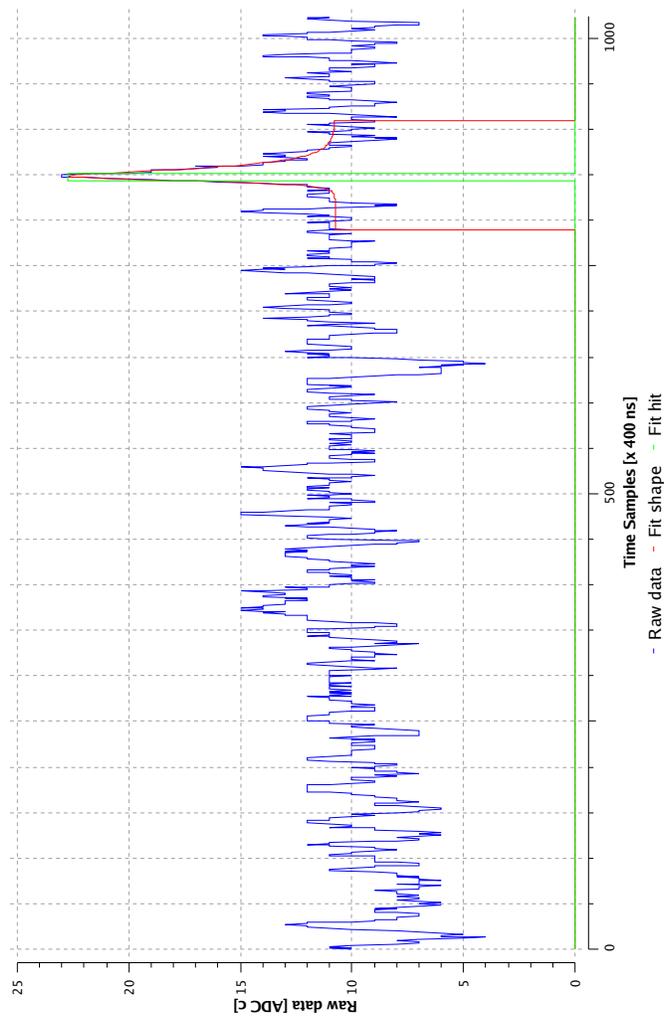


Figura 4.15: Segnale in uscita di un filo del piano di Induzione durante il run con il laser. Sull'asse delle ascisse è graficato il tempo di deriva, misurato in campionamenti (di  $400 \text{ ns}$ ), sull'asse delle y l'intensità del segnale misurato in conteggi dell'ADC ( $1 \text{ mV}/\text{conteggio}$ ). La curva in rosso è il risultato del fit effettuato per determinare i valori dei parametri caratteristici degli impulsi.

height), durata del segnale presa a mezz'altezza (pulse width), calcolo dell'area sottesa dalla curva (area) e test del  $\chi^2$  (Chi2).

Una ulteriore informazione è fornita dal tempo di deriva, ossia il tempo, misurato in campionamenti, al quale si osserva il picco dell'impulso. Come si può

osservare dalla distribuzione di fig. 4.16, sono presenti solo eventi con un valore di tale variabile appartenente all'intervallo  $830 \div 875$ , ossia solo  $13.2 \mu s$ . Tali eventi sono tutti quelli che ionizzano il volume sensibile di Argon liquido fra le due guide di campo centrali della TPC (II e III), come spiegato in tab. 4.2, dalla quale si evince che il valore 689 per la variabile drift time indica una traccia formata dal passaggio di un evento ionizzante distante dai piani di fili circa  $13 \text{ cm}$  (e cioè la distanza massima di deriva della TPC), mentre con il valore 1024 sono indicate le tracce prodotte da eventi ionizzanti che passano a meno di un millimetro dal piano di Collezione. La posizione del fascio laser rispetto ai piani di fili risulta essere,

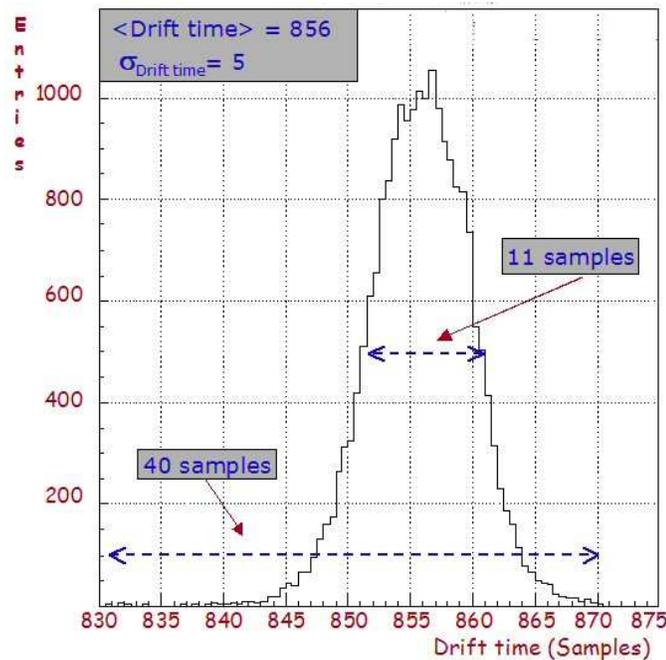


Figura 4.16: Distribuzione della variabile tempo di deriva.

come atteso, al centro della TPC ( $z = 66.8 \pm 0.2 \text{ mm}$ ).

In fig. 4.17 è graficato il numero di volte che un filo ha registrato un hit. Si può osservare un rate decisamente più alto per i fili con ID minore di 60 rispetto agli altri. Tale effetto è dovuto, in parte, alla geometria dell'apparato, in quanto la TPC è attraversata dal fascio laser lungo una diagonale del piano di fili e tale configurazione impedisce il passaggio del fascio nel volume di Argon liquido in corrispondenza degli ultimi fili (quelli con  $ID \geq 125$ ). Tale diminuzione di

#### 4.5. VALORI DEI PARAMETRI DEI SEGNALI INDOTTI DA LASER UV 115

Campionamento	Distanza dal catodo (mm)	Note
689	0	Prossimità Catodo
830	56	Fine II Race track
875	74	Inizio III Race track
1024	134	Prossimità Piano di Collezione

Tabella 4.2: Relazione fra l'etichetta della variabile tempo di deriva e la posizione relativa (asse z) delle tracce ionizzanti rispetto al catodo.

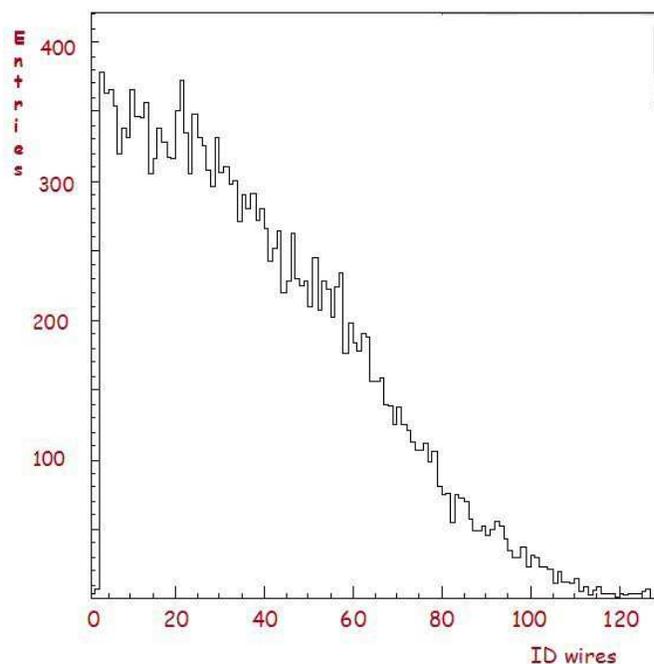


Figura 4.17: Grafico del rate di hit di ogni filo in tutti gli eventi. Sull'asse delle x è riportato il numero ID di ogni filo (l'etichetta) da 1 a 128, mentre sull'asse delle y sono riportati i conteggi ottenuti per ogni filo.

ionizzazione potrebbe inoltre essere dovuta alla divergenza intrinseca del fascio che comporta una diminuzione dell'intensità dello stesso in funzione dello spazio percorso.

Per l'individuazione dei valori dei parametri caratteristici delle tracce ionizzanti prodotte mediante fascio laser UV, si è infine calcolata l'area mediamente sottesa dagli impulsi generati in ciascun evento (fig. 4.18), parametro strettamente

relazionato alle caratteristiche calorimetriche del rivelatore, che fornisce una misura dell'energia rilasciata nel volume attivo di Argon liquido dalla traccia, l'altezza media per evento (fig. 4.19) e la durata media per evento (fig. 4.20), grandezza questa indicativa della dimensione trasversale della traccia.

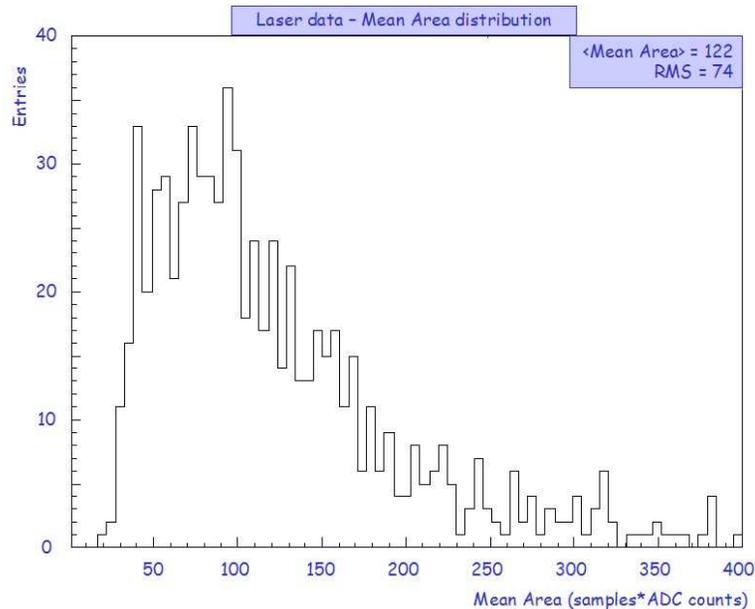


Figura 4.18: Distribuzione dell'area media del segnale per evento.

I dati sono riassunti in tab. 4.3. Le fluttuazioni osservate sono verosimilmente da ricondurre a variazioni dell'intensità del fascio laser, che lo ricordiamo, non era monitorato durante la prova.

I risultati ottenuti con l'analisi dei segnali indotti dal fascio laser UV sono stati confrontati con quelli ottenuti dall'analisi di eventi indotti dal passaggio di un fascio di muoni nel volume di Argon liquido della TPC, parallelamente ai fili. Questa analisi, condotta con software grafici (Qscan) e non (PAW) ha messo in evidenza le differenze fra i due tipi di dati acquisiti. Ad esempio, mediante Qscan (fig. 4.11 e 4.12), si è osservato che la traccia rilasciata da un muone che attraversa il volume sensibile della TPC genera una ionizzazione circa costante durante l'attraversamento dell'intera camera e presenta i caratteristici  $\delta$  - rays (pixel molto scuri), mentre come già descritto in precedenza, la traccia indotta da laser UV non riesce a provocare ionizzazione per tutta la lunghezza della TPC. Inoltre, tale ionizzazio-

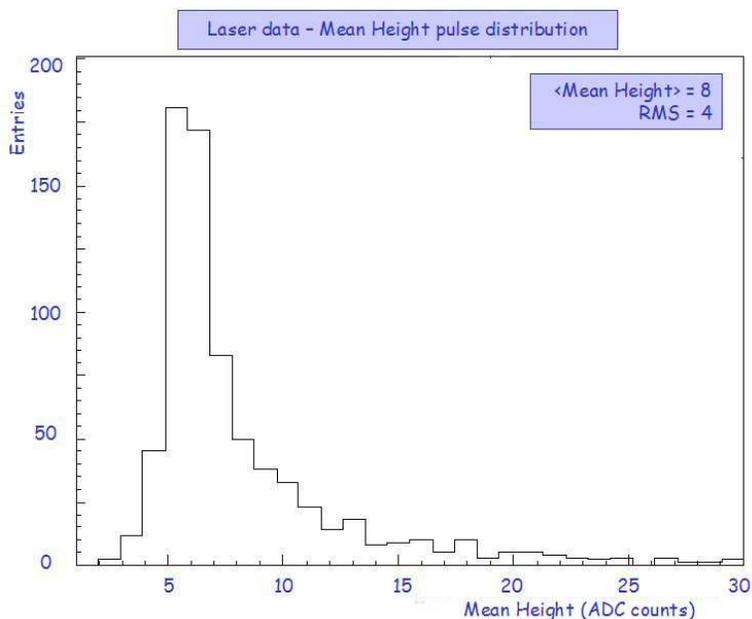


Figura 4.19: Distribuzione dell'altezza media del segnale per evento. L'altezza media è misurata in conteggi ADC ( $1\text{ mV}/\text{conteggio}$ ).

	Valore Medio	RMS
Area (sample*ADC count)	122	74
Width (sample)	12	3
Height (ADC count)	8	4

Tabella 4.3: Tabella riassuntiva dei valori caratteristici dei segnali indotti con fascio laser UV.

ne non risulta essere costante ed è inferiore, in valore assoluto, a quella provocata dal passaggio di un muone.

Inoltre, graficando la distribuzione dell'area media per evento (fig. 4.21), dell'altezza media per evento (fig. 4.22) e della durata media per evento (fig. 4.23), otteniamo una stima dei parametri caratteristici dei segnali indotti dal fascio di muoni, come riportato in tab. 4.4. Si può osservare che la quantità di energia rilasciata nel volume sensibile della TPC dai muoni è decisamente più alta di quella rilasciata del fascio laser UV, laddove la durata di entrambi i segnali è paragonabile ( $\sim 4.8\ \mu\text{s}$ ).

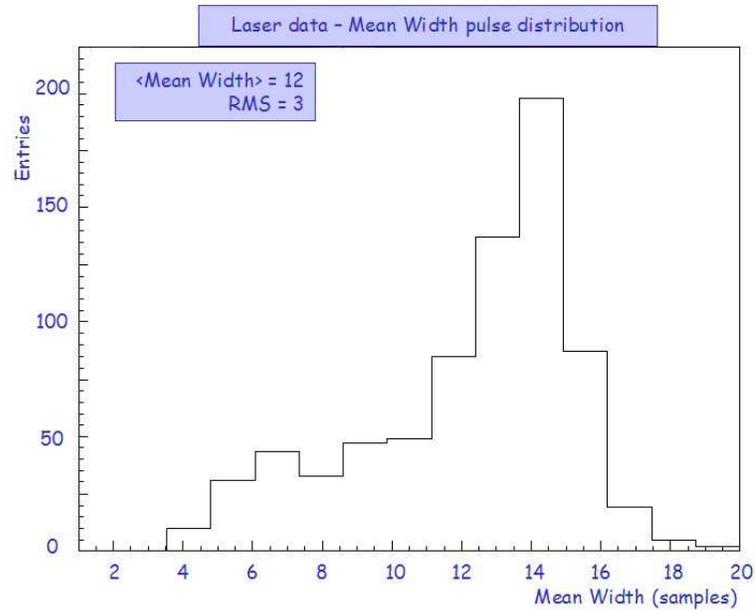


Figura 4.20: Distribuzione della durata media del segnale per evento. La durata media è misurata in campionamenti di 400 ns ciascuno.

Date le condizioni precarie della presa dati non sembra opportuno trarre delle ulteriori conclusioni da queste osservazioni. Tutti i risultati sperimentali indicano la necessità di monitorare accuratamente il fascio durante la misura, verificandone il profilo di intensità e la variabilità nel tempo. In conclusione, i principali risultati

	Valore Medio	RMS
Area (sample*ADC count)	389	127
Width (sample)	15	2
Height (ADC count)	22	6

Tabella 4.4: Tabella riassuntiva dei valori caratteristici dei segnali indotti dal fascio di muoni.

ottenuti nella campagna di misure al CERN sulla ionizzazione dell'Argon liquido mediante fascio laser UV possono essere così riassunti

- verifica sperimentale della ionizzazione dell'Argon liquido mediante fascio laser UV;

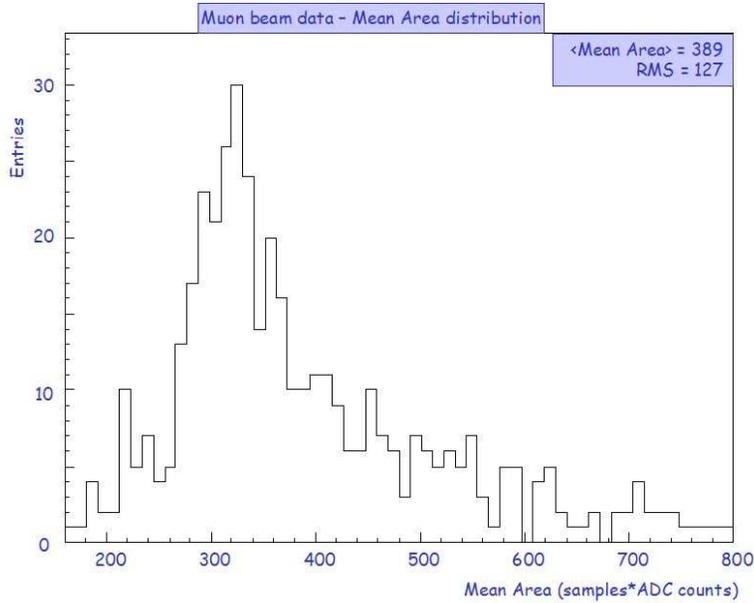


Figura 4.21: Distribuzione dell'area media del segnale per gli eventi indotti da fascio di muoni. L'area media è misurata in campionamenti per conteggi ADC.

- ricostruzione grafica (event display) delle tracce prodotte da laser UV;
- caratterizzazione delle tracce indotte da fascio laser;
- caratterizzazione delle tracce indotte da fascio di muoni;
- confronto delle caratteristiche delle tracce indotte da muoni e da fascio laser;
- necessità del progetto di un nuovo apparato sperimentale (sviluppato presso i laboratori del gruppo ICARUS-Napoli) per le misure di calibrazione della TPC e della purezza dell'Argon liquido mediante laser UV.

Quest'ultimo punto sarà l'oggetto del capitolo successivo.

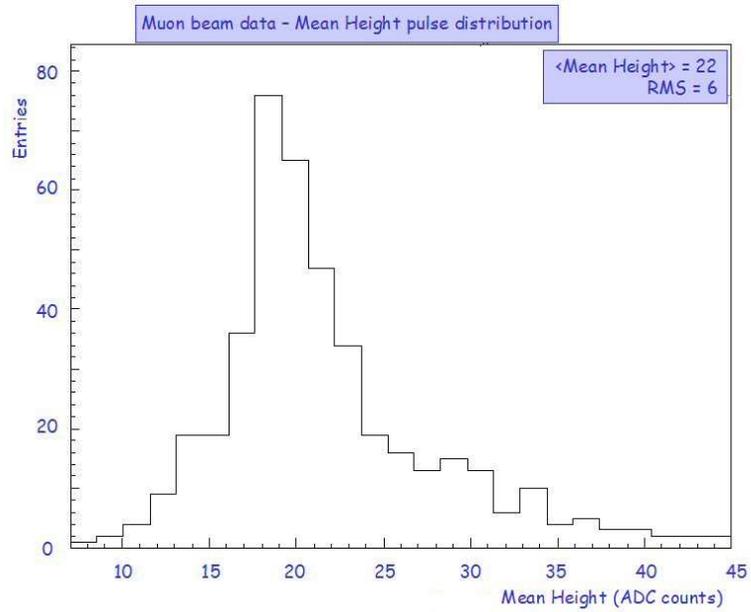


Figura 4.22: Distribuzione dell'altezza media del segnale per gli eventi indotti da fascio di muoni. L'altezza media è misurata in conteggi ADC ( $1\text{ mV}/\text{conteggio}$ ).

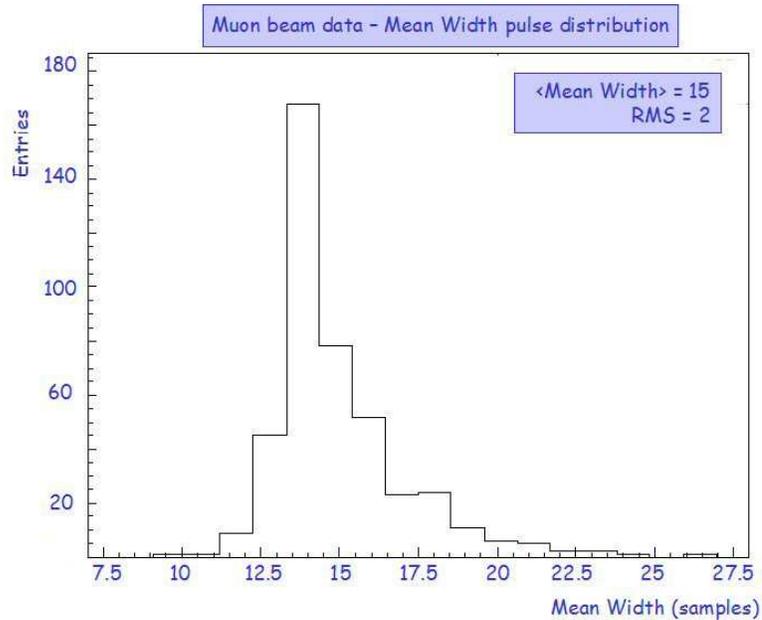


Figura 4.23: Distribuzione della durata media del segnale per gli eventi indotti da fascio di muoni. La durata media è misurata in campionamenti di  $400\text{ ns}$  ciascuno.

## Capitolo 5

# Calibrazione e monitoraggio con laser UV

### 5.1 Apparato sperimentale criogenico

Come si è osservato dall'analisi dei dati raccolti nell'esperimento preliminare di ionizzazione laser UV condotto al CERN su un prototipo di TPC ad Argon liquido, illustrata nel capitolo precedente la rivelazione delle tracce indotte da laser UV nell'Argon liquido ha fornito la prova di principio del metodo ed ha motivato una successiva generazione di esperimenti.

Con tale obiettivo, si è quindi progettato, realizzato e messo in opera nel laboratorio di Napoli un apparato sperimentale imperniato su di una TPC prototipo ad Argon liquido per lo sviluppo di tecniche di calibrazione mediante laser UV.

L'apparato sperimentale realizzato nel laboratorio di Napoli (riportato schematicamente in fig. 5.1) ricalca, su di una scala ovviamente minore, il grande rivelatore ICARUS T600, descritto nel cap. 2 e offre notevoli migliorie rispetto ai dispositivi usati nelle misure al CERN.

Il fulcro dell'apparato è una camera a proiezione temporale con due griglie di fili anodici. Tale camera è sospesa all'interno di un contenitore criogenico (dewar) a forma cilindrica di 65 *cm* di diametro esterno e 110 *cm* di altezza. La camera è avvitata, negli angoli della faccia superiore, a quattro sostegni rigidi in Peek (materiale molto resistente alle basse temperature e con piccolo coefficiente di dilatazione termica), che a loro volta sono avvitate alla parte inferiore di una flangia ci-

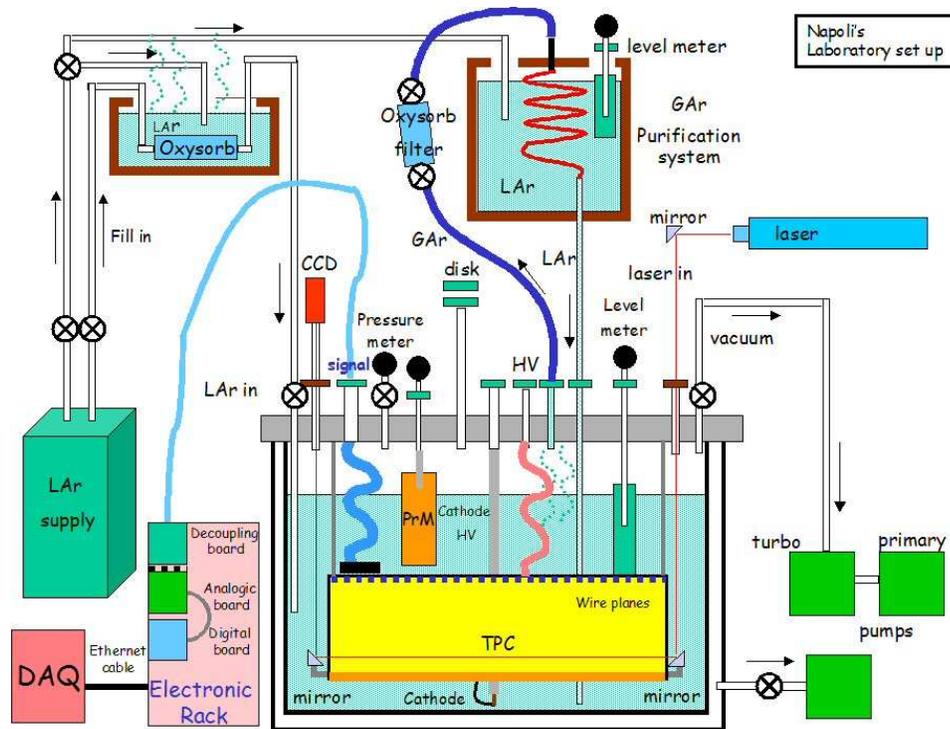


Figura 5.1: Schema del sistema criogenico e laser UV del laboratorio di Napoli.

lindrica di acciaio inossidabile che chiude ermeticamente il dewar di contenimento per la TPC e per il liquido criogenico.

L'ermeticità del sistema è richiesta per poter ottenere un vuoto dell'ordine di  $10^{-5}$  mbar all'interno del contenitore prima del riempimento con Argon liquido, per favorire le condizioni di purezza richiesta (0.1 ppb). Il vuoto è realizzato attraverso l'utilizzo di una pompa a due stadi agganciata al dewar tramite una serie di connettori.

Per aumentare (e successivamente mantenere) il livello di purezza dell'Argon durante le operazioni di misura si è progettato e realizzato un sistema di filtraggio dell'Argon allo stato liquido (sistema che entra in funzione durante la fase di riempimento del dewar) e un sistema di filtraggio dell'Argon allo stato gassoso, detto anche sistema di ricircolo.

L'obiettivo principale da raggiungere è quello di inviare il fascio di un laser Nd-YAG all'interno del dewar attraverso una finestra di quarzo, deviarne il cammino di  $45^\circ$  e fargli attraversare l'intera TPC ad una quota prestabilita del volume sensibile,

in modo da ionizzare il mezzo e generare lo stesso segnale, allo stesso istante, su tutti i fili anodici, deviarne ulteriormente il cammino verso l'alto di  $45^\circ$  e leggere il profilo longitudinale del fascio uscente all'esterno del dewar con una tale camera digitale (CCD).

In tal modo, si può triggerare il sistema di acquisizione e la lettura della CCD con un impulso TTL dal pannello di controllo del laser.

Con l'utilizzo di un fotodiodo e di un oscilloscopio possiamo anche avere informazioni sull'energia e sull'intensità di ogni impulso laser prima dell'attraversamento del volume sensibile di Argon della TPC, mentre grazie alla CCD posta in uscita dal contenitore criogenico possiamo visionare il profilo del fascio dopo l'attraversamento del volume sensibile a ionizzazione avvenuta. In tal modo, è possibile selezionare per l'analisi dei dati gli eventi indotti da impulsi con le richieste caratteristiche in energia, intensità, ecc.

## 5.2 Contenitore criogenico e sistema di vuoto

Come accennato in precedenza, il dewar è un contenitore cilindrico di acciaio inossidabile a doppia parete (fig. 5.3). È formato da due cilindri concentrici in modo da creare una intercapedine di circa  $2\text{ cm}$  di spessore che viene evacuata ( $\sim 10^{-3}\text{ mbar}$ ) per migliorare l'isolamento termico tra l'interno del dewar e l'ambiente esterno. Lateralmente è presente un connettore, realizzato in Standard KF 13, usato per l'evacuazione dell'intercapedine. Sul bordo superiore del contenitore criogenico c'è un incavo di circa  $1\text{ mm}$  di spessore (fig. 5.3) per l'inserimento di un filo di Indio (materiale molto duttile e resistente alle basse temperature) che garantisce una chiusura ermetica fra il contenitore criogenico e la flangia di chiusura.

La flangia è un cilindro di acciaio inossidabile di  $2\text{ cm}$  di altezza e  $65\text{ cm}$  di diametro, sul quale risiedono numerosi passanti a vuoto di diverse dimensioni e funzioni (fig. 5.4) utilizzati per

- realizzare il vuoto all'interno del dewar;
- il riempimento del dewar con Argon liquido;
- il ricircolo dell'Argon gassoso;

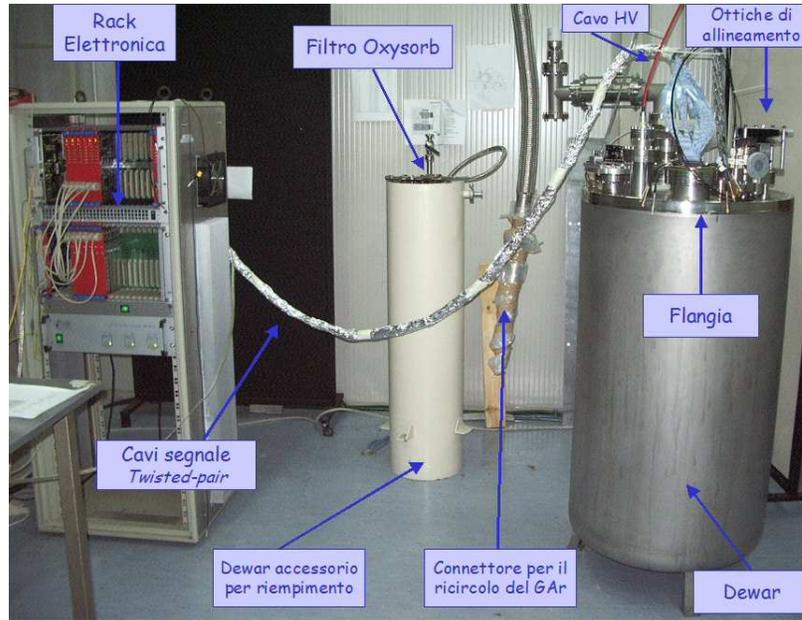


Figura 5.2: Foto di insieme dell'apparato sperimentale.

- la lettura dei segnali di uscita del monitor di purezza e del misuratore di livello;
- connettere il catodo e i piani di fili all'alta tensione;
- effettuare la lettura dei segnali di uscita dai piani di fili e per l'invio degli impulsi di test;
- l'ingresso e l'uscita del fascio laser nel/dal dewar, tramite due finestre al quarzo.

La flangia è anche utilizzata per sostenere, tramite dei sostegni rigidi di Peek avvitati alla parte inferiore della stessa, oltre alla TPC, il misuratore di livello di Argon liquido (dispositivo che sarà descritto in seguito) e il monitor di purezza (descritto diffusamente nel cap. 3). Per garantire una chiusura adeguata del sistema, la flangia è provvista di 40 fori per viti con standard M6 lungo tutta la sua circonferenza. E' proprio l'azione combinata del peso della flangia e delle viti che fa sì che il filo d'Indio posto nell'intercapedine sul bordo del dewar sia schiacciato e si dilati fino a formare una guarnizione atta a garantire le condizioni di vuoto durante la fase di

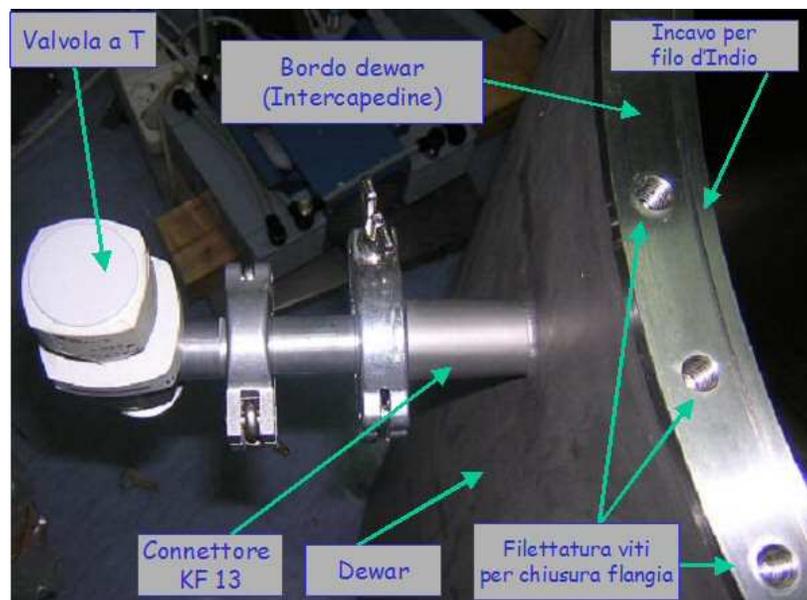


Figura 5.3: Dettaglio dell'intercapedine del contenitore criogenico. Si noti l'incavo per l'inserimento del filo di Indio ed il connettore (Standard KF 13) del contenitore criogenico attraverso il quale, si evacua l'intercapedine.

evacuazione e prima del riempimento con Argon liquido. Il vuoto è ottenuto mediante l'utilizzo di una pompa a due stadi (rotativa e turbomolecolare) attraverso un sistema di connessione fra il dewar e la pompa stessa (fig. 5.5). Lo schema di fig. 5.6 mostra una valvola meccanica di dimensione CF 150 avvitata su di un passante della flangia. Al di sopra, si osserva un connettore di collegamento a *T* sulla cui sommità è agganciato un misuratore di pressione<sup>1</sup>, mentre a destra, guardando lo schema, è posto un connettore a *I* di lunghezza variabile che collega il tutto all'ingresso della pompa turbomolecolare (TMP). La pompa utilizzata ha un'ulteriore bocchetta di ingresso in standard KF 13 su di un lato, utilizzata per svuotare l'intercapedine del contenitore criogenico principale.

La scelta di utilizzare l'Indio come materiale per la chiusura stagna del dewar è scaturita dalle prove di vuoto effettuate. Infatti, utilizzando grassi da vuoto e *O-ring* di gomma non si è riusciti ad ottenere pressioni all'interno del contenitore minori di  $\sim 10^{-3}$  mbar.

<sup>1</sup>Tale dispositivo è in grado di misurare pressioni nell'intervallo  $10^6 \div 10^3$  mbar.

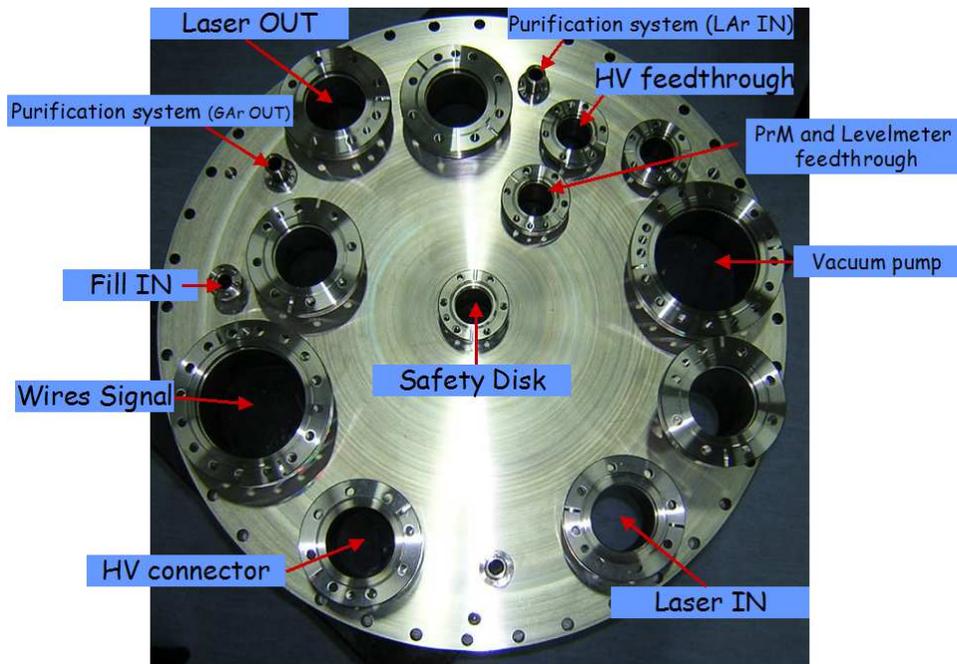


Figura 5.4: Foto della flangia di chiusura del dewar.

La procedura di realizzazione del vuoto è composta di alcuni passi. Il primo riguarda la pulizia preliminare con acetone del contenitore criogenico, della flangia e di tutti gli strumenti utilizzati. Successivamente, si posiziona il filo di Indio, la flangia è posta sul dewar, e le 40 viti di chiusura strette mediante una chiave dinamometrica.

Chiusa la flangia si attiva la pompa rotativa mentre la turbomolecolare entra in funzione quando la pressione interna al dewar raggiunge circa  $1 \text{ mbar}$ . Durante la fase di evacuazione si effettuano prove di tenuta dei passanti della flangia, per accertare eventuali perdite nelle connessioni, spruzzando nelle loro giunture dell'alcool etilico. Essendo tale liquido molto volatile, in presenza di perdite viene risucchiato in breve tempo dalla pompa, provocando un aumento improvviso e temporaneo della pressione interna, facilmente rivelabile attraverso il misuratore di pressione. Nelle prove effettuate con il filo d'Indio è stata raggiunta una pressione di  $8.0 \times 10^{-5} \text{ mbar}$  dopo  $24 \text{ h}$  di funzionamento della pompa, valore accettabile per una corretta operazione dell'apparato sperimentale.

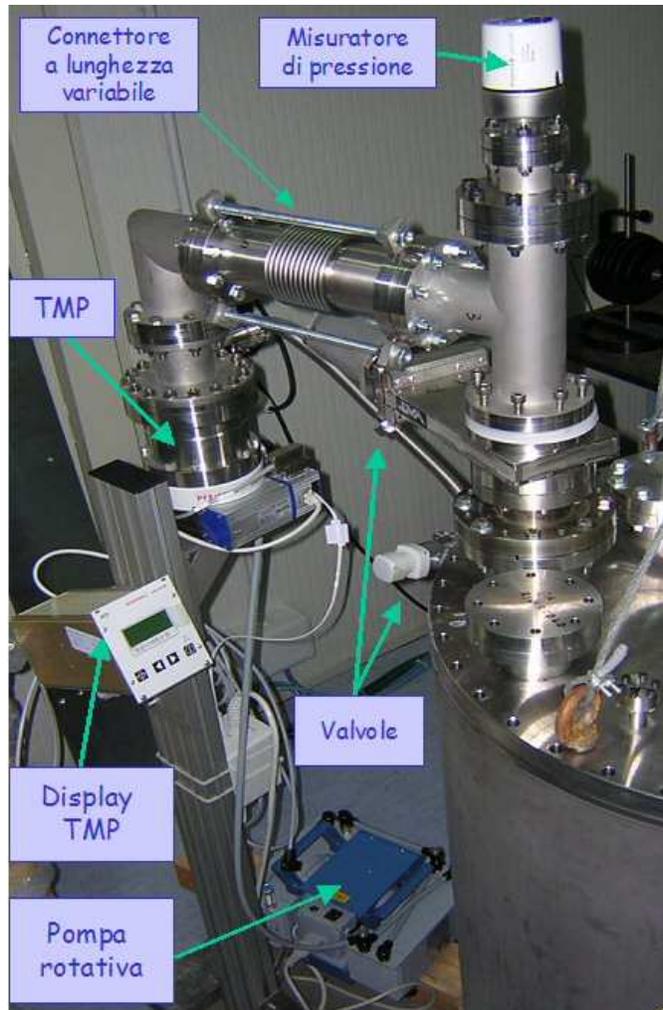


Figura 5.5: Particolare del sistema di vuoto.

### 5.3 Sistema di riempimento e purificazione dell'Argon

Il sistema di riempimento utilizzato durante le prove è basato su contenitori mobili da circa 500 l di Argon liquido industriale, con purezze di circa 1 ppm. Il sistema definitivo utilizzerà un contenitore fisso da 3000 l, esterno al laboratorio e connesso al dewar mediante una linea criogenica fissa e un adeguato sistema di valvole e dispositivi di sicurezza.

Dallo schema illustrato in fig. 5.7 si può vedere che il contenitore di Argon liquido (da purificare) è collegato tramite un connettore flessibile ad una prima val-

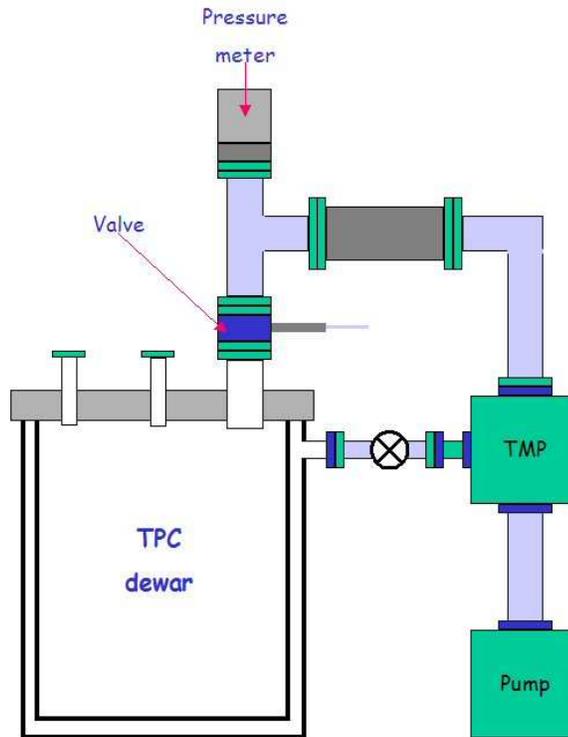


Figura 5.6: Schema del sistema di vuoto del laboratorio di Napoli.

vola (la  $n^{\circ}3$ ), e tramite un connettore rigido a forma di  $I$ , ad una seconda valvola (la  $n^{\circ}1$ ) posta sulla bocchetta di ingresso del filtro di purificazione Oxysorb, mostrato in fig. 5.9. Tale filtro è contenuto in un dewar accessorio nel quale si immette Argon liquido per mantenere le condizioni di criogenia del liquido in ingresso. Il filtro ha in uscita una seconda valvola (la  $n^{\circ}2$ ) ed è collegato tramite un ulteriore connettore rigido ad  $I$  un'altra valvola (la  $n^{\circ}4$ ). A tal punto è posto un connettore a  $T$  che nelle sue due estremità conduce separatamente al dewar da riempire (tramite la valvola  $n^{\circ}6$ ) e alla pompa a vuoto (tramite la valvola  $n^{\circ}5$ ).

La procedura di riempimento prevede notevole cautela. Il problema principale è evitare che grandi quantità di aria (e quindi di Ossigeno) entrino nel filtro diminuendone l'efficienza. I passi da effettuare, che sono schematicamente riportati in fig. 5.8, sono elencati qui in seguito.

La prima azione è di realizzare il vuoto nel dewar e nella sua intercapedine, tenendo tutte le valvole dello schema chiuse al di fuori delle  $n^{\circ}5$  e  $n^{\circ}6$ . Una volta

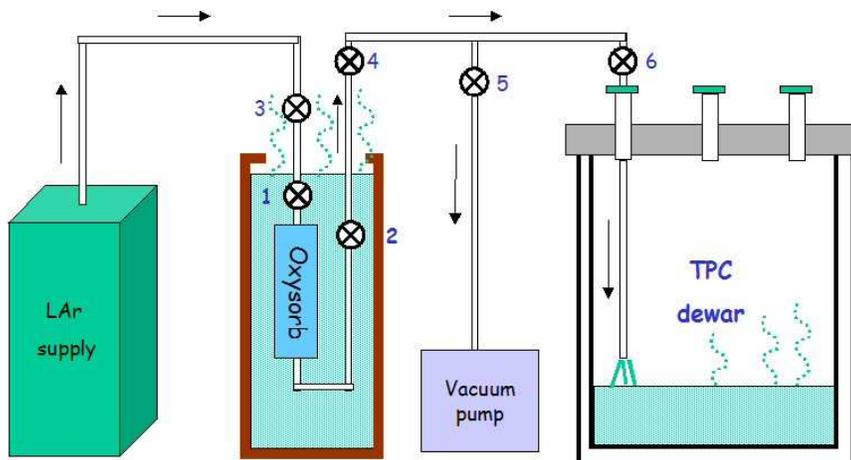


Figura 5.7: Schema del sistema di riempimento utilizzato nel corso delle misure a Napoli.

ottenuta la pressione desiderata, si chiude la  $n^{\circ}6$  e successivamente si apre la  $n^{\circ}4$  realizzando il vuoto nel raccordo a forma di  $I$  fra l'uscita del filtro e il dewar. Fatto ciò, si chiude la valvola  $n^{\circ}5$  e si sposta la pompa sul raccordo di ingresso dell'Oxysorb sulla valvola  $n^{\circ}3$ . Tenendo sempre chiusa la valvola  $n^{\circ}1$  e aprendo la valvola  $n^{\circ}3$ , si realizza il vuoto nel connettore ad  $I$ . A tal punto, si chiude di nuovo la valvola  $n^{\circ}3$  e si aprono le valvole  $n^{\circ}1$  e  $n^{\circ}2$  prima di immettere il filtro nel dewar mostrato alla sinistra dello schema. Aprendo l'uscita del contenitore di Argon si riempie il dewar nel quale è alloggiato il filtro. Quindi, a riempimento avvenuto, si connette nuovamente l'uscita della bombola di Argon liquido alla valvola  $n^{\circ}3$  e si inizia a far fluire il liquido nei raccordi. Successivamente si aprono le valvole  $n^{\circ}3$ ,  $n^{\circ}4$  e  $n^{\circ}6$ . A tal punto l'Argon inizia a riempire il dewar contenente la TPC.

Durante tale fase è importante monitorare la pressione interna del dewar e del sistema, in quanto la presenza di Argon allo stato gassoso provoca un aumento della pressione, che viene mantenuta al di sotto di  $2\text{ bar}$  per motivi di sicurezza. A tal proposito sono state montate due valvole di emergenza sul dewar: un disco di rottura (fig. 5.10) costituito da una membrana che al superamento della pressione di soglia si rompe, e una valvola di sfiato che si apre al superamento di una pressione preimpostabile (circa  $1.2\text{ bar}$ ).

Un altro importante dispositivo dell'apparato sperimentale è il sistema di ricircolo o di purificazione dell'Argon gassoso. Come si può vedere dallo schema di

Valvole						Azione
n°1	n°2	n°3	n°4	n°5	n°6	Vuoto di
⊗	⊗	⊗	⊗	○	○	Dewar
⊗	⊗	⊗	○	○	⊗	Filtro - dewar
⊗	⊗	○	⊗	⊗	⊗	Bombola LAr - Filtro
○	○	○	○	⊗	○	Riempimento dewar

Figura 5.8: Sequenza di apertura e chiusura delle valvole nella procedura di riempimento con Argon liquido. Le valvole di colore rosso con una x al centro sono chiuse, quelle in blu sono aperte.

fig. 5.1, la purificazione dell'Argon immesso nel dewar avviene sfruttando la sua naturale evaporazione all'interno del sistema dovuta ad una tenuta adiabatica non ideale del dewar stesso. L'Argon allo stato gassoso diffonde attraverso un passante a cui è collegato un connettore flessibile a forma di *I* agganciato alla parte inferiore di un sistema di filtri, all'uscita del quale, tramite un connettore flessibile è connessa una serpentina posta in un altro dewar riempito di Argon liquido. All'arrivo nella serpentina, l'Argon allo stato gassoso (purificato) inizia a liquefare cedendo calore all'Argon liquido che riempie il contenitore. Una volta purificato, e di nuovo liquefatto, l'Argon ritorna a caduta nel dewar sottostante tramite un connettore rigido a forma di *I*. In fig. 5.11 è mostrato un particolare della serpentina di ricondensa dell'Argon purificato.

Lo strumento utilizzato per il monitoraggio del livello del liquido nel connettore criogenico principale è il cosiddetto misuratore di livello (fig. 5.12). Tale dispositivo è un condensatore cilindrico di circa 100 cm di lunghezza avvitato ad un sostegno di Peek agganciato alla parte inferiore della flangia. Questo strumento fornisce indicazioni sul livello del liquido all'interno del dewar, che durante le operazioni di misura deve essere sufficientemente al di sopra dell'ultimo piano di fili della TPC. La misura è effettuata in base alla variazione della capacità intrinseca del condensatore conseguente alla variazione di livello di Argon liquido che lo riempie. Il segnale di uscita dello strumento, trasportato all'esterno tramite un passante da vuoto è letto con un multimetro digitale.

Prima dell'utilizzo, si è effettuata una calibrazione dello strumento, ottenendo

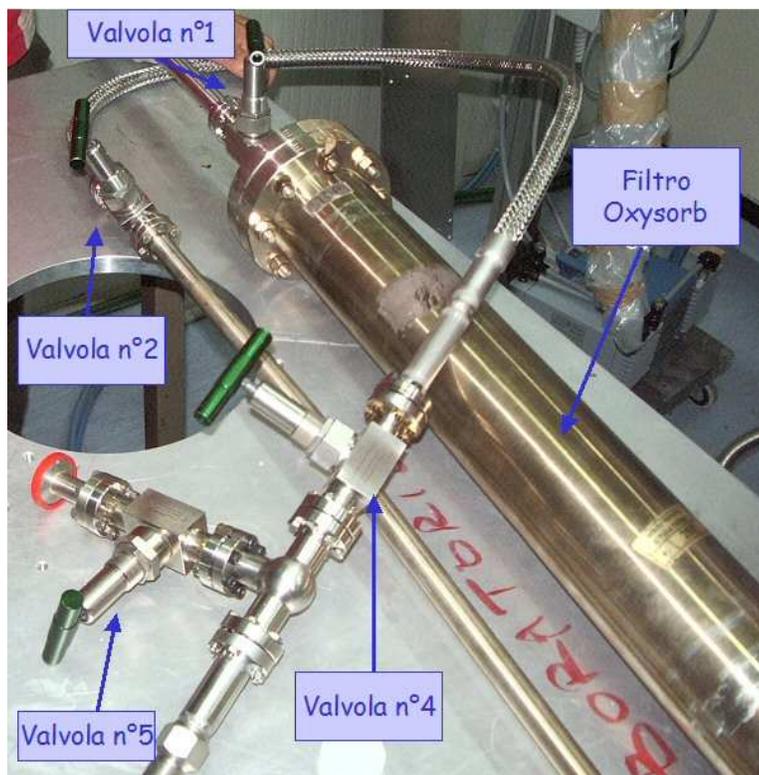


Figura 5.9: Foto del filtro Oxysorb.

Capacità ( $pF$ )	Livello ( $cm$ )	Note
303	27	
314	36	
322	43	Top TPC
336	49	
344	56	

Tabella 5.1: Calibrazione del misuratore di livello dell'Argon. Si noti che la TPC risulta totalmente immersa per valori della capacità superiori a  $322 pF$ .

i dati riportati in tab. 5.1. In fig. 5.13 è mostrato il grafico della misura di capacità (in  $pF$ ) in funzione della posizione del liquido nel contenitore (misurata in  $cm$  partendo dal fondo). Dalla curva si evince che la risposta dello strumento risulta lineare e il fattore di conversione essere  $1.45 pF/cm$ .



Figura 5.10: Foto del disco di rottura.

#### 5.4 Rivelatore TPC prototipo

All'interno del dewar è montato un prototipo di TPC (fig. 5.14). Il rivelatore ha forma di parallelepipedo ed ha due facce parallele di  $35.5 \times 35.5 \text{ cm}^2$  ciascuna, rispettivamente con funzione di catodo e anodo. La struttura di sostegno è formata da quattro cilindri in Peek di  $1.5 \text{ cm}$  di diametro posti verticalmente, che tengono gli elettrodi ad una distanza relativa di  $31 \text{ cm}$ , e da barrette di Peek orizzontali di  $1 \text{ cm}$  di spessore.

Per garantire l'uniformità del campo elettrico nel volume sensibile fra gli elettrodi, sono state stampate su quattro basi quadrate in Vetronite<sup>2</sup> 30 piste conduttrici equispaziate, agenti da guide di campo, collegate fra loro da un partitore resistivo (fig. 5.16). La prima pista è collegata al catodo tramite una resistenza da  $10 \text{ M}\Omega$

<sup>2</sup>Una per ogni lato della TPC.

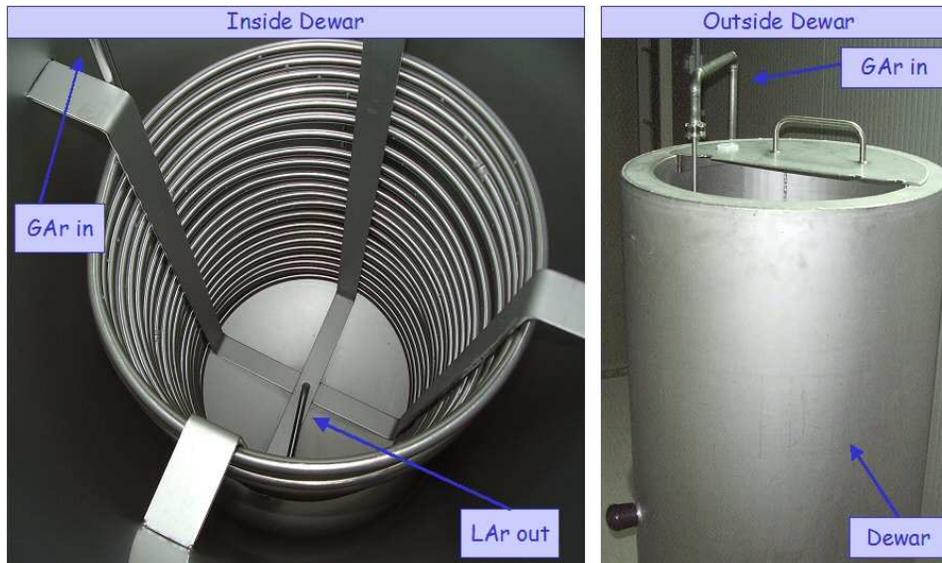


Figura 5.11: A sinistra: Particolare del sistema di ricircolo gassoso dell'Argon liquido: la serpentina di ricondensa. A destra: Foto del dewar accessorio del sistema di ricircolo dell'Argon gassoso.

mentre le guide di campo sono collegate fra loro con 29 coppie di resistenze in parallelo di  $\sim 20 M\Omega$ . Le quattro basi in Vetronite sono agganciate tramite viti anch'esse in Peek (quattro per lato) ai due sostegni orizzontali.

Per costruire il percorso del fascio laser, due specchi a  $45^\circ$  sono ancorati alle barrette verticali di sostegno, il cui centro è in asse con il passante della flangia che ospita le finestre di quarzo (fig. 5.15).

Gli elettrodi di lettura anodici sono due piani di fili paralleli spazati di  $3 mm$  (fig. 5.17). Ogni piano ha 96 fili di acciaio inossidabile di  $100 \mu m$  di diametro e con un passo di  $3 mm$ .

La lettura del segnale dei fili può avvenire in due modi. Il piano più vicino al catodo (*Induzione 1*) rivela gli elettroni di deriva tramite gli impulsi elettrici che gli stessi inducono sui fili, mentre il successivo, con i fili ruotati di  $90^\circ$  rispetto a quelli del primo, funge da ulteriore piano di induzione (*Induzione 2*) o da piano di collezione. I fili sono saldati ad una cornice di vetronite che supporta anche le piste per la connessione dell'HV, le capacità di disaccoppiamento e i connettori per la lettura del loro segnale. Il catodo è anch'esso stampato su un supporto di vetronite



Figura 5.12: Foto del condensatore cilindrico che funge da misuratore di livello.

di 3 *mm* di spessore.

I 96 fili sono raggruppati logicamente in tre settori da 32 fili ciascuno, connessi ognuno ad un connettore e ad un cavo piatto *twisted pair*. Tali settori sono stati etichettati con i simboli  $I_1$ ,  $I_2$  e  $I_3$  per quelli del piano di Induzione 1 e  $C_1$ ,  $C_2$ , e  $C_3$  per il piano di Induzione 2. Il loro schema elettrico è illustrato in fig. 5.18. Come si può vedere, per disaccoppiare l'elettronica di lettura dall'alta tensione (HV) a cui sono posti i piani di fili, un condensatore di 1 *nF* è stato saldato a monte dei connettori dei cavi di lettura per ciascun filo. Dall'altra estremità dei fili sono poste delle resistenze da 20  $M\Omega$  in parallelo, connesse a loro volta ad un'ulteriore resistenza da 20  $M\Omega$  collegata ad un filtro per l'alta tensione. Tale filtro è composto da un condensatore da 1 *nF* con un'armatura a massa e l'altra

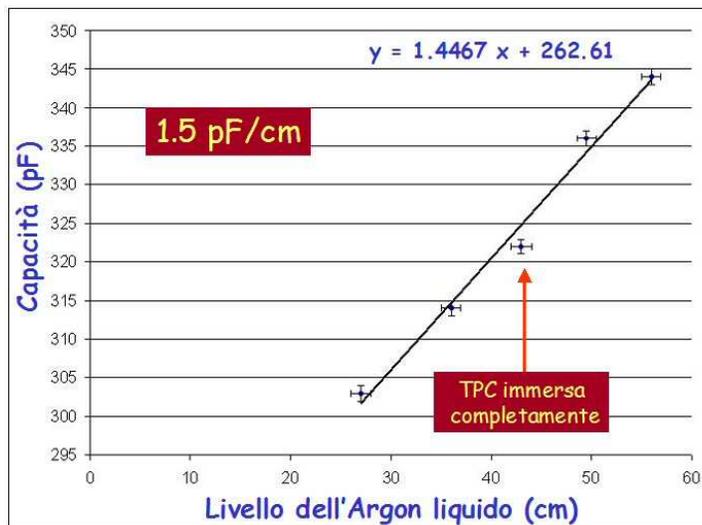


Figura 5.13: Dati sperimentali e relativo fit per la calibrazione del misuratore di livello.

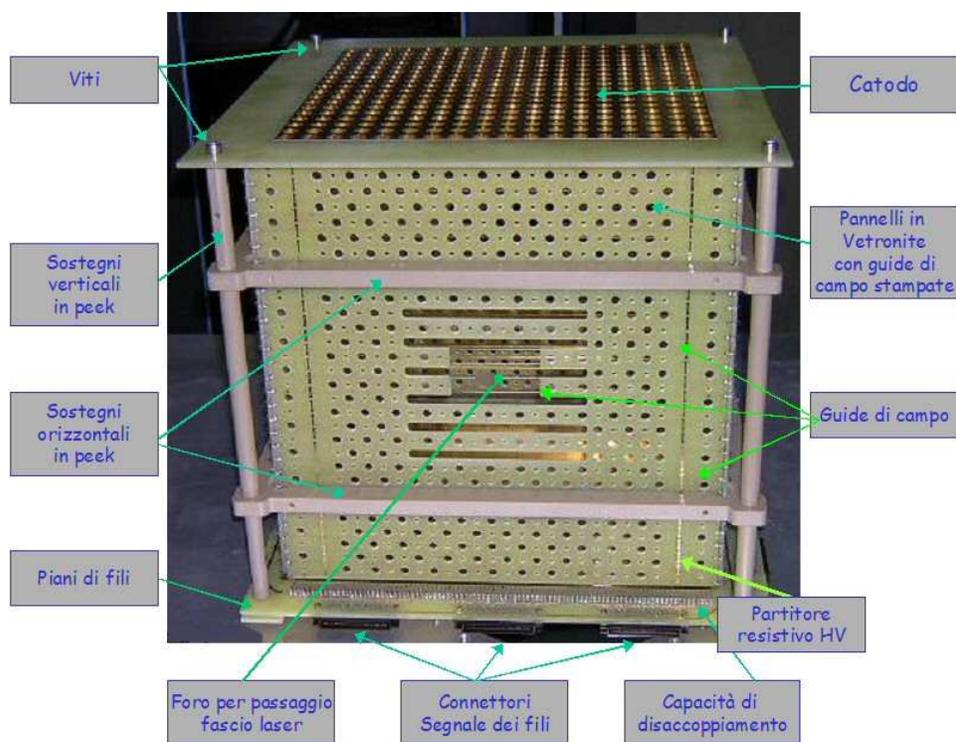


Figura 5.14: Foto del prototipo di TPC.

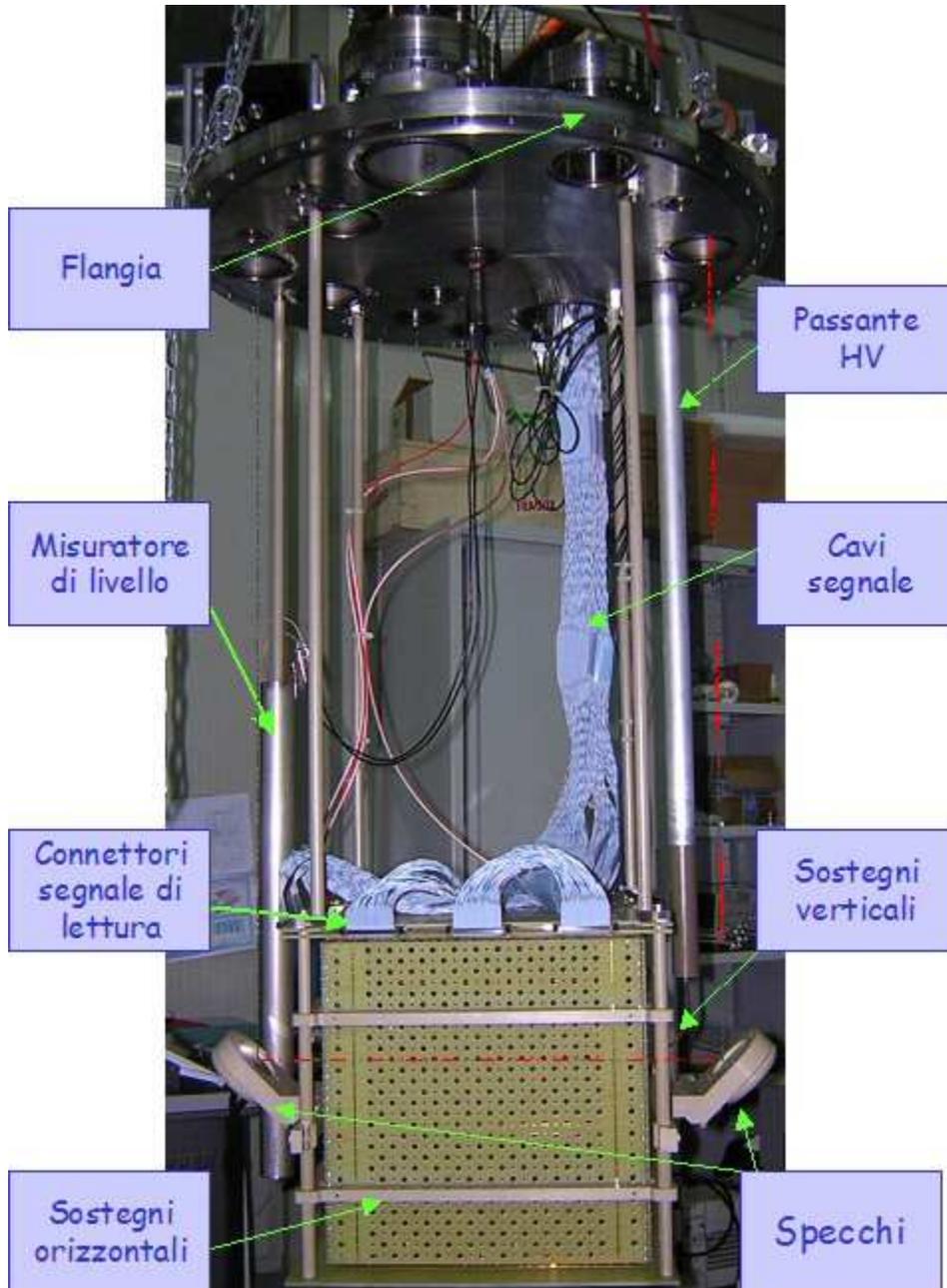


Figura 5.15: Foto di insieme dell'apparato sperimentale.

collegata ad un'altra resistenza da  $20\text{ M}\Omega$ .

Tre piste di rame per piano, di circa  $9\text{ cm}$  di larghezza e  $1\text{ cm}$  di lunghez-

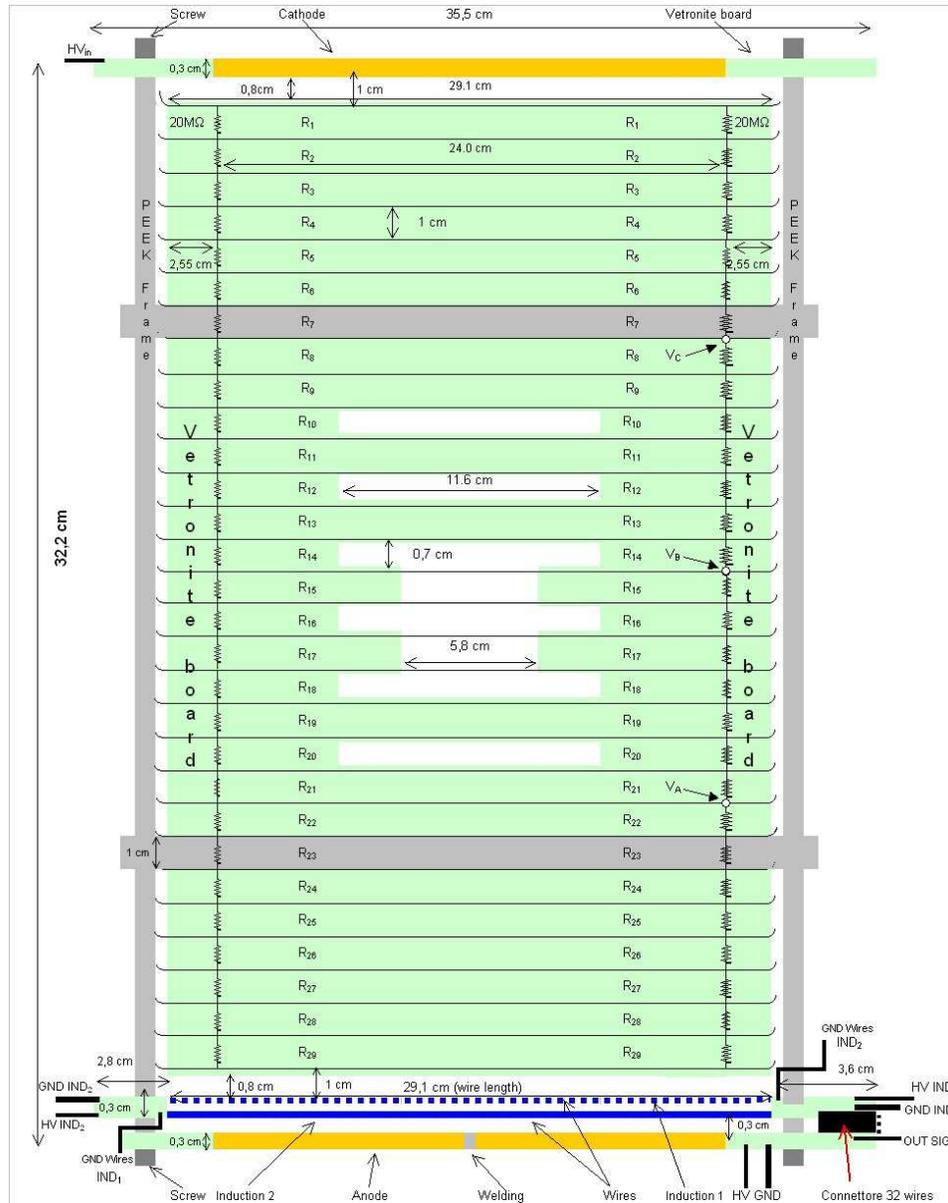


Figura 5.16: Schema elettrico della TPC.

za, sono stampate su vetronite per l'invio di impulsi di prova ai tre settori di fili. Tali impulsi raggiungono i fili, attraversano una capacità di  $1 \text{ pF}$ . La massa dei connettori dei segnali di lettura dei fili e dell'HV è la stessa per ogni piano.

Studi effettuati sulla mobilità elettronica, combinati a misure sul grado di pu-



Figura 5.17: Foto dei due piani di fili anodici della TPC.

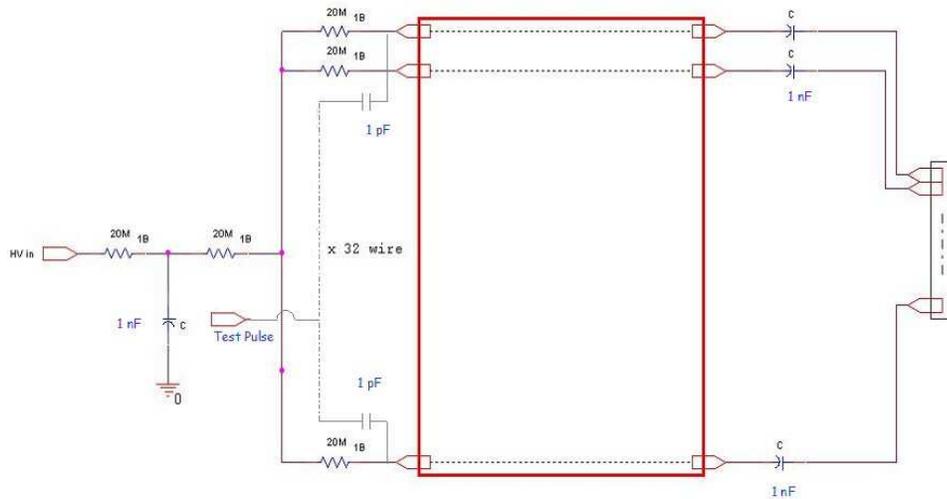


Figura 5.18: Schema elettrico modulare dei piani di fili della TPC. In figura è riportato lo schema dei fili appartenenti allo stesso settore (32 fili).

rezza dell'Argon, hanno portato alla scelta del valore del campo elettrico fra il catodo ed il piano Induzione 1 a  $E_1 = 500 V/cm$  [41].

Nelle prove preliminari effettuate con la TPC prototipo a Napoli si è usato

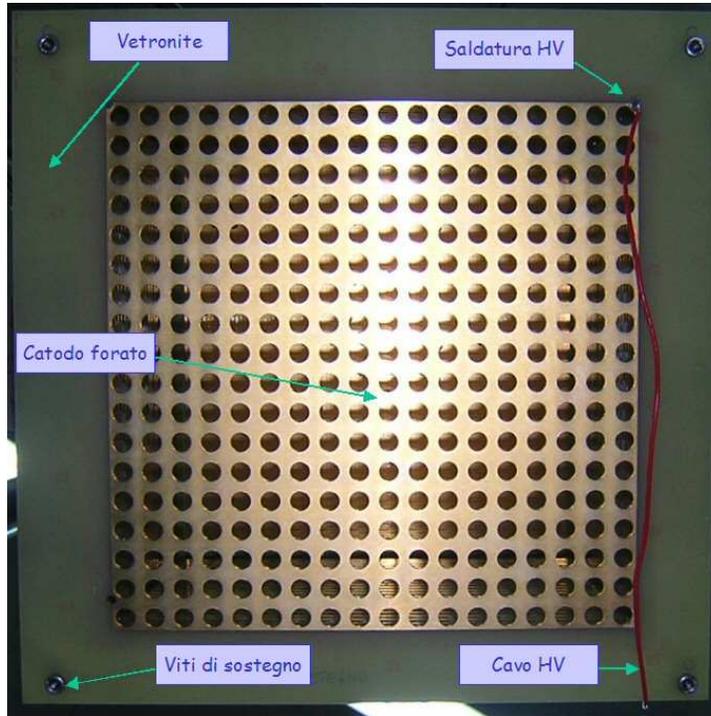


Figura 5.19: Foto del catodo della TPC.

l'anodo come piano di collezione (senza leggere il segnale) e i due piani di fili come piani di induzione, scegliendo un campo elettrico che li rendesse trasparenti al passaggio degli elettroni di deriva. I valori di soglia dei campi elettrici fra i due piani di fili ( $E_2$ ) e fra il secondo piano e l'anodo ( $E_3$ ) sono stati calcolati con la seguente formula [41]

$$E_2 > \frac{1 + \rho}{1 - \rho} E_1 > 1.37 E_1 = 686 \text{ V/cm} \quad (5.1)$$

con  $\rho = 2\pi r/p = 0.157$ ,  $r = 7.50 \times 10^{-3} \text{ cm}$  raggio dei fili e  $p = 0.3 \text{ cm}$  uguale alla distanza fra fili contigui (*pitch*)

$$E_3 > \frac{1 + \rho}{1 - \rho} E_2 > 1.37 E_2 = 942 \text{ V/cm} \quad (5.2)$$

Tramite le precedenti equazioni si sono quindi scelti i valori del campo elettrico nelle tre regioni di deriva della TPC. I valori utilizzati sono stati scelti con un fattore di proporzionalità maggiore (1.5) rispetto alla soglia (1.37) calcolata tramite le eq. 5.1 e 5.2. Tale scelta conduce ad un valore per i campi elettrici di  $E_1 = 500 \text{ V/m}$ ,

$E_2 = 750 \text{ V/m}$  e  $E_3 = 1125 \text{ V/m}$ , generati tramite le seguenti tensioni agli elettrodi: il catodo a  $-14500 \text{ V}$ , la guida di campo più vicina al piano di Induzione 1 a massa, il piano di induzione 1 a  $+500 \text{ V}$  il piano di Induzione 2 a  $+750 \text{ V}$  e l'anodo a  $+838 \text{ V}$ .

Il catodo è costituito da un piano di Vetronite metallizzato e forato (fig. 5.19). Esso è collegato all'alta tensione attraverso un lungo connettore coassiale (fig. 5.20), al cui cavo centrale si salda un filo per l'HV. All'esterno, tale connettore è collegato ad un alimentatore di HV in grado di erogare tensioni negative fino a  $30 \text{ kV}$ .

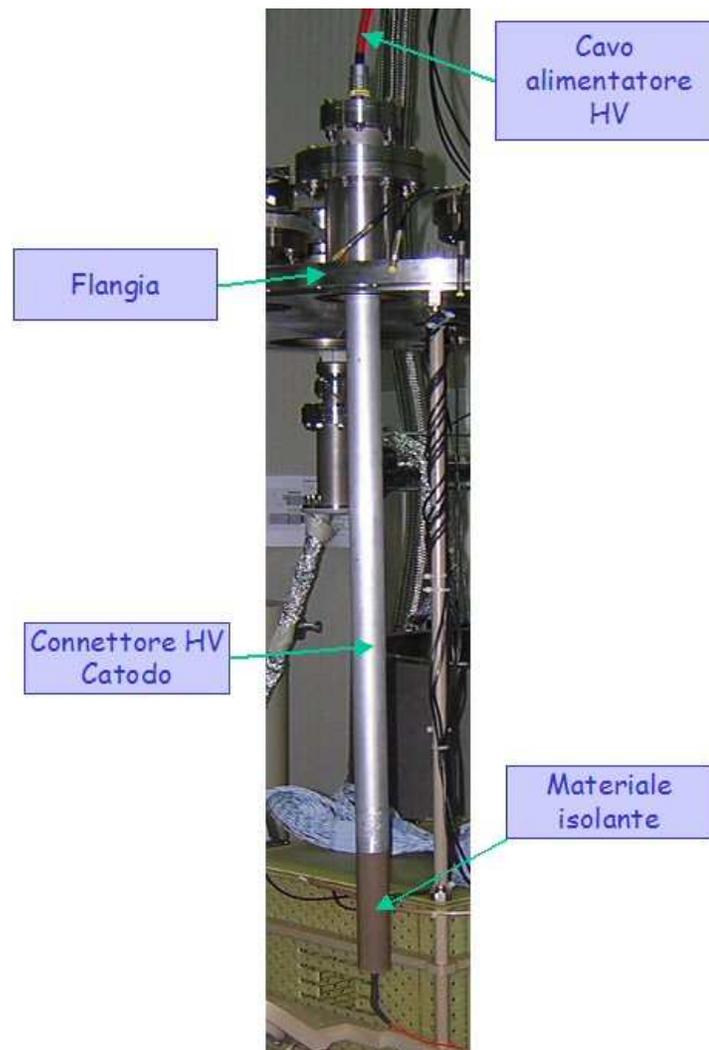


Figura 5.20: Foto del passante criogenico per l'alta tensione del catodo.

Nelle prove effettuate si sono utilizzati 4 cavi: per l'HV e la massa del piano di Induzione 1, per l'HV e la massa del piano di Induzione 2, per l'HV e la massa del piano anodico e per la connessione a massa dell'ultima guida di campo. Dall'altra estremità la parte interna dei cavi è stata collegata a 4 connettori di un passante a vuoto per l'HV, tramite dei Mammut<sup>3</sup>, mentre le calze di schermaggio sono state saldate tutte insieme e successivamente connesse ad un ulteriore connettore del passante a vuoto per il collegamento ad un'unica massa all'estremo del dewar (connessione a stella). È da notare che per evitare scariche fra i vari cavi e i connettori del passante posti a diversa tensione, le saldature sono state ricoperte con materiali isolanti e termorestringenti, mentre i connettori del passante sono stati inseriti in tubicini di teflon.

All'esterno del dewar, tramite ulteriori cavi con connettori BNC, sono stati collegati i connettori di uscita del passante con un generatore di tensione a 30 canali indipendenti (15 positivi e 15 negativi) che fornisce una tensione massima di 3.5 kV per canale e che viene comandato tramite PC mediante una connessione remota.

## 5.5 Prove preliminari meccaniche ed elettriche

Preliminarmente, sono state effettuate per la TPC delle prove di resistenza meccanica ed elettriche in Azoto liquido. L'Azoto liquido ha una temperatura inferiore a quella dell'Argon liquido, ma è notevolmente più economico e quindi adatto a tali misure termomeccaniche. Le prove hanno avuto lo scopo di controllare il comportamento delle parti meccaniche della TPC durante la fase di immersione della stessa nel liquido criogenico. La prima prova ha evidenziato un corretto funzionamento della camera a meno della rottura di alcune viti di sostegno. Tali viti, originariamente realizzate in Nylon, tengono unite le facce di vetronite laterali sulle quali sono stampate le guide di campo ai sostegni orizzontali realizzati in Peek. Successivamente, la prova è stata ripetuta con delle viti in Peek che non hanno invece presentato alcun problema durante la fase di immersione.

Altre misure termomeccaniche sono state successivamente realizzate con la TPC completamente assemblata e provvista degli specchi per la deflessione del

---

<sup>3</sup>Connettori metallici con piccole viti per l'aggancio dei cavi.

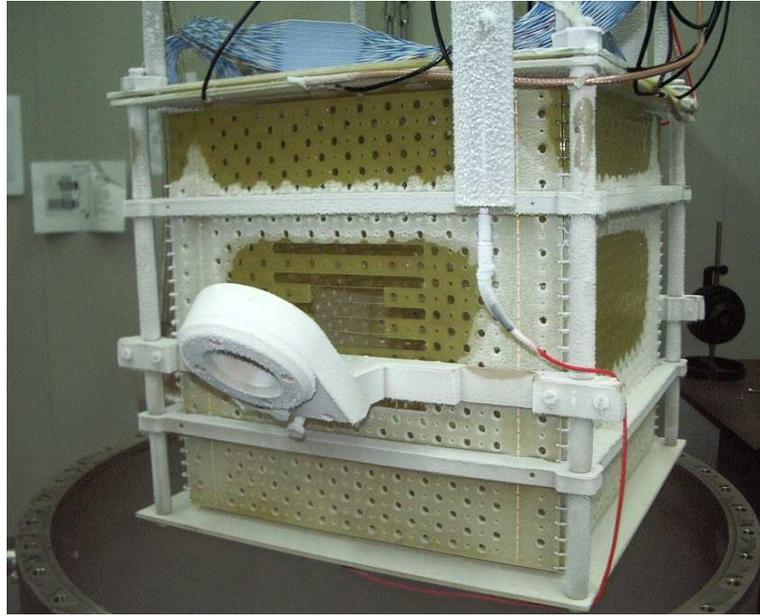


Figura 5.21: Foto di insieme della TPC dopo l'immersione in Argon liquido in una delle prove termomeccaniche.

raggio laser. In fig. 5.21 è mostrata la TPC appena estratta dal dewar riempito di Argon liquido.

La prova di resistenza elettrica è servita invece a monitorare il comportamento a bassa temperatura delle resistenze e delle varie connessioni elettriche che collegano fra loro i *race tracks* della camera. Dopo l'immersione della TPC nel liquido criogenico, è stato alimentato il catodo in un intervallo di tensione ( $V_{cc}$ ) da 1 *kV* a 17.5 *kV* e si è misurata la tensione in tre punti di controllo del partitore  $V_A$ ,  $V_B$  e  $V_C$  (fig. 5.16 e fig. 5.22). Le misure di tensione ai punti A, B e C sono state effettuate con un multimetro digitale con una resistenza interna di 75  $M\Omega$  e con un errore sulla misura di una cifra significativa. I risultati, riportati in tab. 5.2 sono in accordo con i valori calcolati. Il calcolo dei valori attesi è stato effettuato considerando la perturbazione introdotta dallo strumento di misura al sistema, secondo i circuiti equivalenti di fig. 5.23, 5.24 e 5.25.

Nelle fig. 5.26, 5.27 e 5.28 sono riportate rispettivamente le curve ( $V_x^m = a + b \cdot V_{cat}$  con  $x = A, B$  o  $C$ ) dei valori della tensione nei punti di prova ( $V_A$ ,  $V_B$  e  $V_C$ ) in funzione della tensione del catodo ( $V_{cat}$ ). Mediante un fit si è ritrovato l'atteso

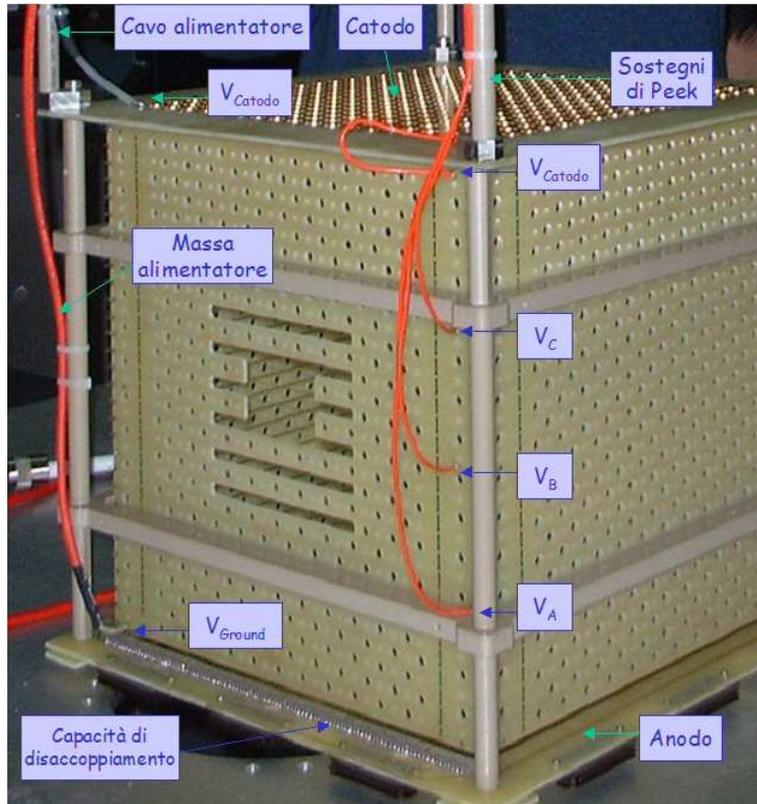


Figura 5.22: Foto di insieme della TPC prima dell'immersione nel liquido criogenico per la prova di misura della resistenza all'alta tensione. Si notino le saldature con i cavi dell'HV del catodo e dell'ultima guida di campo (connessa a massa) e i tre punti di prova ( $V_A$ ,  $V_B$  e  $V_C$ ).

andamento lineare (tab. 5.3). La pendenza della retta ( $b = R_x/R_{tot}^{eq}$ ) fornisce il valore della resistenza equivalente della TPC.

Si è inoltre calcolata la variazione attesa per i valori di  $V_A$ ,  $V_B$  e  $V_C$  nel caso di rotture di resistenze. In particolare, si sono distinti due casi

- la rottura di una resistenza fra un punto di misura (A, B o C) e massa;
- la rottura di una resistenza fra un punto di misura (A, B o C) e alimentazione ( $V_{cc}$ ).

La rottura di una resistenza fra punto A e massa provocherebbe un incremento di  $R_{tot}$  di circa  $2 M\Omega$  per ogni resistenza rotta ed una diminuzione di  $V_A$  di circa il

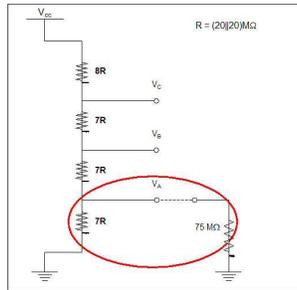


Figura 5.23: Circuito equivalente per la misura di  $V_A$ . La resistenza equivalente tra il punto A e massa è data dal parallelo tra la resistenza del probe e i  $70 M\Omega$  della camera ( $R_{eq} = 36.2 M\Omega$ ). La perturbazione introdotta dallo strumento di misura riduce la resistenza totale della camera a  $256.2 M\Omega$ .

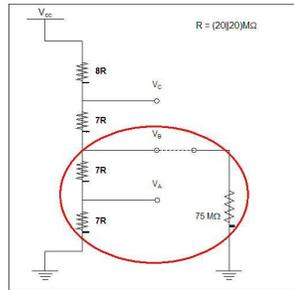


Figura 5.24: Circuito equivalente per la misura di  $V_B$ . La resistenza equivalente tra il punto B e massa è data dal parallelo tra la resistenza del probe e i  $14 M\Omega$  della camera ( $R_{eq} = 48.8 M\Omega$ ). La perturbazione introdotta dallo strumento di misura riduce la resistenza totale della camera a  $198.8 M\Omega$ .

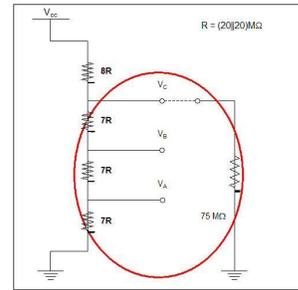


Figura 5.25: Circuito equivalente per la misura di  $V_C$ . La resistenza equivalente tra il punto C e massa è data dal parallelo tra la resistenza del probe e  $21 M\Omega$  della camera ( $R_{eq} = 55.3 M\Omega$ ). La perturbazione introdotta dallo strumento di misura riduce la resistenza totale della camera a  $135.3 M\Omega$ .

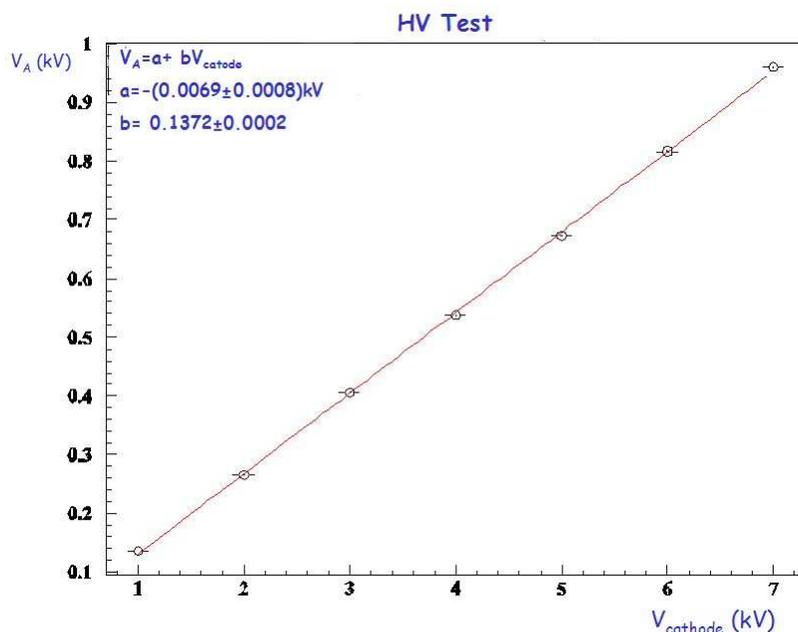


Figura 5.26: Fit delle misure di alta tensione nella prova di resistenza elettrica della TPC (punto di prova  $V_A$ ).

5% del suo valore. Visto che dal fit si ottiene un errore su  $R_{tot}$  di  $0.5 M\Omega$ , tale eventualità è difficilmente comprovabile con i risultati della misura effettuata.

Invece, la rottura di una resistenza fra il punto A e l'alimentazione ( $V_{cc}$ ) porterebbe ad una diminuzione del valore atteso di  $V_A$  del 25%, valore al quale si è

$V_{cat}$ (kV)	i	$V_C^c$ (V)	$V_B^c$ (V)	$V_A^c$ (V)	$V_C^m$ (V)	$V_B^m$ (V)	$V_A^m$ (V)	$\frac{(V_C^m - V_C^c)}{V_C^c}$	$\frac{(V_B^m - V_B^c)}{V_B^c}$	$\frac{(V_A^m - V_A^c)}{V_A^c}$
1,0	3	0,409	0,246	0,141	0,393	0,232	0,136	4,0%	5,9%	3,9%
2,0	7	0,817	0,491	0,283	0,772	0,456	0,266	5,8%	7,7%	6,3%
3,0	11	1,226	0,737	0,424	1,174	0,697	0,405	4,4%	5,7%	4,7%
4,0	13	1,634	0,982	0,565	1,559	0,942	0,537	4,8%	4,3%	5,3%
5,0	17	2,043	1,228	0,707	1,957	1,159	0,673	4,4%	6,0%	5,0%
6,0	20	2,451	1,474	0,848	2,383	1,410	0,817	2,9%	4,5%	3,8%
7,0	24	2,860	1,719	0,989	2,809	1,660	0,960	1,8%	3,6%	3,0%

Tabella 5.2: Confronto tra i valori calcolati e misurati della tensione nella prova di resistenza elettrica della TPC. L'errore sulla misura di  $V^m$  è  $0.001 V$  equivalente ad una cifra significativa dello strumento di lettura.

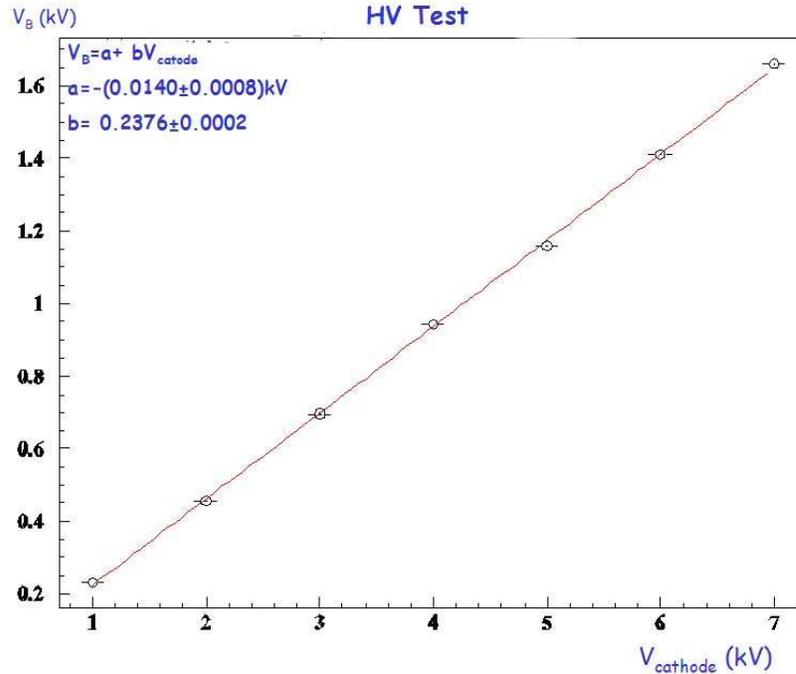


Figura 5.27: Fit delle misure di alta tensione nella prova di resistenza elettrica della TPC (punto di prova  $V_B$ ).

	Misure al Punto A	Misure al Punto B	Misure al Punto C
$a$ (kV)	$-(0.69 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	$(-0.140 \pm 0.008) \times 10^{-1}$	$-(0.294 \pm 0.008) \times 10^{-1}$
$b = R_x / R_{tot}^{c_q}$	$0.1372 \pm 0.0019$	$0.2376 \pm 0.0002$	$0.4019 \pm 0.0019$
$\chi^2$	27.7	95	393
$R$ (M $\Omega$ )	$35.1 \pm 0.5$	$47.24 \pm 0.04$	$135.3 \pm 0.3$
$R_{Cal} - R_{Fit}$ (M $\Omega$ )	1.11	1.60	0.89

Tabella 5.3: Valori ottenuti dai fit delle misure di alta tensione nella prova di resistenza elettrica della TPC.

ampiamente sensibili. È anche possibile individuare la porzione di un'eventuale resistenza rotta dalla misura del valore di  $V_B$  e  $V_C$ . Infatti, nel caso di rottura di una resistenza fra il punto B e l'alimentazione si avrebbe una diminuzione di circa il 16% del valore atteso per  $V_B$ , e nel caso di rottura fra il punto C e l'alimentazione si avrebbe una diminuzione di circa il 12% del valore atteso per  $V_C$ . Da tali considerazioni si evince che il sistema adoperato è sensibile a variazioni di tensione causate da eventuali rotture di resistenze e che durante la prova effettuata la TPC

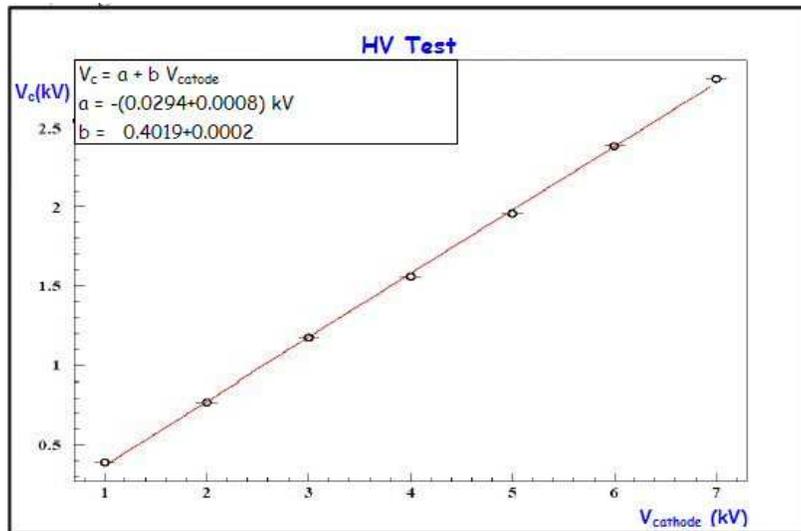


Figura 5.28: Fit delle misure di alta tensione nella prova di resistenza elettrica della TPC (punto di prova  $V_c$ ).

ha avuto un comportamento corretto.

Successivamente, è stata realizzata una prova di alta tensione sui piani di fili. Le misure, riportate in tab. 5.4, sono state effettuate con due generatori di alta tensione connessi ai 4 elettrodi della camera: il catodo, l'anodo e i due piani di fili ( $Ind_1$  e  $Ind_2$ ). Un volta applicata la tensione agli elettrodi, con una rampa di salita di  $5 \text{ V/s}$  si è monitorato per circa 20 minuti il valore della corrente, per evidenziare possibili scariche dovute, ad esempio, a saldature di collegamento imperfette o a corti tra i fili. Nella prova non si sono riscontrati malfunzionamenti di alcuna natura.

	Tensione applicata (V)	Corrente misurata ( $\mu\text{A}$ )
$Ind_1$	+500	5.0
$Ind_2$	+725	6.6
Anodo	+838	0.0
Catodo	-14500	51.0

Tabella 5.4: Risultati delle misure effettuate durante la prova di alta tensione dei piani di fili.

## 5.6 Prove dell'elettronica di acquisizione dati

I segnali in uscita dai fili della TPC sono letti tramite l'elettronica standard dell'esperimento ICARUS, descritta nel cap. 2. In particolare nelle prove, si sono utilizzate 6 schede di disaccoppiamento A764 che provvedono alla distribuzione del segnale dei fili alle 6 schede analogiche V791Q (da 32 canali ognuna)<sup>4</sup>, attraverso una capacità di  $4.7\text{ nF}$  (fig. 5.29). Le schede analogiche amplificano i segnali, eseguendo un multiplexing dei canali e digitalizzandoli. Dopo aver campionato i dati con un flash ADC a  $10\text{ bit}$ , essi sono inviati tramite links seriali alle 6 schede digitali V789. Tali schede risiedono in crate VME, la cui CPU di controllo è connessa via Ethernet ad un PC che gestisce l'acquisizione e il salvataggio dei dati. La visualizzazione dei dati acquisiti può avvenire tramite due programmi: QScan e

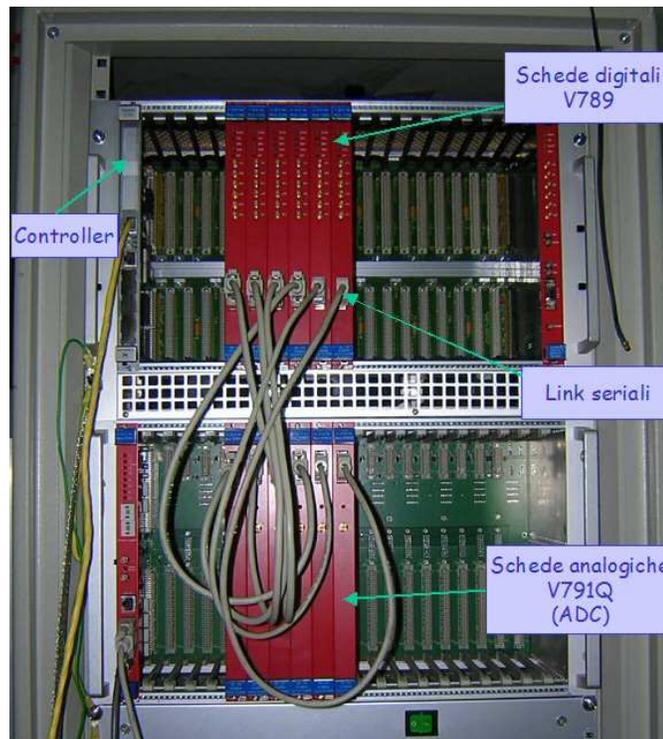


Figura 5.29: Rack dell'elettronica di lettura della TPC.

R050I. Tali programmi visualizzano graficamente le tracce con un diagramma che presenta sull'asse delle  $x$  il tempo di deriva misurato in campionamenti da  $400\text{ ns}$

<sup>4</sup>Tre per piano, una per ogni settore composto da 32 fili.

e sull'asse delle y il numero identificativo del filo. La traccia, evidenziata con un gradiente di grigi, è ricostruita in base all'intensità dell'impulso elettrico di ogni filo, in quanto gli impulsi di ampiezza maggiore vengono visualizzati con pixel più scuri mentre gli impulsi di ampiezza vicina a zero o negativi sono visualizzati con pixel chiari o bianchi. Il tempo di deriva considerato durante ogni visualizzazione è quello preimpostato dalla lunghezza totale del buffer dell'ADC (1024 campionamenti).

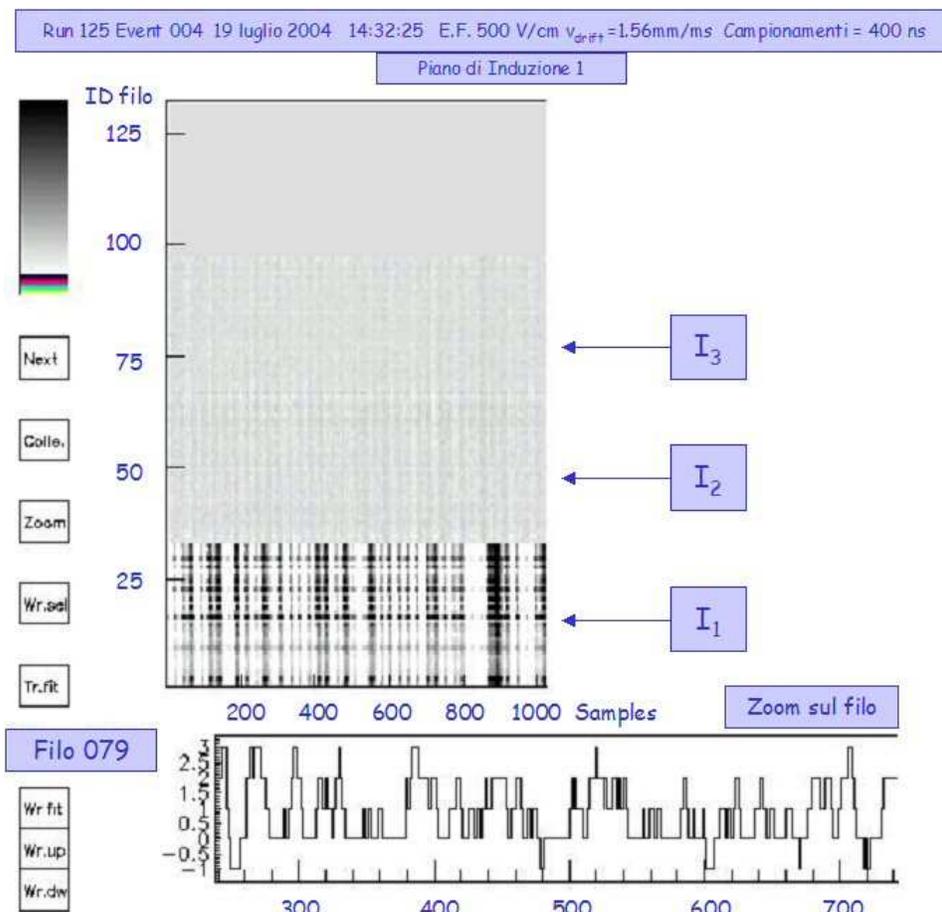


Figura 5.30: Event display relativo alla prova di misura del rumore di fondo con la TPC chiusa nel dewar ed immersa in Argon liquido (Run  $n^\circ 125$ , piano di Induzione).

Sono state effettuate alcune prove del sistema di acquisizione e dell'elettronica di lettura per conoscere l'entità del rumore di fondo presente in diverse configurazioni del rivelatore prototipo. Come già accenato in precedenza, la TPC possiede

96 fili per piano divisi in tre parti dai relativi connettori a 32 pin per il trasporto del segnale all'elettronica di lettura.

La prima misura del rumore di fondo è stata effettuata acquisendo i segnali dai piani di fili con la TPC non alimentata e posta all'esterno del dewar. I dati hanno evidenziato un rumore con un valore massimo picco-picco di circa  $20\text{ mV}$ . Successivamente, è stata effettuata una prova analoga, ma con la TPC inserita nel dewar ed immersa in Argon liquido. Come si può vedere dalla fig. 5.30 (ed in particolare dallo zoom sul segnale del filo 79) i fili da 33 a 96 del piano di Induzione 1, e cioè quelli dei settori  $I_2$  e  $I_3$ , presentano un rumore di fondo trascurabile (dell'ordine di  $2 - 3\text{ mV}$ ) mentre i fili del settore  $I_1$  hanno impulsi di tensione di ampiezza maggiore.

Per capire se il rumore era dovuto all'elettronica o ad un difetto costruttivo intrinseco della TPC si sono invertiti i connettori dei settori  $I_1$  e  $I_2$ . Acquisendo

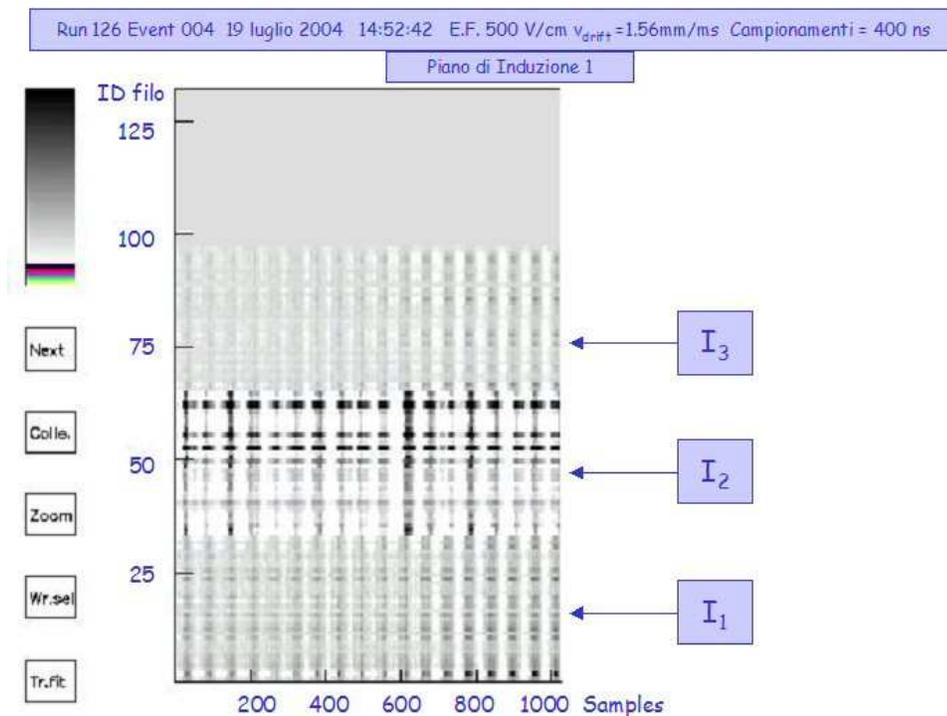


Figura 5.31: Event display relativo alla prova di misura del rumore di fondo con la TPC chiusa nel dewar ed immersa in Argon liquido. Con i cavi dei settori  $I_3$  e  $I_1$  invertiti (Run  $n^\circ 126$ , piano di Induzione).

nuovamente, come si può vedere da fig. 5.31, il settore con il rumore di fondo più alto è diventato quello centrale ( $I_2$ ). Tale prova ha evidentemente mostrato che il rumore era generato al livello del cavo di collegamento. Con una maggiore accuratezza nello schermaggio dei cavi segnale si è poi riusciti a ridurre il rumore (fig. 5.32) fino a qualche  $mV$ .

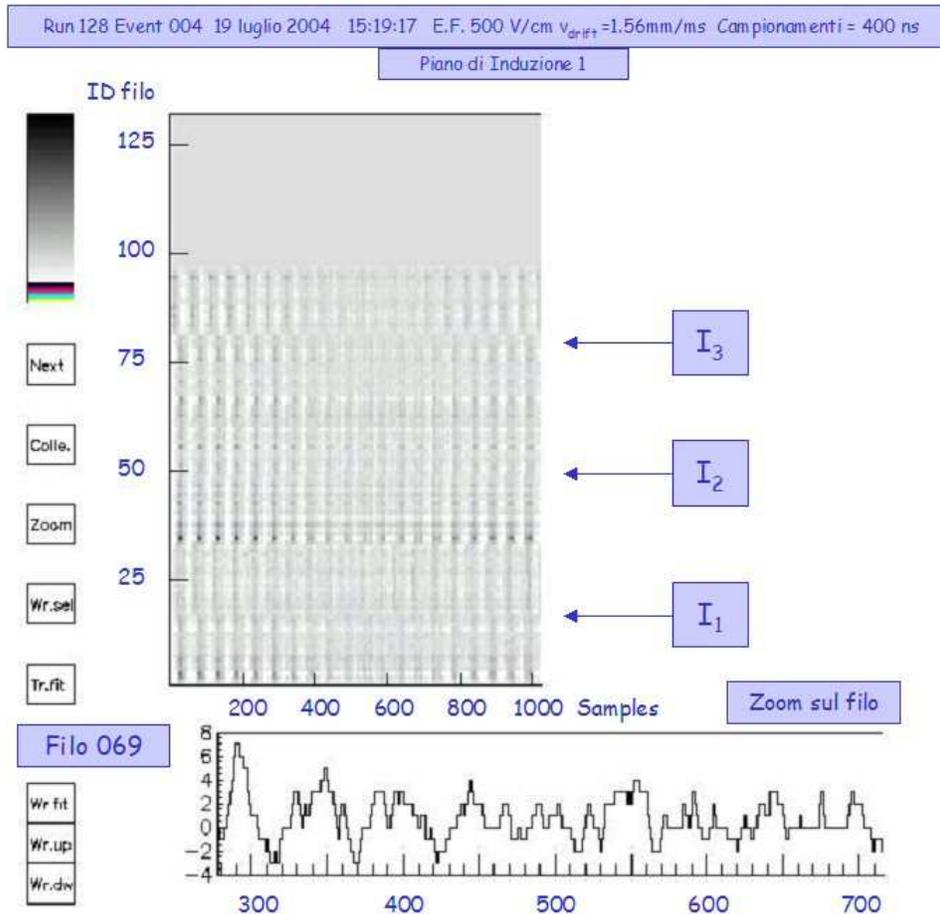


Figura 5.32: Event display relativo alla prova di misura del rumore di fondo con la TPC chiusa nel dewar ed immersa in Argon liquido, dopo uno schermaggio più efficiente dei cavi di segnale (Run n°128, piano di Induzione).

Le prove successive sono state dedicate all'acquisizione di un segnale di prova inviato sui fili. A tal fine, 6 cavi LEMO sono stati saldati con il loro terminale sulle piste e con la calza di schermaggio connessa a massa (uno per pista e tre per piano di fili). Dall'altra estremità sono stati agganciati tramite il loro connettore standard

alla parte inferiore della flangia-passante del segnale, che è provvista di 6 di questi attacchi nella sua parte inferiore. Nel lato superiore sono presenti altri 6 connettori per cavi LEMO per il collegamento (vedi fig. 5.33) all'impulsatore<sup>5</sup>.

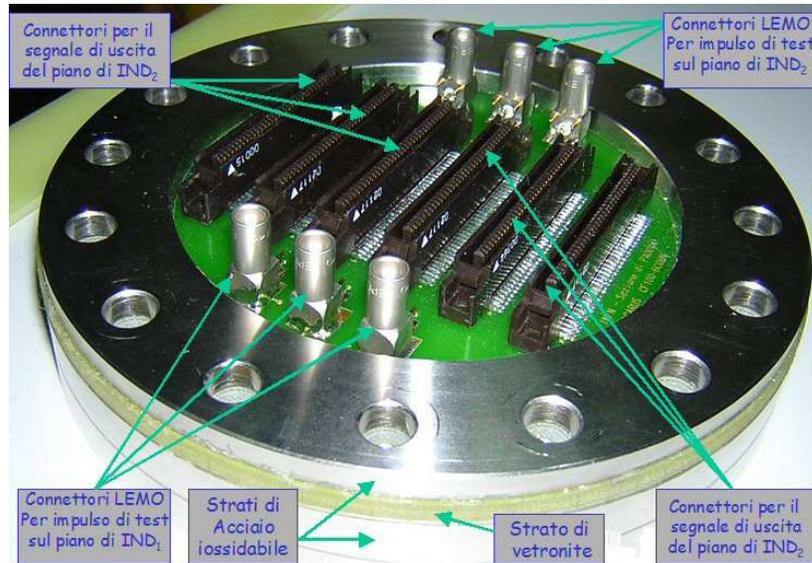


Figura 5.33: Foto della flangia che alloggia i connettori per i segnali dei fili e degli impulsi di prova.

Durante la prova sono stati inviati impulsi di test al settore  $I_1$  con un fronte di salita di  $1 \mu s$ , con durata di  $10 \mu s$ , con frequenza di  $15 kHz$  e ampiezza di  $+2 V$ . Con tali impulsi è stata provocata la saturazione degli ADC. Di conseguenza, si è via via diminuita l'ampiezza del segnale di prova fino ad operare in condizioni di non saturazione dell'elettronica. Con un impulso di ampiezza di  $100 mV$  si è ottenuto il diagramma di fig. 5.34. Dal display relativo al piano di Induzione 2 si evince che la presenza di un segnale sul piano di Induzione 1 non comporta alcun apprezzabile cross-talk. Per ridurre ulteriormente il rumore di fondo sono state infine utilizzate delle schede di discaccoppiamento in ingresso all'elettronica di lettura alternative alle A764. Il risultato è stato molto positivo, come si può notare da fig. 5.35.

<sup>5</sup>Si noti che durante le prove i connettori LEMO non utilizzati per l'invio di un impulso di prova sono stati coperti a  $50 \Omega$ .

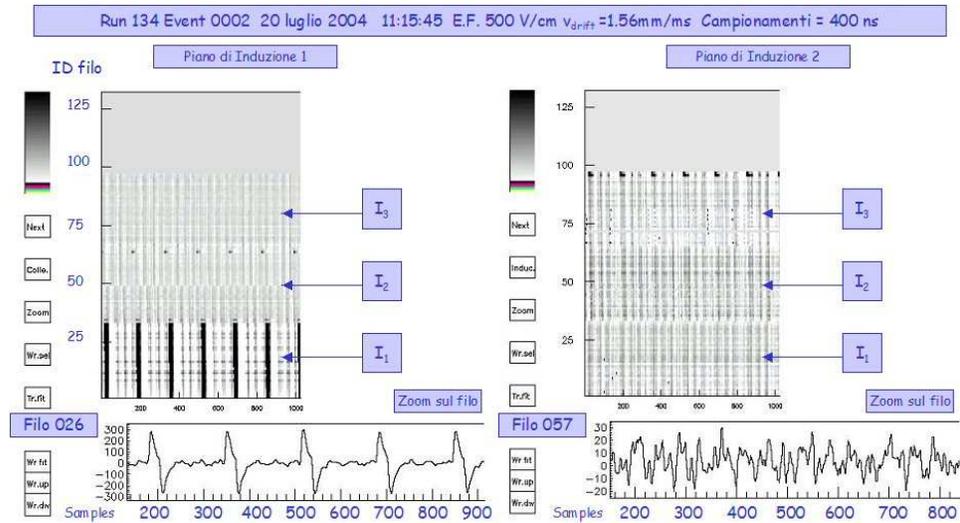


Figura 5.34: Event display relativo alla prova con impulso di test di  $100\text{ mV}$  (Run  $n^\circ 134$ , a sinistra è illustrato il piano di Induzione, a destra quello di Collezione).

## 5.7 Caratterizzazione e allineamento del fascio laser

Il laser a  $Nd^{+3}$ -YAG, a stato solido, è ottenuto utilizzando cristalli di  $Y_3Al_2O_{15}$  (chiamati in seguito YAG) in cui ioni trivalenti di Nd hanno sostituito lo ione  $Y^{3+}$  in alcuni dei siti reticolari. Le sue proprietà salienti sono

- eccitazione di soglia piuttosto bassa, conseguenza del valore elevato della sezione d'urto per emissione stimolata ( $\sigma = 9 \times 10^{-19}\text{ cm}^2$  a centro riga);
- conduttività molto elevata del cristallo YAG, che permette l'uso del laser sia in regime impulsato che in regime continuo con cadenza di ripetizione degli impulsi di luce molto elevata;
- emissione laser, a temperatura ambiente ( $300\text{K}$ ), a  $\lambda = 1.064\ \mu\text{m}$ , nel vicino infrarosso (IR).

Come si può notare in fig. 5.36, le *bande energetiche* sono piuttosto larghe e ogni banda contiene gruppi di livelli atomici. Il pompaggio ottico è ottenuto con lampade a Krypton e porta gli atomi di Neodimio dal livello fondamentale ( $^4I_{9/2}$ ) ad una serie di livelli eccitati fra i quali il livello  $^4H_{9/2}$  e  $^4F_{5/2}$ . Ognuno di tali livelli dà luogo ad una banda di assorbimento che cade nel visibile (fra il rosso e il

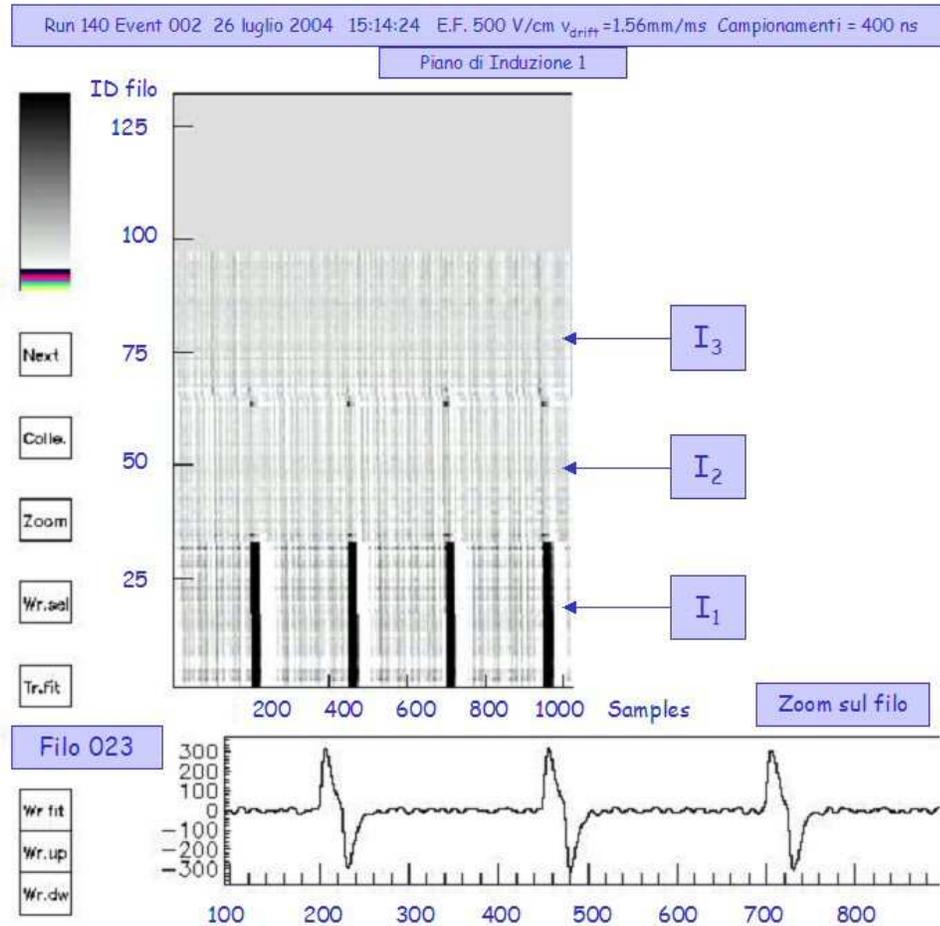


Figura 5.35: Event display relativo alla prova con impulso di test di  $100\text{ mV}$  (Run  $n^\circ 140$ , piano di Induzione).

giallo). Atomi portati in questi livelli decadono piuttosto rapidamente e con buona efficienza verso il livello  ${}^4F_{3/2}$ , che rappresenta il livello laser superiore.

L'azione laser avviene quando gli atomi di Neodimio decadono per emissione stimolata verso i livelli  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$  e  ${}^4I_{15/2}$ . In realtà, a ciascuno di questi livelli sono associati alcuni sottolivelli energetici, sicché il numero totale di transizioni laser è dell'ordine di  $\sim 20$ . Poiché la maggior parte dell'energia (60%) viene emessa nella transizione  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ , quest'ultimo viene assunto come livello laser inferiore. Si osservi che esso è posto a  $\sim 2111\text{ cm}^{-1}$  al di sopra del livello fondamentale e per la formula di Boltzmann la sua popolazione è  $e^{-10}$  volte infe-

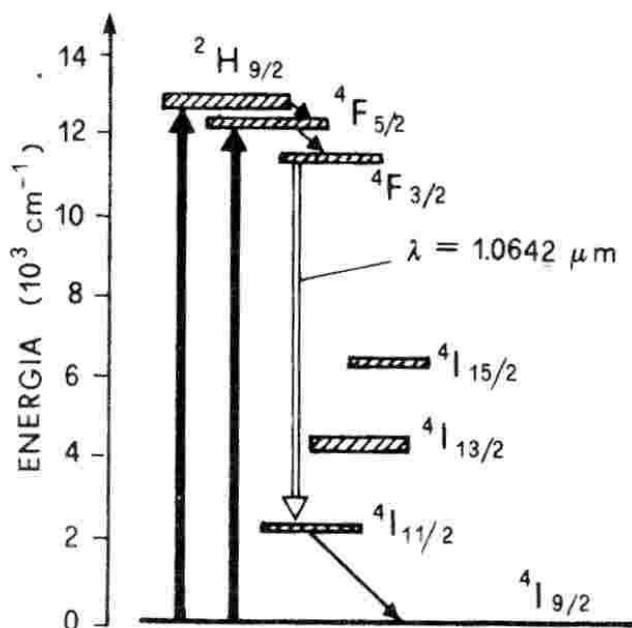


Figura 5.36: Livelli energetici del cristallo YAG.

riore a quella del livello fondamentale. In pratica, il livello inferiore è quasi vuoto all'equilibrio termodinamico; da ciò segue che tale laser è a 4 livelli.

Lo spettro di emissione (fluorescenza) della transizione laser ha 7 picchi di cui quello con  $\lambda = 1.0642 \mu m$  è il più intenso. Tale riga laser è approssimativamente Lorentziana (allargamento omogeneo) ed è larga  $6 \text{ cm}^{-1}$  ( $\approx 200 \text{ GHz}$ ). Ne segue che la vita media del livello laser superiore è  $\tau_{sup} \sim 5.5 \times 10^{-4} \text{ s}$ . Tale valore è maggiore della vita media  $\tau_{inf}$  del livello laser inferiore, e quindi il laser Nd-YAG è in grado di mantenere la condizione di inversione di popolazione non presentando il cosiddetto problema del *collo di bottiglia*. Nell'utilizzo a regime impulsato, la durata degli impulsi varia da 1 a 3 ns ed ha un contenuto energetico di circa  $0.3 \div 1 \text{ Joule}$  con una potenza di  $0.1 \div 1 \text{ GW}$  [42].

La sorgente utilizzata nelle prove di laboratorio a Napoli è un sistema laser Nd-YAG con generatore di armoniche della Quanta system mod. SYL 201 (fig. 5.37). I dati tecnici sono riportati in tab. 5.5 e 5.6. Per avere un'energia di singolo fotone quanto più alta possibile, si è deciso di utilizzare per il processo di ionizzazione

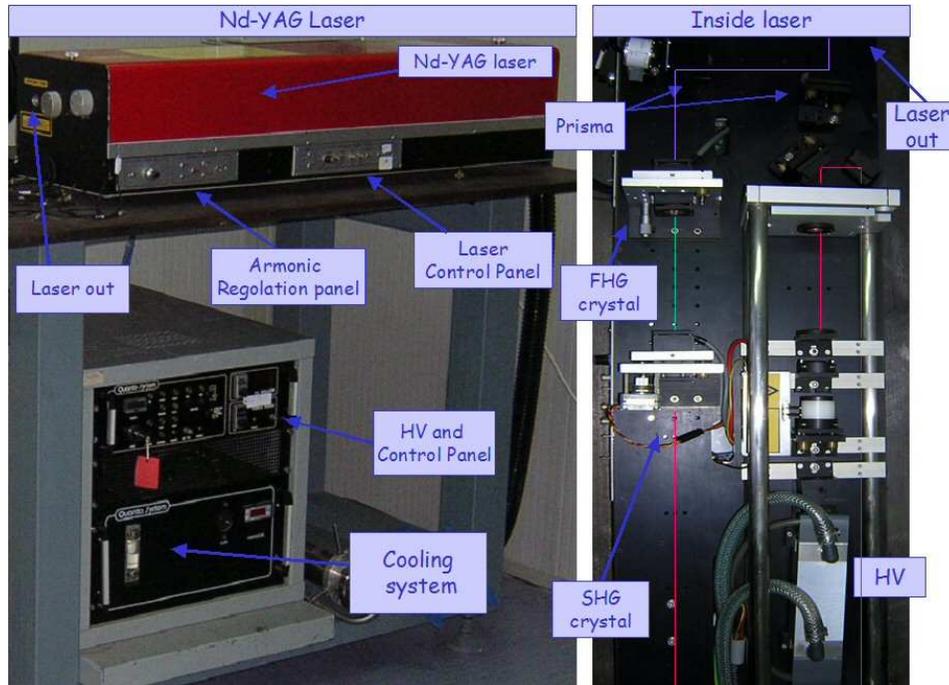


Figura 5.37: Foto dell'interno del laser utilizzato nelle misure a Napoli.

la quarta armonica del Nd-YAG. La generazione di armoniche avviene tramite dei cristalli. In particolare, il laser utilizzato ha una cella a temperatura controllata con acqua montata su di un cristallo KDP. Tale cristallo genera la seconda armonica con  $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$ , cioè la metà della lunghezza d'onda fondamentale. La seconda armonica viene polarizzata linearmente nel piano ordinario del cristallo (polarizzazione verticale) mentre la quarta con  $\lambda_4 = 266 \text{ nm}$ , generata da un ulteriore cristallo, ha polarizzazione orizzontale. Agendo sulla posizione dei cristalli, tramite controlli presenti sul pannello di comando del laser, si procede all'ottimizzazione in energia della luce emessa. Durante la procedura di ottimizzazione dell'energia e di separazione delle armoniche, realizzata tramite due prismi, non si è riusciti ad eliminare completamente una componente di seconda armonica (luce blu) della luce laser.

Da prove effettuate in due configurazioni di misura riportate in fig. 5.38 e 5.39, si è misurata l'energia del fascio di uscita dal laser ottenendo un valore massimo di  $\sim 8 \text{ mJ}$ . Avendo quindi una percentuale nel fascio di uscita di seconda armonica

Prima Armonica			
Lunghezza d'onda ( $\lambda$ )	1064 nm	Energy	max 450 mJ
Stabilità in energia	5%	Pulse width	2 ÷ 5 ns
Repetition rate	max 20 Hz	Beam Diameter	7 mm
Divergenza	0.5 mrad	Polarizzazione	lineare

Tabella 5.5: Dati tecnici della prima armonica del laser Nd-YAG utilizzato nel laboratorio di Napoli.

	II Armonica	III Armonica	IV Armonica
Lunghezza d'onda ( $\lambda$ )	532 nm	355 nm	266 nm
Efficienza di conversione	40%	20%	10%
Polarizzazione	Lineare	Lineare	Lineare

Tabella 5.6: Dati tecnici del laser Nd-YAG del laboratorio di Napoli.

se ne è investigata la relativa energia. Si sono effettuate ulteriori misure inserendo alcune barrette di vetro di alcuni *cm* di spessore (materiale che non trasmette la luce UV), fra il laser e il Joulemeter, usato per la misura dell'energia. Quest'ultimo, in tale configurazione, ha segnato un valore vicino allo zero. Ciò implica che gli 8 mJ di energia misurati senza vetro sono essenzialmente dovuti alla quarta armonica.

Dopo la caratterizzazione del fascio laser si è proceduto all'allineamento dello stesso, tramite ottiche poste lungo il percorso prestabilito. Nei pressi dell'uscita del laser è stato posto sul banco ottico uno specchio a 45° che riflette la luce verso l'alto in modo da raggiungere la quota necessaria per entrare nel dewar. Scelta tale quota è stato quindi posto un altro specchio a 45° in modo da riflettere il fascio sull'ottica posta sulla finestra di quarzo sulla flangia di chiusura del dewar. Come si può vedere in fig. 5.40, il sistema ottico è composto da uno specchio a 45° con

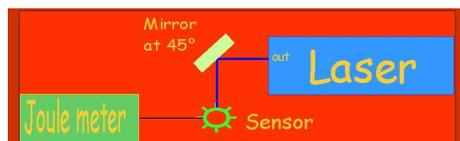


Figura 5.38: Configurazione 1 per la misura dell'energia dell'impulso laser.

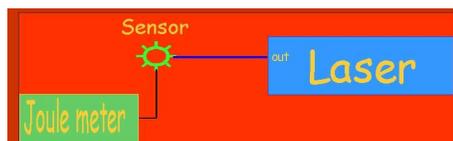


Figura 5.39: Configurazione 2 per la misura dell'energia dell'impulso laser.

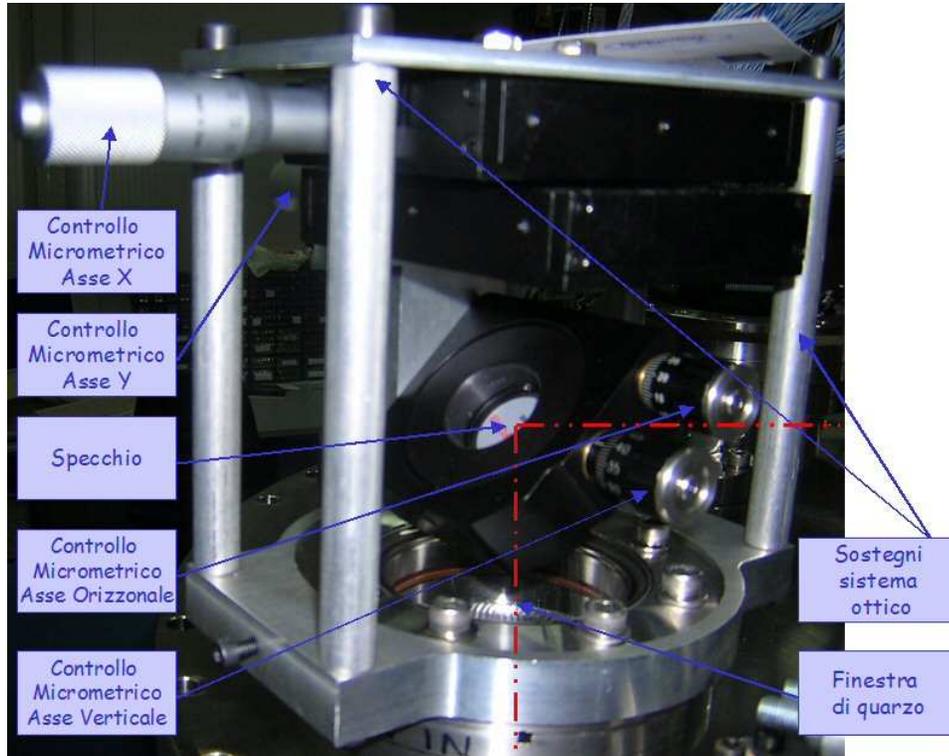


Figura 5.40: Foto del sistema ottico di allineamento del fascio laser in ingresso al dewar.

4 possibilità di movimento. Tramite i controlli posti in alto è possibile muovere lo specchio latitudinalmente e longitudinalmente, mentre con i due controlli posti nei pressi dello specchio stesso si effettuano movimenti micrometrici lungo gli assi verticale e orizzontale. Il fascio è quindi inviato verso il basso dove incontra il primo specchio solidale alla TPC. I supporti di questi ultimi specchi sono stati anch'essi realizzati in Peek ed hanno due viti che permettono un aggiustamento fine della loro inclinazione (fig. 5.41), necessario per rendere più semplici le operazioni di allineamento del fascio. Il secondo specchio riflette il fascio laser verso l'alto, fino ad arrivare ad una CCD.

Le prove di allineamento preliminari del sistema ottico e degli specchi posti sulla TPC sono state effettuate mediante un laser ad  $He - Ne$  che emette luce visibile (rosso), come illustrato in fig. 5.42. Dopo l'allineamento si è inserita la TPC nel dewar e si è effettuata una ulteriore prova, verificando che il fascio incidente effettuasse correttamente l'intero percorso. Per verificare eventuali assestamenti si

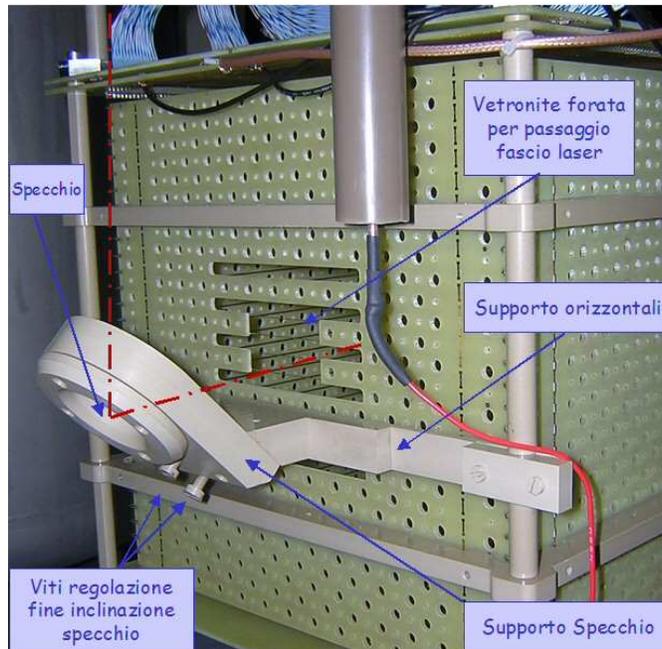


Figura 5.41: Foto del sistema di specchi a  $45^\circ$  agganciato alla TPC. Si notino le viti per l'aggiustamento fine dell'inclinazione degli specchi.

è isolato il sistema per 12 h. Trascorso tale tempo si è ripetuta la prova ottenendo risultati analoghi.

Con tale prova si è conclusa l'attività di collaudo dell'intero apparato sperimentale alla quale il candidato ha attivamente partecipato. Le misure sono state interrotte per la pausa estiva, in attesa della messa in funzione del sistema di ricircolo gassoso, prevista 2004, per fine settembre 2004. Con tale sistema attivo si potranno realizzare le prime misure con tracce indotte da raggi cosmici e successivamente dal laser UV.

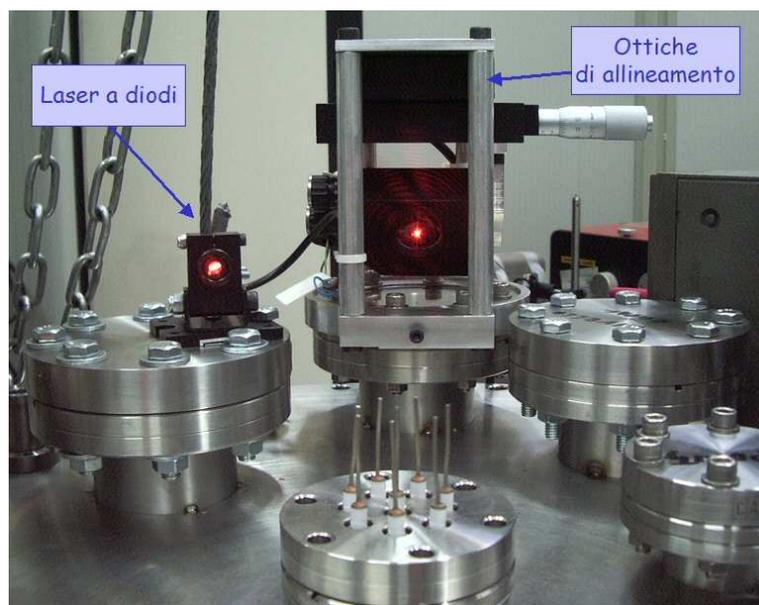


Figura 5.42: Foto realizzata durante le prove di allineamento del fascio laser.

# Conclusioni

Il lavoro di Tesi si inserisce nell'attività sperimentale relativa all'esperimento ICARUS, un osservatorio per la fisica astroparticellare e del neutrino in fase di realizzazione ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso. In particolare, l'attività ha riguardato la tematica della misura e del monitoraggio della purezza dell'Argon liquido, utilizzato come mezzo attivo del rivelatore, nonché in generale il problema della calibrazione dell'apparato, sviluppandosi su due linee principali di attività sperimentali.

La ricostruzione degli eventi in ICARUS avviene misurando il tempo di deriva degli elettroni prodotti nella ionizzazione e il segnale indotto dal loro passaggio attraverso dei piani di fili anodici. A tal fine è fondamentale che gli elettroni derivino il più possibile imperturbati nel liquido dal punto di produzione fino al piano finale (collezione) per distanze dell'ordine di alcuni metri, e con tempi dell'ordine di millisecondi. Affinché questo possa avvenire è necessario minimizzare la presenza di impurezze elettronegative nell'Argon che possono catturare gli elettroni liberi durante il loro percorso di deriva.

Il grado di purezza chimica richiesto dall'esperimento, che per quanto detto è dell'ordine di  $0.1 \text{ ppb}$ , deve essere mantenuto stabile durante le operazioni di misura. Si ha, quindi, la necessità di un monitoraggio on-line di tale parametro. A tal proposito sono stati sviluppati dei dispositivi chiamati monitor di purezza. Il candidato si è occupato dello studio e della realizzazione di tali rivelatori basati su piccole camere a deriva accoppiate a fotocatodi eccitati da lampade UV a Xenon. Questa attività, svolta presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, a seguito del conseguimento di una borsa di studio dell'INFN per laureandi, si è conclusa con la costruzione e l'assemblaggio di un monitor di purezza standard e con lo sviluppo della tecnica costruttiva e l'assemblaggio di un monitor prototipo di nuova

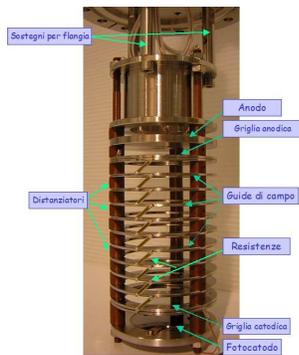


Figura 5.43: Foto del prototipo di monitor di purezza in Vespel.

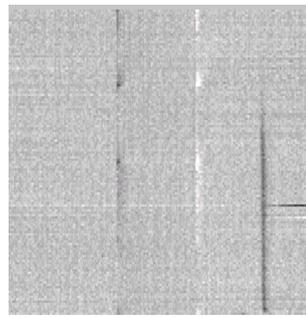


Figura 5.44: Event display della traccia indotta dal fascio laser. Evento  $n^{\circ}1006$ , piano di Collezione.

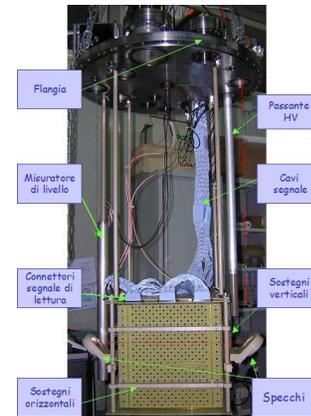


Figura 5.45: Foto di insieme dell'apparato sperimentale.

concezione, con materiali innovativi e con migliori prestazioni (fig. 5.43).

Tuttavia, la complessità e le dimensioni del rivelatore ICARUS, hanno fatto nascere l'esigenza di una più efficace calibrazione del rivelatore, nonché di misure di purezza più accurate difficilmente ottenibili con i soli monitor di purezza.

Per tale motivo, nel contesto dello sviluppo di tecniche innovative di calibrazione laser e monitoraggio della purezza dell'Argon liquido mediante laser UV, il candidato ha svolto un lavoro di analisi dei dati raccolti in un esperimento preliminare di ionizzazione laser UV, condotto al CERN di Ginevra su un rivelatore prototipo. Tale analisi ha fornito la prova di principio del metodo di ionizzazione mediante l'osservazione delle tracce lasciate nel rivelatore dal fascio laser (fig. 5.44), motivando una successiva generazione di esperimenti più accurati.

Con questo obiettivo, il candidato ha quindi contribuito al progetto, alla realizzazione e alle prove preliminari di un apparato criogenico centrato attorno ad un prototipo di TPC ad Argon liquido, ionizzato mediante un fascio laser a Nd-YAG (fig. 5.45), con tale apparato sarà possibile studiare i processi di ionizzazione multifotonica dell'Argon liquido, sviluppare adeguate tecniche di calibrazione e monitorare la purezza dell'Argon liquido. Le prove e le misure condotte fino al termine del lavoro di Tesi hanno permesso il pieno e soddisfacente collaudo dei vari dispositivi sperimentali.

# Ringraziamenti

Alla fine di questo lavoro di tesi vorrei ringraziare prima di tutti DIO che mi ha permesso di realizzare il mio sogno più grande: diventare un FISICO.

Ringrazio il dott. Antonio Ereditato (il MIO prof.), riferimento e guida. Mi è stato sempre vicino, durante il mio lavoro soprattutto negli ultimi mesi. Mi ha fatto sempre sentire a mio agio all'interno del gruppo ed ha sempre ascoltato quello che avevo da dire. Gli sono grato per avermi fatto trascorrere dei periodi della mia Tesi al CERN e ai LNGS posti che, qualche anno fa, vedevo come miraggi, e per avermi fatto conoscere e pranzare insieme ad un premio Nobel: Carlo Rubbia.

Ringrazio la dott. Giuliana Fiorillo senza il cui aiuto questa tesi non sarebbe stata possibile.

Ringrazio tutte le persone dell'esperimento ICARUS e il gruppo dei laseristi:

Il prof. Riccardo Bruzzese, il prof. Raffaele Velotta, il dott. Salvatore Amoruso e il dott. Xuan Wang per il tempo che hanno dedicato con me alla comprensione dei fenomeni della ionizzazione laser dell'Argon liquido e per quanto mi hanno insegnato durante le prove con il laser in laboratorio.

Il dott. Mario Armenante per avermi insegnato *quelle cose che non sono sui libri* per quanto riguarda pompe a vuoto e chiusure stagne.

Alfredo per la sua calma e vicinanza nelle tante ore trascorse insieme in laboratorio;

Roberto perché dal primo giorno mi è stato vicino introducendomi nel gruppo di ricerca, un vero amico.

Adele, la mia compagna di lavoro preferita, perché con lei anche se chiusi in un laboratorio, si riesce sempre a sorridere.

Maurizio, un vero amicone che mi ha fatto da apripista (conservo con cura il tappo dello spumante della sua discussione di Laurea)

Andrea, Valentina e Francesco (Paperino) per il supporto morale offertomi negli ultimi tempi.

Francesco (Falcolini) per l'amicizia mostrata in questi mesi.

Un MEGA SUPER grazie a Marcello, che è stato un pò il mio angelo custode. Ha seguito tutte le mie attività, mi ha riempito di consigli dandomi supporto morale, nonostante la distanza. Non dimenticherò mai, l'amicizia mostratami durante la mia breve permanenza al CERN.

Un saluto al prof. Pio Picchi per tutti i caffè che mi ha offerto a Ginevra.

Ringrazio i componenti del gruppo ICARUS dei LNGS: il prof. Flavio Cavanna e la dott. Ornella Palamara. Inoltre, il dott. Francesco Arneodo per gli insegnamenti ricevuti e la disponibilità offertami durante le mie permanenze presso i LNGS, il dott. Alfredo Ferella perché mi ha dimostrato di essere un ottimo collega di lavoro e un caro amico e Nicola.

Ringrazio il prof. Chiefari perché è diventato il mio tutor dal momento in cui sono entrato per la prima volta nel laboratorio di ESP I, preziosa preziosa guida. Ringrazio inoltre, i dott. Pigi Paolucci e Piccolo sempre gentili nei miei confronti.

Ringrazio tutti i tecnici dell'officina meccanica, in particolare Giuseppe Pontorriere, gentile ed efficiente.

Ringrazio la mia famiglia, la mia cara mamma, la mia sorellina fisica, la mia super mamma e il mio grande papino per il loro affetto e supporto. Sono la migliore famiglia al mondo, non potrei desiderare di meglio. Grazie ai miei nonni che hanno atteso con ansia questo momento: a nonno Biagio, a nonna Elvira, a Nonno Michele. Peccato che Nonna Giuseppina e Zia Maria non abbiano potuto vivere con me questo giorno.

Grazie a tutti i ragazzi dell'aula studio (e non): Paolo Pè grande amico, Carmen Moriello (J n°2), Genni Testa (J n°1) per le sue incredibili DOTI, Paolo Massarotti per l'affetto mostratomi, Gianninnn (insieme agli U2), Luca Forte (censura), Mario De Cesare (e alla nostra Ferrari), Paolo Pà, Ninetta, Elisa, Sery Imbimbo (Unguento), Marina, Davidone, Ilaria Cataudella (e il suo sorriso perenne), Marzia, Silvana Schiano Lo Moriello, Gigino Saggese (per i suoi insegnamenti), Stefano Mastroianni (e le sue partite a calcetto), Pasquale Tammaro, Tiziana, Tersa Maggio, Nadia, Cristina (come più bella della Facoltà), Andrea (riferimento a Sevrés), Sabino (e ai suoi film), Valentina (B.B.), Francesco Paperino (e alla nostre simili storie), Francesco Russo (e alle sue foto), Claudia Grossi...

Marianna e Isabella (per il suo buon augurio e perché è di una bellezza spettacolare), ringrazio, inoltre, tutte quelle che mi hanno sopportato in questi anni di fisica: Clementina, Barbie, Marina, Mariacristina, Nicoletta, Carmen, Rossella, Simona A., Fabiana, Anna, Claudia G., Annalaura, Delia, Daniela C., Daniela P., Elena la ballerina, Valeria D., Fortuna G. (per il suo gusto), Cinzia ed infine Ilaria.

Grazie di esistere a Monica la ballerina (dell'aula studio) che ha involontariamente allietato i miei pomeriggi di studio.

Gli amici del bar: Antonio, Dina e la mitica e bellissima Raffaella.

Ringrazio i miei più cari amici: Pepp Di Riè (Tommasino), Lell Casill (Forza Juve) e Pepp Carrè (Aldino), ai tanti caffè presi insieme e ai giri POTENTI fatti, senza di loro la mia vita perderebbe colore. Ringrazio inoltre: Antonio Battimo compagno di numerosi esami e magagne, Luillo per i tanti consigli e Peppe Cifariello per le risate e le acchiappanze fatte insieme. Ringrazio anche: Margherita, Davide, Olga, Francesco T., Rosaria, Maria, Lorenzo, Carmine, Raffaele, Lino, Cuccurullo, Francesco D'Esp., Gaetano D'Anna, Angela la rossa, Peppe Piccolo, le mie cuginette Maria, Katia, Giusy e Concetta, le gemelline Anna e Simona, Raffaele, Andrea per essere sempre dalla mia parte.

Ringrazio gli amici della giunta: Giulio, Aniello, Marco, Fiorenzo (ex), Mimmo D'Ambrosio, Michele (il vice-MAIA), il sindaco Peppe e gli amici del partito: Francuccio, Ciro, Riccardo, Enzo, Mary, Titti, Felice, Pasquale, Mimmo Migliaccio e il mio segretario Lino T.

Ringrazio il mio super cuginetto Alfredo per i pomeriggi trascorsi insieme e per le nostre sfide a PS2, a tappina, ecc.

Un grazie alla prof. Romano che ha sempre creduto in me, a Bruno D'Ambrosio, superbo amico.

Un grazie a Zio POTENTE (e a Zia Rosa) vicino nei momenti belli e brutti e a Zio Emanuele per avermi aperto la mente.

Un grazie ad Andrè Agassi e alle sue vittorie, a Maradona, a Michael Schumacher (e alla Ferrari) che mi ha insegnato la caparbia, la determinazione e la voglia di vincere, agli U2 per avermi dato una marcia in più con la loro musica:

*MLK*

*Sleep, sleep tonight*

*And may your dreams be realized*

*If the thunder cloud passes rain*

*So let it rain, rain down on*

*He*

*So let it be*

*So let it be ...*

# Bibliografia

- [1] W. Pauli, Letter to a physicist's gathering at Tubingen, December 4, 1930.
- [2] E. Fermi, *Z. Physik*, 88 (1934) 161.
- [3] C.L. Cowan Jr., F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse, A.D. McGuire, *Science* 124 (1956) 103  
C.L. Cowan, F. Reines, *Phys. Rev.* 92 (1953) 830.
- [4] *The European Physical Journal* (2002), available on the PDG WWW pages (URL: <http://pdg.lbl.gov/>).
- [5] A. Osipowicz, et al., hep-ex/0109033;  
L. Bornschiem, for KATRIN collaboration, hep-ex/0309007.
- [6] B. Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP* 6 (1958) 429;  
B. Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP* 33 (1967) 549.
- [7] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, *Prog. theor. Phys.* 28 (1962) 870.
- [8] K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.* 58, 1490 (1987);  
K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.* 38, 448 (1988);  
R.M. Bionta et al., *Phys. Rev. Lett.* 58, 1494 (1987).
- [9] M.S. Turner E.W. Kolb, *The early Universe*, Addison Wesley, 1990;  
G. Duda et al., *Phys.Rev. D* 64 (2001) 122001.
- [10] A. Ereditato, P. Migliozzi, *La Rivista del Nuovo Cimento* (2000) Editrice Compositori.
- [11] M. Ambrosio, et al. *Phys. Lett. B* 517 (2001) 59.

- [12] Y. Fukuda et al., KAMIOKANDE Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 1683.
- [13] K. Scholberg, et al., *Proceedings of Eighth International Workshop on Neutrino Telescopes*, Venice (23-26 Feb 1999) (hep-ex/9905016)  
Y. Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1158.  
S. Fukuda et al., *Phys. Lett. B* 539 (2002) 179.
- [14] M. Appolonio, et al. *Phys. Lett. B* 466 (1999) 415.
- [15] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault, Sarbani Basu, *Astrophys. J.* 555 (2001) 990.  
J.N. Bahcall, *Astrophys. J.* 467 (1996) 475.  
J.N. Bahcall, S. Basu, M.H. Pinsonneault, *Phys. Lett. B* 433 (1998) 1.
- [16] R. Roulet, Neutrino Astrophysics, Physics Dept., University of La Plata, Argentina (200).
- [17] B.T. Cleveland, et al., *Astrophys. J.* 496 (998) 505.
- [18] W. Hampel et al., *GALLEX Solar Neutrino Observations: results for GALLEX IV* *Phys. Lett. B* 447(1999) 127;  
M. Altmann et al., GNO Collaboration, *GNO Solar Neutrino Observations: Results for GNO I* *Phys. Lett. B* 490(2000) 16, hep-ex/0006034.
- [19] J.N. Abdurashitov et al., SAGE Collaboration, arXiv:astro-ph/0204245.
- [20] Q.R. Ahmad et al., *Phys. Rev. Lett.* 89 (2001) 071301;  
Q.R. Ahmad et al., *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002) 011301.
- [21] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* 17 (1978) 2369;  
S.P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov, *Sov. J. Nucl. Phys.* 42 (1986) 913;  
S.P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov, *Sov. Phys. JETP* 64 (1986) 4;  
S.P. Mikheyev, A. Yu. Smirnov, *Nuovo Cimento* 9C (1986) 17.
- [22] S.N. Ahmed et al., nucl-ex/0309004;  
Q.R. Eguchi et al., *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 021802;  
G.L. Fogli et al., *Phys. Rev.*(2002), D66 053010, hep-ph/0206162.
- [23] M.H. Ahn et al., *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 041801, hep-ex/0212007.

- [24] F. Boehm, et al., Phys. Rev. D 64 (2001) 112001.
- [25] K. Nishikawa, *Lepton-Photon Conference*, (2003)  
(URL:<http://conferences.fnal.gov/lp2003/program/S10/>).
- [26] S. N. Ahmed, et al. nucl-ex/0309004.
- [27] G. Acquistapace et al., *The CERN neutrino beam to Gran Sasso (NGS):conceptual and technical design*, CERN-98-02 and INFN-AE-98-05, (1998).
- [28] ICARUS Collaboration, *ICARUS: a Proposal for the Gran Sasso Laboratory*, INFN-AE/85-07(1985);  
ICARUS Collaboration, *ICARUS a second-generation proton decay experiment and neutrino observatory at the Gran Sasso Laboratory*, Proposal by the ICARUS Collaboration, LNGS-94/99, Vol. I & II (1994);  
ICARUS Collaboration, *A first 600-ton ICARUS detector installed at the Gran Sasso Laboratory*, Addendum to Proposal, LNGS-95/10 (1995).
- [29] C. Rubbia,CERN-EP/77-08 (1977).
- [30] ICARUS Collaboration, *Design, construction and tests of the ICARUS T600 detector*, A527 (2004) 329-410.
- [31] E. Gatti et al., IEEE Trans. Nucl.Sci. NS-28(1970), p. 454.
- [32] E. Buckley et al. (The ICARUS Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. A 275 (1989), 364.
- [33] The ICARUS Collaboration, *ICARUS I: an optimized, real time detector of solar neutrinos*, LNF-89/005 (1989), Sec. 2.
- [34] A. Bettini et al. (The ICARUS Collaboration), *A study of the factors affecting the electron lifetime in ultra-pure liquid Argon*, Nucl. Instr. and Meth. A 305 (1991), 177.
- [35] F. Arneodo et al. ICARUS-TM/02-14 *Electron lifetime and purity monitor for the ICARUS T600 Detector*, 21 November 2002.

- [36] W.F. Schmidt, *Trans. Electrical Insulation* EI-19, 389 (1984).
- [37] J. Sun, D. Cao, J. Dimmock *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* 370, 372 (1996).
- [38] Raizer et al. *Sov. Phys. Usp.* 8, 650-673 (1966).
- [39] M. Armenante, R. Bruzzese, A. Passarelli, N. Spinelli, S. Solimeno, F. Vanoli *J:Opt. Soc. Am B* 2, 1088 (1985).
- [40] Multiphoton Ionization of Atoms, Ed. by S.L. Chin and P. Labropulos, Academic Press, Don Mills (1984).
- [41] ICARUS Collaboration, NIM A346 (1994), p. 550.
- [42] R. Bruzzese *Ottica, laser e applicazioni* eds. Liguori Editore.