UNIVERSITÀ DEL SALENTO

FACOLTÀ DI SCIENZE
MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE
IN
FISICA

Il rivelatore di tracking di MEG II

Laureanda:
Laura Maria Slavu

Relatore:
Prof. Marco Panareo

Anno Accademico 2016-2017

INTRODUZIONE

L'esperimento MEG ha l'obiettivo di fornire una misura quantitativa del *branching ratio* del processo:

$$\mu \to e\,\gamma$$

con una sensibilità di $\sim 10^{-13}$, facendo uso di un apparato collocato presso il Paul Scherrer Institut (PSI) di Villigen in Svizzera. Il decadimento è proibito dal *Modello Standard* (MS), il quale prescrive che il sapore leptonico sia conservato separatamente per ciascuna delle tre famiglie e, μ e τ. Considerando il mescolamento del sapore fra i neutrini, indotto dall'esistenza di corrispondenti autostati di massa non nulli, come è stato verificato dagli esperimenti di oscillazione di neutrini atmosferici, solari e prodotti da acceleratori e reattori, il processo $\mu \to e\,\gamma$ diventa possibile, sebbene con un rapporto di decadimento inaccessibile sperimentalmente, dell'ordine di $\sim 10^{-54}$. Tuttavia la quasi totalità delle estensioni del MS, ed in particolare ampie classi di teorie supersimmetriche prevedono l'esistenza del decadimento con un branching ratio più alto dell'ordine di $10^{-12} \div 10^{-14}$, e quindi sperimentalmente accessibili. L'osservazione e la misura del processo $\mu \to e\,\gamma$ sarebbe un segnale inequivocabile della necessità di superare in modo definitivo il MS e determinerebbe dei precisi vincoli sullo spazio dei parametri previsti dai vari modelli oltre il MS. Anche un risultato negativo dell'esperimento, cioè una non osservazione del processo $\mu \to e\,\gamma$, ottenuta con una sensibilità elevata, potrebbe fornire un importante contributo nella determinazione delle regioni ammesse nello spazio dei parametri.

L'esperimento MEG utilizza il fascio continuo di muoni ad oggi più intenso al mondo $10^8\,\mu/s$, prodotto come fascio secondario dal protosincrotone del PSI. Nell'esperimento vengono utilizzati soltanto i muoni positivi, al fine di evitare processi di cattura nucleare, per cui il processo $\mu \to e\,\gamma$ va intenso come $\mu^+ \to e^+\gamma$. Il muone viene arrestato nel bersaglio dell'esperimento, dove decade a riposo. Poiché il decadimento è a due corpi, nel sistema di riferimento del centro di massa del μ (che essendo a riposo, corrisponde a quello del laboratorio) il processo è monocromatico, con i prodotti di decadimento emessi contemporaneamente con un angolo relativo di 180°, ed entrambi con un energia pari alla metà della massa del muone, circa $52.83\,MeV/c^2$. Il processo descritto sopra viene identificato attraverso uno spettrometro costituito da tre rivelatori:

- Un tracciatore per la misura del quadrimpulso del positrone;
- Un calorimetro a Xenon liquido per la misura dell'energia del fotone, del suo tempo di arrivo e del suo punto di interazione;
- Un Timing Counter per la misura dell'istante di uscita del positrone dallo spettrometro.

Il tracciatore ed il Timing Counter sono inseriti all'interno di un magnete superconduttore dotato di una configurazione di campo che consente di limitare il tempo di permanenza nel tracciatore dei positroni a basso impulso longitudinale e rendere il loro raggio di curvatura quasi indipendente dall'angolo di emissione.

Attraverso l'analisi dei primi tre anni di presa dati l'esperimento MEG ha stabilito il miglior limite superiore oggi disponibile sulla violazione del sapore leptonico nel processo $\mu \to e\,\gamma$, stabilendo il limite di 4.2×10^{-13} [19]. Nel 2013 è stato approvato un upgrade dell'esperimento

MEG (MEG II) per migliorare la sensibilità di un ordine di grandezza attraverso un complessivo miglioramento delle prestazioni dello spettrometro. In particolare la nuova camera cilindrica di MEG II (CYLDCH) è stata progettata per aumentare la risoluzione delle variabili cinematiche del positrone, minimizzando contemporaneamente il fondo per il decadimento cercato. La CYLDCH è una camera a deriva a volume unico a basso contributo di scattering ed è stata costruita in collaborazione tra le Sezioni dell'INFN di Lecce, Pisa e Roma1.

Questa tesi descrive il nuovo tracciatore dell'esperimento MEG, focalizzando in particolare l'attenzione sugli aspetti del suo sviluppo che mi hanno vista maggiormente coinvolta. L'elevata densità di fili per questo rivelatore, circa 12 per cm^2, ha richiesto un approccio innovativo alla costruzione, che ha comportato la realizzazione di un apposita macchina di filatura. Questo robot è stato assemblato nella camera pulita del Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Università del Salento /INFN Sezione di Lecce. La sua funzione è stata quella di porre alla stessa tensione gruppi di fili tesi tra coppie di supporti isolanti.

Questa tesi è organizzata in due parti. Nella prima sono descritti i principi fisici del processo cercato e indicati i principali esperimenti volti alla ricerca di processi di violazione del sapore elettrodebole. Quindi, dopo una breve descrizione dell'apparato sperimentale (MEG I) che ha portato a stabilire il limite riportato per il processo $\mu \to e\gamma$, è dato ampio spazio alla nuova configurazione (MEG II), mettendo in luce, in particolare, gli aspetti innovativi introdotti nello spettrometro attraverso l'upgrade.

La seconda parte della tesi verte, più specificatamente, sul lavoro svolto, per la costruzione del nuovo rivelatore di tracking dello spettrometro. Dopo aver esaminato le scelte progettuali fatte, in relazione a questa specifica applicazione, nell'ultimo capitolo è stato descritto il sistema sviluppato per la filatura della CYLDCH ed i dettagli delle procedure seguite durante tale fase.

Nell'ambito di questo lavoro ho anche partecipato alla caratterizzazione della scheda di front-end progettata per la CYLDCH e queste misure sono sinteticamente riportate in una delle due appendici.

... Dumnezeu nu joaca zaruri ...

INDICE

1 Violazione del “sapore” leptonico

1.1 Modello Standard 1-1
1.2 Il decadimento del muone nel modello standard 1-2
1.3 L’unificazione e supersimmetria 1-4
1.4 La violazione del sapore nei decadimenti del μ 1-6
1.5 La ricerca dei processi di cLFV 1-7
1.6 Il decadimento $\mu^+ \to e^+ \gamma$ 1-8
1.7 Il decadimento $\mu^+ \to e^+ e^- e^+$ 1-10
1.8 Il processo $\mu N \to e N$ 1-10
1.9 Il decadimento τ 1-11
1.10 Sensibilità del singolo evento 1-11
1.11 Conclusioni 1-12

2 Lo Spettrometro di MEG I

2.1 Introduzione 2-1
2.2 La linea del fascio e il bersaglio 2-1
2.3 Lo spettrometro 2-3
2.3.1 Il magnete COBRA 2-3
2.3.2 Il sistema di camere a deriva 2-3
2.3.3 Il Timing Counter 2-5
2.3.4 Il Calorimetro 2-6
2.4 Trigger e DAQ 2-8
2.4.1 Il sistema di Trigger 2-8
2.4.2 Il DAQ 2-9

3 L’upgrade di MEG

3.1 La linea del fascio e il nuovo bersaglio 3-2
3.2 La camera a deriva di MEG II 3-3
3.2.1 Risoluzione di singolo hit e la miscela di gas scelta 3-3
3.2.2 Test di invecchiamento sui prototipi 3-7
3.2.3 Tecnica di lettura rapida e la tecnica Cluster Timing 3-9
3.3 Il Timing Counter di MEG II 3-11
3.4 Il calorimetro di MEG II 3-14
3.5 Il DAQ di MEG II 3-17
3.6 Il Trigger 3-17
3.7 Il Radiative Decay Counter 3-19
3.8 Prestazioni attese 3-20

4 La costruzione della camera cilindrica

4.1 Geometria della camera cilindrica 4-1

4.2 Il disegno dei wire-PCB 4-10
4.3 La scelta dei fili 4-13
4.4 Il contributo del Multiplo Scattering Coulombiano 4-16
4.5 La costruzione della CYLDCH 4-17
4.6 Procedura di montaggio 4-20
4.7 La sagitta dei fili 4-23

5 Il sistema di filatura

5.1 I parametri di filatura 5-1
5.2 La macchina di filatura 5-3
5.2.1 Il cilindro di avvolgimento 5-4
5.2.2 Il supporto dei fili 5-6
5.2.3 Il sistema delle pulegge 5-6
5.2.4 Il feedback della tensione del filo 5-7
5.2.5 Il sistema di saldatura 5-9
5.2.6 Il sistema di estrazione 5-10
5.3 Il sistema di gestione della saldatura 5-11
5.4 Le fasi della filatura di un wire-PCB 5-14
5.4.1 Il processo di saldatura 5-18
5.4.2 Il taglio dei fili 5-20
5.4.3 La fase di estrazione 5-20

Conclusioni

Appendice A – L'elettronica di acquisizione della CYLDCH

A.1 Misure sulla scheda di front-end A-3

Appendice B – La misura della tensione meccanica dei fili

Bibliografia

Ringraziamenti

1 Violazione del "sapore" leptonico

Ad oggi il Modello Standard è la teoria che descrive le interazioni fondamentali tra le particelle conosciute. Nel MS il sapore leptonico è conservato, quindi il branching ratio del decadimento $\mu \to e\gamma$ è uguale a zero.

L'introduzione delle oscillazioni di neutrino, che prevede la violazione di sapore leptonico nel settore neutro, permette il decadimento anche se con un Branching Ratio notevolmente basso. Le estensioni supersimmetriche del MS [1] permettono il decadimento $\mu \to e\gamma$ con Branching Ratios vicini alla sensibilità di MEG.

1.1 Modello Standard

Il Modello Standard è una teoria di gauge che descrive le particelle elementari e le loro interazioni forti, deboli ed elettromagnetiche. Il gruppo di simmetria di questa teoria è $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, [2] dove C è il numero quantico di colore, L è lo stato di chiralità sinistrorsa (left handed) e Y rappresenta l'ipercarica.

I fermioni della teoria rappresentano la componente di materia e possono essere divisi in due grandi gruppi: i quark (che risentono anche dell'interazione forte) ed i leptoni (che interagiscono solo in modo elettrodebole).

I bosoni della teoria sono i bosoni di gauge che rappresentano i campi mediatori delle interazioni, cioè le connessioni dei gruppi di simmetria che rendono covariante l'intera struttura teorica, ed il bosone di Higgs, responsabile degli accoppiamenti che generano la massa delle particelle attraverso il meccanismo di Higgs, cioè la rottura spontanea di simmetria locale [3]. Tale meccanismo permette di mantenere rinormalizzabile la lagrangiana e covariante la teoria.

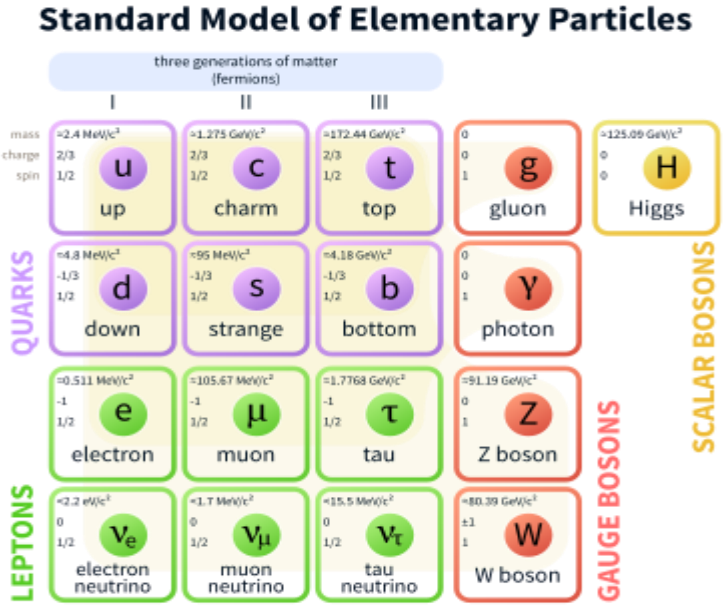


Fig. 1.1: Le particelle elementari del Modello Standard.

I leptoni non risentono delle interazioni forti essendo singoletti di $SU(3)_C$, cioè sono privi di colore, e sono raggruppati in tre famiglie, in base al loro autovalore rispetto ai tre operatori di sapore leptonico e, μ e τ.

I campi che descrivono le particelle di ciascuna famiglia sono due campi spinoriali left, che formano un doppietto di $SU(2)_L$ ed un spinore right che è formato da un unico singoletto. Questa caratteristica peculiare è inserita nel MS per poter riprodurre l'osservazione sperimentale secondo la quale i neutrini hanno massa nulla; infatti in questo modo i neutrini non hanno alcuna componente right da accoppiare alla left per produrre un termine di massa tramite il campo di Higgs.

Come mostrato sopra, i quark e i leptoni sono classificati nelle tre generazioni di sapori. Nel settore dei quark è noto che la miscela di sapori avviene come:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

dove (d', s', b') rappresentano gli autostati del sapore e (d, s, b) rappresentano gli autostati di massa per ciascun quark. Gli angoli di mixing sono descritti dalla matrice unitaria V_{CKM} di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [4,42].

La probabilità di transizione è definita come l'elemento di matrice al quadrato. Nel MS si considera che la violazione del sapore nel settore dei leptoni carichi è proibito. Questo succede perché i neutrini sono privi di massa: la loro matrice è diagonale e, di conseguenza, il processo $\mu^+ \to e^+\gamma$ non è consentito.

1.2 Il decadimento del muone nel Modello Standard

Nel MS i muoni sono particelle la cui massa e la vita media sono ben misurate e definite [5]:

$$\begin{aligned} m_\mu &= (105.6583715 \pm 0.0000035)\, MeV \\ \tau_\mu &= (2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6}\, s \end{aligned} \tag{1.1}$$

I decadimenti più comuni per μ^+ e μ^- sono:

$$\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \tag{1.2}$$

$$\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu . \tag{1.3}$$

Questi decadimenti a tre corpi, chiamati decadimenti di Michel, presentano una larghezza di decadimento, che trascurando le correzioni radiative, è:

$$\Gamma_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} \approx (2.2\mu s)^{-1} \tag{1.4}$$

dove $G_F \approx 1.166 \cdot 10^{-5} GeV^{-2}$ è la costante di accoppiamento di Fermi. Nella Figura 1.2 è mostrato il diagramma di Feynman del decadimento del muone nel MS e lo spettro energetico dell'elettrone,

senza le correzioni radiative. Nella Tabella 1.1 sono riassunti i principali decadimenti del muone ed alcuni limiti superiori per i decadimenti di violazione del numero leptonico.

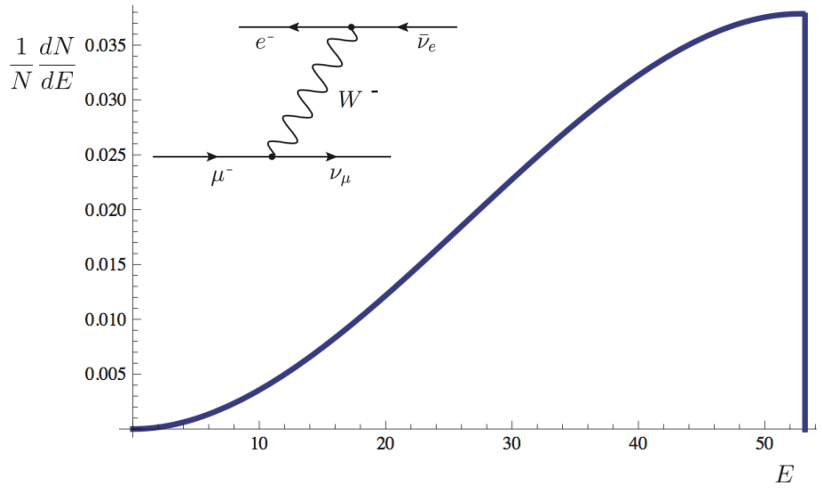


Fig. 1.2: Spettro energetico dell'elettrone nel processo $\mu \to e + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ *senza correzioni radiative e relativo diagramma di Feynman.*

Introducendo le oscillazioni dei neutrini, il $BR(\mu^+ \to e^+\gamma)$ può essere calcolato secondo il diagramma di Figura 1.3:

$$BR(\mu^+ \to e^+\gamma) = \frac{\Gamma_{\mu\to e\gamma}}{\Gamma_\mu} = \frac{3\alpha}{32\pi}\left|\sum_{i,j=1,\ldots,3} U^*_{\mu i} U_{ei} \frac{\Delta m^2_{ij}}{M^2_w}\right|^2 \tag{1.5}$$

dove:

- $U_{\alpha i}$ sono gli elementi della matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakatan che descrive il cambiamento del sapore dei neutrini;
- $\Delta m_{ij}^{\ 2}$ la differenze delle masse al quadrato dei neutrini $m_i^{\ 2} - m_j^{\ 2}$;
- M_W è la massa del bosone *W*.

modo	*Branching Ratio*
$\mu^- \to e^- \overline{\nu}_e \nu_\mu$	$\approx 100\%$
$\mu^- \to e^- \overline{\nu}_e \nu_\mu \gamma$	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$
$\mu^- \to e^- \overline{\nu}_e \nu_\mu e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

Tabella 1.1: Decadimenti del muone nel MS e relativi branching ratio.

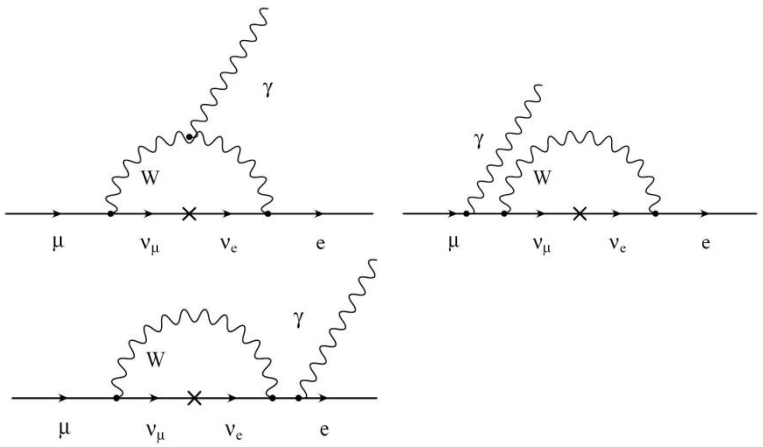


Fig. 1.3:Il processo $\mu \to e\,\gamma$ nel MS con oscillazione di neutrino

I parametri della teoria delle oscillazione dei neutrini sono i seguenti [21, 22]:

- $\Delta m_{23} = m_2^2 - m_3^2$, differenza delle masse al quadrato del secondo e del terzo autostato di massa.
- $\Delta m_{12}^2 = m_1^2 - m_2^2$, differenza delle masse al quadrato del primo e del secondo autostato di massa.
- Tre angoli di mixing $\theta_{13}, \theta_{12}, \theta_{23}$.
- Una fase δ non eliminabile, responsabile della violazione di CP.

Sebbene alcuni parametri della teoria siano stati misurati con relativa precisione (Tabella 1.2), altri sono soltanto vincolati da limiti superiori. Da qui segue $BR(\mu^+ \to e^+\gamma) \approx O\left(10^{-54}\right)$, che risulta evidentemente di difficile accessibilità sperimentalmente.

$\left\|\Delta m_{23}^2\right\|$	$2.0^{+1.0}_{-0.7} \times 10^{-3} eV^2$ @90%CL
$\left\|\Delta m_{12}^2\right\|$	$7.2^{+1.2}_{-0.6} \times 10^{-5} eV^2$ @90%CL
θ_{12}	$33.36^{+0.21}_{-0.78}$ @68%CL
θ_{23}	$40.0^{+2.1}_{-1.5}$ o $50.4^{+1.3}_{-1.3}$
θ_{13}	$8.66^{+0.44}_{-0.46}$
δ	-60^{+66}_{-138}

Tabella 1.2: Parametri della teoria di oscillazione di neutrino [66].

1.3 L'unificazione e la supersimmetria

Nonostante il suo notevole successo, il MS presenta una serie di problematiche di natura teorica tuttora irrisolte [12]:

- I campi di gauge delle forze sono introdotte con costanti di accoppiamento arbitrarie e non sono predette dalla teoria, ma devono essere ricavate sperimentalmente;

- quark e leptoni sono organizzati in doppietti, il numero di famiglie non ha alcuna predizione teorica;
- la teoria non giustifica le grandi differenze di massa tra i leptoni carichi;
- i coefficienti di mescolamento della matrice V_{CKM} non sono predetti, ma devono essere misurati sperimentalmente;
- il valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs è introdotto *ad hoc*; inoltre il calcolo delle correzioni alla massa di tale particella contiene termini divergenti con loop fermionici, come illustrato nella Figura 1.4;
- la gravità non viene inclusa nel modello.

Per ovviare a queste incongruenze, nel corso degli anni sono state proposte molte teorie che estendono l'unificazione operata nel MS; tra le principali ricordiamo [12] le teorie di *Grande Unificazione* (GUT), le teorie *Supersimmetriche*, la *Supergravità*, i modelli di *Kalauza-Klein* e la più recente teoria delle *Superstringhe* che si prefigge di unificare la gravità con le altre interazioni.

Solo tramite una serie di esperimenti si auspica di poter stabilire se una di esse, o una loro combinazione, risulta essere rilevante nella descrizione della Fisica ad energie al di sopra della scala dell'unificazione elettrodebole. L'estensione più naturale del MS è costituita dalle teorie di Grande Unificazione [12], nelle quali il gruppo di simmetria $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ dell'unificazione elettrodebole alla scala di energie della massa del bosone Z^0 è un sottogruppo di una teoria di gauge più vasta che ipotizza l'unificazione delle forze elettrodebole e forte ad una scala di energie superiori $\left(M_G \approx 10^{19} GeV\right)$.

I gruppi di simmetria degli schemi GUT non prevedono distinzioni tra quark e leptoni, facendo decadere automaticamente le conservazioni separate dal numero barionico, del sapore e del numero leptonico previste invece del MS; inoltre queste teorie superano difficoltà concettuali, quali la quantizzazione della carica elettrica e la relazione tra le cariche dei leptoni e dei quarks, introducendo una costante di accoppiamento unificata da cui discendono tutte le altre alle opportune scale di energia.

Le teorie GUT prevedono infine il decadimento $\mu \to e\gamma$, anche se con una soppressione di un fattore $\approx 1/M_G$ che rende il $BR(\mu^+ \to e^+\gamma)$ non misurabile sperimentalmente. Le teorie dette Supersimmetriche (SUSY) [12] sono estremamente interessanti poiché introducono meccanismi in grado di risolvere i problemi legati alla massa del bosone di Higgs e predicono *BR* sperimentalmente accessibili per i processi che violano la conservazione del sapore leptonico [13]. Esse associano ad ogni campo elementare del MS un campo SUSY che ha gli stessi numeri quantici interni, a eccezione del valore dello spin.

Particelle MS	*Spin*	*Particelle SUSY*	*Spin*
Quark	$1/2$	*Squark (sq)*	0
Leptoni	$1/2$	*Sleptoni (sl)*	0
Gluoni	1	*Gluino*	$1/2$
$W^{\pm}; Z^0; \gamma$	1	*chargino* $\chi_i^{\pm}(i=1,2)$; *neutralino* $\chi_i^o(i=1,\ldots,4)$	$1/2$
Bosone di Higgs	0	*Higgsino*	$1/2$

Tabella 1.3: Particelle del MS e le corrispondenti particelle SUSY, nell'estensione Supersimmetria del Modello Standard.

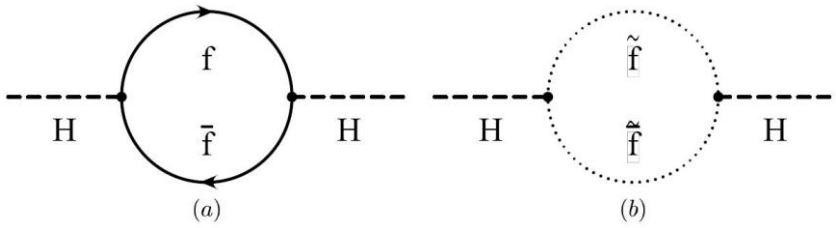


Fig. 1.4: Diagrammi di Feynman per le correzioni ai termini di massa del bosone di Higgs: (a) diagramma divergente all'interno del MS; (b) diagramma introdotto all'interno delle teorie SUSY che annulla la divergenza precedente.

Ai campi fermionici sono quindi associati campi bosonici SUSY di spin 0 e ai campi bosonici sono associati campi fermionici SUSY di spin $1/2$. Esempi di particelle del MS e dei campi (SUSY) corrispondenti sono riportati in Tabella 1.3 [14].

Un effetto della presenza delle particelle SUSY è quello di annullare le divergenze nei termini di correzione alla massa del campo di Higgs ad ogni ordine, a causa del diverso spin rispetto alle particelle MS, come illustrato in figura 1.4. Le teorie supersimmetriche prevedono anche l'esistenza di particelle del MS stabili, debolmente interagenti con la materia, considerate tra i candidati più ragionevoli per spiegare l'esistenza della materia oscura.

Combinando l'ipotesi di grande unificazione con gli schemi supersimmetrici, si ottengono le Teorie Supersimmetriche di Grande Unificazione, dette SUSY-GUT, che sono validi candidati per l'estensione del MS fino alla scala di energie $\approx M_G$.

In conclusione, il limite sperimentale che si propone per raggiungere l'esperimento MEG si trova in un regione molto vicina al $BR(\mu^+ \to e^+\gamma)$ predetto teoricamente dai modelli SUSY-GUT. L'esperimento quindi potrebbe dare un fondamentale contributo nell'evidenza della violazione del sapore leptonico e di Fisica oltre il MS, mentre una non osservazione del fenomeno sarebbe comunque di grande importanza per porre limiti ai parametri liberi delle nuove teorie.

1.4 La violazione del sapore nei decadimenti del μ

I vantaggi di utilizzare i muoni nello studio di processi che violano il principio di conservazione del sapore (cLFV) sono l'assenza dell'interazione forte e la vita media macroscopicamente accessibile (1.1).

Inoltre un muone di bassa energia produce soltanto elettrone, positrone, raggi gamma e neutrini, con un numero limitato di canali di decadimento. Ad oggi i canali di decadimento dei muoni chiamati *golden channels* utilizzati per lo studio di cLFV nel MS sono:

- $\mu^+ \to e^+\gamma$ ($BR < 4.2\times10^{-13}$ @ $90CL$, MEG [19]);
- $\mu^+ \to e^+e^-e^+$ ($BR < 1.0\times10^{-12}$ @ $90\%CL$, SINDRUM [20]);
- $\mu N \to eN$ conversione nei nuclei, ($BR < 7.0\times10^{-13}$ @ $90\%CL$, SINDRUM [24]).

(tra parentesi sono indicati gli esperimenti che hanno stabilito questi limiti). Per confrontare i golden channels si può utilizzare un modello indipendente di lagrangiana effettiva [17, 18]:

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{m_\mu}{(\kappa+1)\Lambda^2}\,\bar{\mu}_R\,\sigma_{\mu\nu}\,e_L\,F^{\mu\nu}}_{magnetic-moment\ type\ operator} + \underbrace{\frac{\kappa}{(\kappa+1)\Lambda^2}\,\bar{\mu}_L\gamma_\mu\,e_L\left(\bar{e}\,\gamma^\mu e\right)}_{four-fermion\ operator} + h.c. \qquad (1.6)$$

dove L ed R indicano la chiralità, $F^{\mu\nu}$ il tensore del campo elettromagnetico e m_μ la massa del muone. Le due costanti indipendenti Λ e κ rappresentano, rispettivamente, la scala di massa della nuova Fisica ed un parametro adimensionale che determina se è dominante l'interazione di tipo dipolare o quella quadri-fermionica. Per $\kappa \ll 1$ l'operatore dominante è quello di tipo dipolare, mentre per $\kappa \gg 1$ gli operatori dominanti sono quelli quadri-fermioni. La Figura 1.5 mostra l'intervallo dei parametri nel piano (κ, Λ) che può essere esplorato attraverso i processi di conversione $\mu N \to eN$ o negli esperimenti che studiano i decadimenti $\mu^+ \to e^+e^-e^+$ e $\mu^+ \to e^+\gamma$.

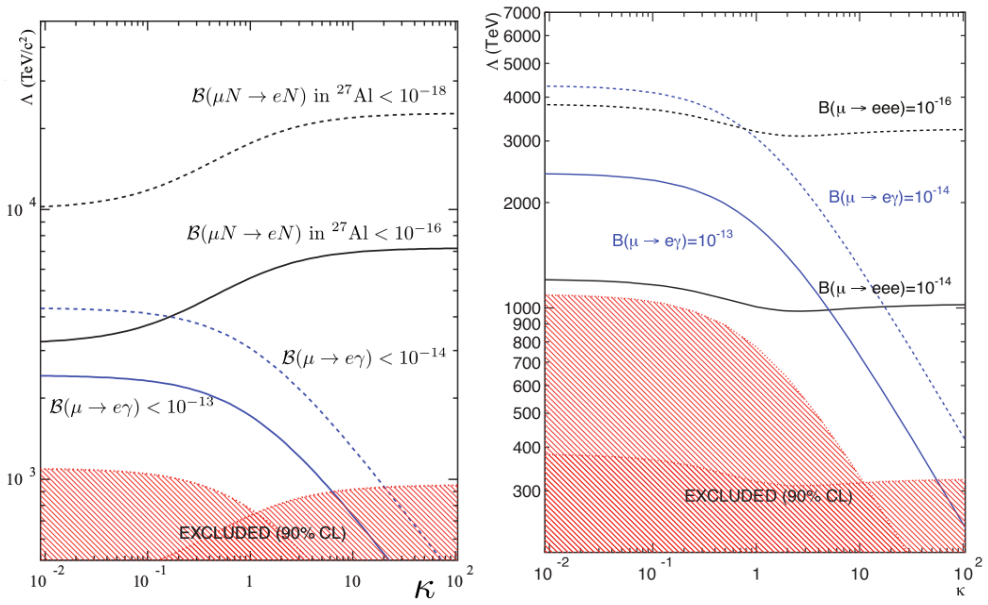


Fig. 1.5: La sensibilità a Λ in funzione di κ per il processo $\mu \to e\gamma$ e la conversione $\mu N \to eN$ (a sinistra) e $\mu \to 3e$ (a destra).

Dalla Figura 1.5 si può notare che il decadimento $\mu \to e\gamma$ esplora prevalentemente la regione in cui domina l'interazione di tipo dipolare, mentre la conversione $\mu N \to eN$ e il decadimento $\mu \to 3e$ esplorano anche la regione quadri-fermionica. La ricerca di processi cLFV nel settore dei muoni è importante per capire il meccanismo della nuova Fisica; la figura 1.6 mostra i progressi delle ricerche nel settore del muone.

1.5 La ricerca dei processi di cLFV

La prima ricerca del decadimento $\mu^+ \to e^+\gamma$ è stata effettuata da Hincks e Pontecorvo, che fornì un limite superiore al *BR* pari ad 10% rispetto al decadimento più consueto $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \overline{\nu}_\mu$. Esperimenti successivi abbassarono tale limite fino ad un valore inferiore a 2×10^{-5} @90%*CL*.

Dalla metà degli anni 1970 è iniziata una nuova generazione di esperimenti di indagine del processo $\mu^+ \to e^+\gamma$, utilizzando fasci di muoni di alta intensità, anziché fasci di pioni. In particolare nel 1982 a LAMPF è stato ottenuto un limite superiore di 1.7×10^{-10} @90%*CL*, dove per la prima volta è stato usato un fascio di muoni.

Grazie a questa tecnica il fascio di muoni di alta intensità può essere fermato in un bersaglio molto sottile. Il miglior limite sperimentale precedente a MEG per questi processi è

$BR < 1.2 \times 10^{-11} @ 90\% CL$ e proviene dall'esperimento MEGA a LAMPF [25]. Nel 2016 l'esperimento MEG ha imposto un nuovo limite superiore, $BR < 4.2 \times 10^{-13} @ 90\% CL$ [18]. Nella Figura 1.6 [18] sono mostrati i progressi storici ottenuti negli ultimi anni sul limite del processo $\mu^+ \to e^+ \gamma$.

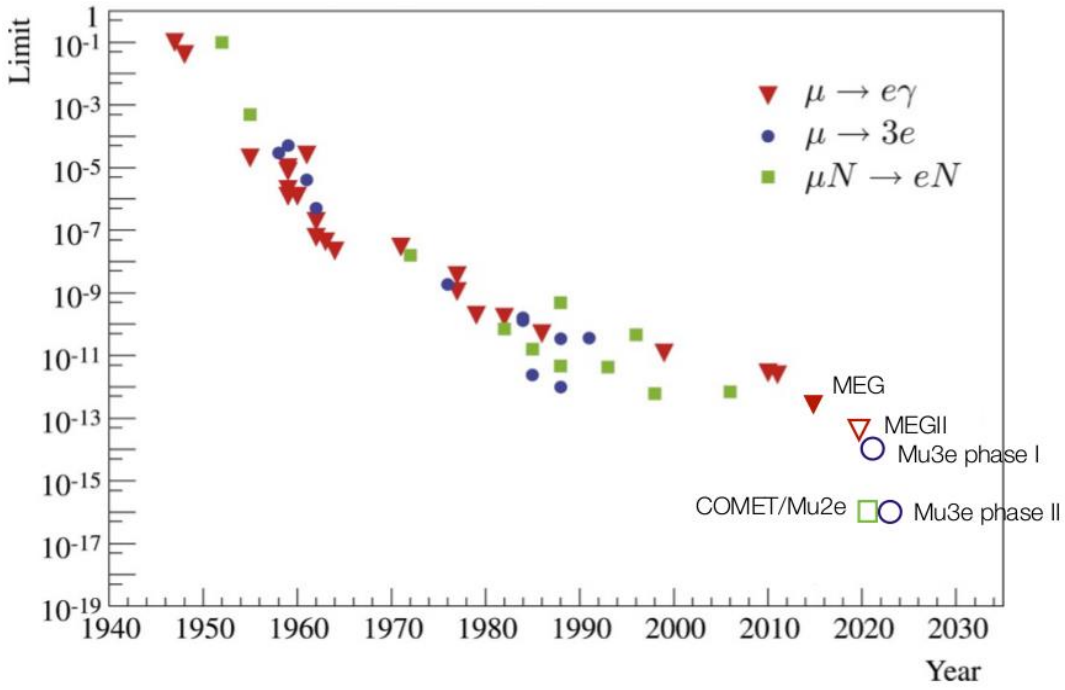


Fig. 1.6: Il limite superiore per il processo cLFV in funzione dell'anno.

1.6 Il decadimento $\mu^+ \to e^+ \gamma$

La segnatura del decadimento $\mu^+ \to e^+ \gamma$ col muone a riposo è data dalla coincidenza di un positrone ed un fotone, emessi simultaneamente con un angolo relativo di 180° ed un energia di circa $52.83\,MeV$ ciascuno, come illustrato nella figura 1.7. I fondi presenti nell'esperimento sono principalmente due:

- il fondo fisico o correlato;
- il fondo accidentale, dovuto a coincidenze casuali tra positroni e fotoni all'interno della finestra temporale $\Delta t_{e\gamma}$ di sensibilità dell'esperimento.

Il fondo fisico per il processo $\mu^+ \to e^+ \gamma$ è costituito dal decadimento radiativo del muone (RMD), $\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$ nel caso in cui il positrone ed il fotone siano emessi con angolo relativo molto vicino a 180°, quando i neutrini trasportano una piccola quantità di energia [32]. Il fondo accidentale è dovuto a coincidenze casuali tra positroni e fotoni e costituisce il fondo più importante per MEG. Questo fondo origina dall'osservazione, all'interno delle finestre di definizione del segnale, di un positrone ed un fotone provenienti dai processi indipendenti. I fotoni di alta energia

provengono da numerose sorgenti come il decadimento radiativo del muone, l'interazione dei positroni nel rivelatore, oppure dalla loro annichilazione in volo o da bremsstrahlung.

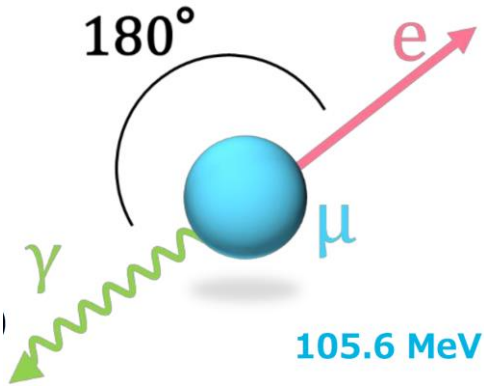


Fig. 1.7: Cinematica del processo $\mu^+ \to e^+\gamma$.

La Figura 1.8 rappresenta i rate integrati di fondo in funzione dell'energia del fotone. Il fondo accidentale è dominante ed è determinato dalla stessa risoluzione dell'esperimento MEG. Il numero previsto di eventi di fondo accidentali N_{acc} in una finestra temporale *T* può essere espresso come:

$$N_{acc} \propto R_\mu^2 \times \Delta E_\gamma^2 \times \Delta p_e \times \Delta \theta_{e\gamma}^2 \times T \times \Delta t_{e\gamma}, \tag{1.7}$$

in cui R_μ è il rate di muoni arrestati sul bersaglio, ΔE_γ e Δp_e sono rispettivamente la risoluzione nella misura dell'energia del fotone e la risoluzione sulla misura del momento del positrone, $\Delta \theta_{e\gamma}$ è la risoluzione nella misura dell'angolo relativo tra il positrone ed il fotone e $\Delta t_{e\gamma}$ è la risoluzione nella misura del tempo relativo dei segnali da queste due particelle. Si osserva che il fondo accidentale scala in maniera quadratica con R_μ.

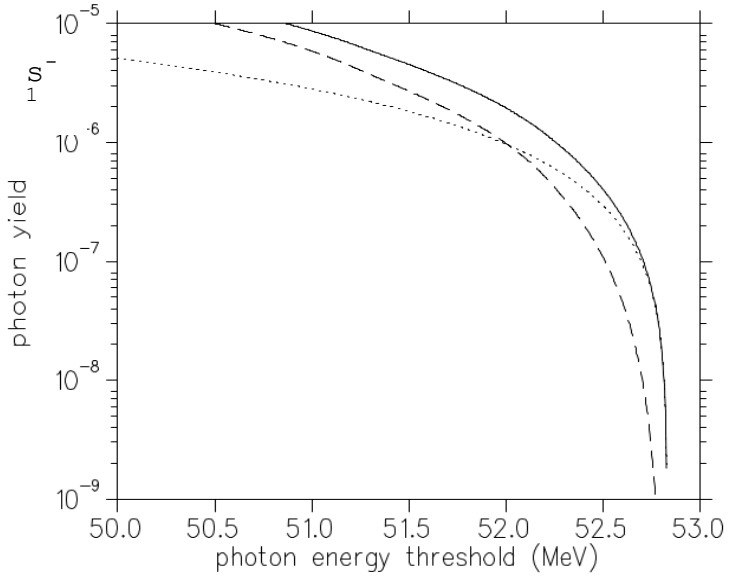


Fig. 1.8: Rate integrati per fondi (in s^{-1}*) provenienti dall'annichilazione in volo (linea a puntini) e dal decadimento radiativo del muone (linea a tratteggiata) in funzione dell'energia del fotone. La somma dei due rate è rappresentata dalla linea continua [32].*

1.7 Il decadimento $\mu^+ \to e^+ e^- e^+$

Il limite sperimentale attuale per il decadimento $\mu^+ \to e^+e^-e^+$ è 10×10^{-12} @90% CL, ottenuto da SINDRUM nel 1988 [20]. Il rivelatore era uno spettrometro solenoidale dotato da un sistema di MWPCs coassiale con il fascio. Il fondo correlato per questo evento è rappresentato dal decadimento $\mu^+ \to e^+e^-e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu$, consentito nel MS, che può falsificare un segnale quando due neutrini hanno energie basse; il fondo non correlato è prodotto dalla coincidenza accidentale di un positrone di Michel con una coppia e^+e^-.

Un esperimento per la ricerca di questo decadimento con una sensibilità 10^4 volte superiore al limite massimo attuale, Mu3e, è stato proposto e approvato a PSI nel 2013; nella Figura 1.9 è rappresentato il rivelatore di questo esperimento [26].

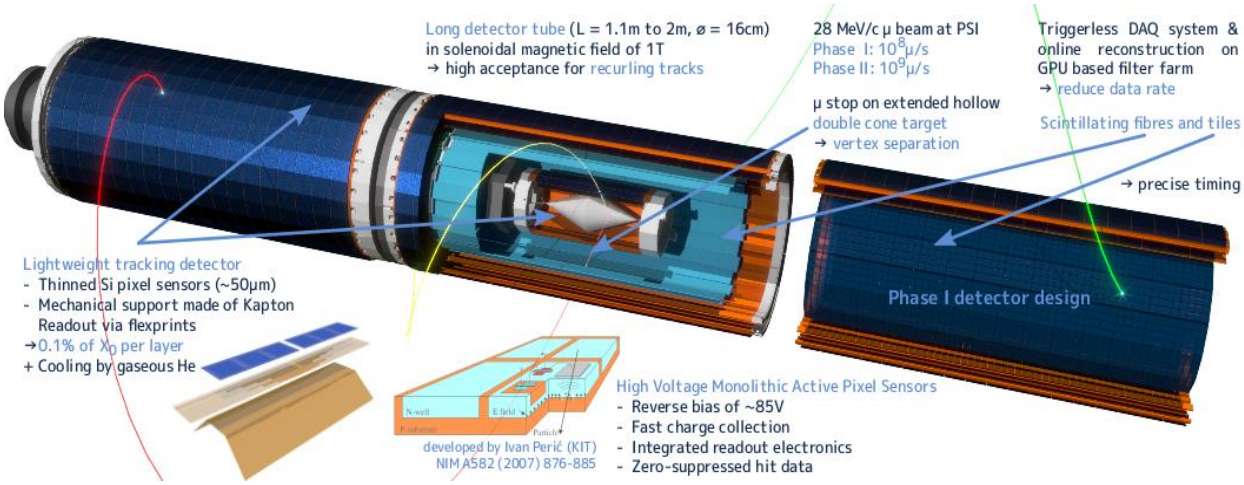


Fig. 1.9: Il rivelatore dell'esperimento Mu3e

1.8 Il processo $\mu N – eN$

Uno dei canali per la ricerca di cLFV è la conversione in nuclei [27]. Il muone negativo viene arrestato in un materiale molto sottile dove il quale viene catturato da un atomo che si trova in uno stato orbitale elevato, formando in questo modo un atomo *mu-mesico*. Dopo la cattura l'atomo decade rapidamente nello stato più fondamentale 1S dove il muone viene generalmente catturato dal nucleo. In un contesto di nuova Fisica si prevede l'esistenza del processo $\mu - e$ della conversione in nuclei:

$$\mu^- + (A,Z) \to e^- + (A,Z) \tag{1.8}$$

che viola la conservazione del sapore leptonico. Il segnale di questo processo è un elettrone monocromatico emesso con energia $E_e \approx m_\mu - B_\mu$, dove B_μ è l'energia di legame del livello 1S dell'atomo muonico e dipende dal nucleo. Questo processo non viene influenzato da nessun fondo accidentale. Il fondo deriva dal decadimento normale del muone nell'orbita in cui si è disposto. Altri fondi possono essere causati dal decadimento in volo, oppure dall'interazione delle particelle (muoni, anti-protoni, pioni) generate dal fascio primario. Poiché i muoni hanno una vita media dell'ordine del microsecondo (1.1), i fondi originati dal fascio possono essere soppressi utilizzando un fascio pulsato ad alta intensità e raccogliendo dati solo al di fuori della finestra del fascio.

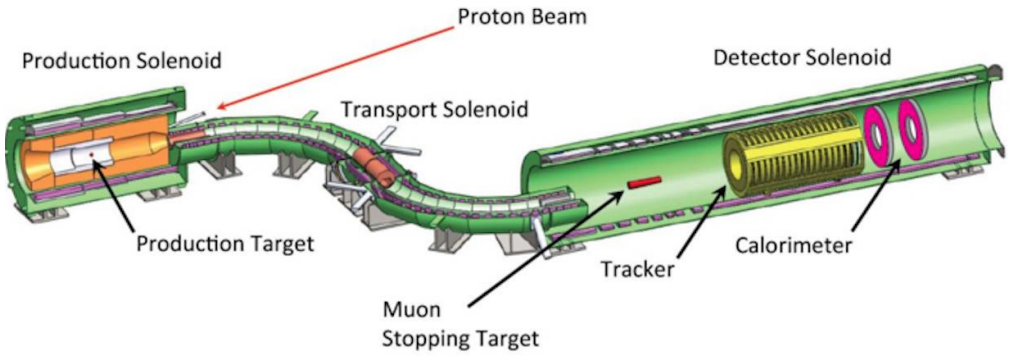


Fig. 1.10: Lo spettrometro dell'esperimento Mu2e.

Il limite superiore attuale per questo processo è stato stabilito dall'esperimento SINDRUM-II, 7.0×10^{-13}@90%CL [24]. Nel prossimo futuro sono previsti due esperimenti per la conversione $\mu^- - e^-$. Uno di questi è Mu2e [28] il cui spettrometro è mostrato nella Figura 1.10, che avrà luogo a Fermilab mentre l'altro esperimento, COMET, [29] si svolgerà in Giappone (J-PARC) [29]. La sensibilità prevista per entrambi gli esperimenti è dell'ordine di 10^{-17}.

1.9 Il decadimento τ

Le ricerche sperimentali per il processo cLFV del canale leptonico τ sono effettuate da esperimenti come BELLE, BaBar ed LHCb. Ci sono diverse modalità di decadimenti disponibili per il leptone τ. I limiti superiori attuali sono:

Decadimento	***limite al 90% CL sul decadimento***	***Esperimento***	***Riferimento***
$\tau \to \mu\gamma$	4.4×10^{-8}	*BABAR*	*[30]*
$\tau \to e\gamma$	3.3×10^{-8}	*BABAR*	*[30]*
$\tau \to \mu\mu\mu$	2.1×10^{-8}	*BELLE*	*[31]*
$\tau \to eee$	2.7×10^{-8}	*BELLE*	*[31]*

Tabella 1.5: Limiti sui decadimenti cLFV di τ.

1.10 Sensibilità del singolo evento

Il numero di eventi attesi di segnale N_{sig} per un assegnato branching ratio *BR* dipende dalla frazione di angolo solido Ω sotteso dallo spettrometro (l'accettanza del rivelatore), dalle efficienze di rivelazione per il fotone e il positrone (ε_γ e ε_e) e dal criterio di selezione ε_{sel} [1]:

[1] Il criterio di selezione usuale prevede di effettuare tagli al 90% dell'efficienza per ciascuna variabile $\left(E_\gamma, p_e, \theta_{e\gamma}, t_{e\gamma}\right)$ intorno ai valori attesi per il segnale, pertanto l'efficienza di selezione risulta pari a $\varepsilon_{sel} = (0.9)^4$. Questo tipo di analisi, in cui si contano gli eventi entro alcuni tagli di selezione e si confronta il numero trovato col fondo atteso, è detto *box analysis*. MEG impiega un'approccio più raffinato che tiene conto di diverse distribuzioni delle variabili $\left(E_\gamma, p_e, \theta_{e\gamma}, t_{e\gamma}\right)$ per gli eventi di segnale e di fondo, adoperando il metodo della massima likelihood.

$$N_{sig} = R_\mu \times T \times \Omega \times BR \times \varepsilon_\gamma \times \varepsilon_e \times \varepsilon_{sel}\,.$$

Nel caso di esperimenti in cui si ricercano eventi rari è opportuno definire la sensibilità sul singolo evento (SES) e porre un limite superiore sul *BR* con un certo livello di confidenza. La sensibilità sul singolo evento è definita come il *BR* in corrispondenza del quale il numero di decadimenti attesi durante un esperimento è pari a 1 e si ottiene considerando la frequenza di arresto delle particelle sul bersaglio R_μ , l'accettanza angolare Ω , il tempo vivo di misura T e le efficienze dell'esperimento. Nel caso di MEG la SES è espressa dalla formula [33]:

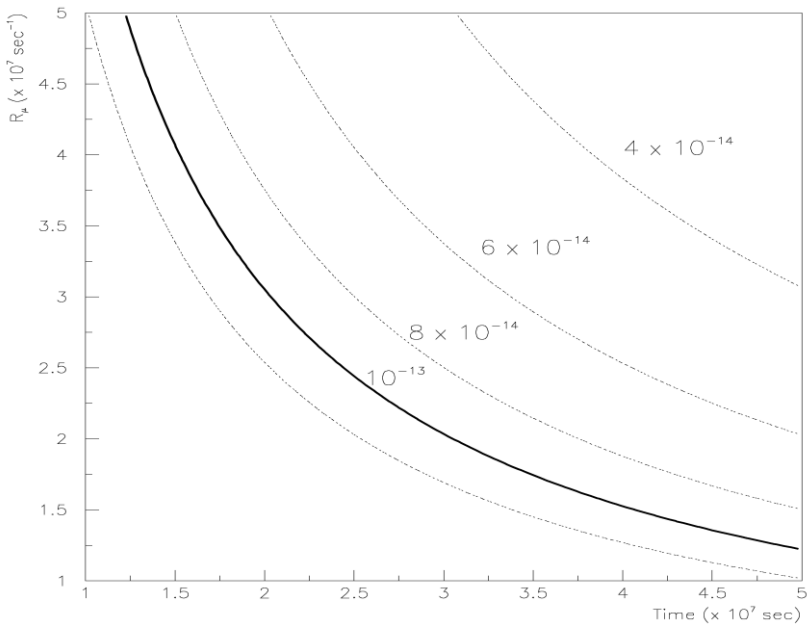


Fig. 1.11: Andamento della sensibilità sul singolo evento in funzione della frequenza di arresto dei muoni e del tempo di durata dell'esperimento [32].

$$SES_{MEG} = \frac{1}{R_\mu \cdot T \cdot \Omega} \times \frac{1}{\varepsilon_e \cdot \varepsilon_\gamma \cdot \varepsilon_{sel}}\,. \tag{1.9}$$

Nella Figura 1.11 è riportato l'andamento della SES in funzione della frequenza di arresto dei muoni e del tempo di presa dati. In base alla relazione precedente, utilizzando una frequenza di arresto per i muoni R_μ di $3\times10^7/s$, una durata T dell'esperimento di $4\times10^7 s$, un accettanza angolare Ω del 9%, dei valori di ε_{sel} , ε_e e ε_γ rispettivamente di 0.7, 0.9 e 0.4, la SES prevista per MEG II ammonta a circa 5×10^{-14} .

1.11 Conclusioni

Il MS fornisce attualmente la migliore descrizione della fenomenologia delle particelle elementari, nonostante sia universalmente accettato che esso rappresenti solo un approssimazione alle basse energie di teorie complete. I primi indizi di tali teorie emergono dalle misure di oscillazione dei neutrini, che mostrano come sia necessario un superamento della legge di conservazione del sapore leptonico.

Informazioni fondamentali riguardanti la dinamica di tale violazione potrebbero venire dalla ricerca del decadimento $\mu^+ \to e^+\gamma$ che le teorie attuali prevedono si manifesti con una probabilità compatibile con le tecniche sperimentali al momento disponibili.

2 Lo Spettrometro di MEG I

2.1 Introduzione

L'esperimento MEG I è stato proposto al Paul Scherrer Institut nel 1999 ed è stato in presa dati dal 2008 al 2013 in 4 periodi. La collaborazione è formata dai ricercatori provenienti dai seguenti paesi: Italia, Giappone, Svizzera, Russia e Stati Uniti. La ricerca di un processo raro come $\mu \to e\,\gamma$ richiede una misura estremamente precisa delle variabili cinematiche, a tale scopo per ognuno dei prodotti di decadimento è previsto un sistema di rivelazione dedicato: il fotone viene rivelato attraverso la sua interazione con un calorimetro a Xenon Liquido (LXe), il positrone viene tracciato all'interno di un magnete superconduttore (COBRA, *COnstant Bending RAdius*), attraverso un sistema di camere a deriva, infine colpisce un rivelatore chiamato Timing Counter (TC), posizionato all'esterno del magnete. Il sistema di tracciatura misura la direzione di emissione e l'impulso del positrone, mentre il TC ne misura il tempo di volo. Come si può notare nella figura 2.1, il rivelatore non copre completamente l'angolo solido intorno al bersaglio, ma solo il 10% circa, dovendo minimizzare il materiale di fronte al calorimetro per massimizzare l'efficienza dello spettrometro, cioè, in particolare, non assorbire i fotoni nel loro percorso.

L'upgrade dell'esperimento MEG I prevede il riciclo parziale di alcuni dei rivelatori che ne costituiscono lo spettrometro, pertanto è opportuno descrivere, sebbene non approfonditamente, le componenti di MEG I.

Il sistema di riferimento cartesiano dell'esperimento ha l'origine al centro del bersaglio dove vengono arrestati i muoni, l'asse *z* è diretto lungo la direzione del fascio, *y* è diretto verso l'alto ed il calorimetro è situato nel semi spazio $x < 0.3$ [34].

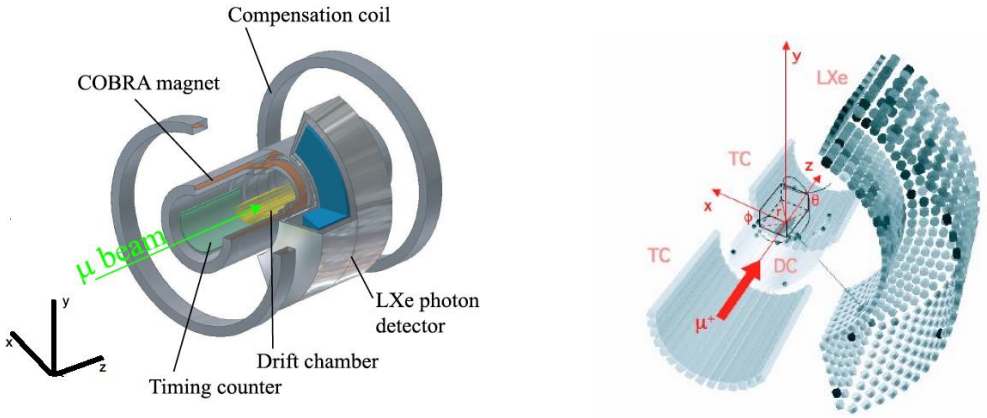


Fig 2.1: Vista tridimensionale dello spettrometro dell'esperimento MEG I (sinistra). Vista tridimensionale del Timing Counter e del calorimetro (destra).

2.2 La linea del fascio e il bersaglio

La linea del fascio utilizzata dell'esperimento MEG proviene dal protosincrotone del PSI dove vengono accelerati protoni fino a $590\,MeV/c$, con una corrente di fascio pari a $2.0\,mm$. In una prima fase i protoni del fascio urtano una serie di bersagli di grafite in sequenza, dove interagiscono

con i relativi nuclei di carbonio. Questi bersagli hanno spessori diversi: 7 *mm* per il bersaglio sottile *M-target*, 40 *mm* e 60 *mm* per il bersaglio più spesso *E-target*. I prodotti finali dell'interazione sono principalmente neutroni e pioni. I muoni provenienti dai pioni che decadono sulla superficie del bersaglio sono detti muoni di superficie (*surface muons*), sono completamente polarizzati ed hanno un impulso di $29\,MeV/c$ nella direzione opposta al fascio incidente. I muoni in arrivo dalla linea $\pi E5$ [35] (figura 2.2) attraversano un quadrupolo magnetico, un separatore elettrostatico, un secondo quadrupolo, uno speciale solenoide chiamato *Beam Transport Solenoid* (BTS) per raggiungere il centro del magnete COBRA, dove colpiscono il bersaglio. Il separatore viene utilizzato per eliminare dal fascio i positroni che lo contaminano, il BTS serve per consentire l'accoppiamento fra il fascio e lo spettrometro di MEG ed a degradare l'energia dei muoni, per mezzo di un foglio sottile di mylar, in modo di aumentare la probabilità che questi si arrestino e decadano nel bersaglio di MEG, consentendo di utilizzare un bersaglio sottile [36].

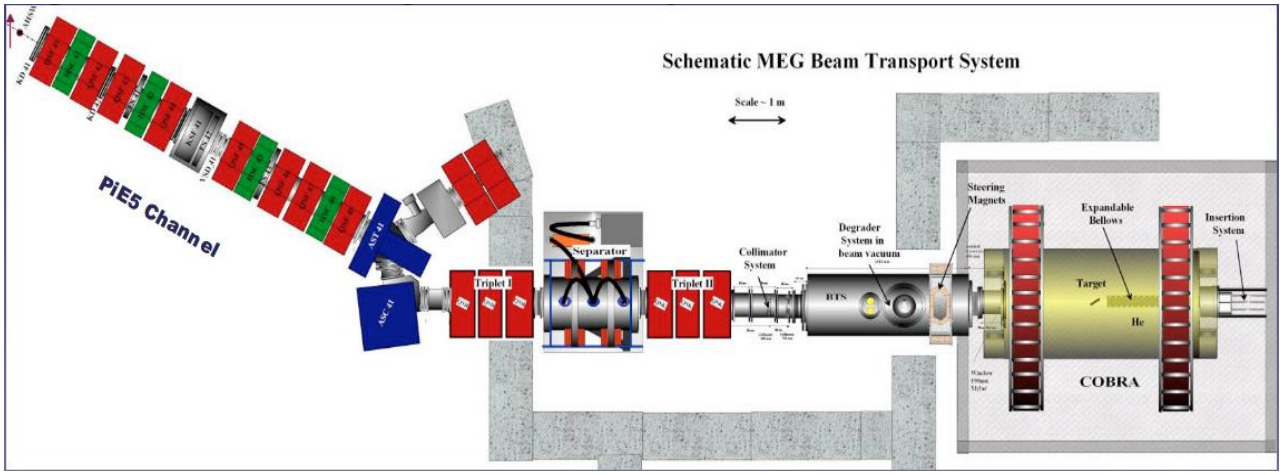


Fig 2.2: La linea del fascio vista dall'alto.

MEG utilizza un bersaglio di polietilene di spessore pari a $205\mu m$ (figura 2.3), inclinato di 20.5° rispetto all'asse *z*, al fine di garantire l'arresto dei muoni incidenti, minimizzando lo scattering multiplo coulombiano dei positroni uscenti. Il fascio dei muoni puó essere focalizzato in un'ellisse di dimensioni calcolate σ_x e σ_y, rispettivamente di 5.5 *mm* e 6.6 *mm*. Il multiplo scattering nel materiale presente sulla linea di volo dei muoni, dal BTS fino al bersaglio, porta le dimensioni trasverse a 10 *mm* per entrambi gli assi. L'intensità del fascio è di circa $3.7\times10^8\ \mu/s$.

Fig 2.3: Il bersaglio.

2.3 Lo spettrometro

Lo spettrometro ha una struttura cilindrica formata dal magnete e da un sistema di 16 camere a deriva. Il positrone uscente dal bersaglio, immerso nel campo magnetico, è rivelato dalle camere a deriva disposte radialmente, che occupano solo la metà del cilindro e dal timing counter che ne stabilisce l'istante di uscita dallo spettrometro.

2.3.1 Il magnete COBRA

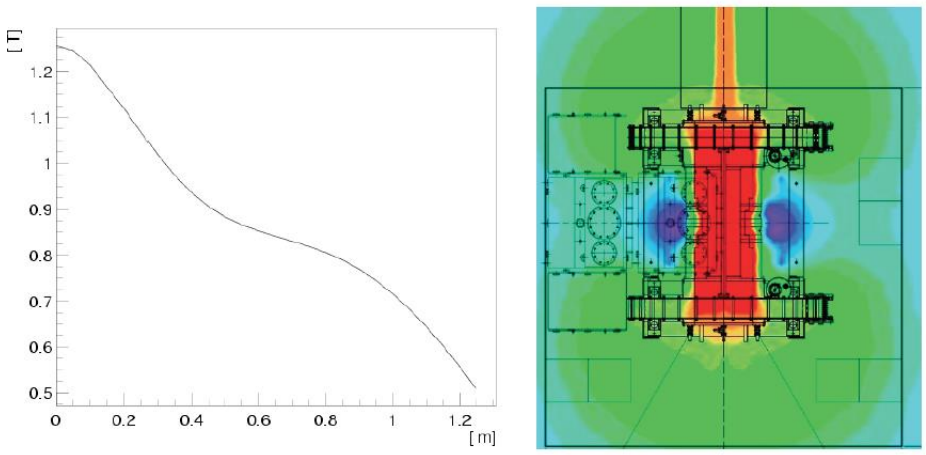


Fig 2.4: Il campo magnetico del magnete COBRA in funzione di z (sinistra). Intensità del campo magnetico nella zona del rivelatore: la zona in rosso corrisponde alla massima intensitá, quella in blu alla minima intensità.

Il magnete COBRA è un elettromagnete superconduttore cilindrico che circonda il volume di He in cui è installato il sistema di camere a deriva. Questo genera un gradiente di campo in *z* (1.27 *T* al centro e 0.49 *T* agli estremi, Figura 2.4), in cui i positroni con lo stesso impulso, in valore assoluto, seguono traiettorie con un raggio di curvatura costante, indipendente dall'angolo di emissione $(\cos\theta < 0.35)$ (Figura 2.5). Il gradiente di campo permette di discriminare positroni di basso impulso fino a un numero pari a circa 10^7 al secondo [37]. Inoltre, dato che le camere a deriva sono poste ad un raggio $r < 19.3cm$, solo i positroni di alto impulso raggiungono il volume di tracciamento. Il gradiente, inoltre, consente una rapida espulsione dei positroni dallo spettrometro secondo una traiettoria a spirale, riducendo cosi il pile-up accidentale (figura 2.6 A).

Lo spessore delle pareti del COBRA corrisponde a circa a $0.197X_0$, in maniera che solo una piccola frazione dei fotoni prodotti nel bersaglio interagiscono prima di raggiungere il calorimetro situato all'esterno.

2.3.2 Il sistema di camere a deriva

La misura dell'impulso del positrone si effettua attraverso il tracciamento in 16 camere trapezoidali, disposte radialmente ad intervalli di 10.5° nell'angolo azimutale (figura 2.6). Ogni camera è realizzata da un doppio strato di fili tesi in una struttura di fibra i carbonio. I due strati sono separati da un sottile foglio catodico e sfalsati di metà cella per risolvere l'ambiguità destra-sinistra. Ogni camera viene riempita con una miscela di gas al 50% di Elio ed il 50% di Etano, con lo scopo di ridurre al minimo lo scattering multiplo. Le pareti delle camere sono realizzati in fogli sottili di poliammide dello spessore di $12.5\mu m$ con una deposizione di alluminio di $0.250\mu m$.

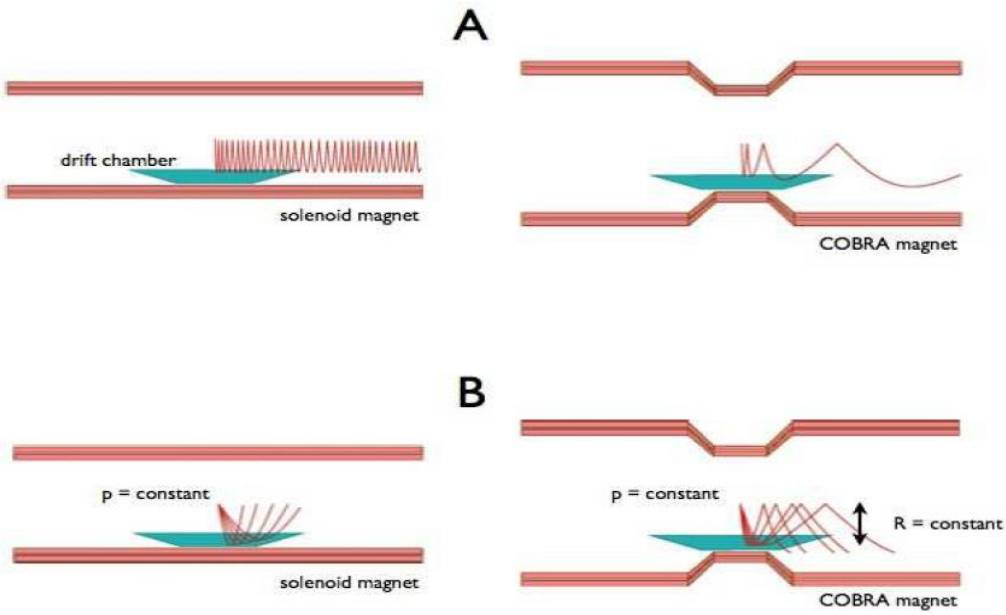


Fig 2.5: Traiettorie dei positroni in un solenoide con campo uniforme (Sinistra) confrontate con quelle nel magnete COBRA (Destra). In A i positroni sono emessi a 88°. Il campo uniforme determina molteplici rivoluzioni all'interno mentre il gradiente del campo costringe i positroni ad una rapida espulsione. In B sono mostrate le traiettorie di positroni monoenergetici emessi a vari angoli: Nel campo uniforme il raggio di curvatura dipende dall'angolo di emissione mentre è indipendente nel campo a gradiente di COBRA.

Le camere sono posizionate radialmente rispetto all'asse del fascio, con una superficie sensibile che si estende nel range $|z| < 50cm$, ad una distanza $r = 19.3cm$ e $|z| < 21.9cm$ nella parte esterna, con $r = 27cm$. La posizione delle camere è stata scelta per selezionare positroni di alto impulso, con direzione di volo compatibile col decadimento $\mu^+ \to e^+\gamma$. Nel caso di positroni da $52.8\,MeV$ la copertura angolare è $|\cos\theta| < 0.37$ e $|\phi| < 60°$ [37]. La differenza del tempo di deriva tra due celle adiacenti fornisce una misura della posizione della traccia con una risoluzione di $150\,\mu m$. La media dei tempi di arrivo dei segnali fornisce una stima del tempo di attraversamento delle camere, con una precisione di $5\,ns$. La resistività dei fili introduce una dipendenza della carica raccolta alle estremità in funzione della coordinata longitudinale. La coordinata *z* misurata attraverso la carica dei fili ha un errore di circa $1\,cm$.

Fig 2.6: Disposizione delle camere a deriva.

Le risoluzioni attese dall'apparato di tracciatura sono state investigate attraverso una simulazione basata su GEANT; i risultati della simulazione sono stati utilizzati per provare le prestazioni di diversi metodi per la ricostruzione di tracce di positroni da $52.8\,MeV$, ottenendo una risoluzione $\Delta_p / p = 0.9\%$ in impulso e di $12\,mrad$ FWHM per l'angolo di emissione. Il vertice del decadimento del muone sul bersaglio può essere ricostruito con una risoluzione di 2.5 *mm* FWHM.

2.3.3 Il Timing Counter

Il Timing Counter ha lo scopo di misurare l'istante tempo di impatto del positrone. Il sistema è composto da due blocchi identici di 15 barre (Figura 2.8), disposte a raggio costante, uguale a 31 *cm*, dall'asse *z*. I due blocchi sono posti simmetricamente rispetto alla posizione del bersaglio, e coprono 145° in ϕ e un intervallo $25cm \le z \le 85cm$. Ogni barra è realizzata con uno scintillatore plastico BC404, le cui caratteristiche sono riportate in tabella 2.1, di sezione quadrata ($l = 4\,cm$), e sono lunghe 80 *cm* [38].

Efficienza luminosa	*68*
Tempo di salita	*0.7 ns*
Tempo di decadimento	*1.8 ns*
Lunghezza d'onda di pico	*408 nm*
Lunghezza d'onda di attenuazione	*140 cm*

Tabella 2.1: Caratteristiche dello scintillatore BC 404 del Timing Counter.

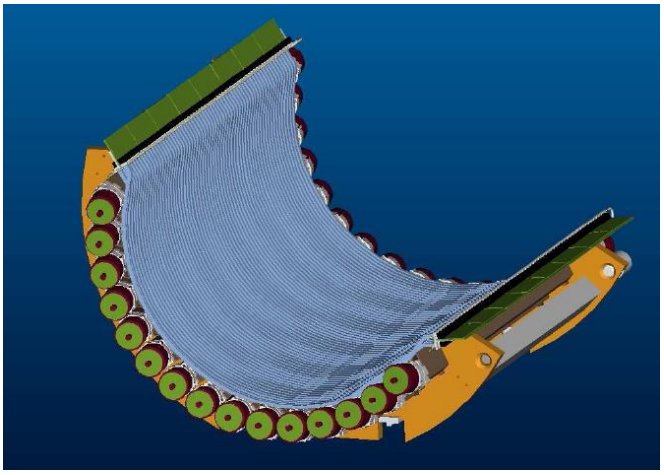


Fig 2.8: Uno dei blocchi del Timing Counter

Data la geometria del campo magnetico, i positroni emessi con $|\cos\theta| \le 0.35$ incidono sul TC dopo aver completato ≈ 1.5 giri sul piano $r - \phi$. Ogni barra di scintillatore è di tipo fine-mesh, tale da operare in campo magnetico ed è letta agli estremi da due fotomoltiplicatori. I fotomoltiplicatori sono orientati in maniera tale da minimizzare la dispersione indotta dal campo magnetico del tempo di transito nella catena dinodica, (figura 2.9). Ciascun blocco di barre è rivestito da 256 fibre scintillanti di sezione quadrata con lato 0.5 *cm*, orientate lungo la coordinata azimutale e lette da una matrice di fotodiodi a valanga. La presenza di queste fibre permette di migliorare la precisione nella determinazione della coordinata *z* del punto di impatto del positrone. I fotomoltiplicatori hanno un tempo di vita limitata se vengono immersi in atmosfera con alta concentrazione di *He*, per questo motivo il TC è rivestito da un materiale di plastica riempito di azoto.

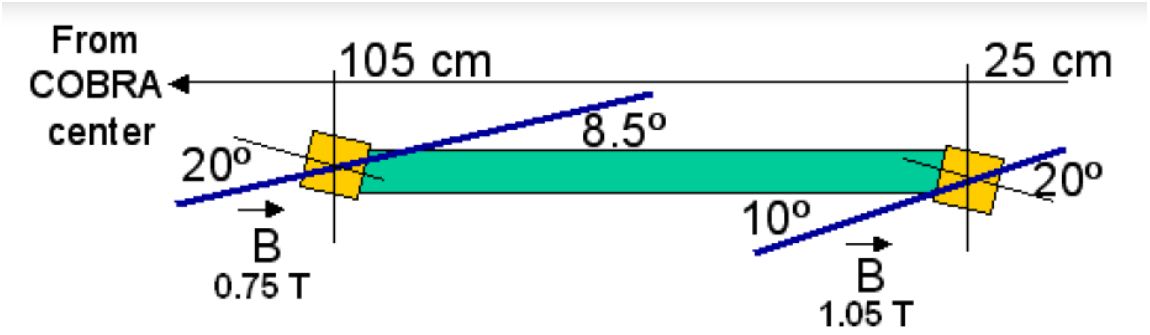


Fig 2.9: Barra del TC con relativi PMT.

2.3.4 Il Calorimetro

L'esperimento MEG ha scelto di adottare per la rivelazione del fotone una tecnica calorimetrica innovativa, basata sulla scintillazione dello Xe liquido, in grado di combinare un efficiente resa di luce, tipica dei cristali inorganici, con una rapidità prossima a quella degli scintillatori organici.

Lo Xenon liquido è il gas nobile con la più alta temperatura di ebollizione tra i gas nobili (165 K ad 1 atm) e con un alto numero atomico ($Z = 54$). Queste due caratteristiche, insieme ad una maggiore densità nello stato liquido $\left(\rho = 2.95 g / cm^3\right)$, lo rendono un ottimo radiatore, con una lunghezza di radiazione $X_0 = 2.77 cm$. Di conseguenza un calorimetro a Xe liquido può essere realizzato in maniera molto compatta. Le principali caratteristiche dello Xe liquido sono riportate in Tabella 2.2. Lo Xe liquido, a parità di energia del fotone entrante, emette una quantità di fotoni paragonabile allo Ioduro di Sodio (NaI), con la differenza che il processo di scintillazione è molto più rapido. Questo garantisce un'ottima risoluzione in energia, unita a una risoluzione temporale che risponde alle richieste dell'esperimento. Inoltre l'elevata velocità di risposta consente una riduzione degli effetti del pile-up, che costituisce un elemento non trascurabile in un esperimento ad alto affollamento come MEG. La radiazione emessa si trova nel vicino ultravioletto ed ha una lunghezza d'onda pari a 178 *nm*. Il meccanismo di scintillazione è duplice poiché coinvolge atomi eccitati di Xe (Xe^*) e ioni Xe^+ [52], di conseguenza ai decadimenti:

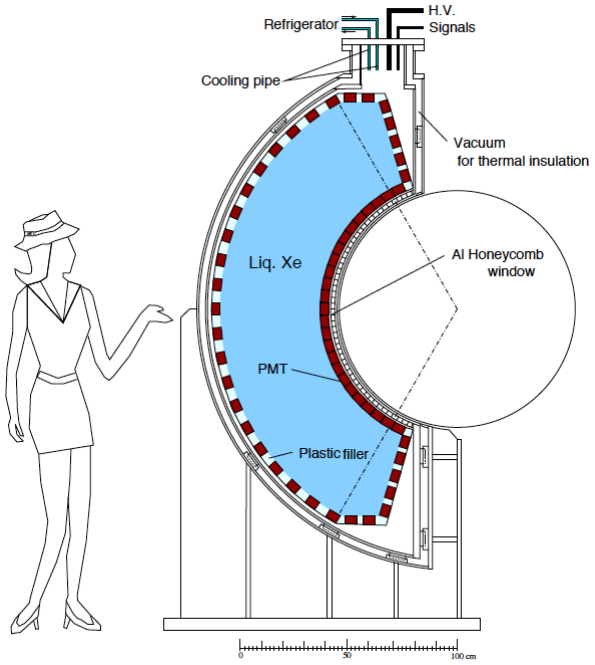


Fig 2.10: Sezione del calorimetro nel piano xy.

- $Xe^* + Xe \rightarrow Xe_2^* \rightarrow 2Xe + h\nu$,

$$Xe^+ + Xe \rightarrow Xe_2^+$$

$$Xe_2^+ + e \rightarrow Xe + Xe^{**}$$

$$Xe^{**} \rightarrow Xe^* + calore$$

$$Xe^* + Xe \rightarrow Xe_2^* \rightarrow 2Xe + h\nu$$

corrispondono due tempi differenti, dove *hv* è l'energia di un fotone ultravioletto emesso in seguito alla diseccitazione dell'eccimero Xe_2^*. L'energia rilasciata nel decadimento dell'eccimero è minore rispetto alla differenza di energia tra lo stato fondamentale ed il primo stato eccitato dell'atomo ed inoltre l'eccimero non esiste nello stato fondamentale ma solo nel livello eccitato. Di conseguenza lo Xe è trasparente alla sua frequenza. Tuttavia piccole impurità possono causare un assorbimento di luce è compromettere quindi l'uniformità della risposta del calorimetro, con conseguenze negative sulla risoluzione energetica. Per evitare questo inconveniente è stato installato un sistema di purificazione dello Xe liquido tale da mantenere la concentrazione di queste impurità più bassa di qualche parte per miliardo, valore stimato per le condizioni di funzionamento ottimale.

Il calorimetro di MEG LXe ha una forma a *C* in modo che i fotoni che provengono dal bersaglio incidano perpendicolarmente alla superficie interna. Il volume di $0.8m^3$ di LXe viene letto da 846 fotomoltiplicatori[1], sensibili alla luce ultravioletta. Dato che i fotoni interagiscono nella regione prossima alla faccia interna, qui è stata disposta la maggiore densità di fotomoltiplicatori. Il rivelatore copre un intervallo angolare $|\cos\theta| < 0.35$ e 120° in ϕ, corrispondente a circa il 10% dell'angolo solido. Per quanto riguarda le prestazioni, le risoluzioni sono di 150 *ps* FWHM per la misura temporale e del 4% FWHM per la misura di energia, per fotoni da 52.8 *MeV* (Figura 2.11).

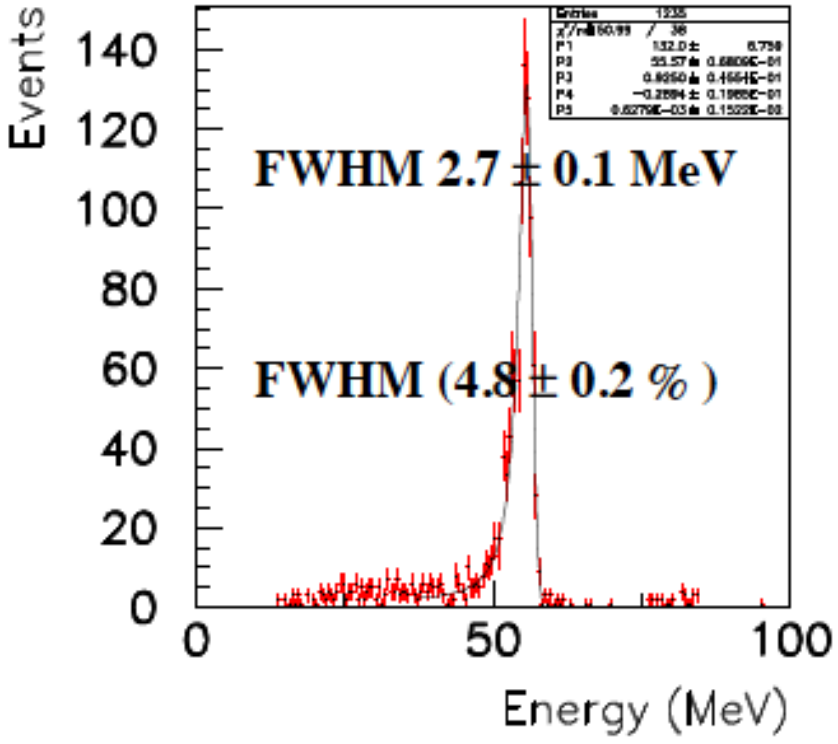


Fig 2.11: Energia ricostruita sui fotoni da 55.5 MeV.

[1] PMT Hamamatsu R9299

Densità	$2.95 g/cm^3$
Temperatura di ebollizione e liquefazione (1 atm)	$165K;161K$
Energia depositata per fotone di scintillazione γ / α	$24E_v/19eV$
Lunghezza di radiazione	$2.77cm$
Tempi di decadimento per le componenti veloci e lente della luce di scintillazione	$4.2ns,\ 22ns$
Tempo di ricombinazione	$45\ ns$
Lunghezza d'onda del picco di emissione	$178nm$
Lunghezza di assorbimento per la luce di scintillazione	$>100cm$
Lunghezza di attenuazione	$\sim 40cm$
Indice di rifrazione	$1.6 \div 1.72$

Tabella 2.2: Caratteristiche del LXe

Durante la presa dati le prestazioni del calorimetro sono periodicamente monitorate. In pratica vengono acquisiti eventi prodotti dal deposito di energia in posizioni note, insieme ad eventi generati da sorgenti di luce (LED), allo scopo di misurare con continuità sia il guadagno che l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori.

2.4 Trigger e DAQ

L'elevata intensità del fascio e l'affollamento dei rivelatori richiedono lo sviluppo di un sistema di Trigger in grado di elaborare i segnali dei rivelatori con la massima rapidità. Questo pone un limite all'utilizzo delle informazioni fornite dal tracciatore, dal momento che la deriva degli elettroni e la successiva formazione dei segnali anodici richiedono un tempo superiore alla latenza massima accettabile $(300ns \div 350ns)$. Per questo motivo gli algoritmi per il trigger dell'evento $\mu \to e\gamma$ utilizzano i segnali provenienti da calorimetro e TC, e non tengono conto delle informazioni delle camere a deriva.

2.4.1 Il sistema di Trigger

Il sistema di trigger si basa sulle seguenti quantità per discriminare gli eventi:

- L'energia rilasciata nel calorimetro;
- La posizione ed il tempo di conversione del fotone nel calorimetro;
- Il punto di impatto del positrone sul TC;

La posizione e il tempo di arrivo del positrone nel TC sono messi in relazione con quelli del fotone nel calorimetro, ottenendo in questa maniera l'angolo relativo tra fotone e positrone, $\theta_{e\gamma}$ e il tempo relativo di emissione, $T_{e\gamma}$ [40, 41]. In più, dal fatto che il fotone è monocromatico l'evento $\mu \to e\gamma$ richiede sia la collinearità $(\theta_{e\gamma} = 180^\circ)$ che la contemporaneità $(T_{e\gamma} = 0)$ di emissione del fotone e del positrone.

Il trigger che opera i tagli più stringenti su queste variabili per la selezione del decadimento cercato è il trigger 0; compatibilmente alla velocità di elaborazione del DAQ il suo rate è fissato a 8 *Hz*. Oltre il trigger 0 sono stati implementati altri trigger per la calibrazione e monitoraggio

dell'apparato e per la misura dei fondi dell'esperimento [42]. Uno schema del sistema di trigger è mostrato nella Figura 2.12.

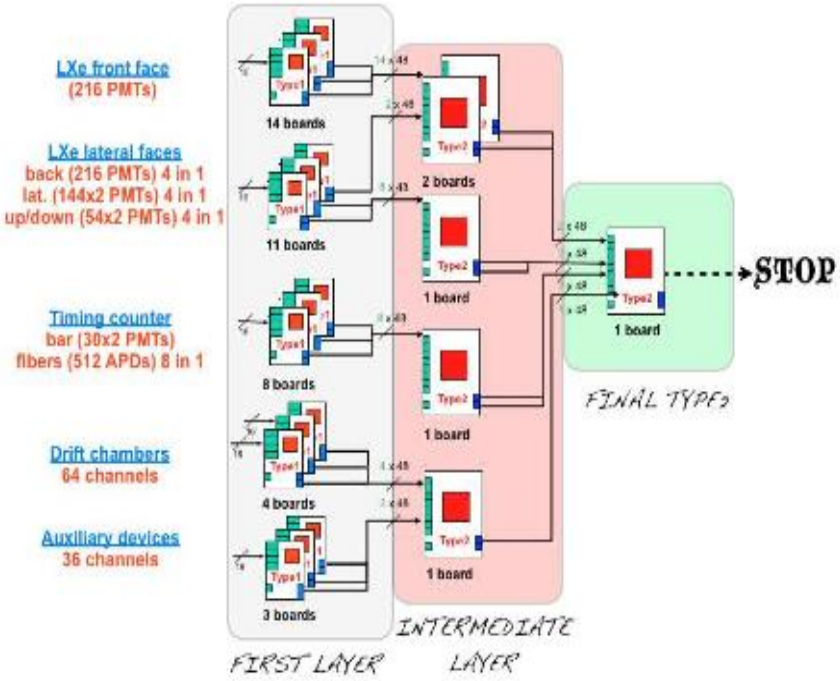


Fig 2.12: Schema del trigger di MEG.

2.4.2 Il DAQ

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) è costituito da un sistema di campionatori delle forme d'onda, DRS (Domino Ring Sample), alloggiati in crate VME interfacciati a calcolatori del sistema on-line [50]. I segnali provenienti dai rivelatori sono individualmente campionati dal DRS, un circuito analogico costituito da 1024 condensatori, abilitati a campionare in sequenza il segnale in ingresso ad una frequenza di 2 *GHz*. All'occorrenza di un segnale di trigger, le cariche memorizzate dai condensatori sono digitalizzate a 14 bit e registrate. Il campionamento a 2 *GHz* si rende necessario sia per contenere il contributo elettronico alla risoluzione temporale entro i 50 *ps* mediante un'interpolazione degli impulsi, che per identificare e rigettare il pile-up di eventi nei rivelatori.

3 L'upgrade di MEG

L'esperimento MEG ha raggiunto la sua massima sensibilità compatibilmente con la risoluzione delle variabili cinematiche dei prodotti del decadimento studiati. Com'è stato descritto in precedenza l'esplorazione dello spazio accessibile dei parametri delle SUSY non è stata ancora completata, in particolare le teorie SUSY-GUT favoriscono il canale $\mu \to e\gamma$ rispetto ai altri canali di cLFV, predicendo un BR compreso tra 10^{-14} e 10^{-11} circa. L'idea è di sfruttare al meglio le caratteristiche dei rivelatori già esistenti è le conoscenze acquisite durante tutti i anni di attività, per ottenere una versione migliorata dello spettrometro dell'esperimento MEG. Dalla tabella 3.1 è possibile evincere che il calorimetro LXe e il TC soddisfano entrambi nella quasi totalità le specifiche di progetto, tuttavia la risoluzione del tracciatore del positrone è sostanzialmente peggiore a quanto originariamente previsto, influenzando di conseguenza la misura del processo $\mu \to e\gamma$. In particolare l'efficienza del tracciatore è influenzata negativamente dalla sua struttura meccanica che intercetta una notevole frazione dei positroni nel loro percorso verso il TC. Inoltre, a costruzione completata, ci si è reso conto che i fogli catodici delle camere del tracciatore forniscono un segnale di ampiezza prossima a quella del rumore, impedendone, di conseguenza, l'uso nella misura della posizione del positrone; inoltre, si è constatato che il loro impiego in ambiente ad alta radiazione determina l'origine di scariche elettriche. D'altra parte, la misura dell'energia del fotone da parte del calorimetro LXe risulta degradata a causa della bassa granularità dei PMT nella regione più interna.

Nella tabella 3.1 viene mostrato il confronto tra le specifiche di progetto (*foreseen*) e quanto ottenuto (*obtained*) per l'esperimento MEG e quanto previsto per l'upgrade (MEG II).

Variabile	*foreseen MEG*	*obtained MEG*	*MEG II*
$\Delta E_\gamma\,(\%)$	1.2	1.7	1.0
$\Delta t_\gamma\,(ps)$	43	67	≤ 67
$\Delta\gamma\ position\,(mm)$	$4 \div 6$	$4 \div 6$	~ 2
$\Delta P_e\,(keV)$	200	306	≤ 130
$e^+\ angle\,(mrad)$	$5(\varphi),\ 5(\theta)$	$8.7(\varphi),\ 9.4(\theta)$	$\leq 4(\varphi),\ \leq 5(\theta)$
$\Delta t_{e^+}\,(ps)$	50	107	30
$\Delta t_{e\gamma}\,(ps)$	65	122	80

Tabella 3.1: Confronto tra le specifiche del progetto di MEG e le risoluzioni ottenute con quelle del'upgrade del rivelatore [43].

L'upgrade di MEG cerca di risolvere le problematiche incontrate in MEG I, attraverso una serie di miglioramenti che includono lo sviluppo di nuovi rivelatori di migliori prestazioni; in particolare l'upgrade prevede di:

- Aumentare il flusso dei muoni incidenti sul bersaglio;
- Sostituire il tracciatore del positrone con una nuova camera a deriva in grado di seguire i positroni fino al TC;

- Aumentare le capacità traccianti del TC;
- Aumentare la risoluzione spaziale del calorimetro LXe;
- Implementare un nuovo sistema di trigger e di DAQ.

Nella figura 3.1 viene mostrata lo schema di MEG I e del suo upgrade, MEG II.

3.1 La linea di fascio e il nuovo bersaglio

Un aumento del tasso di muoni sul bersaglio fino al massimo disponibile presso l'acceleratore del PSI ($7\times10^7\ Hz$) non può essere disgiunto da un miglioramento delle risoluzioni dei rivelatori per mantenere il fondo accidentale basso. A causa dello scattering multiplo lo spessore del bersaglio stabilisce, di fatto, la risoluzione intrinseca nella determinazione dell'angolo relativo tra il fotone e il positrone. E' possibile ridurre il multiplo scattering diminuendo lo spessore del bersaglio; tuttavia lo spessore del bersaglio è correlato all'impulso del muone, cioè, quanto più elevata è l'energia del muone tanto maggiore è la lunghezza del percorso all'interno del bersaglio affinché tale particella venga completamente arrestata. In MEG II si è stabilito di adoperare muoni in una finestra centrata intorno a $26\ MeV/c$ (detti *sub-surface muons*, perché di impulso inferiore a quello dei muoni prodotti in corrispondenza della superficie del bersaglio di produzione) in maniera tale da mantenere piccolo lo spessore del bersaglio (figura 3.2); sono inoltre possibili due opzioni circa il fascio di muoni e il bersaglio:

- *surface muons* con uno spessore del bersaglio di 140 μm
- *sub-surface muons* con uno spessore del bersaglio di 160 μm

con un angolo di 15° rispetto all'asse del fascio; entrambe sono ancora oggetto di studio.

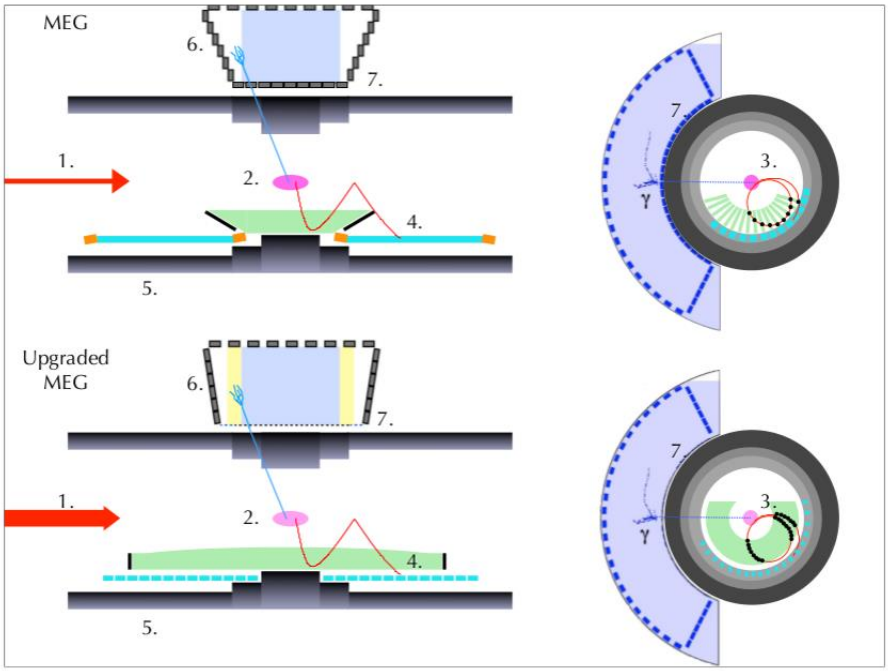


Fig 3.1: Confronto dello spettrometro di MEG col suo upgrade.

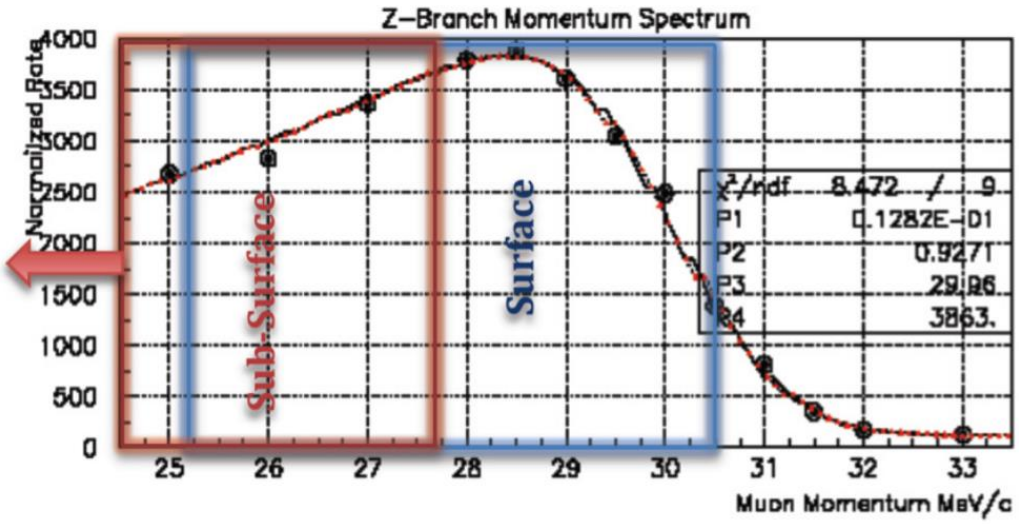


Fig 3.2: Spettro dell'impulso misurato per i muoni forniti dalla linea del fascio; il fit dei dati è fatto con una distribuzione teorica $p^{3.5}$.

3.2 La camera a deriva di MEG II

Come già osservato, l'efficienza del tracker dei positroni si è rivelata notevolmente inferiore rispetto a quanto previsto nel progetto. Questa ed altre problematiche, hanno indotto la collaborazione MEG a progettare e costruire un nuovo rivelatore per il tracking dei positroni basato su una camera a deriva cilindrica a volume singolo (*CYLindrical Drift CHamber*, CYLDCH [43]) ed a basso contributo di scattering. Il nuovo tracciatore è progettato per superare i limiti precedenti garantendo un funzionamento stabile anche ad alto rate. La ridotta lunghezza della radiazione di questo rivelatore e la maggiore risoluzione spaziale si stima portino ad un complessivo miglioramento dell'efficienza, della risoluzione sulla quantità di moto del positrone e della risoluzione angolare, consentendo, di conseguenza, di aumentare la precisione sulla misura di tutte le variabili cinematiche del processo studiato.

3.2.1 Risoluzione di singolo hit e la miscela di gas scelta

Le particelle cariche vengono rilevate nella camera a deriva attraverso le ionizzazioni nelle molecole del gas (*cluster*) lungo la loro traiettoria; l'energia richiesta per la ionizzazione per il gas scelto, una miscela binaria elio-Isobutano, è molto piccola, dell'ordine di qualche *keV* per centimetro di gas in condizioni normali [44]. Gli elettroni originati nelle ionizzazioni, spostandosi attraverso il gas determinano la formazione di valanghe elettrone-ione positivo in prossimità dei fili sensibili. Il segnale che si ottiene sul filo fornisce un informazione sulla posizione di origine della valanga e sul numero di ionizzazioni per segmento di traiettoria. Le traiettorie delle particelle vengono ricostruite attraverso una misura del parametro di impatto; generalmente tale grandezza viene identificata con la distanza di deriva del primo cluster di ionizzazione che raggiunge il filo anodico. Poiché i siti di ionizzazione sono distribuiti in maniera discreta lungo le traiettorie dei positroni, la distanza di deriva del cluster più vicino al filo anodico è sempre maggiore del parametro di impatto (figura 3.11), pertanto la stima del parametro di impatto a partire dalla misura della distanza di deriva è affetta da un bias che dipende dal libero cammino medio per ionizzazioni, cioè maggiore è il numero di ionizzazioni primarie per unità di lunghezza lungo la traiettoria del positrone minore è il bias. L'esigenza di elevata trasparenza rende questo effetto particolarmente significativo, infatti per camere a deriva a basso contributo di scattering la densità dei cluster di

ionizzazione primari è molto piccola, limitando, di conseguenza, la risoluzione spaziale, soprattutto per le piccole celle e per piccoli parametri di impatto. Tuttavia l'effetto è attenuato dall'angolo polare medio di 50° delle traiettorie dei positroni, traducendosi in un aumento di $\approx 30\%$ del numero totale di cluster di ionizzazioni, rispetto all'incidenza normale. Un parametro fondamentale per le prestazioni delle camere a deriva e l'indeterminazione per una singola cella di deriva sulla misura della distanza di minimo approccio della particella all'anodo, cioè la risoluzione di singolo hit σ_{HIT}. Questa risoluzione, insieme con l'elevata granularità ed il basso contributo di scattering, giocano un ruolo fondamentale sulla sensibilità complessiva dell'upgrade di MEG, siccome influenzano direttamente la ricostruzione delle variabili cinematiche del positrone.

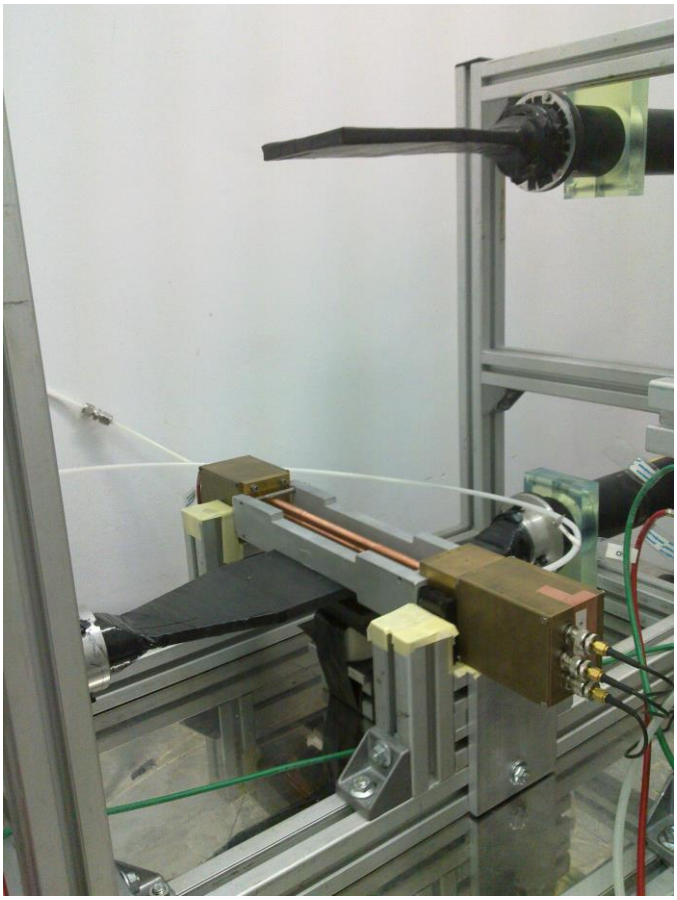


Fig 3.3: Setup per la misura della risoluzione di singolo hit. .

Diversi prototipi sono stati sviluppati allo scopo di finalizzare un progetto affidabile per il nuovo rivelatore di tracking di MEG. Con l'obiettivo di stimare la relazione tra la risoluzione spaziale e la miscela di gas impiegata, è stato realizzato un apposito prototipo (figura 3.3) costituito da un sistema di tre tubi a deriva paralleli in rame. Ciascun tubo è lungo 30 *cm* per un diametro di 8 *mm* con pareti di 200 μm; i tubi sono allineati verticalmente, con quello centrale leggermente spostato di $\Delta \approx 500 \mu m$ su un lato. Gli anodi sono costituiti da fili di tungsteno da $20 \mu m$ placcati in oro e sono posti ad una tensione di circa 1.5 *kV*. Le connessioni dei fili anodici sono fatte all'interno di scatole di ottone con connettori a tenuta di gas. I segnali vengono letti con uno oscilloscopio Tektronix TDS7404, attraverso un elettronica appositamente sviluppata caratterizzata da un guadagno totale di tensione di circa 20 e una larghezza di banda di 1.8 *GHz*. Un telescopio, composto da tre scintillatori plastici viene utilizzato per definire le traiettorie dei muoni di origine cosmica. Due scintillatori sono posizionati sopra e sotto i tubi, mentre il terzo è posto sotto una lastra di ferro di spessore pari a 3.5 *cm*, per selezionare le tracce più verticali possibili,

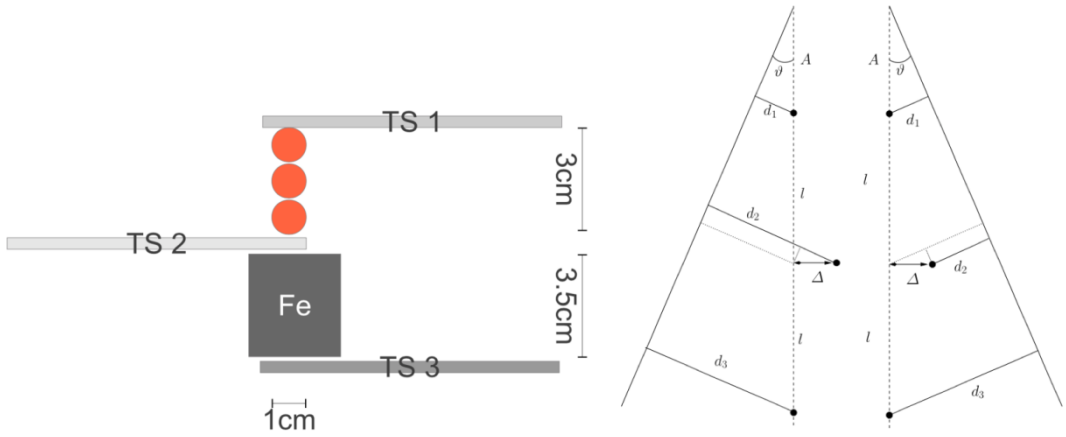


Fig 3.4: Schema del setup per la misura della risoluzione di singolo hit e rappresentazione della traiettoria di muoni incidente con angolo ϑ rispetto al setup.

rimuovendo contemporaneamente la componente di bassa energia. Nella figura 3.4 viene mostrata la distanza tra la traiettoria del muone e ciascun filo anodico, in funzione dell'angolo di incidenza θ sui tubi; tali distanze per i tre fili sono [44]:

$$\begin{cases} b_1 = A\sin\vartheta \\ b_2 = (A+l)\sin\vartheta \pm \Delta\cos\vartheta \\ b_3 = (A+2l)\sin\vartheta \end{cases} \tag{3.1}$$

Il valore di aspettazione per ciascuna distanza b_i è data dalla distanza di deriva misurata d_i. Per le tracce quasi verticali che attraversano tutte e tre le celle e non passano tra i fili anodici, la combinazione delle tre distanze di deriva fornisce uno stimatore S dello spostamento Δ del filo del tubo centrale rispetto agli altri (figura 3.4).

$$\pm\Delta\cos\theta = \frac{d_1 + d_3}{2} - d_2 \approx \pm\Delta \equiv S \tag{3.2}$$

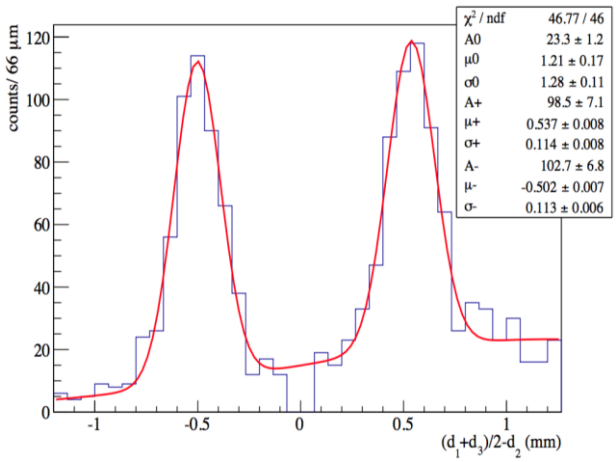


Fig 3.5: Distribuzione dello stimatore S misurato e un fit gaussiano.

Dall'equazione (3.2) segue che la distribuzione misurata di S è bimodale ed è ben descritta dalla somma di tre funzioni gaussiane. Due gaussiane hanno medie $\mu^{\pm}$ centrate in corrispondenza di circa $\pm\Delta$ mentre la terza tiene conto di tracce erroneamente ricostruite. In effetti l'approssimazione

dell'equazione (3.2) non vale per le tracce che attraversano la zona compresa tra i fili anodici. Inoltre, la risoluzione nella misura peggiora per le particelle che passano in prossimità dei fili. La risoluzione di singolo hit σ_{HIT} deve essere inferiore allo spostamento Δ altrimenti risulterebbe impossibile risolvere l'ambiguità sinistra-destra. Il valore medio rilevato delle posizioni dei picchi $\left(\left|\mu^{+}\right|+\left|\mu^{-}\right|\right)/2 \approx 520\mu m$, fornisce un risultato in accordo con lo spostamento Δ del filo, compatibilmente con le indeterminazioni circa la posizione effettiva degli anodi. Assumendo una risoluzione media uguale per i tre tubi a deriva $\left(\sigma_{d1}=\sigma_{d2}=\sigma_{d3}=\sigma_{d}\right)$ e deducendo la varianza di *S* attraverso (3.2), si ottiene una stima di σ_{HIT} dalla larghezza media dei due picchi $\left(\sigma^{+}+\sigma^{-}\right)/2=\sigma S$:

$$\sigma S^2=\sum_{i=1}^{3}\left(\left|\frac{\partial S}{\partial d_i}\right|^2\sigma_{di}^2\right)\rightarrow\sigma_S\approx\sqrt{\frac{3}{2}}\sigma_d\rightarrow\sigma_{HIT}\approx\sqrt{\frac{2}{3}}\sigma_S \tag{3.3}$$

Questa misura è stata ripetuta per diverse miscele elio-Isobutano. I risultati sono mostrati nella tabella 3.1.

Miscela: elio-Isobutano	$\sigma_{TOT}\left(\mu m\right)$
50:50	71 ± 2
75:25	80 ± 4
80:20	90 ± 4
85:15	93 ± 5
90:10	107 ± 7

Tabella 3.2: Risoluzione spaziale misurata per diverse miscele elio-Isobutano.

La figura 3.6 rappresenta la risoluzione spaziale in funzione della frazione di elio, i punti sperimentali sono fittati con la funzione:

$$\sigma_{TOT}=\sqrt{\sigma_{MCS}^2+\sigma_d^2}\ , \tag{3.4}$$

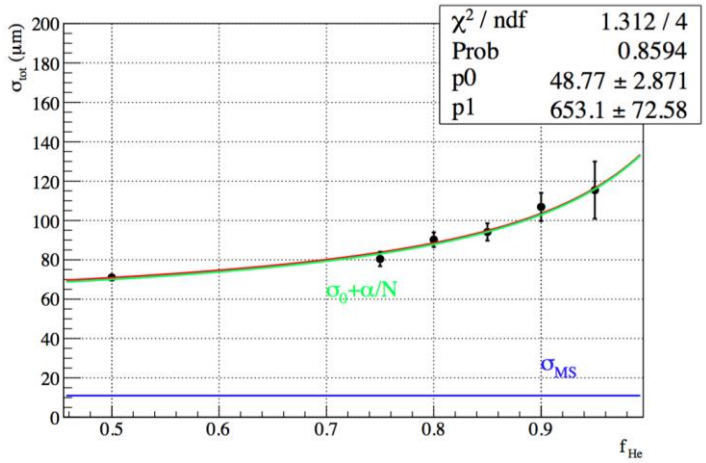


Fig 3.6: Andamento della risoluzione spaziale in funzione della frazione di elio nella miscela di gas.

dove $\sigma_{MCS} \approx 110 \mu m$ è il contributo costante dovuto allo scattering multiplo delle particelle nelle pareti dei rivelatori, aggiunto in quadratura alla risoluzione spaziale σ_d del singolo tubo a deriva. Il contributo del gas è descritto come:

$$\sigma_d = \sigma_0 + \frac{\alpha}{N} \tag{3.5}$$

dove *N* è il numero medio di cluster di ionizzazione e σ_0 ed α sono dei parametri liberi. Per una assegnata frazione di elio, f_{He}, si ha $N = f_{He} N_{He} + (1 - f_{He}) N_I$, con la media della densitá del cluster $N_{He} = 7.4/cm; N_I = 54/cm$.

La CYLDCH funzionerà con una miscela di gas con un basso *Z*, elio-Isobutano, nella frazione 85:15, che rappresenta il miglior compromesso tra risoluzione della traccia e minimizzazione dello scattering multiplo; quest ultimo rappresenta un problema critico per le grandi frazioni di isobutano, la cui densitá e 15 volte quella dell'elio, ($2.59 \times 10^{-3} g/cm$ rispetto a $0.178 \times 10^{-3} g/cm$ per l'isobutano). Confrontando la lunghezza di radiazione X_0 $(745m)$ dell'elio e quella dell'isobutano $(169m)$ [32] e utilizzando l'equazione (4.2), il contributo dello scattering multiplo dell'isobutano è due volte quello del elio. La σ_{HIT} misurata risulta essere $(93 \pm 5) \mu m$ con il prototipo a tre tubi riempito con la miscela di gas prescelta (85:15). I risultati combinati di tutti i test sui prototipi porta ad una risoluzione prevista per la CYLDCH di circa $110 \mu m$ [31]. Nelle misure fatte sui prototipi è stata utilizzata solo l'informazione provieniente dal primo cluster di ionizzazione, invece nella camera finale, attraverso l'uso di una scheda elettronica front-end con una larghezza di banda piú ampia, si intende implementare la tecnica del cluster timing (paragrafo 3.2.3) [45].

3.2.2 Test di invecchiamento sui prototipi

Sussistono evidenze sperimentali per quanto riguarda il deterioramento delle prestazioni delle camere a deriva dopo estesi periodi di operazione. Una volta che la carica totale raccolta sui fili anodici durante la loro vita eccede valori compresi tra $10^{-4} C$ e 1 *C* per *cm*, si osserva una perdita di guadagno ed un eccesso di corrente di buio. Si quantifica la durata di un filo sommando la carica che ha raccolto durante la sua vita; questa dose è calcolata come il prodotto della carica totale che si è spostata verso di esso per il fattore di guadagno della valanga. In generale, il deterioramento dipende dalla composizione del gas, dal campo elettrico in corrispondenza delle superficie degli elettrodi, ma anche dalle proprietà degli stessi materiali che costituiscono gli anodi e i catodi e dalla loro dimensione. Elettroni secondari possono essere estratti da un sottile strato superficiale isolante formato da depositi di materiale sulla superficie dei catodi dagli ioni positivi prodotti dalle valanghe e dalla loro deriva verso i catodi. La densità di carica superficiale dipende dal bilancio tra il tasso di ricombinazioni è la velocità di raccolta ionica, quest'ultima essendo proporzionale alla velocità di moltiplicazione della carica sul anodo. Se la densità di carica superficiale aumenta al di sopra di un certo valore critico, diventa possibile l'emissione di elettroni secondari dal catodo (*Malter effect* [46]). Gli elettroni secondari raggiungono l'anodo e producono cascate, aumentando così il tasso di produzione di ioni positivi. Se il tasso di emissione di elettroni secondari è sufficientemente alto, il processo tende ad autosostenersi dando luogo ad una corrente di buio permanente, anche in assenza della sorgente della radiazione primaria. L'unico modo per fermare il processo è la riduzione della tensione anodica per prevenire lo sviluppo di ulteriori depositi sul catodo. Un'altra causa delle

correnti stazionarie, correlata alla composizione della miscela adoperata, è rappresentata dalla formazione di strutture filiformi in corrispondenza degli elettrodi anodici o catodici.

Si stima che durante l'intero tempo di acquisizione dell'upgrade dell'esperimento MEG, in corrispondenza di un rate di arresto dei muoni sul bersaglio di $7\times10^7\,Hz$, la carica totale che verrà raccolta dalle celle più interne della CYLDCH risulterà di poco inferiore a $0.4\,C/cm$ per un guadagno di 10^5 [47]; ciò ha richiesto uno specifico studio sull'invecchiamento per tale rivelatore. Nei test, è stato irradiato un prototipo della cella della camera cilindrica con una sorgente α di ^{241}Am, con un'attività di circa 1 *Bq*, in modo da accelerare il processo di invecchiamento. Inoltre una porzione di circa 2.5 *cm* del filo anodico è stata irradiata con una sorgente esterna di raggi X da 40 *keV* con un flusso maggiore di $10^{11}\gamma/s\times sterad$. Il guadagno della camera è stato monitorato in funzione della carica totale integrata. Il test di invecchiamento è stato eseguito su un prototipo costituito da una cella $7\times7\,mm^2$ con una lunghezza di $20\,cm$, con un filo anodico di diametro pari a $20\,\mu m$, circondata da fili da $80\,\mu m$ per la definizione del campo elettrico in maniera tale da mimare la presenza delle altre celle. La miscela usata era elio-Isobutano nella proporzione $90:10$. La sorgente ad alta intensità è stata collocata sulla struttura di supporto della cella in modo da indurre grandi segnali di ionizzazione tali da essere acquisiti direttamente da un oscilloscopio, senza l'uso di preamplificatori. Il prototipo è stato collocato all'interno di una camera in acciaio inossidabile con un volume di circa 3500 *cc*, costituito da componenti ad alto vuoto, dotato di opportuni passanti per l'alta tensione e per il segnale. La camera è dotata di due finestre di $150\,\mu m$ in modo di far passare le radiazioni ionizzanti. L'intero set-up (figura 3.7) è stato collocato all'interno di una scatola di piombo/alluminio per il contenimento delle radiazioni. All'esterno del contenitore, oltre alla sorgente di raggi X, è posto uno scintillatore allo Ioduro di Sodio, preceduto da un opportuno collimatore di piombo per monitorare la stabilità della sorgente. Il rate di segnali acquisiti è in relazione lineare con la corrente della sorgente di raggi X. La corrente prodotta nel filo anodico per effetto delle ionizzazioni indotte è risultata essere circa 20 volte superiore a quella prevista nella camera finale, cioè $120\,nA/cm$, ciò corrisponde, di fatto, ad una accelerazione del processo di invecchiamento di un uguale fattore; in pratica, attraverso questo setup è possibile raccogliere in dieci giorni una carica equivalente a quella raccolta dal rivelatore finale in un intero anno di operazione.

I test mostrano che è previsto un calo di guadagno annuo $<25\%$ nel punto più caldo della cella più interna della CYLDCH. La più grande frazione di CYLDCH è soggetta a un calo di guadagno $<10\%$ all'anno (figura 3.8).

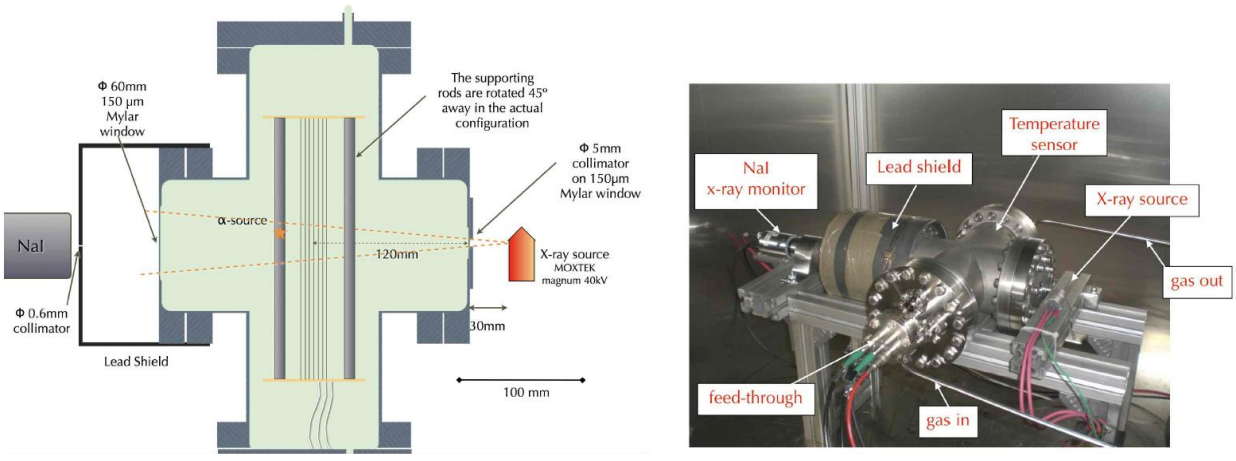


Fig 3.7: Assetto sperimentale per il test di invecchiamento sul prototipo della cella.

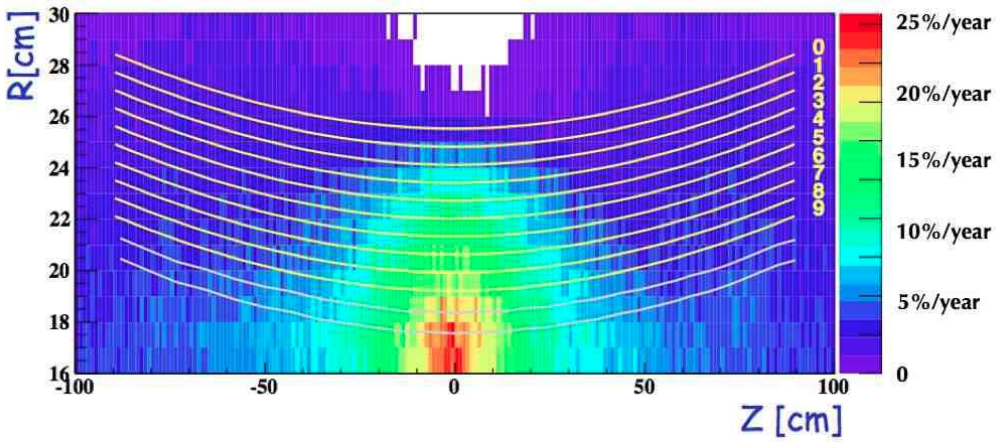


Fig 3.8: Guadagno in un anno di tempo di acquisizione dati a $7\times10^7\,\mu^+/s$.

3.2.3 Tecnica di lettura rapida e la tecnica Cluster Timing

Miscele di gas con un basso numero atomico, come la miscela elio-Isobutano $85:15$, sono essenziali per ridurre al minimo gli effetti dello scattering multiplo. Il numero medio di cluster di ionizzazione prodotti dal passaggio di un positrone da 52.8 *MeV* in questa miscela di gas è inferiore rispetto quello delle DC di MEG: circa $14/cm$ invece di $30/cm$. Questo determina un bias nella misura della distanza di minimo approccio al filo anodico, cioè il parametro di impatto della particella. Nella figura 3.9 viene mostrata la risoluzione di singolo hit σ_{HIT} in funzione dell'parametro di impatto, misurata dal esperimento KLOE [49] con una miscela di gas di elio-Isobutano pari a $90:10$. Quando una particella carica attraversa il gas di una camera a deriva, lascia una traccia di ionizzazione lungo la sua traiettoria, gli urti con gli atomi di gas sono puramente casuali e sono caratterizzati da un libero cammino medio λ dato dalla sezione d'urto per ionizzazione per elettrone σ_I e dalla densità *n* di elettroni:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma_I}. \tag{3.6}$$

La probabilità di avere zero interazioni lungo tutta la lunghezza della traccia *L* è:

$$P\left(\bar{N},0\right) = e^{-\bar{N}} \tag{3.7}$$

in cui $\bar{N}$, pari a L/λ, è il numero medio di interazioni durante un percorso lungo *L*. L'equazione (3.7) fornisce un metodo per misurare λ. Se un contatore di gas con lunghezza sensibile *L* è impostato in modo tale che anche un singolo elettrone in *L* dia sempre un segnale, la sua inefficienza può essere identificata con l'equazione (3.7). Una stima sul parametro di impatto è fornita dal valore di aspettazione della distanza *L* percorsa dalla particella nel gas. Dalla relazione (3.7) si ottiene:

$$P\left(\frac{2L}{\lambda},0\right) = e^{-2L/\lambda} \rightarrow \langle L\rangle = \frac{\lambda}{2}. \tag{3.8}$$

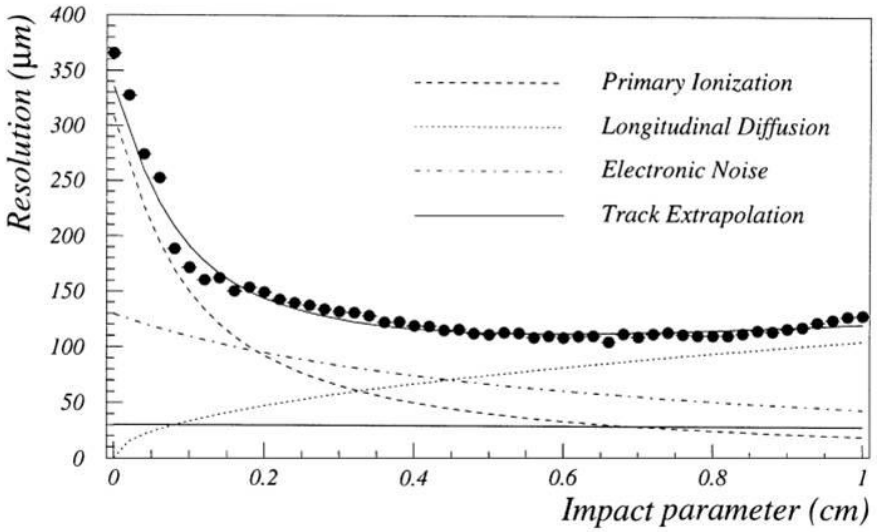


Fig 3.9: Risoluzione di singolo hit in funzione del parametro di impatto misurato dall'esperimento KLOE. Sono stimati i singoli contributi ai valori finali misurati. .

Per la camera cilindrica, data la proporzione 85:15 della miscela del gas elio-Isobutano, il libero cammino medio è $\lambda \approx 700\,\mu m$ e quindi la stima per L è di $350\,\mu m$.

La collaborazione MEG ha proposto di utilizzare la tecnica Cluster Timing per eliminare il bias sul parametro di impatto del positrone rispetto al filo anodico con l'obiettivo di raggiungere una risoluzione di singolo hit inferiore a circa $120\,\mu m$. Questa tecnica, contrariamente alla determinazione tradizionale del parametro di impatto attraverso il solo tempo di arrivo del primo cluster, consiste nel misurare il tempo di tutti i singoli cluster e produce uno stimatore privo di bias. La tecnica del Cluster Timing richiede un elettronica front-end molto veloce per l'acquisizione del segnale, siccome la separazione temporale tra i segnali prodotti da diversi cluster di ionizzazione è di pochi nanosecondi per la miscela adoperata. Allo scopo è stata sviluppata una specifica elettronica di front-end a basso rumore e bassa distorsione con una larghezza di banda dell'ordine di $1\,GHz$. La scheda è basata su componenti commerciali ed è in grado di processare il segnale proveniente da 8 fili anodici contemporaneamente. Tale configurazione corrisponde a quella adoperata nel rivelatore finale (figura 3.10). Attraverso le misure sui prototipi con tale elettronica si è rilevato un tempo deriva totale di circa $200ns \div 250\,ns$ per un numero di cluster per impulso di circa 10, entrambi compatibili con quanto previsto.

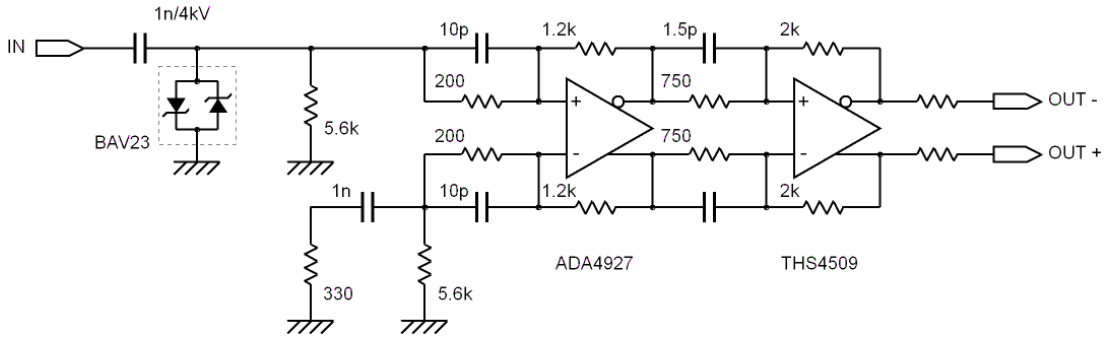


Fig 3.10: Schema dell'elettronica di lettura per la CYLDCH.

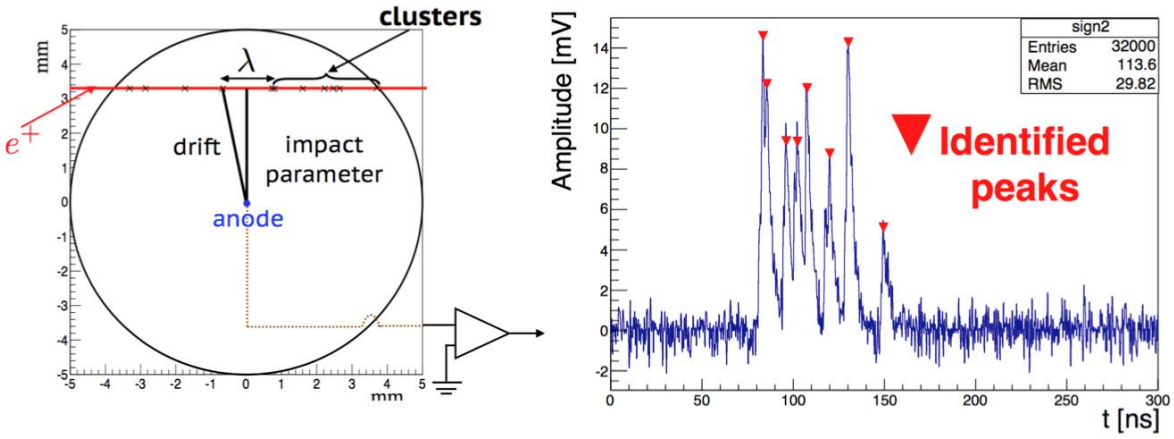


Fig 3.11: Sinistra: distribuzione dei cluster di ionizzazione quando un e^+ passa attraverso una cella di deriva e la conseguente bias sui parametri di impatto misurati. A destra: esempio di picchi identificati nella forma d'onda del segnale corrispondete ai singoli cluster di ionizzazione. L'algoritmo di Cluster Timing sfrutta queste informazioni per ridurre il bias migliorando la risoluzione di singolo hit.

Nella figura 3.11 (sinistra) viene mostrata la distribuzione dei cluster di ionizzazione quando un positrone attraversa una cella di deriva e il bias risultante sui parametri di impatto misurati; a destra è mostrato un esempio dei picchi identificati nella forma d'onda del segnale corrispondente ai singoli cluster di ionizzazione. L'algoritmo di Cluster Timing sfrutta queste informazioni per ridurre il bias e migliorare la σ_{HIT} [45].

3.3 Il Timing Counter di MEG II

Il TC di MEG ha manifestato un degrado della risoluzione temporale intrinseca durante lo svolgimento dell'esperimento, raggiungendo i $65\,ps$ mentre i test sul fascio preliminari all'esperimento avevano trovato una risoluzione temporale di circa $40\,ps$. Si ritiene che ciò sia dovuto a diverse ragioni:

- Il campo magnetico ad alta intensità fornito dal magnete COBRA provoca una diminuzione del guadagno dei PMT fino a un fattore di 30 e un aumento di $\approx 5\%$ nel TTS (*Transit Time Spread*), aumentando il contributo dovuto al *time walk* alla risoluzione temporale fino a $\approx 20\,ps$;
- A volte un positrone può lasciare un doppio hit in una singola barra del TC. La durata dell'impulso di scintillazione viene accresciuta a causa della grande proiezione *z* delle tracce nello scintillatore, determinando una coda nella funzione di risposta temporale. Questo fornisce un ulteriore time spread di ulteriori $\approx 20\,ps$;
- Il contributo del jitter elettronico è di $\approx 40\,ps$.

Inoltre l'occupazione dei PMT di $\approx 1 MHz/PMT$ è al limite delle loro specifiche di funzionamento. L'incremento previsto per il tasso di decadimento del muone in MEG II, fino a un fattore di tre, richiede una segmentazione del rivelatore. Tutte queste problematiche hanno portato la collaborazione a progettare e costruire un nuovo TC, altamente segmentato e veloce.

Il nuovo TC a pixel è composto da due rivelatori a scintillazione a forma semi-cilindrica, ogni rivelatore è composto da tavolette di scintillatore plastico ultrarapido, di $30 \times 90 \times 5 mm^3$, accoppiate a due fotomoltiplicatori al Silicio (SiPMs) per la raccolta della luce su ciascun lato, collegati in serie

tra loro. L'istante di impatto del positrone sul singolo pixel si ottiene calcolando la media dei tempi misurati su entrambi i lati. Questi SiPM (figura 3.12) sono stati scelti per le loro dimensioni compatte, il basso consumo, l'eccellente risoluzione temporale $(<100\,ps)$ per il singolo foto-elettrone, l'elevata efficienza di rilevamento del fotone, massima a $\approx 450\,nm$, l'alto guadagno interno $(10^{5\div 6})$, la bassa tensione di polarizzazione $(<100V)$ e nessuna fluttuazione della valanga. I segnali analogici provenienti da questi SiPMs vengono inviati direttamente al DAQ e digitalizzati a 2 *GHz*.

Questo rilevatore è situato all'interno dell'apertura cilindrica del magnete COBRA normalmente riempita di gas He. Grazie alla segmentazione del rivelatore, il problema del doppio hit non si manifesta. La flessibilità del nuovo TC è garantita dal fatto che la posizione e l'angolo di ciascun modulo di pixel possono essere regolati individualmente per massimizzare l'accettanza geometrica (figura 3.12). Il nuovo rilevatore è in grado di sopportare l'aumento del rate previsto di positroni, (circa 7×10^7 al secondo) e consente di migliorare la risoluzione temporale, riducendo il numero di eventi di background che entrano nella finestra temporale di acquisizione. In MEG II il tasso di arresto di muoni per ogni piastrella è inferiore a 1 *kHz*, per cui si ritiene che il pile-up sia abbastanza basso. La segmentazione porta un miglioramento nella risoluzione temporale del positrone, poiché l'ambiguità nella lunghezza del percorso all'interno del volume del rivelatore e il tempo di propagazione della luce di scintillazione verso il fotosensore sono piccole. Inoltre, la maggior parte dei positroni di segnale attraversano più di un pixel, per cui è possibile sfruttare più piastrelle per calcolare la media del tempo del positrone. Durante l'analisi offline è possibile prendere in considerazione il tempo di volo del positrone sfruttando la lunghezza del percorso tra i pixel attraversati, stimati a partire dalla traccia ricostruita dalla camera cilindrica ed estrapolati fino al TC.

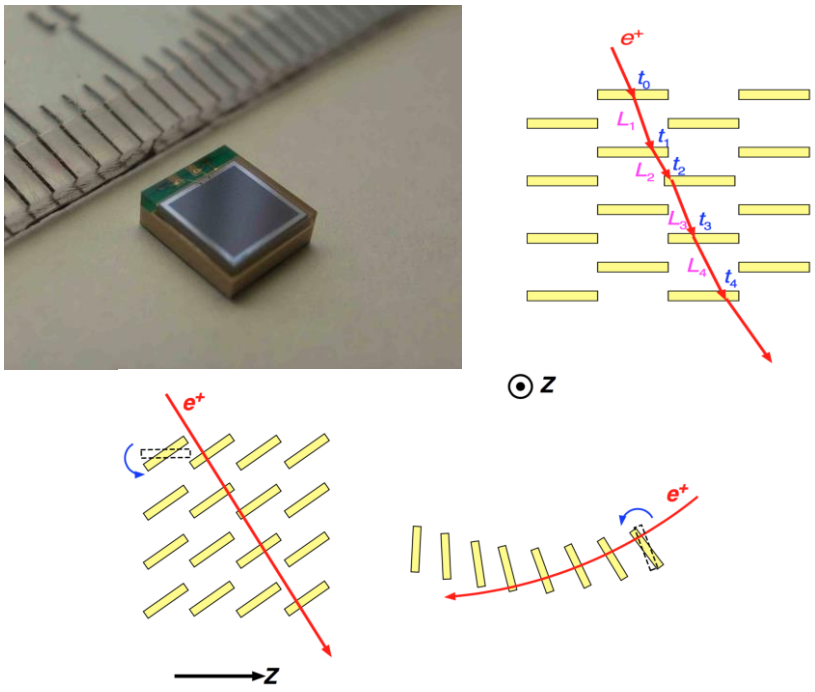


Fig 3.12: Sopra (sinistra) il SiPM [48] scelto per il TC MEG II (AdvanSiD). A destra, una vista schematica di un positrone che passa attraverso piu di una piastrella scintillante, rappresentata insieme al percorso inter-pixel e TOF (Time Of Flight). Sotto: rotazioni dei moduli pixel nei piani $z-\phi$ *e* $r-\phi$.

In effetti, la nuova procedura di tracciamento segue la traiettoria di positroni nella CYLDCH fino all'ingresso del TC e misura la posizione del parametro di impatto su di esso, sfruttando il nuovo layout.

L'accuratezza sulla stima della lunghezza del percorso tra i pixel è degradata dallo scattering multiplo nei pixel colpiti. La risoluzione temporale complessiva per un dato numero di pixel colpiti può essere espressa come:

$$\sigma_{TOT} = \sqrt{\frac{\sigma^2_{SINGLE}}{N_{HIT}} + \frac{\sigma^2_{INTER}}{N_{HIT}} + \sigma^2_{MCS}\left(N_{HIT}\right)} \tag{3.9}$$

dove σ_{SINGLE} è la risoluzione temporale del singolo pixel, σ_{INTER} è il contributo del disallineamento temporale tra i pixel (o nel *time jitter* tra pixel), che è stimato a essere $\leq 30\ ps \div 40\ ps$ per l'elettronica usata, e σ_{MCS} è il contributo da scattering multiplo. I primi due termini vengono ridotti con l'aumentare di N_{HIT}, il terzo termine, invece, peggiora con l'aumentare di N_{HIT}. Lo scattering multiplo determina una deviazione della traccia del positrone rispetto a quella ricostruita. Si stima che la diffusione angolare sia di $\approx 35 mrad$ per ogni modulo, a cui corrisponde a un'incertezza di $\approx 5\ ps$ nella correzione del tempo di volo tra i pixel. Per grandi valori di N_{HIT} il miglioramento della risoluzione temporale complessiva raggiunge un valore di saturazione.

Gli studi di simulazione Monte Carlo (MC) mostrano una risoluzione di $\approx 55\ ps$ per un singolo pixel che si riduce a $\approx 20\ ps \div 30\ ps$ quando sono più pixel ad essere attraversati (figura 3.13). La calibrazione temporale può essere effettuata sia adoperando i positroni di Michel sia un laser al picosecondo la cui luce viene iniettata in ciascun modulo di pixel con un'opportuna fibra ottica. Due aspetti del funzionamento dei SiPM del TC saranno oggetto di controllo durante la presa dati: la modesta radiation hadness di questi rivelatori e la stabilità nell'ambiente sperimentale.

Il nuovo TC è stato installato nella seconda metà del 2017 e i primi dati sono stati presi durante l'engineering run che è seguito. La figura 3.14 mostra un positrone simulato visto dal nuovo TC di MEG, l'inserimento di una sezione parziale del TC all'interno del magnete COBRA e un esempio degli eventi osservati, con le relative forme d'onda.

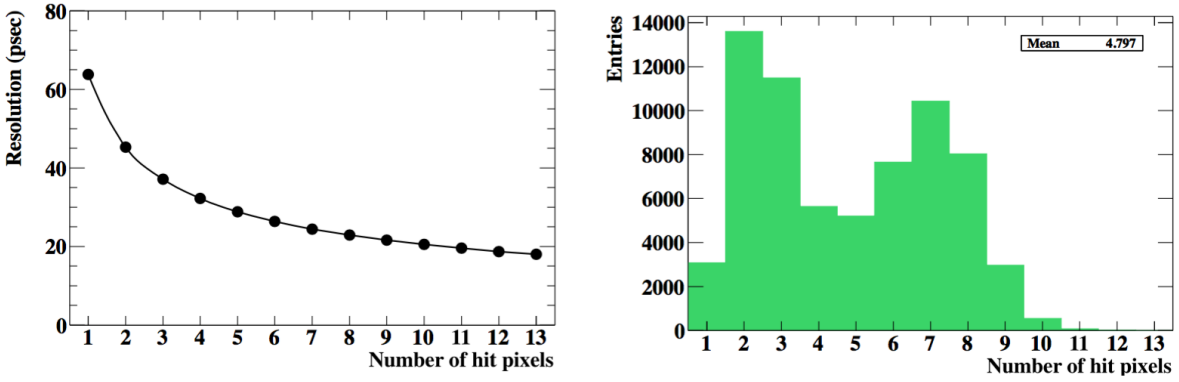


Fig 3.13: Risoluzione temporale del nuovo TC in funzione del numero di pixel attraversati (a sinistra). Distribuzione del numero di pixel attraversati dai positroni del segnale (a destra).

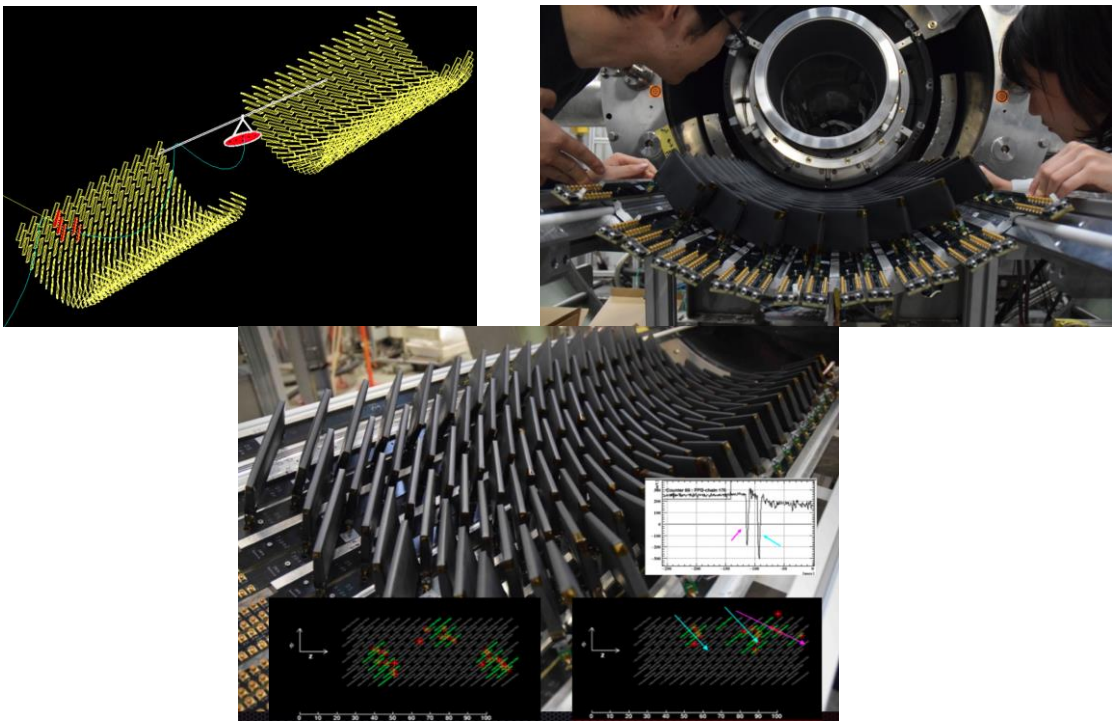


Fig 3.14: Sopra-segnale simulato del positrone visto dal nuovo TC. Sotto: inserimento della meta della sezione downstream del TC, all'interno del magnete COBRA sotto la nuova CYLDCH insieme ad un esempio (in piccolo) che rappresenta i pixel attraversati e le relative forme d'onda.

3.4 Calorimetro di MEG II

Il calorimetro LXe costituisce una componente chiave dell'esperimento MEG per la soppressione del fondo nella ricerca del decadimento $\mu^+ \to e^+\gamma$; pertanto i miglioramenti delle prestazioni di questo rivelatore: accettanza geometrica ed energetica, posizioni e risoluzioni temporali, sono cruciali nell'upgrade di MEG. La risoluzione energetica del calorimetro dipende dalla profondità in cui ha avuto luogo la conversione del γ, infatti, le capacità di ricostruzione sono peggiori per fotoni che convertono in prossimità della faccia interna, ai margini dell'accettanza del rivelatore. L'incompleta copertura della faccia di ingresso del calorimetro da parte dai PMT da 2" provoca una grossa non-uniformità nella rivelazione della luce e, in corrispondenza delle facce laterali, determina un degrado dell'accettanza. Nella parte sinistra della figura 3.15 viene mostrata l'efficienza della raccolta della luce di scintillazione del calorimetro di MEG I, rispetto alla profondità della prima interazione dei γ. L'efficienza di raccolta dei fotoni (PCE, *Photon Collection Efficiency*) dipende fortemente dalla posizione in cui incide il fotone. Sebbene la non-uniformità della risposta sia parzialmente corretta in fase di analisi offline, essa comunque deteriora la risoluzione in energia e posizione dovuta alle fluttuazioni, evento per evento, nella struttura della valanga, in particolare per eventi con un punto di conversione poco profondo, a distanze $\leq 2\ cm$ dall'ingresso del calorimetro. I miglioramenti in MEG II consistono nell'aumentare la granularità dei rivelatori sulla faccia di ingresso attraverso sostituzione dei PMT da 2" con un numero maggiore di piccoli fotosensori ed ottimizzando, inoltre, l'orientazione dei PMT sulle facce laterali (figura 3.16) in modo tale che tutti i fotocatodi si trovino sullo stesso piano; questa disposizione minimizza le fluttuazioni dello sciame elettromagnetico per eventi in prossimità delle pareti laterali.

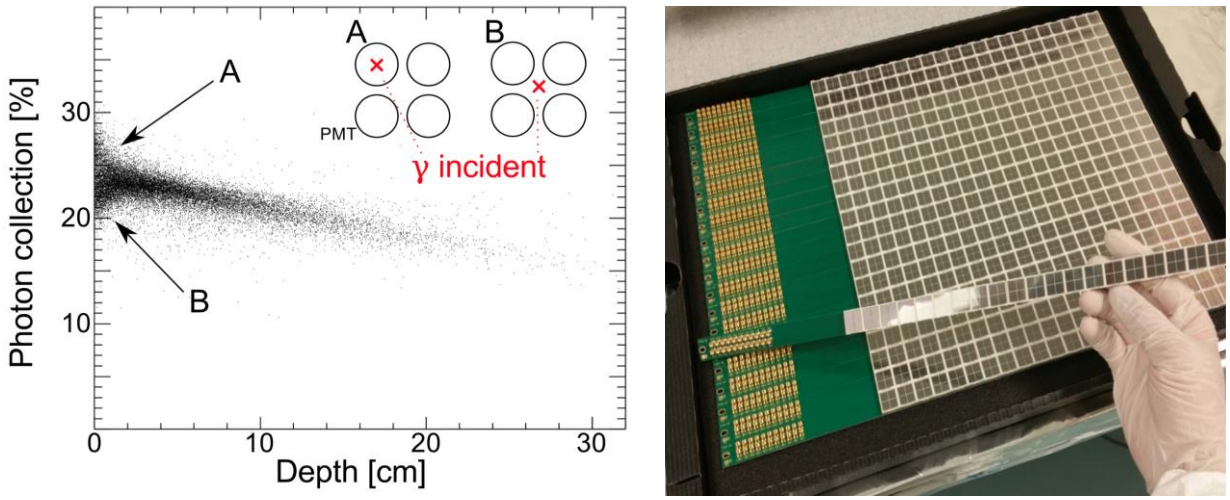


Fig 3.15: Sinistra: PCE del calorimetro di MEG I rispetto alla profonditá della prima interazione per i segnali γ. Destra: i rivelatori MPPC (Multi Pixel Photon Counter) Hamamatsu sensibili al VUV montato su strisce di PCB.

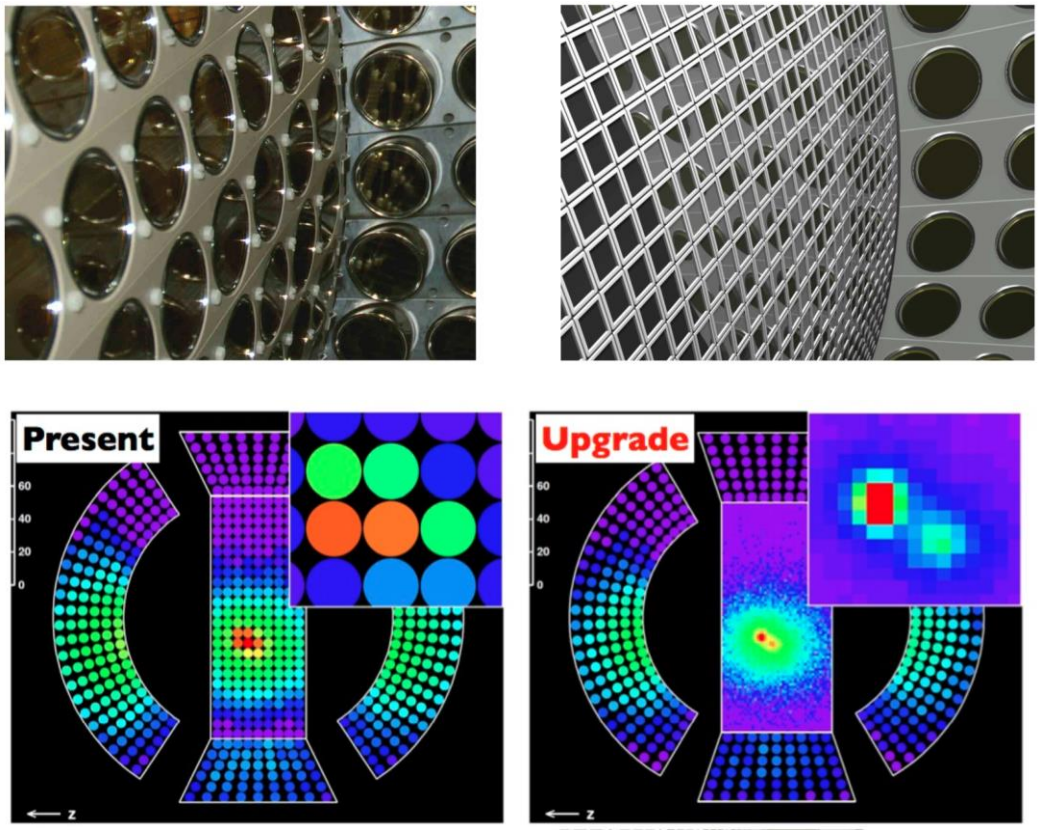


Fig 3.16: Vista interna del calorimetro LXe prima e dopo l'upgrade (sopra). Esempio MC della distribuzione della luce di scintillazione vista dal calorimetro LXe con PMT da 2" sulla faccia d'ingresso e dal rivelatore di MEG II dotato di fotosensori MPPC (sotto).

Il nuovo calorimetro adopera dei rivelatori di fotoni a Multi Pixel (MPPC, *Multi Pixel Photon Counters*) [55, 56] specifici per il funzionamento in vuoto (VUV, *Vacuum UltraViolet*) con un area di $1\times1cm^2$ per conseguire una migliore risoluzione spaziale ($<3mm$) e temporale (circa $85\,ps$). Il dispositivo MPPC utilizzato per il conteggio dei fotoni è stato appositamente sviluppato da Hamamatsu Photonic e fa parte dalla famiglia SiPM, entrambi i segnali dei PMT e dei MPPC

saranno letti dal digitalizzatore del DAQ. Il calorimetro è ospitato nello stesso criostato di MEG I; per compensare l'aumento del calore dovuto ai nuovi rivelatori è stata incrementata la potenza di raffreddamento istallando un ulteriore sistema di cooling.

Il miglioramento della risoluzione energetica dovuta ad una maggiore e più uniforme efficienza nella raccolta della luce, sia per i fotoni che convertono sulla superfice di ingresso che per quelli che convertono a profondità maggiori, sono stati evidenziati attraverso le simulazioni MC. La figura 3.16 mostra una simulazione MC della risposta energetica del calorimetro LXe per l'esperimento MEG I (sopra) e MEG II (sotto), per gli eventi con i rispettivi punti di conversione superficiali (sinistra) e più profondi (destra). Le stime per la risoluzione energetica sono stata ottenute a partire dal fit della corrispondente distribuzione, realizzato con una funzione Crystal Ball, che consiste in un nucleo gaussiano e una coda che segue una legge di potenza. La risoluzione energetica ottenuta è dell'1.0% e del 1.1%, rispettivamente per conversioni che hanno avuto luogo in profondità e in superficie. Per effetto della riduzione complessiva del materiale presente sulla faccia interna, si stima che il PDE (*Photon Detector Efficiency*) migliori di circa il 9% ; inoltre, la modifica del layout dei fotomoltiplicatori sulle facce laterali estende l'accettanza del calorimetro di circa il 10% su ciascun lato.

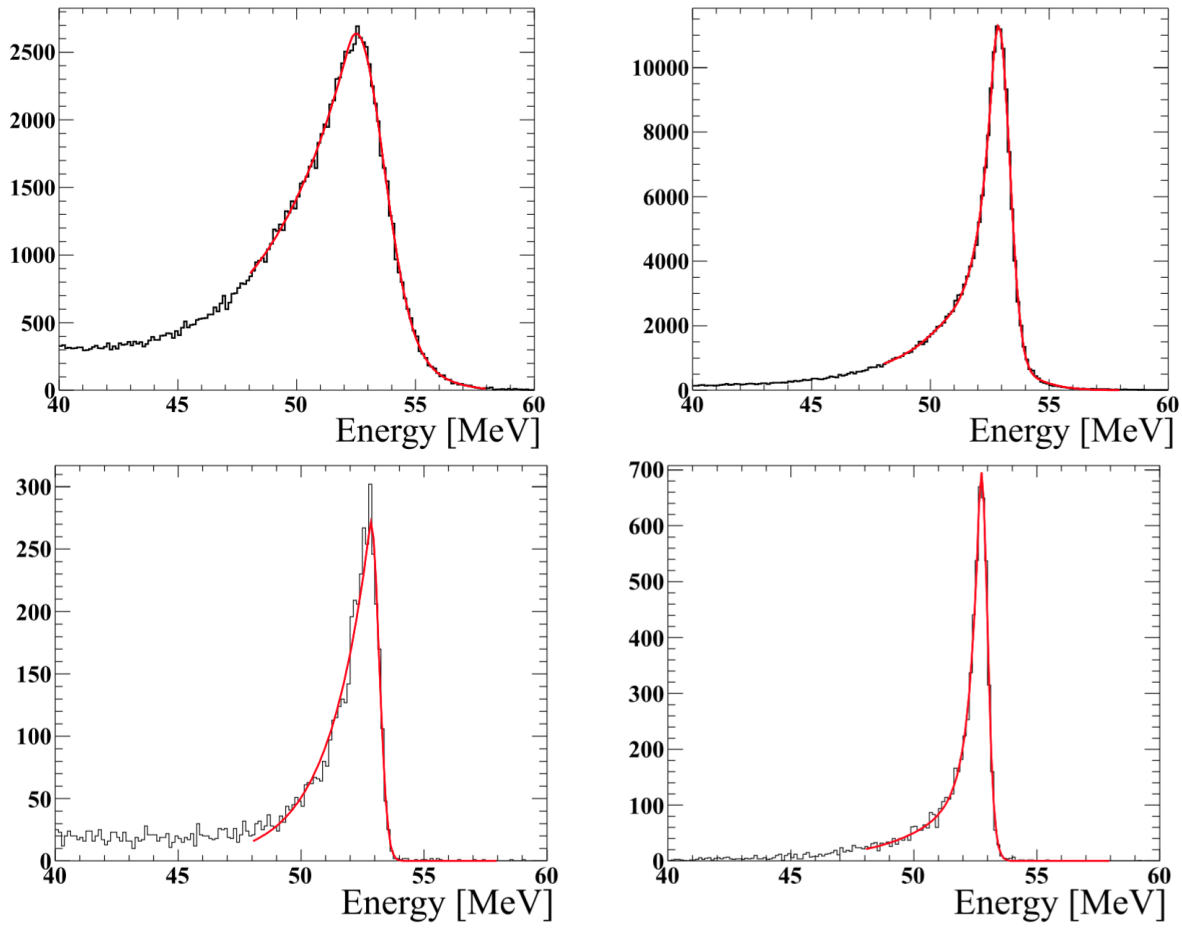


Fig 3.17: Simulazione MC della risposta energetica del calorimetro LXe per MEG I(sopra) e per MEG II (sotto) per eventi con punti di conversione superficiali e profondi a una distanza $< 2\,cm$ *dall'ingress del calorimetro (sinistra) e* $> 2\,cm$ *(destra).*

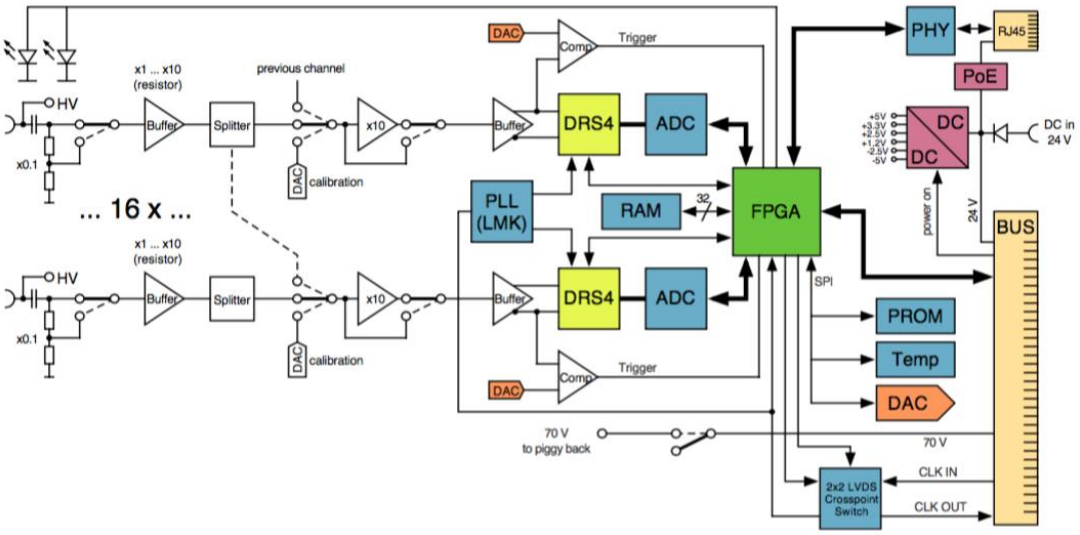


Fig 3.18: Schemi semplificati della scheda di DAQ di MEG II.

3.5 Il DAQ di MEG II

I severi requisiti di un numero maggiore di canali di lettura dovuti all'accresciuta granularità dei rivelatori di MEG II saranno gestiti da un nuovo sistema di acquisizione (DAQ). Tale sistema prevede l'implementazione di una nuova scheda di digitalizzazione, chiamata WaveDREAM [65], in grado di integrare varie funzioni quali la digitalizzazione delle forme d'onda, attraverso il chip DRS4 [50;51], alcune funzioni di trigger e di splitter che in MEG I erano separate in un'unica unità, mantenendo un'elevata larghezza di banda.

La nuova scheda DAQ è molto compatta, dato lo spazio limitato intorno al rivelatore. L'intero front-end è stato ottimizzato per fornire una larghezza di banda complessiva dell'ordine di 1 *GHz*. Questo sarà garantito da un front-end analogico con due stadi di guadagno che possono essere combinati per ottenere una pre-amplificazione variabile, compresa tra 1 e, circa, 70. Questa funzione potrà essere utilizzata per aumentare eventualmente l'ampiezza del segnale proveniente dal front-end di tutti i rivelatori dello spettrometro, in modo da massimizzare il rapporto segnale-rumore all'interno del chip DRS4. Inoltre l'introduzione di nuovi metodi di calibrazione interni al chip DRS4, si stima che portino ad un miglioramento di quasi 40 *ps* sulla risoluzione $\Delta t_{e\gamma}$ del tempo relativo tra e^+ e γ rispetto a MEG I. Inoltre ogni canale avrà un comparatore dedicato che può essere utilizzato per implementare un contatore di rate o un particolare trigger. Le schede di DAQ sono poste in un crate custom in grado di ospitare fino a 16 schede per un totale di 256 canali, più una scheda che raccoglie e combina i dati prima di inviarli al PC. La nuova elettronica sfrutta la potenza di calcolo e la flessibilità di programmazione delle moderni FPGA (*Field Programmable Gate Array*) per adattarsi ai requisiti di MEG II, anche se cambieranno durante l'operazione. Uno schema semplificato della nuova scheda DAQ è mostrata nella figura 3.18.

3.6 Il trigger

La funzionalità del sistema di trigger di MEG II viene integrata all'interno delle nuove schede di DAQ. I chip DRS4 operano nella cosiddetta modalità trasparente in cui il loro input compare direttamente sull'output, cioè gli ADC digitalizzano continuamente i segnali, fornendo continuamente i dati al sistema di trigger. La frequenza di campionamento dell'ADC è di 80 MSPS con una risoluzione di 12 bit. Sebbene in MEG I la frequenza fosse di 100 MSPS, non è previsto

alcun peggioramento della risoluzione energetica del fotone, infatti la determinazione potenzialmente più scarsa dell'ampiezza dell'impulso, che è rilevante ai fini della ricostruzione dell'energia del γ, viene alla fine compensata dall'aumentata risoluzione dell'ADC che viene portata da 10 a 12 bit. Il range più ampio è fondamentale per sfruttare totalmente la risposta del singolo fotoelettrone dei nuovi fotosensori LXe. Come anticipato, per gli scopi del trigger è possibile trarre vantaggio dai comparatori implementati in ciascun canale di ingresso, sia per il TC che per il calorimetro, per la determinazione del tempo relativo tra e^+ e γ. Si prevede un miglioramento complessivo della risoluzione temporale fino a $1\,ns$, anche grazie a ulteriori perfezionamenti per correggere gli effetti del time-walk basati sull'implementazione di opportune *look-up table* all'interno dell'FPGA. Ogni scheda può eseguire un algoritmo digitale che gestisce la somma di tutti i 16 ingressi e la determinazione della massima ampiezza dell'impulso con il relativo indice e il tempo dell'impulso del rivelatore rispetto al segnale di trigger. Questo fornisce la determinazione dell'energia del fotone, la direzione e il tempo per il trigger insieme al tempo del positrone dal TC. Tutti i valori sono disposti in un bus a 48 bit e trasferiti alla TCB (*Trigger Concentrator Board*) tramite dei serializzatori LVDS. Le TCB sono progettate per ricevere è combinare tutte le informazioni provenienti dalle schede DAQ e sono alloggiate sul lato di ciascun crate, accanto alle schede dei concentratori.

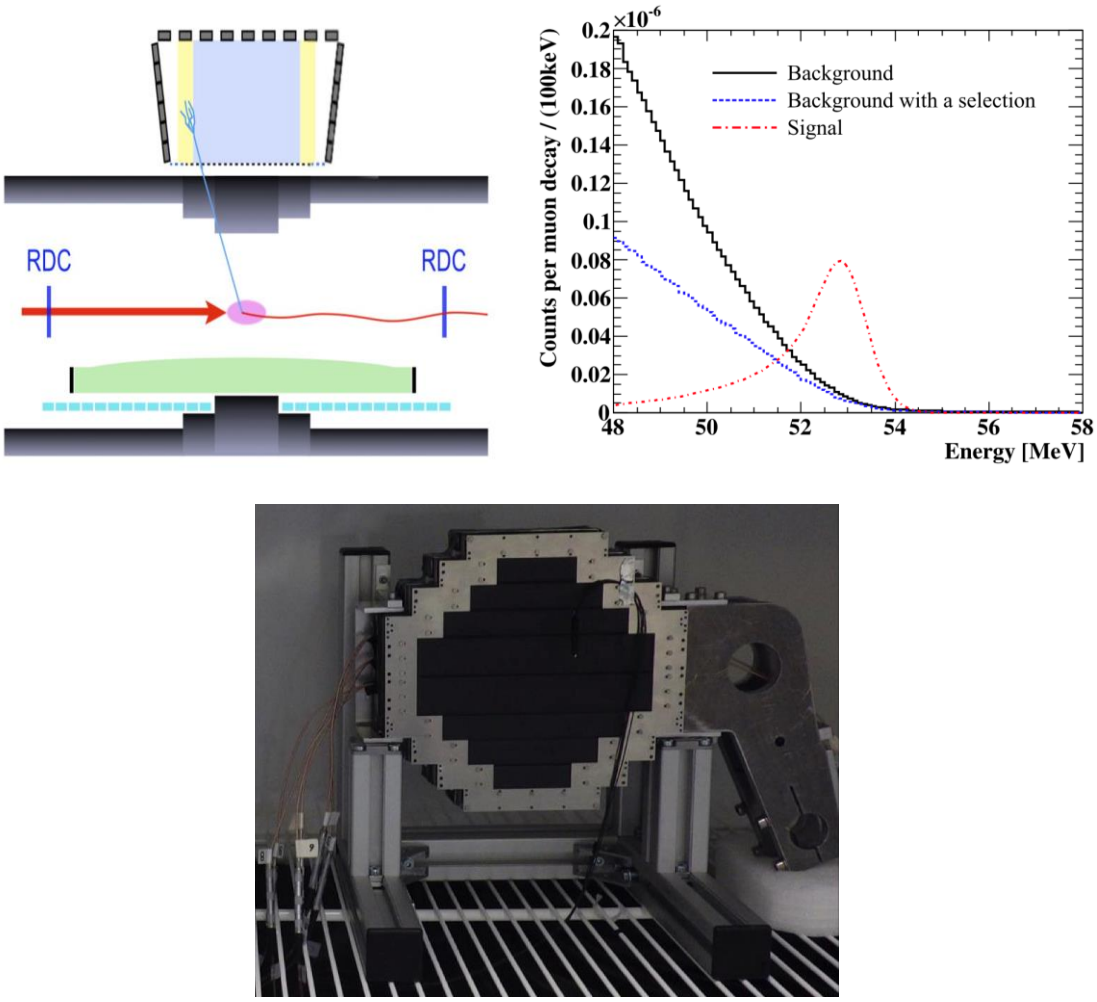


Fig 3.19: In alto a sinistra: posizione dei due moduli di RDC all'interno dello spettrometro di MEG II. In alto destra: spettro dei fotoni rilevati dal calorimetro LXe (istogramma nero) e lo stesso dopo la reiezione di eventi RMD identificati dal RDC (istogramma blu). Lo spettro del segnale (istogramma rosso). In basso il modulo RDC downstream.

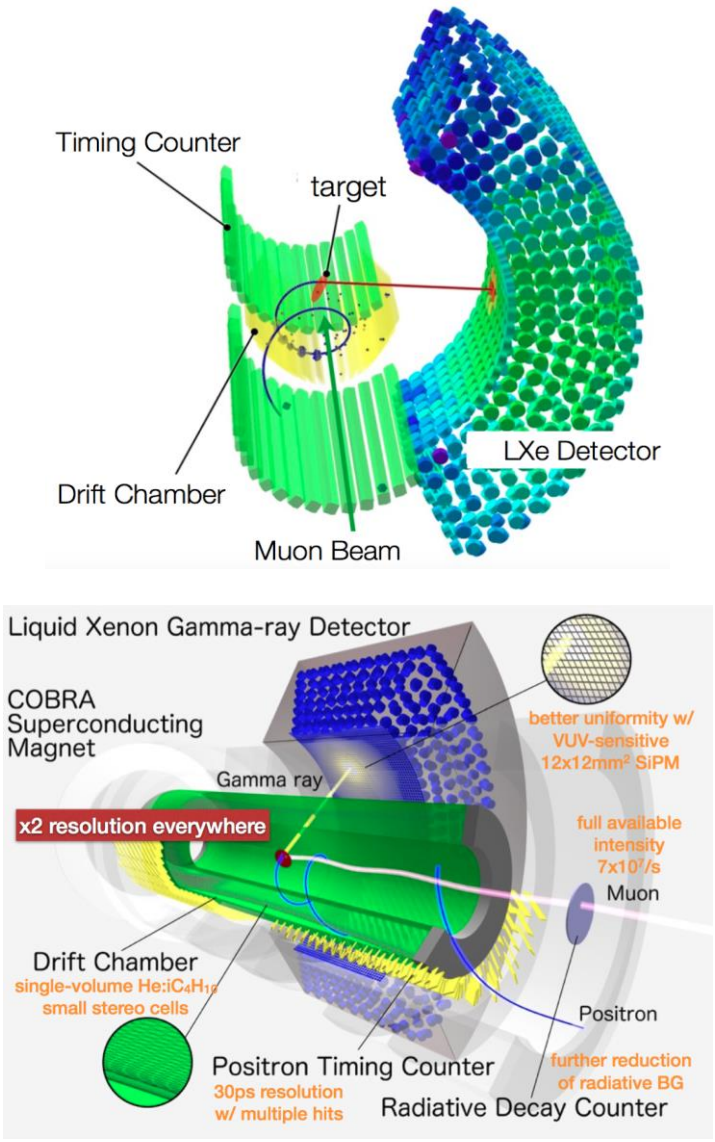


Fig 3.20: Vista schematica 3D di un evento di segnale visto dal precedente apparato sperimentale utilizzato durante MEG II (sopra) e dal nuovo rivelatore di MEG II (sotto).

3.7 Radiative Decay Counter

Il RDC viene utilizzato per motivi di soppressione del fondo, etichettando i positroni a bassa energia associati ai fotoni di alta energia nella regione del segnale, allo scopo di escludere tali fotoni dal campione candidato al segnale. La sorgente dominante di raggi γ da eventi di fondo accidentale nella finestra di analisi MEG è il RMD (*Radiative Muon Decay*). Per MEG I, il 53% circa dei γ superiori a 48 *MeV* proveniva dal RMD; invece per MEG II, grazie alla nuova camera cilindrica, si ritiene che il background dei fotoni risulti notevolmente ridotto. I raggi di curvatura dei positroni con un basso impulso, ad esempio $\leq 2\,MeV$, sono in genere inferiori a 4 *cm* e 9 *cm* rispettivamente al centro e alle estremità del magnete, ne segue che il RDC deve essere montato sull'asse del fascio dei muoni. Siccome la posizione è lontana dal centro del magnete e al di fuori del volume, non è previsto un aumento significativo di γ, né una riduzione dell'efficienza di rilevamento del segnale.

Il rilevamento dei positroni a basso impulso verrà effettuato utilizzando scintillatori plastici spessi circa $250\,\mu m$ e un insieme di contatori LYSO, letti da SiPM. Attraverso gli studi di simulazione di MC, l'efficienza nell'identificazione dei RMD è valutata pari a $\approx 70\%$ per

decadimenti radiativi con energia del fotone superiore a 48 *MeV*. Sono previsti due moduli RDC: uno upstream e un altro downstream lungo l'asse *z*. Nella figura 3.19 viene mostrato lo spettro dei fotoni rilevati dal calorimetro LXe (istogramma in nero) e lo stesso dopo la reiezione degli eventi di RMD identificati dal RDC (istogramma in blu), unitamente allo spettro del segnale (istogramma in rosso, scalato arbitrariamente). Il modulo RDC downstream è mostrato nell'immagine in basso della figura 3.19.

3.8 Prestazioni previste

Un riassunto delle risoluzioni e delle efficienze previste per MEG II è mostrato nella tabella 3.1, l'efficienza del trigger è di circa il 99%. I miglioramenti nelle risoluzioni dei rivelatori permettono l'aumento del rate di stop dei muoni sul bersaglio fino a $7\times10^{7}\,Hz$, cioè più del doppio del precedente rate, senza un eccessivo affollamento da parte del background. Il fondo accidentale risulterà ancora quello dominante, poiché la sensibilità attesa è al livello di 4×10^{-14}. Infatti con le risoluzioni dei rivelatori dei rivelatori dell'ordine dell' 1% su entrambe le variabile cinematiche del fotone e del positrone, il rate dei decadimenti radiativi del muone dovrebbe essere limitato ad un livello di $\approx10^{-15}$. La figura 3.20 mostra una vista schematica 3D di un evento di segnale con il precedente apparato sperimentale utilizzato durante la prima fase dell'esperimento MEG (in alto) e con il nuovo rivelatore MEG II (in basso). I miglioramenti complessivi sono riassunti nella foto in basso.

4 La costruzione della camera cilindrica

Il rivelatore di positroni di MEG II consiste in una camera cilindrica a volume singolo con un'elevata granularità e una configurazione stereo dei fili, seguita dal TC per avere una precisione accurata del tempo di arrivo della particella. Entrambi i rilevatori sono posizionati all'interno del magnete COBRA progettato per MEG I. Nella nuova configurazione, la quantità di materiale attraversato dalle particelle è estremamente ridotta per minimizzare lo scattering multiplo, consentendo una determinazione più accurata delle variabili cinematiche dei positroni e una maggiore capacità di raccordare le informazioni ricostruite dai due rivelatori. Una nuova procedura di tracciamento dei positroni sarà utilizzata in MEG II, come mostrato nella figura 3.1, la procedura consiste nel seguire la traiettoria del positrone fino al ingresso del TC e misurare la posizione di incidenza su di esso, sfruttando le nuove configurazioni della camera cilindrica e del TC. La preparazione della nuova camera a deriva coinvolge lo sforzo comune di quattro gruppi all'interno della collaborazione MEG. Il gruppo Pisa è responsabile per il supporto meccanico e l'integrazione, ma anche per la progettazione e la produzione degli end–plate e dei PCB finali su cui i fili sono saldati; il gruppo di Lecce è responsabile dell'approvvigionamento dei fili e del loro test pre-produzione, della costruzione e dell'operazione del sistema di filatura con cui i fili sono saldati ai PCB ed inoltre è responsabile sia dell'elettronica di front-end che dei relativi cablaggi; il gruppo Roma è responsabile per i sistemi del gas e dell'alta tensione, insieme alle misure di tensione meccanica dei fili tesi; infine, un gruppo di PSI è responsabile dell'integrazione finale della CYLDCH nell'apparato sperimentale di MEG II.

4.1 Geometria della camera cilindrica

Il tracciatore di MEG II è ispirato a quello utilizzato nell'esperimento KLOE [58]. Presenta una simmetria cilindrica lungo l'asse *z* parallela al fascio dei muoni e copre l'intero angolo azimutale ϕ dividendolo in 12 settori da 30°. La configurazione stereo dei fili conferisce una forma iperbolica al volume attivo, che si estende radialmente da circa 170 *mm* a 246 *mm* al centro del rivelatore $(z=0)$ e da circa 196.5 *mm* a 384 *mm* in prossimità degli end–plate a $z=\pm 956\,mm$. Infatti, i fili che partono dal settore *i* in uno degli end–plate raggiungono il settore $i\pm 2$ nell'altro end–plate ($\Delta\phi = 60^{\circ}$). La lunghezza del volume sensibile, formato da dieci strati di celle a deriva è di 1912 *mm*. Nella figura 4.1 è mostrato uno schema tridimensionale della nuova camera cilindrica. Il raggio esterno della camera è limitato dallo spazio disponibile all'interno del magnete COBRA, mentre la sua lunghezza è stabilita dalla necessità di tracciare le traiettorie dei positroni fino al TC. Ciò riduce la quantità di materiale passivo disposto lungo il percorso dei positroni verso il TC, minimizzando il contributo alla risoluzione temporale del positrone dovuto alla misura della lunghezza della traccia e aumentando l'efficienza di ricostruzione del positrone, cioè delle tracce ricostruite nella camera a deriva con un corrispondente hit nel TC. Il raggio interno è calcolato in modo tale che i positroni di bassa energia vengano espulsi dal magnete, senza attraversare il volume sensibile; d'altra parte, i positroni con un impulso maggiore di $\approx 45\,MeV/c$ vengono tracciati fino a raggiungere i pixel del TC, attraversando una quantità minima di materiale passivo. I preamplificatori di lettura, i relativi cavi di connessione e la struttura che supporta i fili sono collocati in regioni che sono fuori dal percorso del positrone.

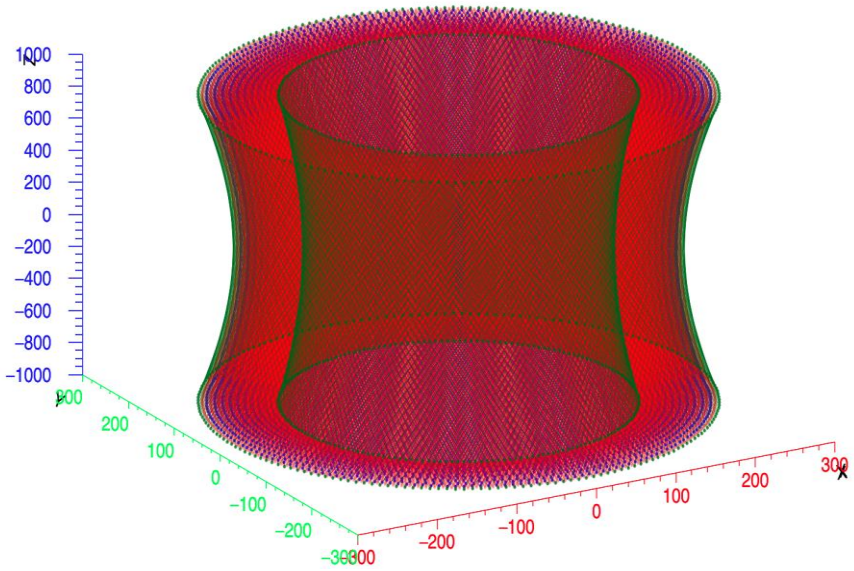


Fig. 4.1: Vista in 3D della CYLDCH che evidenzia la disposizione dei fili secondo la forma di iperboloide di rotazione data dall'inviluppo dei fili stereo. I fili di guardia sono in verde, i catodi in rosso e gli anodi in blu.

Gli studi di simulazione MC mostrano che l'efficienza di ricostruzione dei positroni nello spettrometro è maggiore di 85%, grazie alla capacità della nuova camera di tracciare i positroni fino all'interfaccia tra la CYLDCH ed TC [53]; in questo caso l'efficienza è più del doppio di quella dello spettrometro di MEG I (circa il 40%).

I fili non sono paralleli all'asse della camera, ma formano un angolo stereo con l'asse *z*, variabile da circa 6° nello strato più interno a circa 8.5° in quello più esterno. In figura 4.2, L_k indica la lunghezza del filo e l'angolo stereo è ε_k. I raggi dei fili, in corrispondenza degli end–plate ed al centro della camera sono, rispettivamente, R_k e $R_{k0} = R_k \cos(\alpha_k / 2)$ dove $\delta = R_k - R_{k0}$ e α_k è lo spostamento azimutale dall'estremità di un filo rispetto all'altra estremità. In questo modo la camera a deriva prende la forma di un iperboloide di rotazione la cui superficie è data dall'involucro dei piani dei fili. Il segno dell'angolo stereo è sia positivo che negativo, a seconda dello strato dei fili. Pertanto si possono definire due direzioni, *U* e *V*, lungo i fili, corrispondenti all'angolo stereo positivo e negativo. Questi due assi definiscono due tipi di viste, la vista *U* e la vista *V*, in cui la linea di vista è parallela a tutti i fili con lo stesso segno dell'angolo stereo.

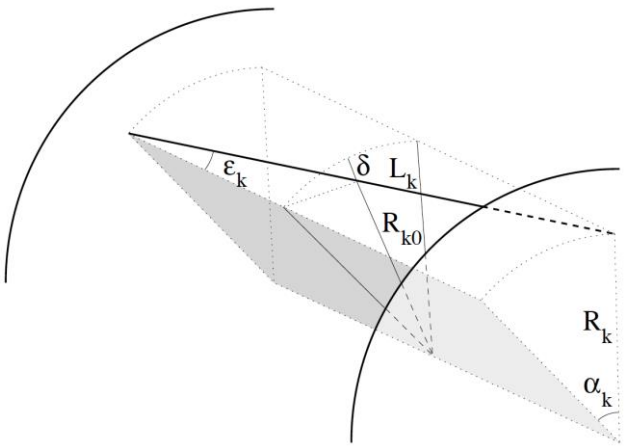


Fig. 4.2: Vista schematica della configurazione per un filo di lunghezza L_k e angolo stereo ε_k.

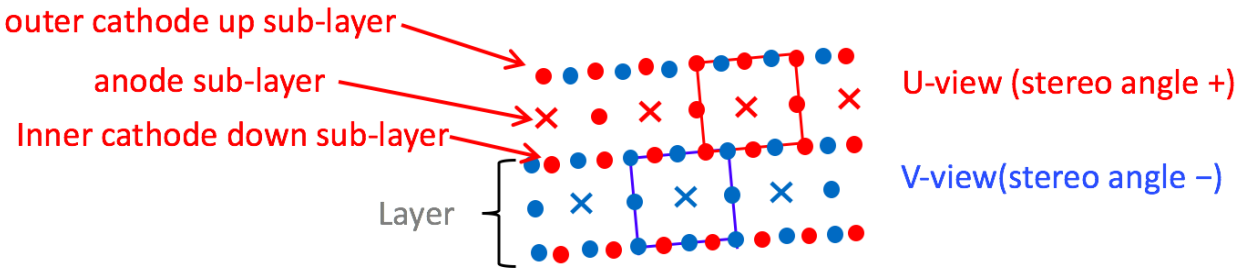


Fig. 4.3: Configurazione delle celle a deriva della CYLDCH; i fili catodici sono rappresentati con un cerchio, quelli anodici con una croce; i fili della vista U (con angolo stereo positivo) sono in rosso, quelli della vista V (con angolo stereo negativo) sono in blu.

Nella CYLDCH vengono utilizzati tre tipi di fili:

1. I fili di guardia (*guard wires*) che servono a chiudere le linee di forza del campo elettrico al limite del volume sensibile della camera, sia nella parte più interna in prossimità dell'asse del fascio che nella parte più esterna vicino al magnete. Questi fili sono realizzati in alluminio argentato da $50\,\mu m$ di diametro;

2. I fili di catodici (*cathode wires*) determinano i riferimenti di massa, definendo le celle della camera a deriva. I fili catodici sono in alluminio con un diametro di $40\,\mu m$ o $50\,\mu m$;

3. I fili anodici (*sense wires*) raccolgono la carica indotta dal passaggio dei positroni generata per effetto della ionizzazione del gas che riempie il volume sensibile del rivelatore. I fili anodici sono di tungsteno placcato oro con un diametro di $20\,\mu m$.

Come mostrato nella figura 4.1, il piano dei fili più esterni e più interni è costituito da fili di guardia che racchiudono l'intero volume sensibile della camera a deriva; questo piano è stato realizzato da un doppio strato di fili, ciascuno dei quali è caratterizzato da un angolo stereo positivo e negativo e collocato allo stesso raggio. Tra i due piani di guardia si alternano 11 piani catodici e 10 piani anodici. Come le guardie, anche i piani catodici sono comuni alle viste positive e negative e sono disposti in entrambe le direzioni *U* e *V*, creando una rete di massa tra i piani anodici.

La CYLDCH è composta da dieci piani di fili di sense incrociati per la misura della coordinata *z* degli *hit* ricostruiti lungo l'asse del fascio, combinando le informazioni dei piani adiacenti. Infatti, a differenza dei catodi e dei fili di guardia, ciascun piano anodico è costituito da singolo strato di fili con segno alterno dell'angolo stereo. All'interno del piano anodico, i fili di sense e di campo si alternano a formare una cella a deriva insieme ai fili di campo dei piani catodici superiori e inferiori. Ogni cella a deriva ha una sezione quasi quadrata con otto fili di campo che circondano il filo di anodico centrale, la figura 4.3 mostra la configurazione delle celle [53].

Complessivamente la CYLDCH è costituita da 10 piani di celle (*layer*), con 10 strati di fili anodici e 22 strati di fili catodici (*sub-layer*), 10 nella vista *U* ed altrettanti nella vista *V*, più 2 addizionali per completare la configurazione del primo e dell'ultimo layer. Infine 2 layer di fili di guardia, posti ad un potenziale intermedio tra quello catodico e quello di massa allo scopo di equalizzare il guadagno dei layer, rispettivamente, più interno e più esterno, circondano l'intero volume sensibile.

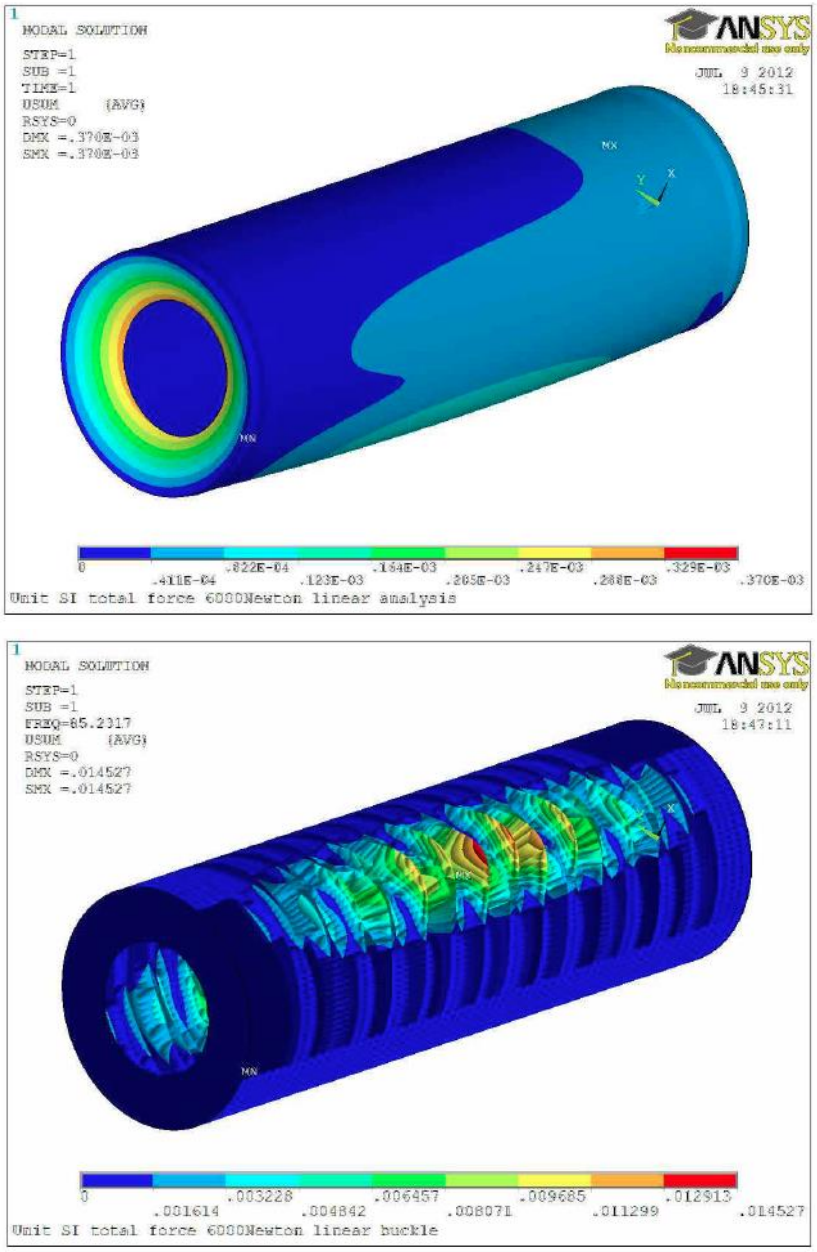


Fig. 4.4: Risultati della simulazione degli elementi finiti (FEA, Finite Elements Analysis) con gli end–plate caricati con una pressione totale dei fili di 6 kN, uniformemente distribuita per 300° *in* ϕ. *In alto e in basso sono mostrate, rispettivaente, la deformazione degli end-plate e l'instabilitá lineare della camera.*

Il diametro dei fili di campo all'interno dei piani catodici e anodici è, rispettivamente, di $40\mu m$ e $50\mu m$. Infatti i catodi compresi tra gli anodi essendo in comune tra due celle consecutive dello stesso layer, devono resistere ad un campo elettrico più elevato, evitando la moltiplicazione degli ioni. Le dimensioni delle celle aumentano linearmente con il raggio del layer e, a causa della configurazione stereo, variano leggermente anche con la posizione lungo l'asse *z* della camera. In particolare, la larghezza varia da circa 6.7 *mm* per le celle più interne a circa 9 *mm* per quelle più esterne al fine di garantire un'occupazione tollerabile dei fili più interni. I fili più interni sono posti a 177.4 *mm* dall'asse del fascio, dove il rate è di circa 1 *MHz*, in corrispondenza di uno stopping rate dei muoni sul bersaglio, prevista per MEG II, di 7×10^7; con un tempo di deriva di $250ns$ e una miscela di gas ad alta trasparenza, questo corrisponde ad un'occupazione del 25% circa.

A causa del pile-up, gli algoritmi di *pattern recognition* sono integrati da un ulteriore metodo di determinazione della coordinata *z* degli hit. In MEG I questo è stato eseguito attraverso il metodo di ripartizione della carica ma, per MEG II, questo non è fattibile perché i fili di sense del nuovo tracciatore hanno una resistività molto bassa (circa $170\,\Omega/m$). In MEG II la determinazione della coordinata *z* con un'incertezza dell'ordine di 10 *cm*, o anche migliore, sarà raggiunta misurando la differenza dei tempi di arrivo del segnale alle due estremità del filo di sense. Quando una particella carica attraversa il volume sensibile del gas, gli elettroni prodotti nel processo di ionizzazione lungo un segmento di traiettoria si spostano verso il filo di sense, dove vengono raccolti ed amplificati in una valanga.

La posizione delle particelle si ottiene misurando il tempo di deriva: utilizzando la velocità di deriva conosciuta per gli elettroni di ionizzazione, si determina la distanza lungo la loro traiettoria di deriva tra il filo di sense e la traccia. Le simulazioni prevedono una risoluzione di singolo hit σ_{HIT} inferiore a $120\mu m$ per una miscela di gas elio-Isobutano nel rapporto $85:15$. Confrontando i due metodi, entrambi basati su una misura temporale, è facile comprendere l'origine della differenza nelle risoluzioni ottenibili; infatti la variazione nel tempo misurato per unità di lunghezza della coordinata della posizione dell'hit è inversamente proporzionale alle velocità coinvolte. Infatti il rapporto tra la velocità di propagazione del segnale lungo il filo anodico v_S e quella di drift dei elettroni nel gas v_D, è tipicamente variabile tra 10^3 e 10^4, determinando una differenza tra circa $100\mu m$ e $10cm$ nelle corrispondenti risoluzioni spaziali. Per un bersaglio con uno spessore di $140\mu m$ posto a 15° rispetto all'asse del fascio, la risoluzione stimata per l'impulso del positrone è di circa 130 keV/c e le risoluzioni angolari previste sono 4 *mrad* lungo ϕ e 5 *mrad* lungo θ (tabella 3.1).

Una valutazione della fattibilità meccanica della nuova camera cilindrica è stata effettuata simulando, attraverso un programma di analisi degli elementi finiti, un modello composto da due end-plate circolari in alluminio, tenuti in posizione da un cilindro esterno in fibra di carbonio lungo 180 *cm*. Questo è composto da 16 strati di fibra ad alto modulo *pre-preg*, spessi 2 *mm*. Ogni end-plate ha uno spessore equivalente di circa 20 *mm* dovuto ai differenti materiali che lo costituiscono. In figura 4.4 è mostrato il risultato di simulazioni in cui sugli end-plate viene esercitata una forza di circa 6 *kN* per effetto della tensione dei fili, uniformemente distribuita su 300° in ϕ. La massima deflessione prevista, di $370\,\mu m$, è compatibile con la tensione meccanica dei fili. Poiché la deformazione del cilindro avviene a circa 85 volte la tensione nominale, le distorsioni sono contenute nei margini di sicurezza. Sommando il contributo di tutti i fili si ottiene un carico complessivo per la CYLDCH di circa 3530 *N*, inoltre, il momento torcente totale, dovuto alla configurazione stereo dei fili, vale circa $1N \cdot m$ ed è bilanciato.

Gli end-plate finali della CYLDCH sono costituiti da un anello di alluminio placcato in oro con uno spessore di 30 *mm* (figura 4.5), la concentricità misurata è di $14\,\mu m$, mentre la circolarità e la planarità sono comprese, rispettivamente, entro $40\,\mu m$ e $30\mu m$. La distanza nominale tra le facce interne degli end-plate è di 1932 *mm*. L'anello presenta un foro centrale con un raggio di 161.500 *mm* e dodici raggi che dividono l'angolo azimutale ϕ in altrettanti settori. I raggi esterni ed interni sono rispettivamente di 285.350 *mm* e 195.687 *mm*; ogni settore copre un angolo ϕ di 30° che viene adoperato per l'inserimento delle schede di circuito stampato dove sono saldati i fili (*wire*

Fig. 4.5: Gli end-plate della CYLDCH.

PCB). Sopra queste schede, realizzate in FR4[1] e spesse $400\mu m$, sono realizzate le piste in rame dorato da $35\mu m$ sulle quali sono saldati i fili. Ogni wire PCB è posizionato al raggio corretto attraverso dei distanziatori in PEEK[2] (figura 4.6), il cui spessore radiale viene regolato in modo da determinare le dimensioni radiali corrette delle celle di deriva. Il perimetro laterale è disegnato in maniera tale da adattarsi alla forma dei raggi degli end-plate.

Fig. 4.6: Un distanziatore in PEEK. Il perimetro laterale è configurato per adattarsi alla forma complementare dei raggi degli end-plate.

[1] L'FR4 è un materiale composito costituito da un tessuto di fibra di vetro intrecciato in una matrice di resina epossidica ritardante di fiamma.

[2] Il PEEK è un polimero termoplastico organico (*PolyEther Ether Ketone*).

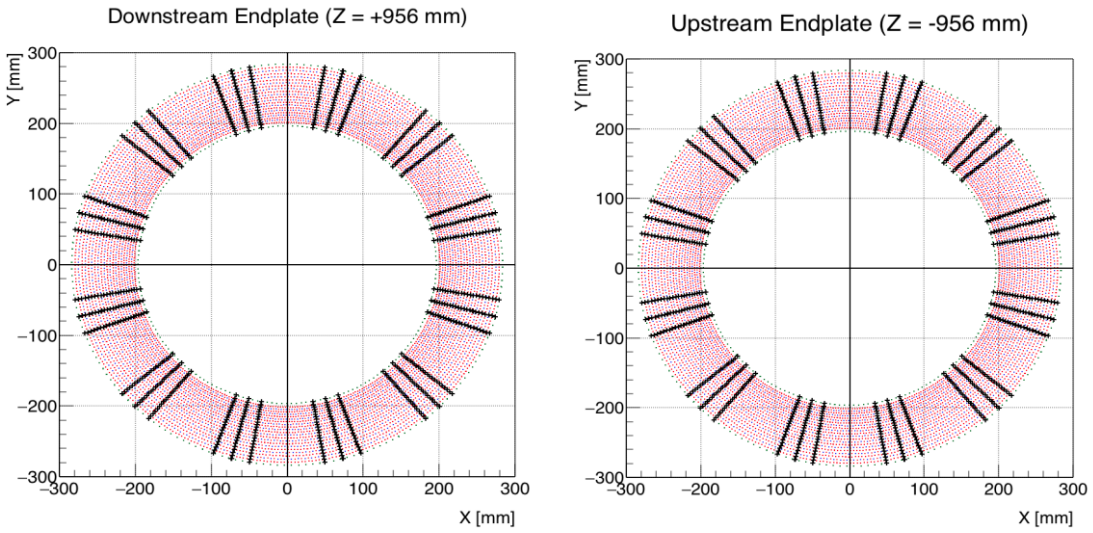


Fig. 4.7: Gli end-plate US e DS insieme ai tutti i fili. I fili di guardia sono in verde, i catodi in rosso e gli anodi in blu. Le croci nere sono situate in corrispondenza degli indicatori di riferimento sui wire PCB.

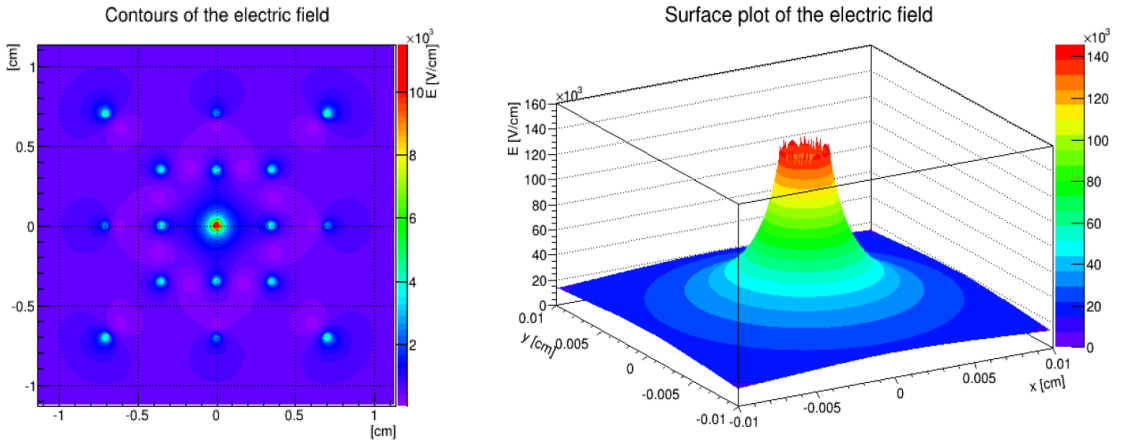


Fig. 4.8: La mappa del campo elettrico in una cella a deriva (sinistra) e in prossimità del filo anodico (destra).

Il primo strato di wire PCB col raggio minore è isolato elettricamente dalle end-plate attraverso un opportuno isolatore realizzato in FR4 con uno spessore di $400\mu m$. Ciascun piano di fili contiene un numero fisso di fili in relazione al tipo di piano: piano di guardia, piano catodico e piano anodico. I fili all'interno di un piano sono equidistanziati e la distanza reciproca varia in base al raggio. Ogni piano di guardia contiene 192 fili, 16 per ogni settore/wire-PCB. La distanza tra i fili varia da 6.429 *mm* a 9.295 *mm*, rispettivamente per lo strato più interno e lo strato più esterno. Due strati di piani guardia, per un totale di 768 fili in 4 piani, sono posti agli estremi del volume sensibile. Ogni singolo piano catodico contiene 384 fili, 32 per ciascun settore/wire PCB. La distanza tra i fili varia da 3.297 *mm* a 4.573 *mm*, rispettivamente per lo strato più interno e lo strato più esterno. Ci sono 11 strati di catodi nelle direzioni *U* e *V*, per un totale di 8448 fili in 22 piani.

Ci sono 10 piani anodici (5 nella direzione *U* e 5 nella direzione *V*), ciascuno contenente 384 fili, 32 per ogni settore/wire PCB in cui 16 fili anodici e 16 fili di campo si alternano per un numero totale di 3840 fili, compresi 1920 fili anodici.

La distanza tra i fili varia da 3.352 *mm* a 4.550 *mm* dal più esterno al più interno. Il numero totale di fili nella CYLDCH ammonta a 13036 disposti in 36 piani. Ne segue che il numero totale di celle sensibili ammonta a 1920, suddivise in 10 strati di 192 celle ciascuno. Una vista schematica degli end-plate DS (*DownStream*) e US (*UpStream*) comprensive dei fili è mostrata nella figura 4.7.

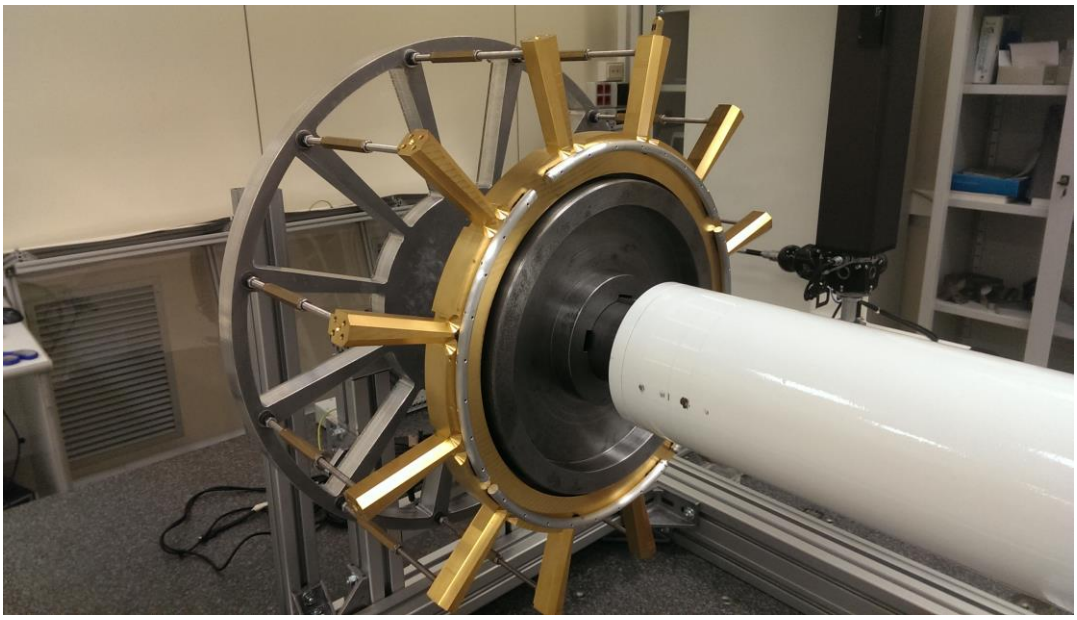


Fig. 4.9: Il sistema dei quattro tubi preforati che coprono l'intero angolo azimutale e consente il flusso della miscela di gas all'interno del volume sensibile.

I fili anodici vengono polarizzati con un potenziale di circa 1.5 kV rispetto ai fili catodici situati a massa (0 V); la tensione applicata ai fili di guardia, inferiore a quella degli anodi, consente di definire opportunamente il campo elettrico agli estremi del volume sensibile. Il campo elettrico medio all'interno delle celle è approssimativamente $1.5kV/0.5cm = 3kV/cm$; il campo in prossimità dei catodi, al confine delle celle, è inferiore a $20kV/cm$ per limitare la moltiplicazione da parte degli ioni. Il valore del campo elettrico tra i catodi e gli anodi è minore, ma raggiunge circa $150kV/cm$ in prossimità degli anodi, per garantire la moltiplicazione degli elettroni prima della raccolta della carica sui fili anodici. Sono state eseguite simulazioni del campo elettrico (figura 4.8) mediante il programma *Garfield* [54].

Su entrambe le facce interne degli end-plate, un sistema di quattro tubi perforati che coprono l'intero angolo azimutale consente una distribuzione omogenea della miscela di gas all'interno del volume sensibile del rivelatore (figura 4.9).

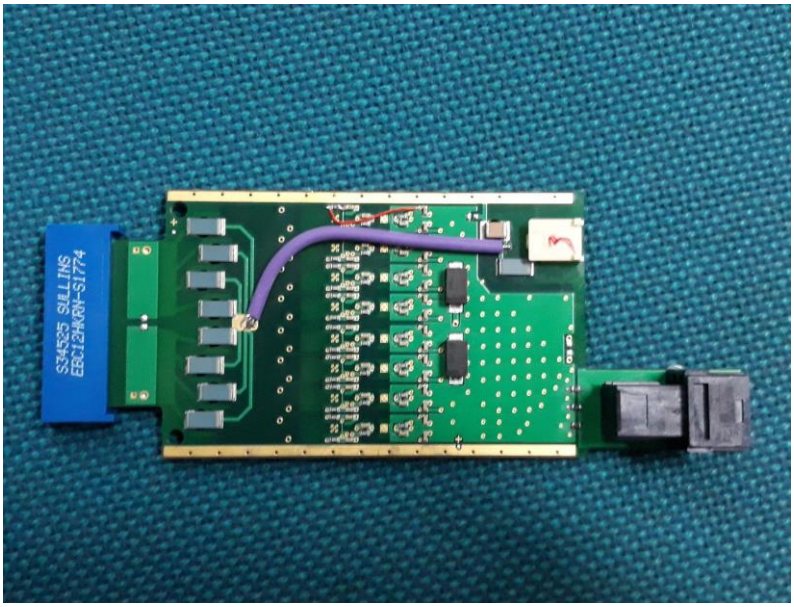


Fig. 4.10: Prototipo della scheda elettronica per l'acquisizione dei segnali della CYLDCH.

type	radius	pitch	epsi [rad]	epsi[degree]	p_epsi	theta_epsi	Theta_epsi[deg]	phi	phi[deg]	L_p_epsi	L_epsi	DY_epsi	d_epsi	DeltaY	b_epsi	DeltaX
guard03	196,487	6,4300	0,102406	5,8674	6,396	0,003085	0,176751	0,099321	5,690663	2073,461	1922,069	152,029	0,638	151,233	5,929	9,111
cathode10	201,487	3,2968	0,104993	6,0156	3,279	0,001581	0,090600	0,103411	5,925040	2073,454	1922,587	151,207	0,340	150,374	3,040	12,550
anode09	204,838	6,7033	0,106726	6,1149	6,665	0,003215	0,184179	0,103511	5,930757	2073,462	1922,941	151,213	0,693	150,353	6,181	9,404
cathode09	208,190	3,4065	0,108459	6,2142	3,386	0,001633	0,093579	0,106825	6,120647	2073,454	1923,301	150,516	0,363	149,632	3,141	12,886
anode08	211,653	6,9263	0,110248	6,3168	6,884	0,003320	0,190234	0,106928	6,126529	2073,463	1923,679	150,523	0,739	149,609	6,387	9,635
cathode08	215,116	3,5198	0,112037	6,4193	3,498	0,001687	0,096654	0,110350	6,322606	2073,454	1924,063	149,779	0,388	148,840	3,246	13,226
anode07	218,695	7,1568	0,113885	6,5251	7,110	0,003429	0,196483	0,110456	6,328664	2073,463	1924,467	149,786	0,789	148,815	6,600	9,865
cathode07	222,273	3,6369	0,115732	6,6310	3,613	0,001742	0,099827	0,113990	6,531133	2073,454	1924,876	148,992	0,414	147,995	3,354	13,568
anode06	225,970	7,3949	0,117639	6,7402	7,344	0,003542	0,202930	0,114098	6,537314	2073,464	1925,307	148,999	0,842	147,969	6,819	10,093
cathode06	229,668	3,7579	0,119546	6,8495	3,731	0,001799	0,103102	0,117747	6,746407	2073,455	1925,744	148,152	0,441	147,094	3,465	13,911
anode05	233,488	7,6409	0,121516	6,9623	7,585	0,003658	0,209584	0,117858	6,752741	2073,465	1926,204	148,160	0,898	147,067	7,046	10,319
cathode05	237,309	3,8830	0,123484	7,0751	3,853	0,001858	0,106481	0,121626	6,968636	2073,455	1926,671	147,255	0,471	146,134	3,581	14,255
anode04	241,256	7,8951	0,125517	7,1916	7,833	0,003778	0,216449	0,121739	6,975121	2073,466	1927,161	147,264	0,959	146,105	7,280	10,540
cathode04	245,204	4,0121	0,127549	7,3080	3,980	0,001919	0,109967	0,125629	7,198027	2073,455	1927,659	146,299	0,503	145,110	3,700	14,597
anode03	249,283	8,1578	0,129647	7,4282	8,089	0,003901	0,223533	0,125745	7,204684	2073,467	1928,182	146,308	1,023	145,080	7,523	10,758
cathode03	253,362	4,1456	0,131744	7,5484	4,110	0,001982	0,113564	0,129762	7,434810	2073,455	1928,714	145,278	0,536	144,019	3,823	14,939
anode02	257,576	8,4292	0,133909	7,6724	8,354	0,004029	0,230839	0,129880	7,441599	2073,468	1929,272	145,288	1,092	143,987	7,773	10,968
cathode02	261,791	4,2835	0,136074	7,7965	4,244	0,002047	0,117273	0,134027	7,679185	2073,455	1929,839	144,189	0,572	142,856	3,950	15,276
anode01	266,146	8,7096	0,138309	7,9245	8,627	0,004160	0,238375	0,134149	7,686145	2073,469	1930,435	144,199	1,165	142,822	8,031	11,171
cathode01	270,500	4,4260	0,140542	8,0525	4,382	0,002114	0,121099	0,138429	7,931375	2073,456	1931,040	143,027	0,611	141,617	4,081	15,609
anode00	275,000	8,9994	0,142849	8,1846	8,908	0,004296	0,246147	0,138553	7,938486	2073,470	1931,675	143,038	1,243	141,581	8,299	11,364
cathode00	279,500	4,5733	0,145154	8,3167	4,525	0,002182	0,125046	0,142971	8,191660	2073,456	1932,321	141,787	0,652	140,296	4,217	15,935
guard00	283,999	9,2938	0,147457	8,4487	9,193	0,004434	0,254031	0,143023	8,194628	2073,472	1932,977	141,819	1,325	140,280	8,570	11,543

Fig. 4.11: Alcuni parametri geometrici per i tre tipi di fili (guardia, catodo e anodo) in funzione del raggio nominale.

Il volume complessivo della CYLDCH ammonta a circa $380\,l$ e il ricambio totale di gas viene completato in poco più di 12 ore con una portata di circa $500\,cm^3/min$. Sulle facce esterne di ciascun raggio sono disposte le strutture di supporto per le schede elettroniche per la lettura dei segnali e per la distribuzione dell'alta tensione (figura 4.10). Quattro fori passanti, distanziati di 90° nell'angolo ϕ, permettono il passaggio del gas verso il sistema di distribuzione interno. L'alta densità di canali di elettronica, in particolare a piccola distanza dall'asse del fascio, genera una elevata dissipazione termica (circa $500\,W$ per end-plate); la temperatura degli end-plate sarà tenuta sotto controllo attraverso un sistema di sensori. Inoltre è previsto un doppio sistema di raffreddamento che prevede sia il flusso di un fluido refrigerante attraverso dei tubi metallici inseriti nei supporti delle schede elettroniche che la ventilazione diretta degli end-plate con aria secca raffreddata.

4.2 Il disegno delle wire PCB

La geometria della camera a deriva di MEG II viene generata attraverso una macro in C++ che produce una serie di file di testo contenenti tutti i parametri che caratterizzano questo rivelatore. La generazione inizia dal vettore posizione di un filo situato a $z = 0$ (il centro del rivelatore) ed all'angolo azimutale $\phi = 0$, quindi viene creato un vettore corrispondente al filo tenendo conto dall'angolo di inclinazione dovuto all'angolo stereo ε_i. La lunghezza del vettore del filo è definita dalla metà della lunghezza del volume sensibile come $956\,mm / \cos\varepsilon_i$ (la lunghezza del filo è pari al doppio di questo valore). In questo modo l'intersezione del vettore del filo con i piani disposti a $\pm 956\,mm$ definisce la posizione nominale di entrambe le estremità dei fili sugli end-plate. La distanza $R_i\delta\phi_i$ tra i fili consecutivi nello stesso layer si ottiene prendendo in considerazione il raggio nominale e il numero di celle (16) di un settore di end-plate (30°). La procedura viene iterata per ciascun layer, ruotando il vettore posizione iniziale del filo al centro del rivelatore dell'angolo nominale $\delta\phi_i$, fino a coprire l'intero angolo azimutale.

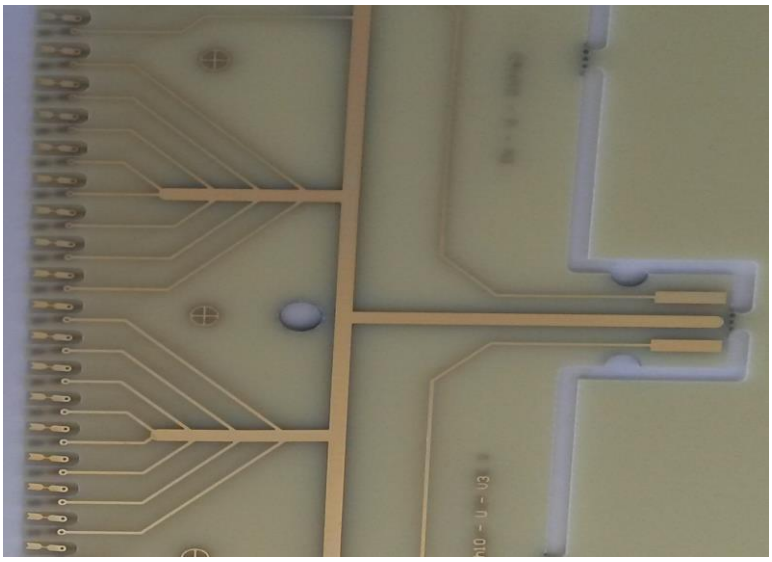


Fig. 4.12: Immagine dei due wire-PCB catodici sovvraposti. Una volta ribaltati, i pad di saldatura del wire-PCB superiore non si sovvrapongono a quelli del wire PCB inferiore, poichè altrimenti lo spessore del materiale di apporto della saldatura deformerebbe il filo, influenzandone la posizione.

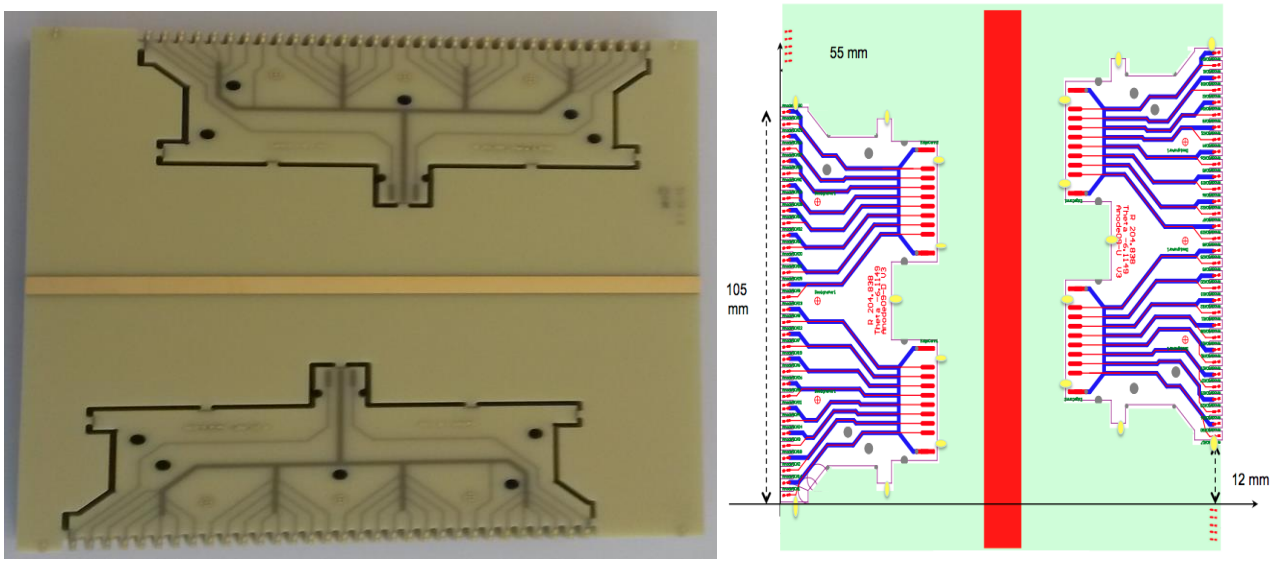


Fig. 4.13: Un singolo circuito stampato contiene due wire-PCB per facilitare il posizionamento durante il processo di filatura e la succesiva separazione.

I parametri geometrici generati dalla macro includono, oltre alle componenti dei vettori dei fili descritti sopra, i raggi R_i e R_i^m di ciascun layer rispettivamente sugli end-plate $(z = \pm 956\,mm)$ e al centro del rivelatore ($z = 0$), l'angolo stereo ε_i, la larghezza delle celle in funzione del layer di fili sia sugli end-plate che al centro del rivelatore, la lunghezza dei fili in funzione del raggio. Inoltre comprendono i valori dei parametri del sistema di filatura a seconda del layer e delle informazioni per la progettazione e la costruzione dei circuiti stampati dei wire-PCB. Un riassunto di alcuni parametri geometrici per i tre tipi di fili (anodo, catodo e fili di guardia) è riportato nella figura 4.11 in funzione del raggio nominale. I file di descrizione della geometria della CYLDCH vengono anche utilizzati dai software di MEG sia per scopi di simulazione che per l'analisi. In particolare, il programma di MC dell'esperimento è stato modificato affinché sia in grado di accedere al database che contiene tutte le informazioni relative alla nuova geometria del rivelatore di tracciamento.

Il disegno dei wire-PCB è fondamentale per avere un funzionamento corretto del rivelatore finale; sono state progettate diverse versioni di wire-PCB prima di ottenere quelle finali. Come già anticipato, i circuiti stampati hanno uno spessore nominale di $400\mu m$ ($\pm 10\mu m$) con piste conduttrici spesse $35\mu m$, disposte su entrambe le superfici. Il routing delle piste conduttrici sui wire-PCB ha richiesto il rispetto di specifici criteri, quali, un angolo minimo di piegatura delle piste, una loro distanza reciproca minima e una minima distanza delle piste dai bordi del PCB stesso. Inoltre sui wire-PCB sono situati cinque fori, due fissi e tre variabili a seconda del layer per scopi, sia di movimentazione nelle fasi costruttive che per l'ancoraggio finale.

Le piste sui PCB anodici permettono la connessione tra le pad sulle quali sono saldati i fili anodici con il connettore di ingresso delle schede elettroniche; nei PCB catodici, invece, le piste sono collegate tra loro per essere portate al comune potenziale di massa; le due piste più esterne vengono collegate a massa solo nella fase finale di costruzione, siccome sono adoperate per la misura della tensione meccanica dei fili catodici. Su entrambe le superfici del circuito vengono stampati tre indicatori di riferimento insieme ad alcune informazioni circa il tipo di wire-PCB, il valore dell'angolo stereo e il raggio nominale. Dei marker di riferimento vengono utilizzati per l'ispezione ottica, al fine di monitorare ciascuna posizione del wire-PCB, una volta montato sulla CYLDCH. Il perimetro del PCB ha un design complementare rispetto alla forma dei raggi degli end-plate, in modo da adattarsi al corrispondente settore. Su ciascun PCB anodico sono presenti 32 pad per la saldatura dei fili, 16 anodici e 16 catodici; le piste anodiche sono raccolte in due gruppi e trasferite a due insiemi di piazzuole per la connessione con due schede elettroniche. Il passo tra i

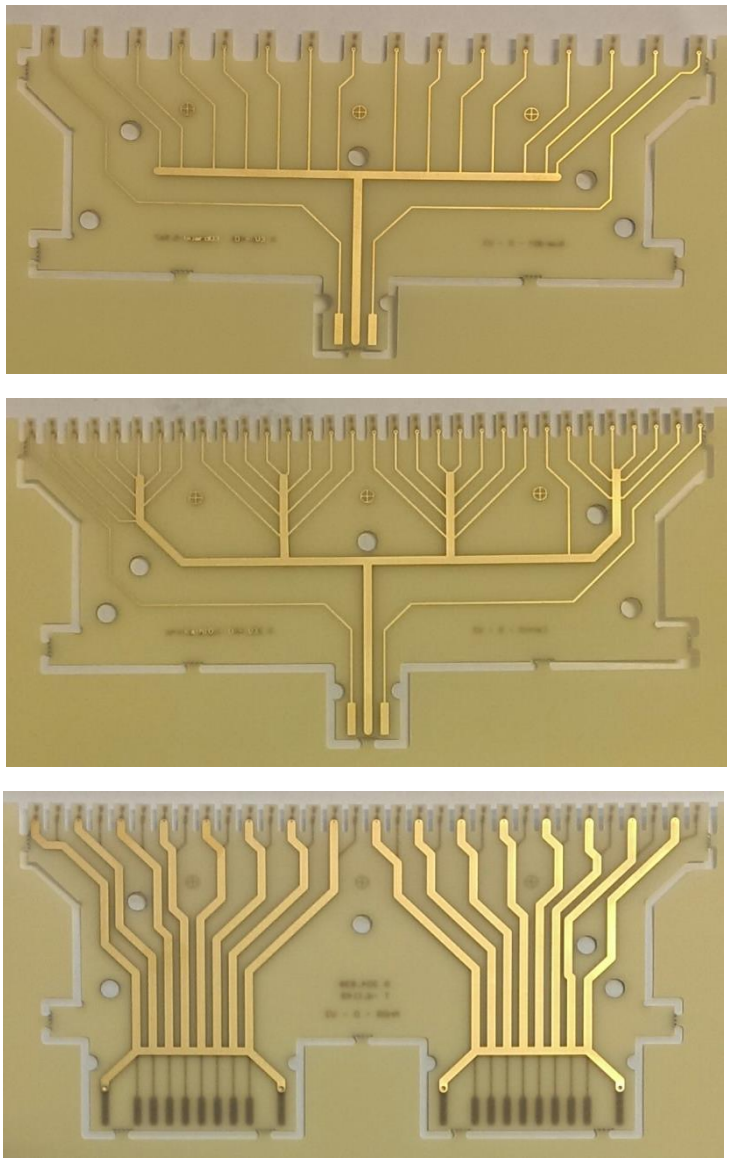


Fig. 4.14: Foto dei wire-PCB per i fili di guardia (in alto), catodici (al centro) e anodici (in basso).

pad di saldatura dei fili sui wire PCB varia in funzione del raggio; inoltre, le posizioni del pad cambiano nell'ambito dello stesso layer a seconda se il PCB è montato sull'end-plate US o DS. Ciò ha richiesto la progettazione di due versioni di PCB per ciascun raggio, quello US e quello DS. Infatti i piani di guardia e quelli catodici determinano un doppio strato di fili al fine di rendere più omogeneo il riferimento catodico per i fili sensibili. In pratica i circuiti stampati dei catodi (e delle guardie) devono essere montati uno sull'altro, con quello superiore capovolto per avere i fili allo stesso raggio (figura 4.13). Una volta ribaltati, i pad di saldatura dai due circuiti stampati non devono sovrapporsi, altrimenti lo spessore del materiale d'apporto della saldatura deformerebbe i pad del PCB, influenzando la posizione dei fili, inducendo inoltre stress indesiderati dei fili (figure 4.12 e 4.16). Nelle figure 4.14 e 4.15 sono mostrati rispettivamente i wire-PCB per i fili di guardia, catodici ed anodici e la loro schematizzazione realizzata col programma CAD[3] adoperato per il loro disegno.

[3] *Altium Designer* CAD

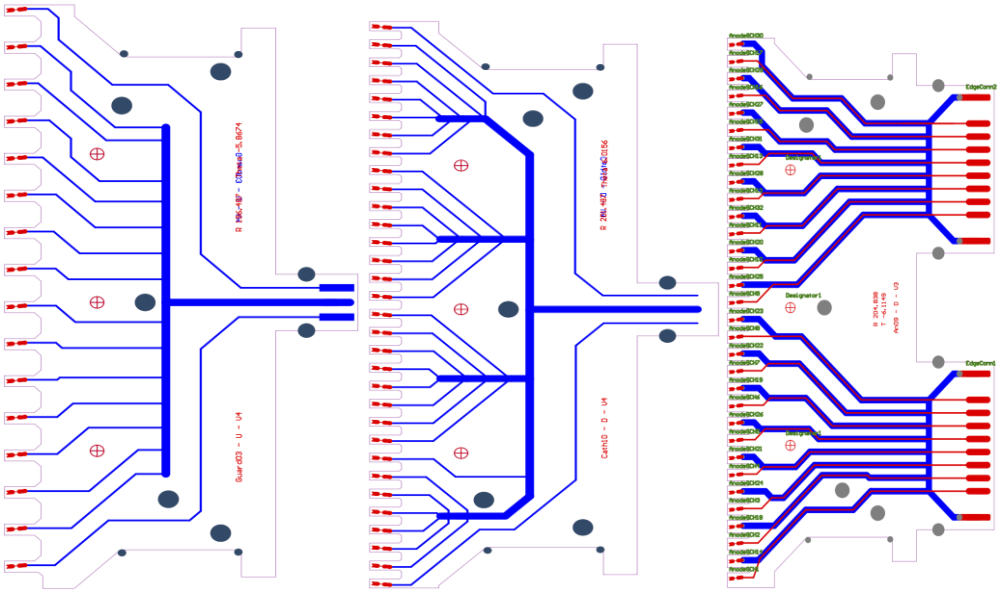


Fig. 4.15: Rappresentazione schematica dei wire-PCB di guardia (a sinistra), catodici (al centro) e anodici (a destra).

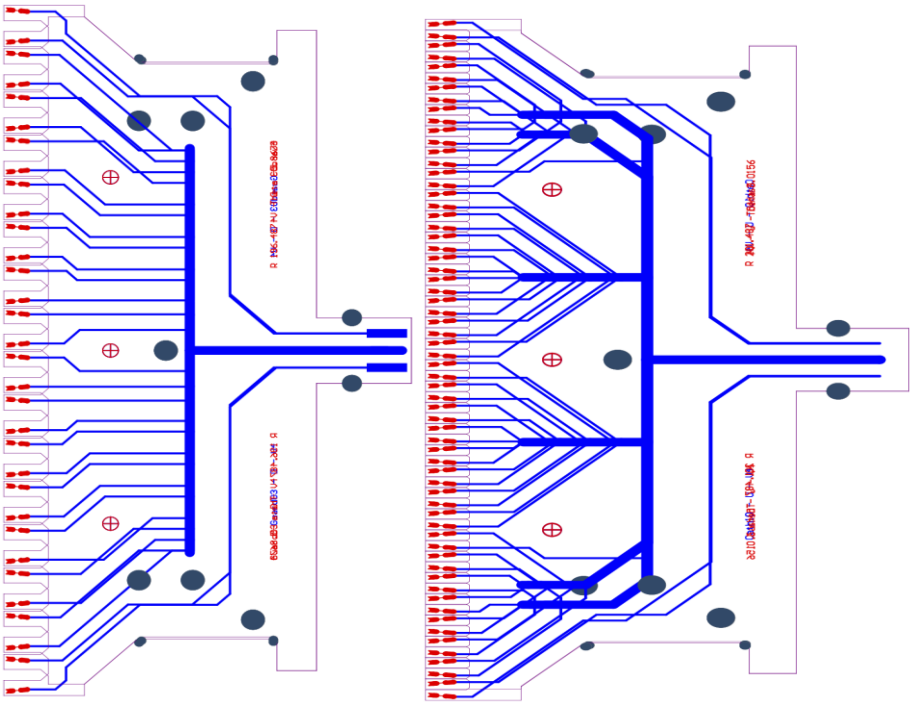


Fig. 4.16: Schema della sovrapposizione di due wire-PCB di guardia (a sinistra) e catodici (a destra).

4.3 La scelta dei fili

Durante il periodo di progettazione della CYLDCH sono stati esaminati diversi tipi di fili, anche prodotti da differenti ditte. Data l'elevata granularità della nuova camera a deriva, che copre l'intero angolo azimutale ϕ in un volume unico, la sua trasparenza è una caratteristica cruciale al fine di minimizzare il MCS per positroni con energia dell'ordine di 50 *MeV*. Inoltre, tale caratteristica, è utile per ridurre il tasso di fotoni di fondo nel calorimetro, dovuti alla bremsstrahlung e alla AIF

(*Annichilation In Flight*) dei positroni con gli elettroni dei materiali attraversati. La lunghezza della radiazione X_0 in una miscela, o composto, può essere approssimata da [55,56]:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{w_i}{X_i}, \tag{4.1}$$

dove w_i e X_i sono la frazione in peso e la lunghezza di radiazione per l'*i*-esimo elemento attraversato. Nella tabella 4.1 sono mostrate le caratteristiche principali dei possibili tipi di fili di campo e di guardia. In particolare sono riportati la lunghezza della radiazione X_0, lo spessore $\langle X \rangle$ e la deflessione angolare θ_{MCS} dovute al MCS, sia per i soli fili che totali.

Tipo del filo	X_0 (mm)	$\langle X \rangle^{wires}$ $(10^{-3} X_0)$	$\langle X \rangle^{tot}$ $(10^{-3} X_0)$	θ_{MCS}^{wires} $(mrad)$	θ_{MCS}^{tot} $(mrad)$
Al (5056)	89	0.72	1.5	5	7.6
Ti	36	1.26	2.1	6.8	9
CuBe	14.7	2.58	3.4	10.1	11.7
Acciaio Inossidabile (302)	17.8	2.2	3	9.3	11

Tabella 4.1: Caratteristiche principali dei possibili materiali per la realizzazione dei fili di guardia e catodici della CYLDCH [57].

Tipo del filo	*Resistività* (Ω/m)	*Composizione*	X_0^i (g/cm^2)	ρ^i (g/cm^3)	X_0^i (cm)
Ti	200	*Ti*	16.16	4.51	3.60
CuBe	25	$0.981\,Cu$	12.86	8.93	1.44
		$0.019\,Be$	64.13	1.85	34.66
Acciaio Inossidabile (302)	200	$0.720\,Fe$	13.84	7.87	1.76
		$0.090\,Ni$	12.68	8.91	1.42
		$0.180\,Cr$	14.94	7.14	2.1
		$0.010\,Mn$	14.64	7.47	1.96

Tabella 4.2: Composizione dei possibili materiali per la realizzazione dei fili di guardia e catodici della CYLDCH [57].

Nella tabella 4.2 viene mostrata la composizione dettagliata del possibile materiale dei fili. La lega di alluminio 5056 è stata scelta per i fili di guardia e quelli di campo, che hanno diametri di $40\mu m$ e $50\mu m$, rispettivamente. Questa lega è composta dal 94.6% di *Al*, 5.2% di *Mg*, 0.1% di *Cr* e 0.1% di *Mn*. La densità vale 2.7 g/cm^3 e la resistività è di circa $20\,\Omega/m$, inoltre i fili sono placcati in argento per uno spessore di una frazione di micron; questo porta la densità complessiva a circa $3\,g/cm^3$. Si tratta degli stessi fili, sebbene con un diametro inferiore, utilizzati dalla collaborazione KLOE per la relativa camera a deriva [58].

Per gli anodi sono state valutate due opzioni: tungsteno puro o con l'aggiunta di circa il 3% di *Re*. I fili di *W-Re* manifestano un limite elastico maggiore, sebbene non sia importante per l'upgrade di MEG, una volta definito il punto di lavoro. D'altra parte, attraverso un'opportuna indagine sperimentale, si è verificato che questi fili hanno una non uniformità più elevata, un allungamento

più breve al punto di rottura e una resistività maggiore rispetto al tungsteno puro ($290\,\Omega/m$ contro $170\,\Omega/m$), che implica una larghezza di banda più stretta a causa di rumore più grande e guadagno minore. Dal momento che questa è una caratteristica critica per la tecnica Cluster Timing, la scelta è stata dei fili di tungsteno puro, placcati in oro, di $20\,\mu m$, per una densità finale di $19.25\,g/cm^3$.

Un esempio di studi di isteresi sui fili insieme con il funzionamento dei tutti i fili è mostrato nella figura 4.17. le caratteristiche meccaniche dei fili di tungsteno e quelli di alluminio sono mostrate nella tabella 4.3.

Tipo di filo	*Punto di rottura*
$Al(40\mu m)$	$(50\pm3)\,g\,@\,(5.8\pm0.3)\,mm/m$
$Al(50\mu m)$	$(75\pm4)\,g\,@\,(5.6\pm0.3)\,mm/m$
$W(20\mu m)$	$(86\pm3)\,g\,@\,(19.7\pm0.3)\,mm/m$

Tipo di filo	*Limite elastico*
$Al(40\mu m)$	$(44.3\pm0.8)\,g\,@\,(4.8\pm0.1)\,mm/m$
$Al(50\mu m)$	$(69.5\pm0.5)\,g\,@\,(4.90\pm0.04)\,mm/m$
$W(20\mu m)$	$(62.0\pm0.7)\,g\,@\,(5.30\pm0.05)\,mm/m$

Tipo di filo	*Modulo elastico*
$Al(40\mu m)$	$(9.2\pm0.1)\,g/mm/m$
$Al(50\mu m)$	$(14.2\pm0.2)\,g/mm/m$
$W(20\mu m)$	$(11.71\pm0.03)\,g/mm/m$

Tabella 4.3: Caratteristiche meccaniche dei fili utilizzati per la nuova camera cilindrica.

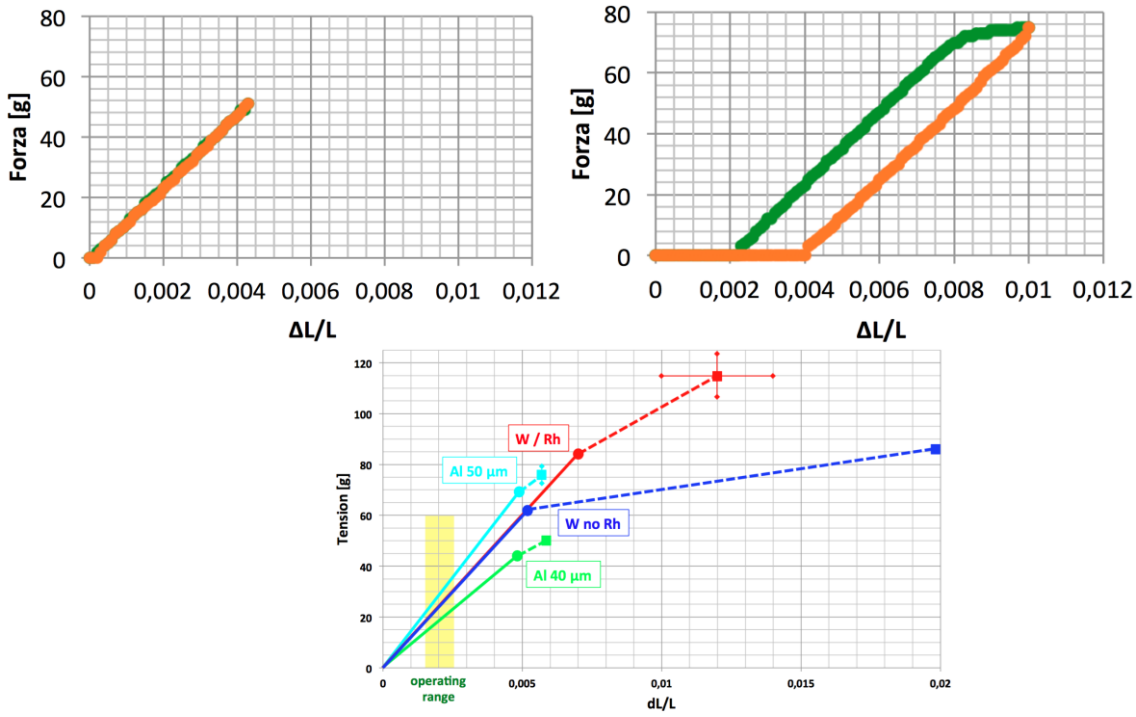


Fig. 4.17: Sopra- esempio di studi di isteresi sui fili di tungsteno. Sotto il campo operativo di tutti i fili.

4.4 Il contributo del Multiplo Scattering Coulombiano

La riduzione del contributo del MCS è fondamentale per ottenere le migliori risoluzioni sia angolare che sulla misura del momento dei positroni. Quando una particella carica attraversa un mezzo, risulta deviata da piccoli angoli. La maggior parte di questa deflessione è dovuta allo scattering multiplo dai nuclei del mezzo. La distribuzione angolare dello scattering è ben descritta dalla teoria di Molière [59,60] e, per piccoli angoli di deflessione, è approssimativamente gaussiana, con una σ data da:

$$\theta_0 = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0.038 \ln\left(\frac{x}{X_0} \right) \right], \tag{4.2}$$

dove *p*, βc e *z* sono rispettivamente il momento, la velocità ed il numero atomico della particella incidente, *x* è lo spessore del mezzo attraversato e X_0 la sua lunghezza di radiazione. Questa quantità rappresenta la proiezione su un piano di una distribuzione angolare, mentre la larghezza attesa della distribuzione angolare nello spazio è $\theta_{space} = \sqrt{2}\,\theta_0$. Il valore di θ_0 è dedotto dall'interpolazione della distribuzione di Molière per singole particelle cariche con β pari a 1 per tutti i *Z* ed è accurata all'11% o meglio per $10^{-3} < x / X_0 < 100$. Per angoli di deflessione maggiori di qualche θ_0 la distribuzione MCS si comporta come una diffusione di Rutherford $\left(\sim 1/\sin^4(\theta/2) \right)$, dando luogo a code più grandi, rispetto a quelle di una pura distribuzione gaussiana.

Quando un positrone passa attraverso il volume della CYLDCH, può colpire uno o più fili (di guardia, anodici o catodici), e può essere deviato dal suo percorso originale. Un importante contributo allo scattering multiplo è costituito dalla collisione con i fili che determina una limitazione alla massima risoluzione raggiungibile sulle variabili cinematiche dei positroni. Una stima approssimativa della probabilità che un positrone colpisca un filo all'interno di una cella può essere dedotta geometricamente considerando il rapporto tra la somma delle dimensioni dei fili all'interno di una cella a deriva e la dimensione della cella stessa. Per questo valore si può considerare la diagonale di una cella a deriva quasi quadrata con una lunghezza laterale media. La larghezza delle celle varia da 6.7 *mm* a 9 *mm*, pertanto viene considerata una dimensione media di 7.9 *mm*. Quindi per un singolo strato di celle, la probabilità di urto è:

$$P_{HIT} = \frac{4 \times 40\mu m + 50\mu m + 20\mu m}{\sqrt{2} \times 7900\mu m} \approx 2\% . \tag{4.3}$$

Quindi la probabilità di non avere urti all'interno di un layer di celle è $P_{NO-HIT} = 1 - P_{HIT} \approx 98\%$. La probabilità di urto è indipendente per i diversi layer, per cui la probabilità che durante la sua traiettoria un positrone non colpisca alcun dei 10 layer vale $P_{NO-10} = \left(P_{NO-HIT} \right)^{10} \approx 80\%$; ne segue che una stima rozza della probabilità che un positrone colpisca almeno un filo lungo il suo percorso attraverso i 10 piani è $P_{\geq 1-HIT} = 1 - P_{NO-10} \approx 20\%$.

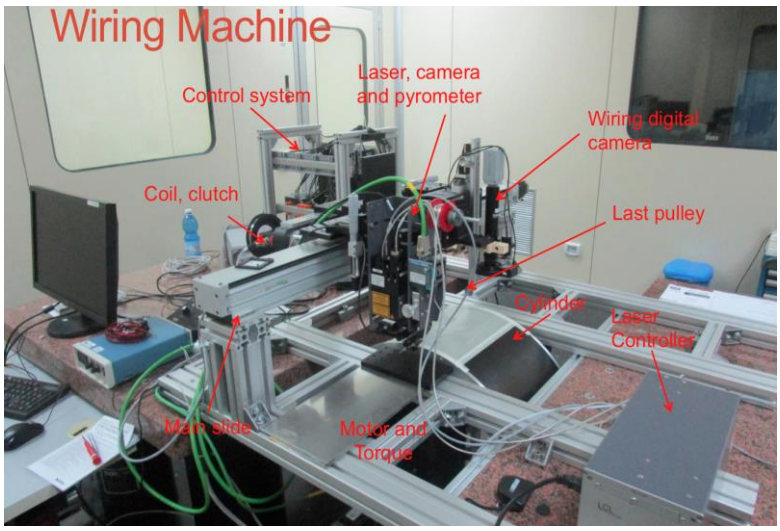
Per valutare la deviazione angolare del positrone dovuta allo scattering multiplo, determinato da tutti i materiali attraversati in un mezzo giro dal positrone, dal bersaglio di polietilene fino all'ultimo piano di fili, incluso il gas *He* presente nella regione del bersaglio, il gas interno alla CYLDCH e il foglio di kapton che separa il volume interno dal volume sensibile, si è fatto uso di una simulazione MC. Per un numero di positroni generati pari a 10^8 con un raggio di curvatura della loro traiettoria di 14 *cm*, corrispondente ad un impulso del positrone di $52.8\,MeV$ si è ottenuta

una σ complessiva pari a circa $3.8 mrad$. I valori medi delle probabilità di colpire i fili sono dell'1.78% per i fili anodici, del 18.3% per quelli catodici (14% per quelli con uno spessore di $40 \mu m$ e 4.3% per quelli con uno spessore di $50 \mu m$) e 2% per i fili di guardia. Pertanto la probabilità totale è del 22% circa, in ragionevole accordo con la stima approssimativa fatta sopra.

Le risoluzioni attese per l'angolo di emissione dei positroni sono $\delta\theta_e \approx \delta\phi_e \approx 5 mrad$ (tabella 3.1), benché una qualsiasi collisione dei positroni col materiale attraversato provocherà un peggioramento della risoluzione angolare dovuta al MCS.

4.5 La costruzione della CYLDCH

Il fili non sono tesi direttamente tra gli end-plate della CYLDCH, ma le due estremità di ciascun filo sono saldate sulle pad di due wire-PCB, che vengono successivamente montati tra le aperture comprese tra due raggi adiacenti degli end-plate. La saldatura dei fili sui wire-PCB è svolta presso la camera pulita di classe 10000 del Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Università del Salento e della Sezione INFN di Lecce, adoperando una macchina semi-automatica appositamente sviluppata (figura 4.18).



4.18: Il sistema di filatura.

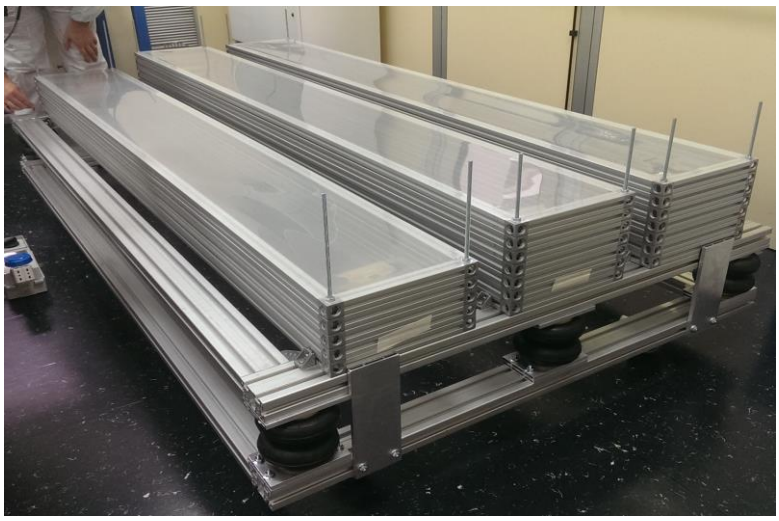


Fig. 4.19:La struttura per il trasporto di wire-PCB.

Fig. 4.20: La macchina di misura (DEA GHILBI 3D CNC - Brown&Sharpe) utilizzata per il controllo della geometria della CYLDCH durante le fasi di montaggio; la struttura della CYLDCH è disposta sul piano di montaggio in granito.

La descrizione della macchina per la filatura e delle relative procedure sono svolte nel capitolo 5. I wire-PCB assemblati con i fili sono disposti su due sostegni di plexiglass contenuti all'interno di un vassoio di alluminio per il successivo trasporto. Normalmente i vassoi di trasporto sono impilati in gruppi di 13 su appositi carrelli che vengono montati su una struttura per il trasporto opportunamente ammortizzata (figura 4.19); ciascuna pila di vassoi è avvolta all'interno di una sacca riempita di azoto a bassa pressione; tale struttura viene quindi inserita nel vano di carico di un furgone per il trasporto presso la Sezione INFN di Pisa dove avviene il montaggio dei wire-PCB sugli end-plate.

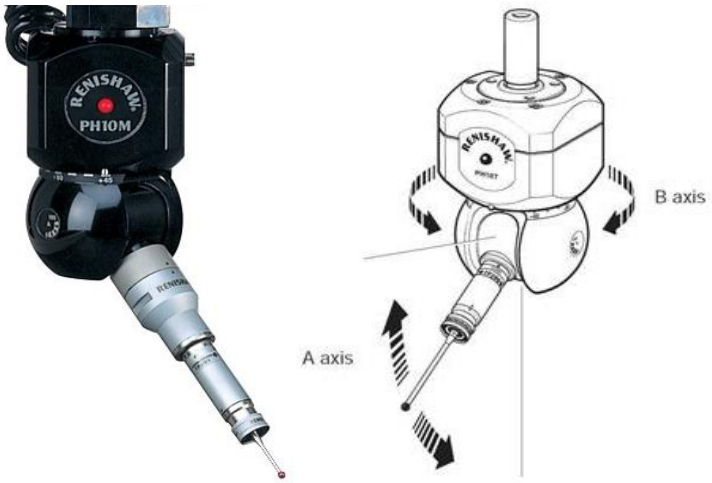


Fig. 4.21: Il sistema di tastatori a punto singolo motorizzato Reinshaw con i due assi di movimento.

La CYLCDH è assemblata presso la sede di San Piero a Grado (Pisa) dell'INFN, all'interno di una camera pulita di classe 100000. Il montaggio si svolge su un piano in granito con dimensioni $170 \times 360 \times 45 cm^3$ per minimizzare le vibrazioni durante la costruzione. Il controllo della posizione di tutte le parti è effettuato attraverso una macchina di misura CMM[4] (*Coordinate Measuring Machine*) che garantisce una precisione nella misura, dopo una opportuna calibrazione, di circa $2\ \mu m/m$. Il volume complessivo di misura è di circa $150 \times 300 \times 125\ cm^3$ (figura 4.20). Il rilievo della posizione viene effettuato con una sonda di misura flessibile *Renishaw 4* (figura 4.21) che può essere, eventualmente sostituita con un sistema di ispezione ottica (figura 4.23), basato su una telecamera di precisione, controllabile manualmente tramite joystick, che consente precisioni di misura inferiori a $2\ \mu m$ nel piano perpendicolare all'asse ottico e di circa $60\ \mu m$ lungo quest'asse.

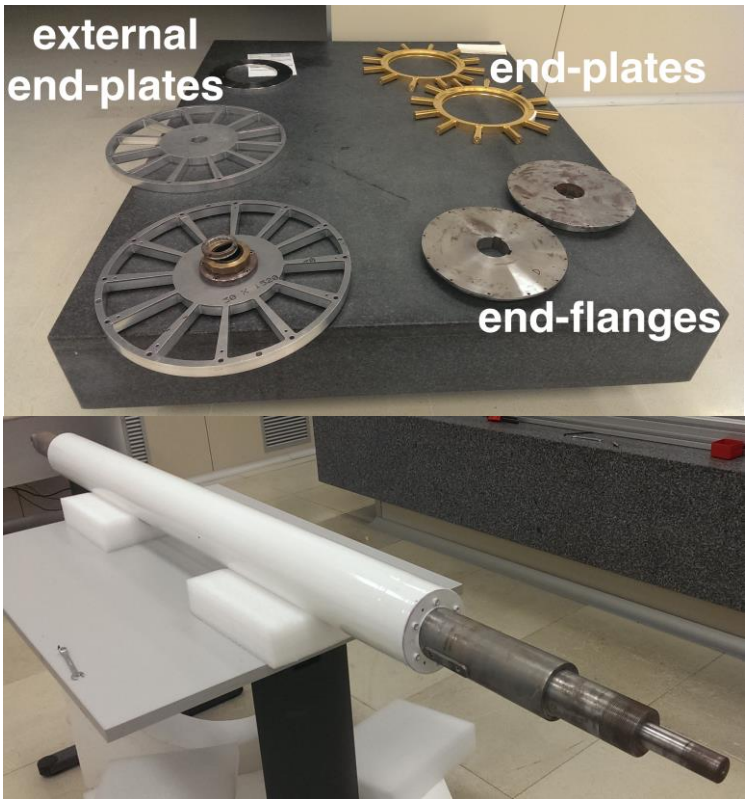


Fig. 4.22: Le flange di supporto degli end-plate (in alto) insieme all'albero strutturale (in basso). La superficie dell'albero di ferro è rivestita con una pellicola di teflon al fine di ridurre l'attrito, garantendo uno scivolamento migliore delle flange.

Durante tutta la fase di montaggio gli end-plate sono mantenuti complanari tramite una coppia di flange (*end-flanges*), collegate tra loro attraverso un albero strutturale in ferro; le flange sono connesse al foro centrale degli end-plate e mantenute in posizione mediante due perni passanti.

La flangia situata sul lato US della camera è posta in una posizione fissa *z*, mentre sul lato DS la parte terminale dell'albero strutturale è filettata in modo da rendere la distanza tra i due end-plate regolabile tramite la rotazione di una vite. Il passo della vite è calcolato in modo tale che un giro completo sposta l'end-plate DS di 2 *mm*. Nella parte esterna due end-plate supplementari (*external end-flanges*), entrambi dotati di dodici raggi collegati alla CYLDCH per mezzo di altrettanti tenditori sono posizionate sull'albero. Nella figura 4.22 gli end-plate, le flange e gli end-plate supplementari sono mostrati insieme all'albero strutturale. L'albero viene mantenuto sollevato mediante una struttura di supporto ancorata al piano di lavoro in granito mediante morsetti di fissaggio. Una copertura in plexiglas fornisce la protezione della CYLDCH durante il montaggio.

[4] DEA GHIBLI three-dimensional CNC (*Computer Numerical Control*) prodotta dalla ditta *Brown & Sharpe*.

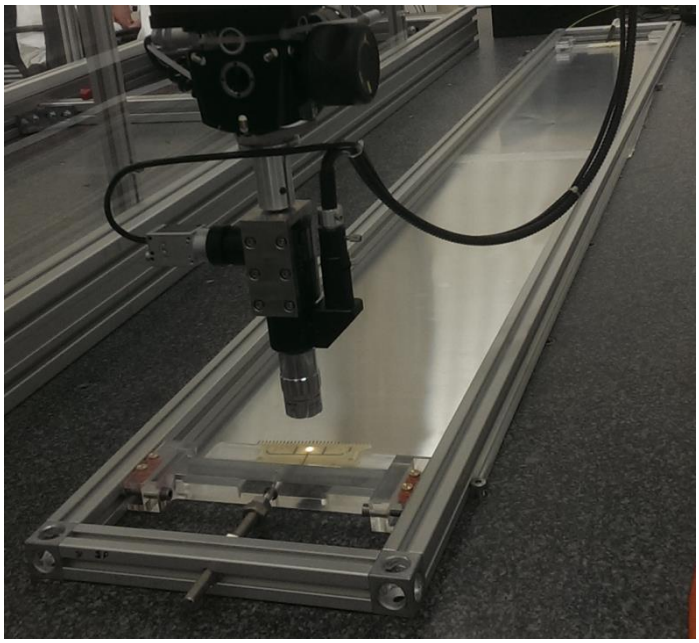


Fig 4.23: Vassoio dei fili testati lungo l'asse z della macchina di misura per la prova di sollecitazione meccanica extra-allungamento.

Una caratteristica fondamentale per le prestazioni della camera cilindrica è l'accuratezza nell'allineamento meccanico degli end-plate. La planarità, il parallelismo e l'angolo d'inclinazione azimutale vengono periodicamente monitorati durante l'assemblaggio mediante la macchina di misura. Un'operazione molto fine dell'allineamento meccanico viene eseguita al termine dell'assemblaggio della camera a deriva regolando le posizioni di tutti i raggi individualmente, agendo sui 24 tenditori disposti su entrambi gli end-plate, fino a raggiungere la planarità e il parallelismo corretto tra le due end plate.

Alla fine dell'assemblaggio della camera cilindrica, i due end-plate sono mantenuti nella posizione corretta da un cilindro esterno in fibra di carbonio lungo 1962 *mm*, avvitato al vertice dei raggi. L'albero centrale in ferro strutturale utilizzato durante il montaggio è rimosso, insieme alle due flange. Il cilindro in fibra di carbonio è costituito da due metà che sono interbloccate per racchiudere l'intero volume interno della camera. Questo cilindro, oltre a una funzione strutturale, assicura anche la tenuta della miscela del gas nel volume sensibile, insieme a un cilindro di kapton incollato al raggio interno delle end-plate e bloccato da anelli strutturali in alluminio alle due estremità, per garantirne la forma corretta. Due cilindri più corti, sempre di fibra di carbonio, (*extensions*) vincolati agli end-plate, coprono le due estremità.

4.6 Procedura di montaggio

Una volta consegnati i vassoi di trasporto a Pisa, viene eseguito un certo numero di test prima del montaggio dei fili sulla CYLDCH. Viene verificata la consistenza tra il database del materiale montato a Lecce con quanto trasferito a Pisa, viene controllato, attraverso un'ispezione visiva, il parallelismo tra i sostegni dei wire-PCB all'interno dei vassoi di trasporto, viene esaminato lo stato dei fili, la loro pulizia e l'eventuale presenza di residui di saldatura. Infine, prima di considerare un vassoio di fili idoneo al montaggio, viene eseguito un test di allungamento meccanico; i fili sono sovra-allungati oltre la lunghezza nominale, ma sempre all'interno del loro intervallo elastico.

Fig. 4.24: Struttura di supporto per il trasferimento dei fili dal vassoio di trasporto alla CYLDCH.

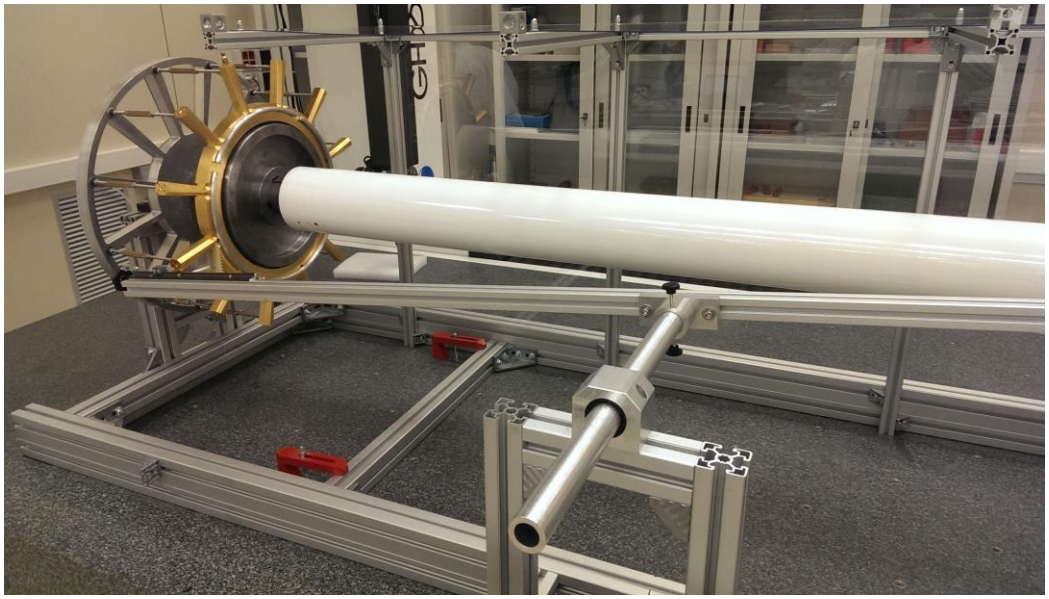


Fig. 4.25: La barra di supporto vincolata al tavolo di assemblaggio

Una volta che il test di allungamento è andato a buon fine, il vassoio è ritenuto pronto per essere montato sulla CYLDCH. Durante la fase di montaggio gli end-plate vengono avvicinati rispetto alla posizione nominale fino a 1926 *mm*, per non sollecitare eccessivamente i fili. La procedura di montaggio viene eseguita con un braccio di montaggio dedicato (figura 4.24). Due blocchi di alluminio sono fissati ad una barra di supporto. La loro distanza relativa può essere regolata tramite una manopola per adattarsi alla distanza dei wire-PCB; inoltre anche il loro angolo può essere regolato a seconda dell'angolo stereo. Il vassoio di trasporto è appoggiato su una struttura di sostegno e, dopo un'ulteriore ispezione, i circuiti stampati sono liberati dai supporti del vassoio e trasferiti al braccio di montaggio dove vengono opportunamente ancorati. Successivamente il braccio di montaggio viene condotto su un lato della CYLDCH per il successivo inserimento tra i raggi dell'end-plate.

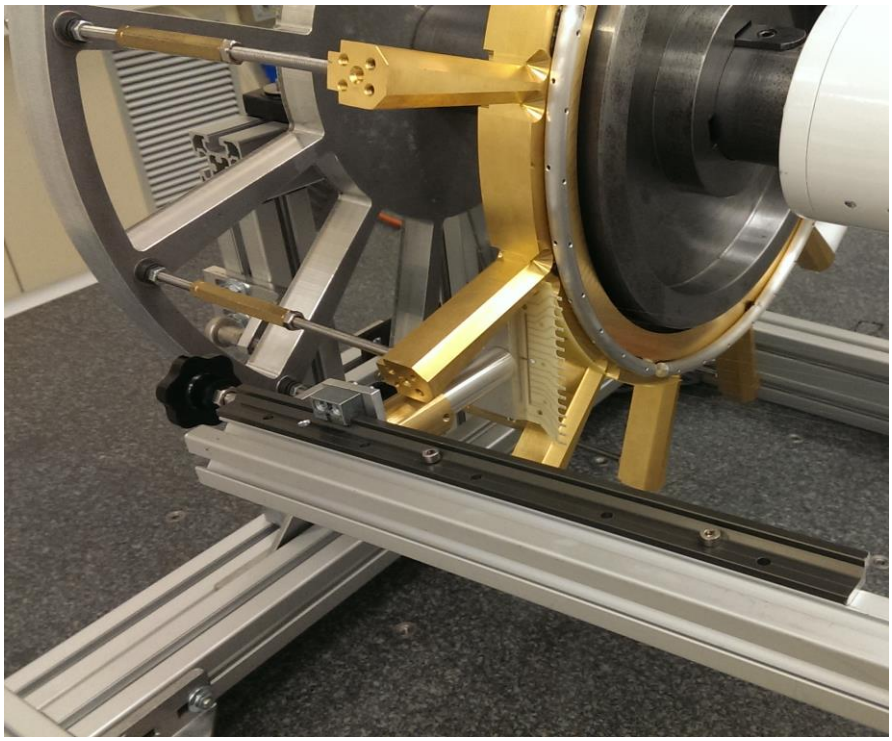


Fig 4.26: Inserimento dei fili nell'end-plate della CYLDCH.

Fig 4.27: Wire-PCB bloccato sull'end-plate.

L'inserimento del wire-PCB nell'end-plate viene effettuato mediante un'ulteriore struttura che, attraverso una barra di alluminio, mantiene il braccio di montaggio al livello corretto (Figura 4.25). La distanza tra i wire-PCB filati e la camera è regolabile, poiché la barra può scorrere rispetto alla struttura di supporto perpendicolarmente all'asse della camera a deriva, essendo collegata al braccio di montaggio attraverso un giunto. In questo modo i wire-PCB possono essere agevolmente avvicinati alla posizione finale sulla camera; per ragioni di sicurezza, gli ultimi centimetri sono guidati a mano attraverso opportune pinze (Figura 4.26).

Il perimetro del wire-PCB si adatta esattamente alla forma complementare dei raggi degli end-plate. I circuiti stampati vengono fissati nella posizione stabilita mediante un nastro biadesivo

applicato allo strato inferiore del PCB. Per prevenire l'eventuale movimento, prima dell'inserimento dello strato successivo di fili, i wire-PCB vengono bloccati con un sistema di aste filettate estese fino alla distanza corretta (Figura 4.27). La stessa procedura viene ripetuta per tutti i wire PCB di un intero layer, quindi gli end-plate vengono spostati alla distanza nominale e la procedura di allineamento viene eseguita nuovamente. In Figura 4.28 è mostrata la CYLDCH al termine delle operazioni di filatura.

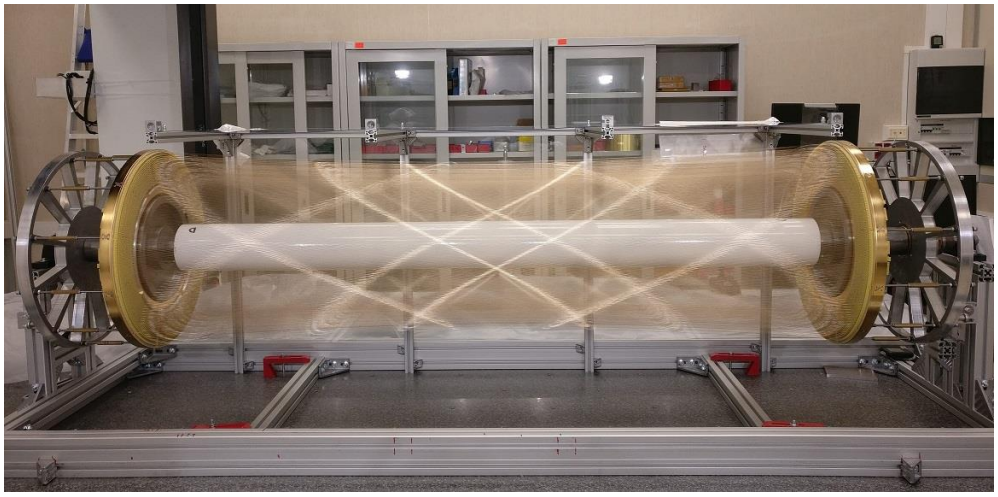


Fig 4.28: La CYLDCH interamente assemblata prima della sua chiusura.

4.7 La sagitta dei fili

Nelle camere a deriva, il motivo principale per lo spostamento del filo rispetto ad una retta è il peso *w* del filo stesso. Anche quando sono tesi con una forza di trazione *T* prossima al limite di rottura, i fili con una lunghezza *l* dell'ordine di 1 *m* presenteranno una sagitta gravitazionale che è grande rispetto alla precisione ottenibile nelle camere a deriva.

Limitatamente a queste considerazioni, definiamo le coordinate *y* (orientata verso il basso) e *z* (disposta orizzontalmente). Lo spostamento del filo in funzione di *z* è [64]:

$$y(z) = \left(\frac{\rho g \sigma}{2T}\right)\left(\frac{l^2}{4} - z^2\right) \tag{4.4}$$

dove ρ e σ sono, rispettivamente, la densità e l'area della sezione trasversale del filo e $g = 981 cm/s^2$ è l'accelerazione gravitazionale. La relazione precedente costituisce una approssimazione di una funzione catenaria per fili di densità uniforme tesi in un campo gravitazionale. Dalla (4.4) segue che per fili disposti orizzontalmente, il punto di massimo spostamento è la sagitta *s* all'centro del filo:

$$s = y(0) = \frac{\rho g \sigma l^2}{8T}. \tag{4.5}$$

La sagitta del filo è inversamente proporzionale alla tensione meccanica, pertanto, se *T* aumenta, *s* si riduce, tuttavia la tensione non può essere aumentata arbitrariamente, poiché ciò comporterebbe delle deformazioni non elastiche del filo. La forza massima di trazione T_{MAX} che può essere applicata a un filo è proporzionale alla sua sezione trasversale e il rapporto T_{MAX}/σ è costante

(eccetto per fili molto sottili). La sagitta minima raggiungibile di un filo con una lunghezza determinata è indipendente dalla sezione trasversale del filo. Di solito i fili sono tesi a una tensione prossima a quella critica, per ridurre la sagitta. I valori della tensione critica e le corrispondenti sagitte per fili lunghi 1 *m* di materiali tipici sono riportati nella tabella 4.4.

Materiale	$T_{MAX}/\sigma\left(kg/mm^2\right)$	$s(\mu m)@T_{MAX}$
Al	$4 \div 16$	$21 \div 84$
Cu	$21 \div 37$	$30 \div 53$
Fe	$18 \div 25$	$39 \div 54$
W	$180 \div 410$	$6 \div 13$

Tabella 4.4: La tensione critica e le sagitte corrispondenti ai fili lunghi un 1 m per materiali tipici.

Nella tabella 4.4 si osserva che tra i vari materiali, quello che consente le sagitte più piccole è il tungsteno sebbene richieda una tensione abbastanza grande per un dato diametro del filo. Poiché la tensione dei fili è scaricata sugli end-plate della camera a deriva, una grande tensione richiede end-plate più rigidi.

Nel caso della CYLDCH di MEG, i valori attesi della sagitta gravitazionale al centro del filo, data dall'equazione (4.5) è riportata nella tabella 4.5 per i diversi tipi di fili e per le tensioni previste. A causa del design stereo della CYLDCH, la lunghezza dei fili varia in base al raggio ed è massima per i fili più esterni. Il calcolo viene eseguito per il filo con la lunghezza massima, al fine di stabilire il massimo spostamento della sagitta. Un modo pratico per ottenere la dimensione della sagitta di un filo consiste nel misurarne la frequenza di oscillazione; la frequenza f_n dell'*n*-esimo modo di oscillazione vale:

$$f_n = \frac{v}{\lambda_n}$$

dove *v* è la velocità di propagazione dell'onda meccanica lungo filo:

$$v = \sqrt{\frac{T}{\rho g \sigma}}$$

e λ_n è la lunghezza d'onda:

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}.$$

Ponendo $n = 1$, si ottiene:

$$f_1 = \frac{v}{\lambda_1} = \frac{\sqrt{T/(\rho g \sigma)}}{2L}. \tag{4.6}$$

Si può esprimere la frequenza f_1 in funzione della sagitta *s* ottenendo la seguente relazione:

$$f_1^2 = \frac{g}{32s}. \tag{4.7}$$

Utilizzando l'equazione (4.7) e misurando le frequenze di oscillazione caratteristiche dei fili una volta montati sulla CYLDCH, si può indirettamente risalire alla loro sagitta (Appendice B).

Lo spostamento del filo centrale di una cella per effetto della sagitta determina la formazione di un campo elettrico ulteriore sulla superficie del filo. Tale campo ulteriore, agendo sulla carica del filo, produce una forza elettrostatica che tende a accrescere la stessa sagitta. Un semplice calcolo [65] indica un incremento della sagitta dovuto a tale effetto per la CYLDCH di circa il 10%.

Tipo	$L_{MAX}\left(R_{MAX}\right)(mm)$	$T(g)$	$s(\mu m)$
$W-20\mu m$ (*fili anodici*)	$1931.675\,(275)$	24.50	115
$Al-40\,\mu m$ (*fili catodici*)	$1932.321\,(279.5)$	19.25	91
$Al-50\mu m$ (*fili catodici*)	$1931.675\,(275)$	29.64	92
$Al-50\mu m$ (*fili di guardia*)	$1932.977\,(284)$	29.64	93

Tabella 4.5: Valori della sagitta gravitazionale al centro della lunghezza del filo per i diversi tipi di fili e la tensione nominale del filo utilizzata per MEG II.

5 Il sistema di filatura

Gli end-plates di una camera a deriva hanno lo scopo di contenere il gas e di sostenere i fili nella posizione corretta. Generalmente i fili sono ancorati agli end-plate attraverso dei fori passanti. Nel caso della camera a deriva di MEG II, l'alta densità dei fili ha imposto un approccio all'ancoraggio alternativo a quello tradizionale. Come già anticipato nel precedente capitolo, i fili sono saldati su coppie di schede impilate sugli end-plate e distanziate da supporti di plastica che servono anche per il contenimento del gas (figura 5.1). Il metodo adoperato ha consentito la densità di fili prevista, garantendo contemporaneamente un'elevata accuratezza nel loro posizionamento (dell'ordine della decina di micrometri) e nella tensione meccanica (inferiore ai due centesimi di grammo). Questo approccio ha richiesto lo sviluppo di una specifica macchina per la filatura, in grado di tendere e vincolare automaticamente i fili sulle schede di supporto, tenendo sotto controllo sia la loro tensione che la relativa posizione.

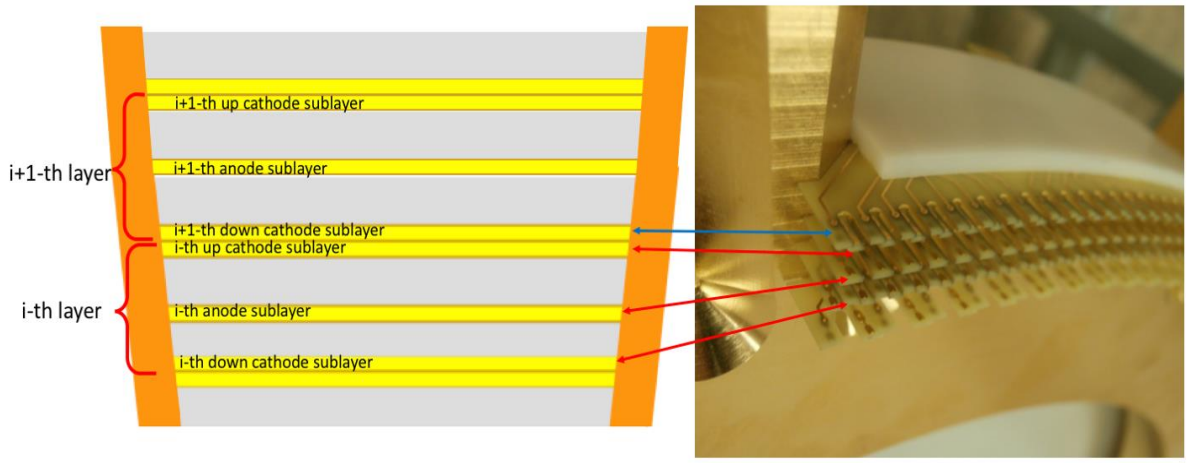


Fig 5.1: Schema della disposizione dei wire-PCB e degli spaziatori che costituisco la struttura degli end-plate della CYLDCH.

5.1 I parametri di filatura

Per eseguire la fase di filatura, è necessario stabilire i parametri della CYLDCH in funzione del raggio di ciascun layer; il loro significato è mostrato nella Figura 5.2 sia per la vista *U* che per quella *V*. I parametri per ciascun sub-layer sono:

- p (*pitch*): distanza tra due pad del wire-PCB;
- ε : angolo stereo;
- L_0 : lunghezza nominale del filo;
- r_c : raggio del cilindro di avvolgimento (si veda il paragrafo successivo).

Da questi parametri si può calcolare:

- ϑ_ε pitch angolare all'angolo stereo ε.

$$\vartheta_\varepsilon = \frac{1}{2}\arcsin\left(2\frac{p}{2\pi r_c}\cos\varepsilon\right) \tag{5.1}$$

- p_ε: distanza tra i fili all'angolo ε.

$$p_\varepsilon = p\frac{\cos\varepsilon}{\cos\vartheta_\varepsilon}; \tag{5.2}$$

- φ: angolo tra il wire-PCB e l'asse del cilindro.

$$\varphi = \varepsilon - \vartheta_\varepsilon; \tag{5.3}$$

- L_ε: lunghezza del filo all'angolo stereo ε.

$$L_\varepsilon = \frac{L_0}{\cos\varepsilon}; \tag{5.4}$$

- ΔY_ε: filo in eccesso.

$$\Delta Y_\varepsilon = 2\pi\sqrt{r_c^2 + \left(\frac{p_\varepsilon}{2\pi}\right)^2} + p\left(\sin\varepsilon - \frac{p_\varepsilon}{2\pi r_c}\cos\varepsilon\right) - L_\varepsilon; \tag{5.5}$$

- ΔX: distanza tra il wire-PCB upstream e quello downstream.

$$\Delta X = \Delta Y_\varepsilon \cos\varepsilon; \tag{5.6}$$

- b_ε: incremento dell'elica.

$$b_\varepsilon = p\cos\varphi - \Delta Y_\varepsilon \cos\vartheta_\varepsilon; \tag{5.7}$$

- ΔY: distanza tra le pad estreme dei due wire-PCB.

$$\Delta Y = \Delta X \tan\varphi - \frac{b_\varepsilon}{\cos\varphi}; \tag{5.8}$$

- d_ε: distanza azimutale tra i due pad dello stesso lato.

$$d_\varepsilon = \frac{p\sin\varphi}{\cos\vartheta_\varepsilon} \tag{5.9}$$

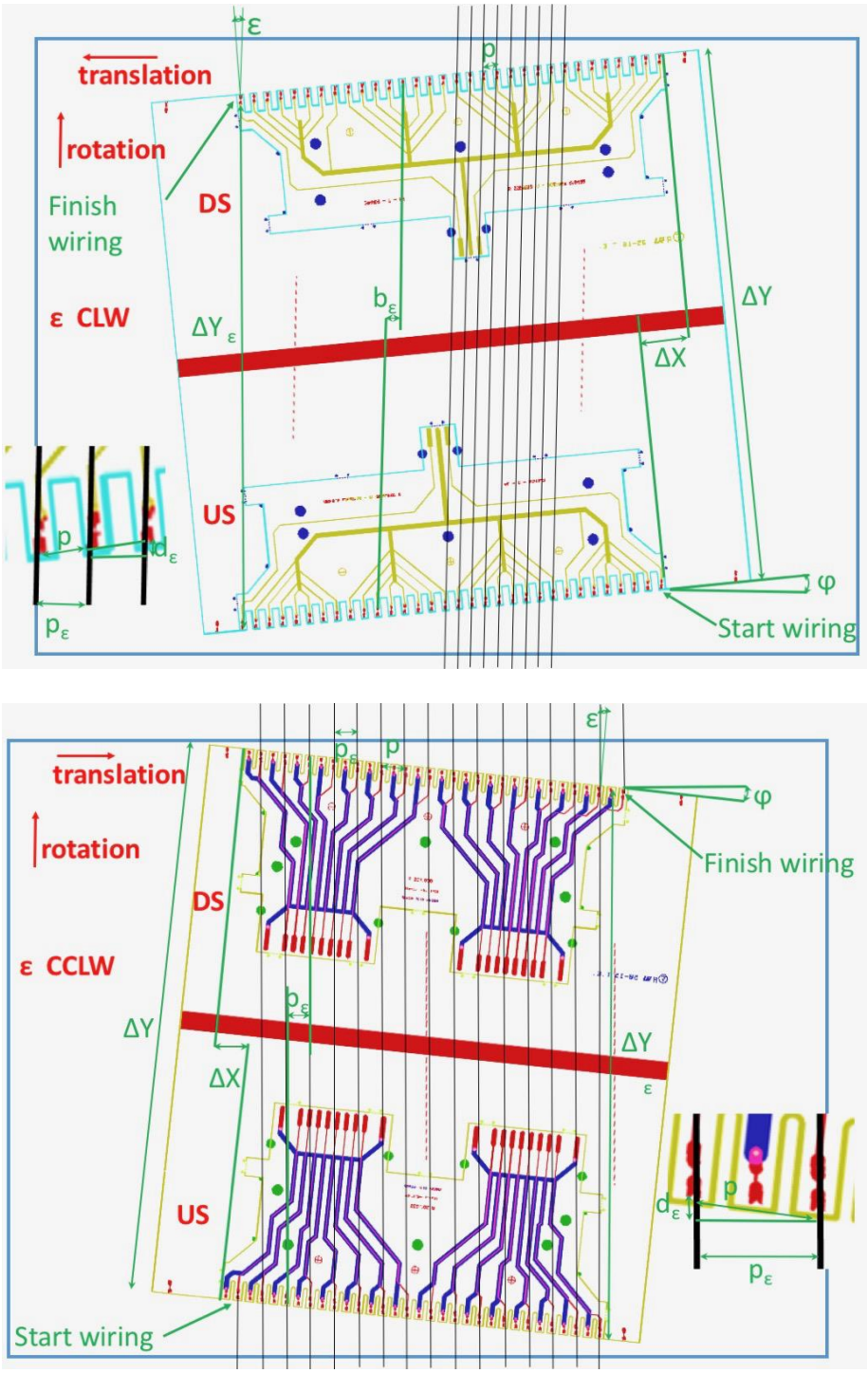


Fig 5.2: Schema dei parametri necessari per il wiring robot per l'angolo positivo (in alto) e negativo (in basso).

5.2 La macchina di filatura

La costruzione della CYLDCH è stata effettuata con un sistema semi-automatico (*Wiring Robot*) appositamente sviluppato nei laboratori del Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Università del Salento e della Sezione INFN di Lecce. Questo sistema è necessario per la disposizione di una grande quantità di fili con un preciso allineamento e tensione meccanica. Il sistema è composto da altri tre sotto-sistemi.

- Il sistema di filatura.
- Il sistema di saldatura.
- Il sistema di estrazione.

La funzione del sistema di filatura è quella di distribuire il filo lungo una traiettoria elicoidale, mantenendo una tensione meccanica costante. L'asse lineare mantiene il supporto della spoletta del filo coassialmente ad un torsiometro ed un freno elettromagnetico. Il filo avvolto sulla spoletta viene trasferito tramite un insieme di pulegge al cilindro di avvolgimento. La traiettoria elicoidale è ottenuta sincronizzando l'asse principale con il cilindro di avvolgimento durante lo svolgimento del filo dalla spoletta. Nella figura 5.3 è mostrato questo sistema.

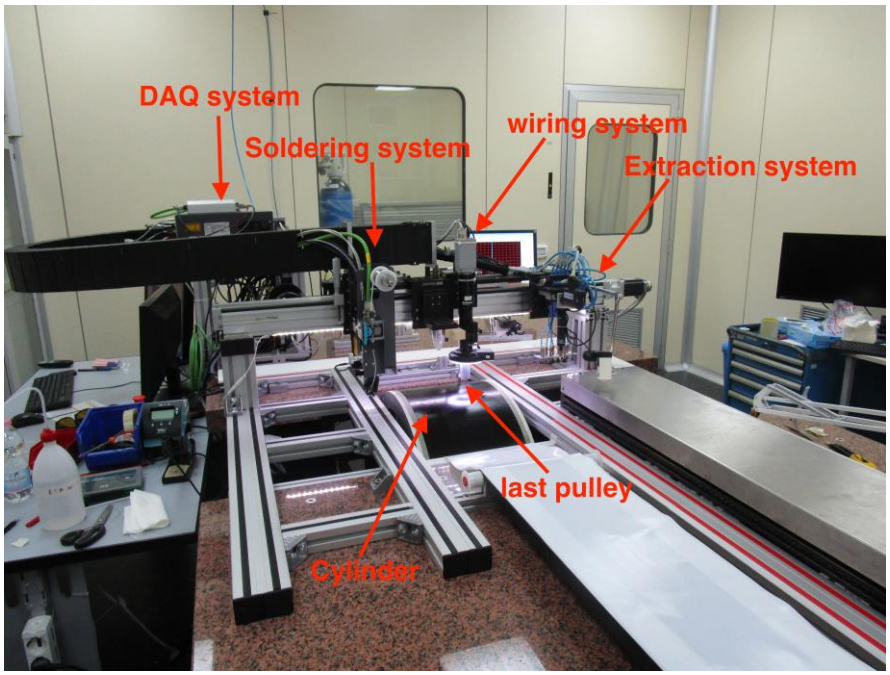


Fig 5.3: Il sistema di filatura.

5.2.1 Il cilindro di avvolgimento

Il cilindro di avvolgimento è costituito di fibra di vetro, ha un diametro di 658 *mm* e una lunghezza di 300 *mm* ed è accoppiato ad un sistema di raggi in alluminio (Figura 5.4, a sinistra). La sezione parallela all'asse del cilindro è stata opportunamente fresata per ospitare i wire-PCB (Figura 5.4, a destra). Uno strato di gomma copre la superficie esterna del cilindro per evitare che i fili scivolino durante l'avvolgimento; questo strato porta il diametro finale del cilindro a 660.2 *mm*, che rappresenta il valore richiesto. L'asse del cilindro è accoppiato, tramite un cuscinetto, ad un motore passo-passo. A causa della presenza all'area fresata, il cilindro risulta squilibrato; per compensare tale effetto, impiegando un torsiometro[1] montato sull'asse del cilindro, sono stati opportunamente posizionati alcuni pesi sulla superficie interna del cilindro. La figura 5.5 rappresenta il momento torcente durante la rotazione del cilindro di avvolgimento, prima della sua equilibratura (da cui si evince uno squilibro di $\pm 90\,g$ e un offset di circa 30°), e dopo.

[1] MAGTROL TM 300

Fig 5.4: Il cilindro nelle diversi fasi di lavorazione. L'accoppiamento con i raggi in allumino (a sinistra) e la parte lavorata per ospitare i wire-PCB (a destra).

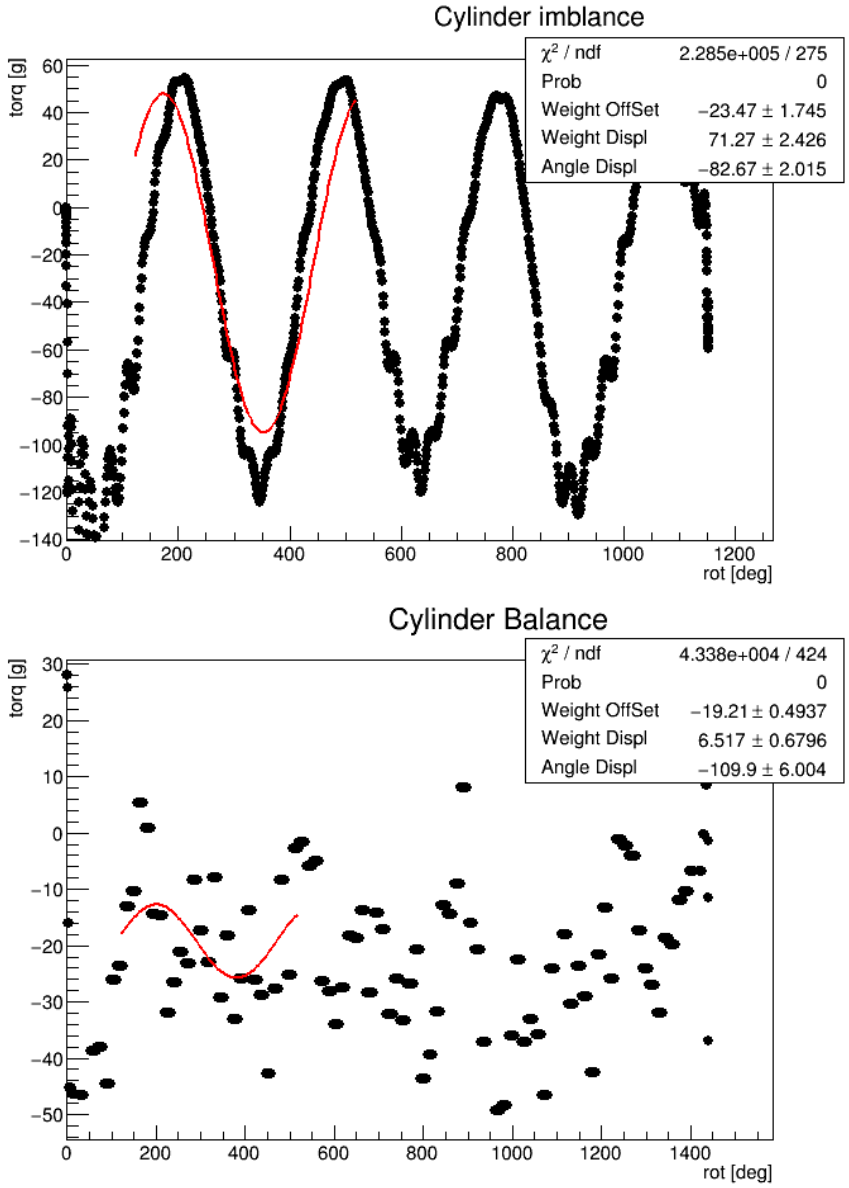


Fig 5.5: Il momento torcente in funzione della posizione angolare prima (in alto) e dopo (in basso) l'equilibratura.

5.2.2 Il supporto dei fili

Il supporto del filo (Figura 5.6) è costituito da un torsiometro[2] ed un freno elettromagnetico[3] collegato assialmente; il torsiometro viene utilizzato quale ulteriore controllo sulla tensione meccanica esercitata sul filo mentre il freno a stabilire la tensione attraverso un opportuno sistema di retroazione che sarà descritto nel seguito. Il segnale di uscita dal torsiometro è connesso al sistema di gestione della filatura (DAQ). Il freno elettromagnetico è controllato in corrente tramite un alimentatore interfacciato al DAQ.

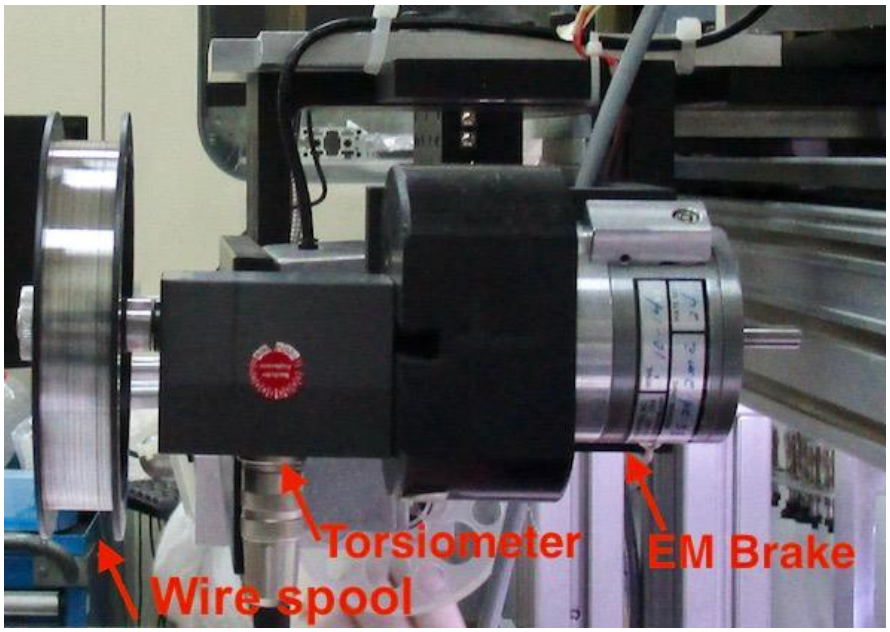


Fig 5.6: Il supporto del filo.

5.2.3 Il sistema delle pulegge

Il ruolo del sistema a puleggia e quello di guidare il filo dalla bobina sul quale è avvolto, verso il cilindro di avvolgimento, evitando di fargli percorrere curve troppo strette che potrebbero deformarlo (Figura 5.7). Il sistema consiste di 6 pulegge montate sull'asse principale; di queste, tre sono utilizzate per guidare il filo, mentre le altre tre vengono utilizzate per misurare la tensione meccanica durante il processo, tramite la puleggia centrale connessa ad uno strain gauge[4]. Il suo segnale di uscita dello strain gauge è connesso al sistema di acquisizione dati attraverso un ponte Wheatstone ed un opportuno amplificatore[5]. Durante tutto il processo una camera digitale di precisione[6] controlla l'allineamento.

[2] ETH messtechinnk, mod. DRFL-VIII, questo dispositivo fornisce una tensione in uscita compresa tra 0 *V* a 10 *V*, proporzionale al momento torcente nell'intervallo 0 ÷ 0.5 *Nm*

[3] MAGTROL HCF-8M

[4] Micro Load Cell CZL639HD, che misura nel range 0 ÷ 100*g* con una sensibilità di 50 *mg*.

[5] PhidgetBridge 4-Input 1046_0B.

[6] PixeLINK PL-B776U.

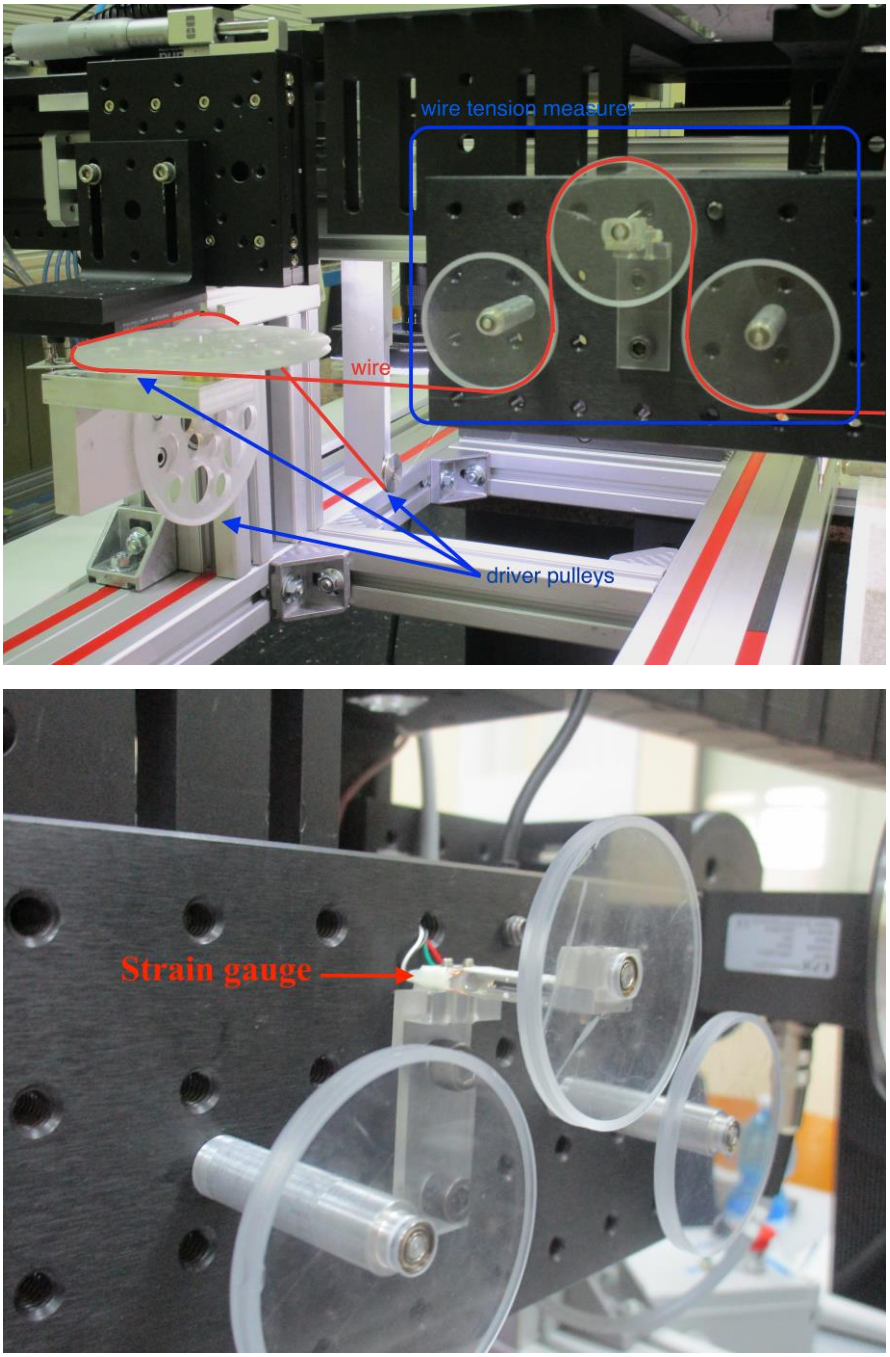


Fig 5.7: Il sistema di pulegge per la guida del filo (in alto); la tensione meccanica durante lo svolgimento del filo è misurata attraverso uno strain gauge (in basso).

5.2.4 Il feedback della tensione del filo

La tensione del filo è controllata dal feedback implementato nel sistema di acquisizione attraverso il freno elettromagnetico e lo strain gauge. Lo strain gauge (Figura 5.8) è montato sulla puleggia centrale che è allineata con le altre due valutando pertanto il doppio della tensione del filo. Durante il processo di filatura, il sistema acquisisce dati ad un rate di 24 misure di tensione meccanica al *ms*, quindi esegue uno smoothing dei dati attraverso un filtro FIR che ne calcola la media mobile su 100 campioni, corrispondente allo svolgimento di 0.5 *mm* di filo alla velocità di $12.5\, cm/s$.

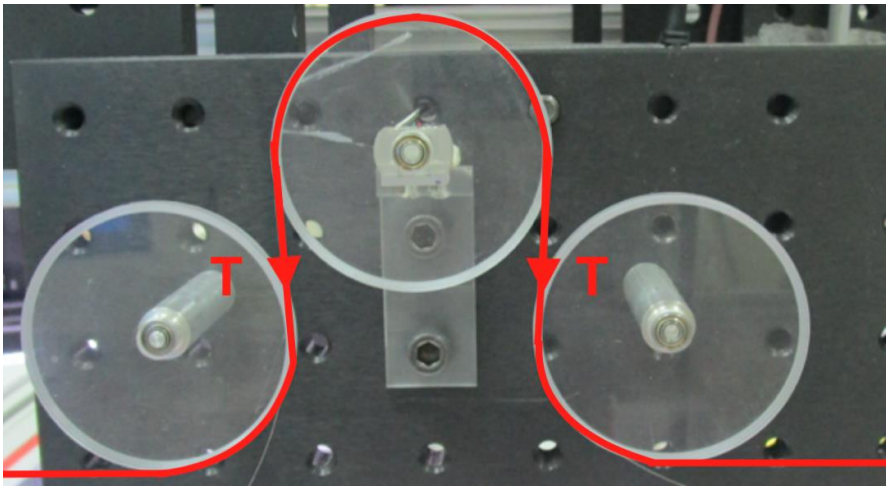


Fig 5.8: Sistema per la misura della tensione del filo. In rosso è indicato il percorso del filo.

Per assicurare una tensione costante, viene effettuata una ulteriore rotazione del cilindro sino al raggiungimento di un valore stabile della tensione stessa; un ulteriore avvolgimento è fatto nella fase di decelerazione, alla fine del processo di filatura. Dopo che il sistema ha raggiunto la velocità costante e la tensione è arrivata al valore richiesto, il sistema corregge automaticamente le eventuali variazioni della tensione del filo misurate dallo strain gauge agendo sul freno elettromagnetico del cilindro. In assenza di questa retroazioni, le variazioni della tensione del filo a causa delle tolleranze meccaniche sono di $\pm 1.5\, g$ circa. La retroazione porta queste variazioni a circa $\pm 0.2\, g$ (Figura 5.9).

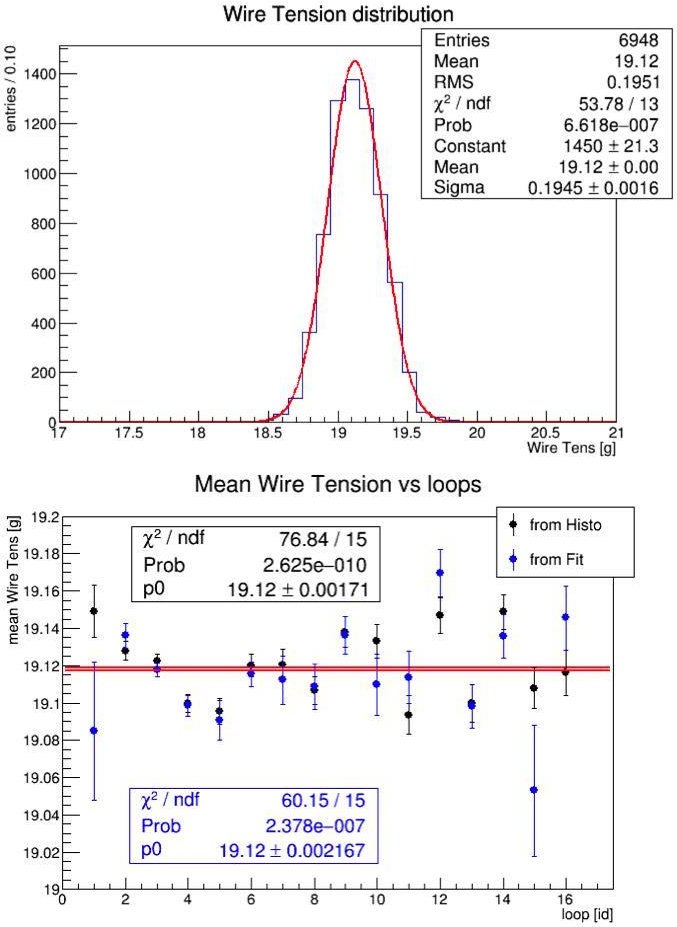


Fig 5.9: Distribuzione della tensione del filo durante l'avvolgimento (in alto). Valore medio della tensione del filo in corrispondenza di ciascun avvolgimento.

5.2.5 Il sistema di saldatura

Il filo viene saldato sulle pad all'estremità dei wire-PCB mentre è ancora avvolto intorno al cilindro alla tensione stabilita. La saldatura è eseguita con un sistema[7] composto da un alimentatore, un laser IR a diodo da 60 *W* a 980 *nm*, un pirometro ed una camera digitale ad alta risoluzione (Figura 5.10). Gli ultimi tre elementi sono assemblati in un singolo blocco e condividono la stessa focale. La fotocamera digitale permette di seguire la saldatura in tempo reale mentre il pirometro misura la temperatura al fuoco del laser. Il movimento del laser e le sue operazioni sono sincronizzati col sistema di posizionamento attraverso il sistema di acquisizione.

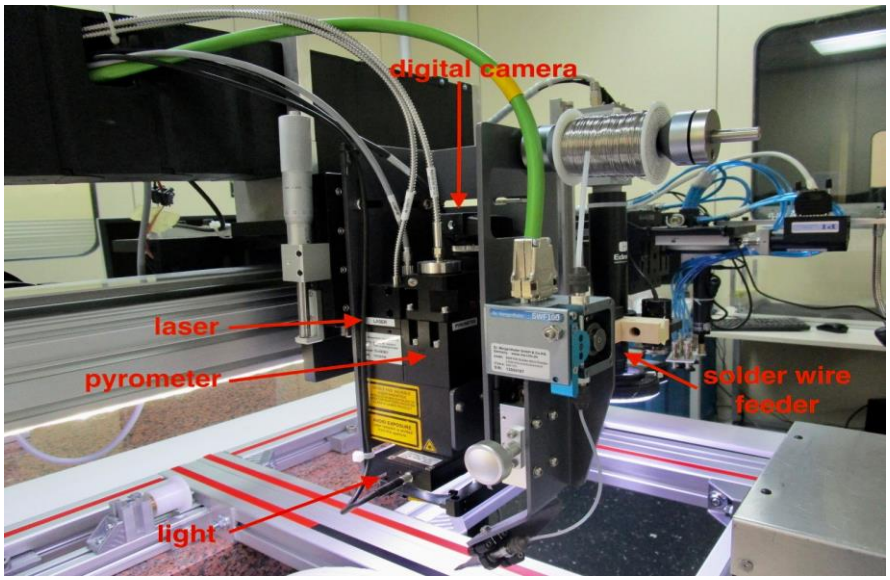


Fig 5.10: Il sistema di saldatura.

Tutti i parametri di saldatura sono definiti attraverso un apposito script del programma di gestione della filatura (figura 5.11). Il materiale di apporto della saldatura è stato scelto in modo da avere un basso punto di fusione (circa 180 °*C*), in modo da evitare danni ai fili, e un anima saldante a basso outgassing per non contaminare il gas della CYLDCH durante il suo funzionamento.

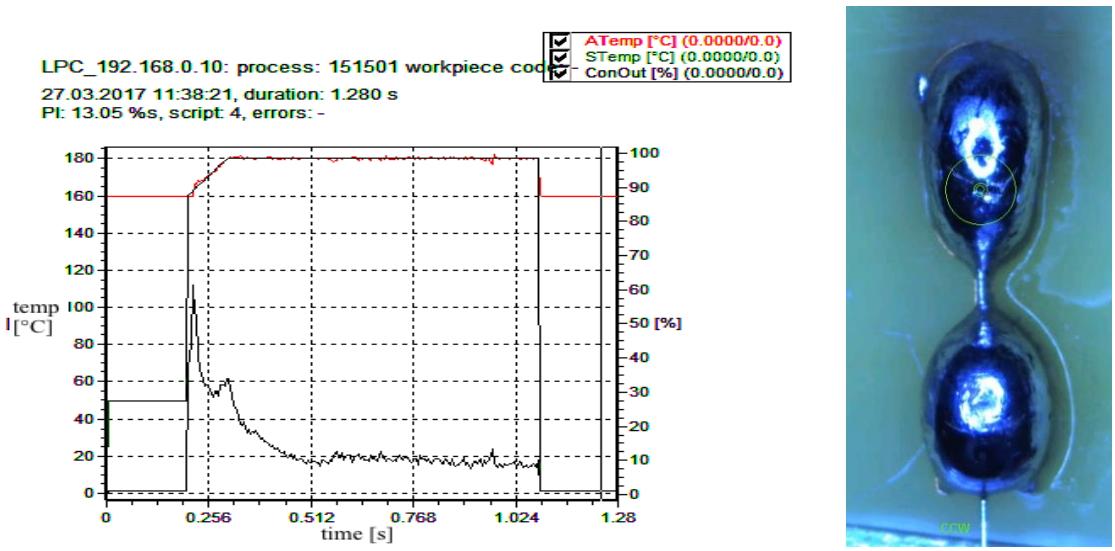


Fig 5.11: La temperatura del laser durante una saldatura (linea rossa) e la sua misura fatta col pirometro (linea nera) insieme alla foto di una saldatura.

[7] LASCON Hybrid – Dr. Mergenthaler GmbI & Co.KG.

5.2.6 Il sistema di estrazione

Il sistema di estrazione consente la rimozione dei wire-PCB filati dal cilindro. In questa fase i fili vengono precauzionalmente de-tensionati per contenerne le sollecitazioni (figura 5.12). Il sistema di estrazione è costituito da:

- Un attuatore lineare[8];
- Una slitta rotante[9];
- Un set di ventose;
- Un sistema per il vuoto[10];
- Un asse lineare.

I primi due elementi, allineati con il sistema di posizionamento, vengono utilizzati per disporre opportunamente il set di ventose utilizzato, in sinergia col sistema per il vuoto, per sollevare i wire-PCB dal cilindro di avvolgimento, contemporaneamente allo svolgimento dei fili. I fili vengono tagliati alle estremità della schedina in maniera da sollevare i wire-PCB dal foglio di FR4 che le contiene mediante le ventose, per deporli sul telaio (*frame*) per il trasporto. Nel telaio, il wire PCB filato viene vincolato ad un supporto di plexiglass che, per altro, ne consente il corretto posizionamento; la rotazione del cilindro è sincronizzata con l'asse lineare (figura 5.13 e 5.14). Una volta che tutti i fili sono liberati, anche il wire-PCB connesso all'altra estremità dei fili è disposto sul telaio.

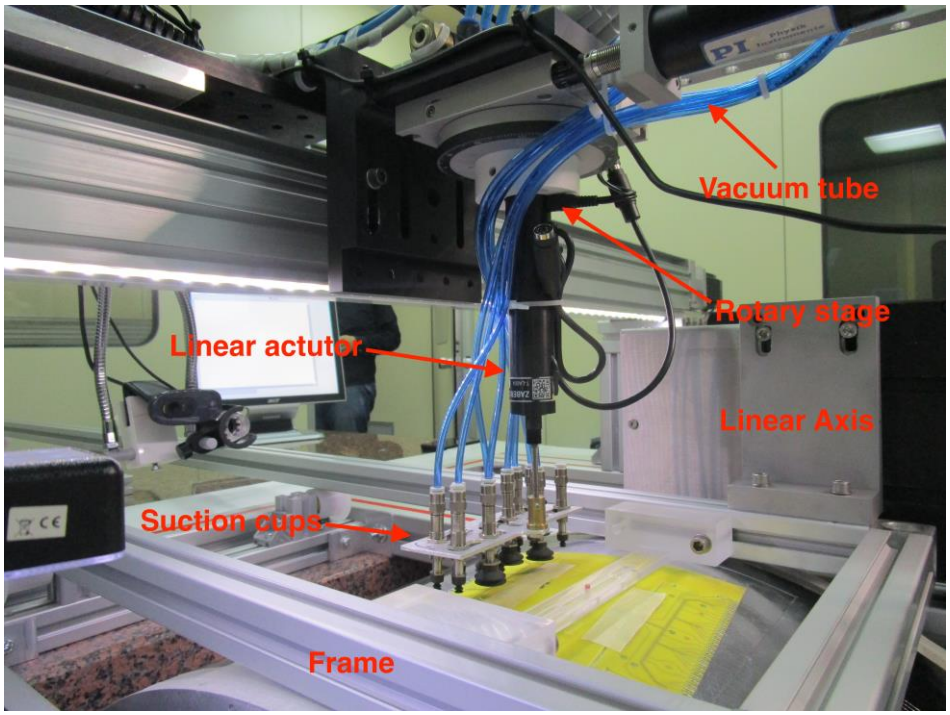


Fig 5.12: Sistema di estrazione.

[8] Zaber Technologies Inc. T-LA60.
[9] PI Motion/Positioning C-663.
[10] SMC ZK2.

Fig 5.13: Telaio di trasporto.

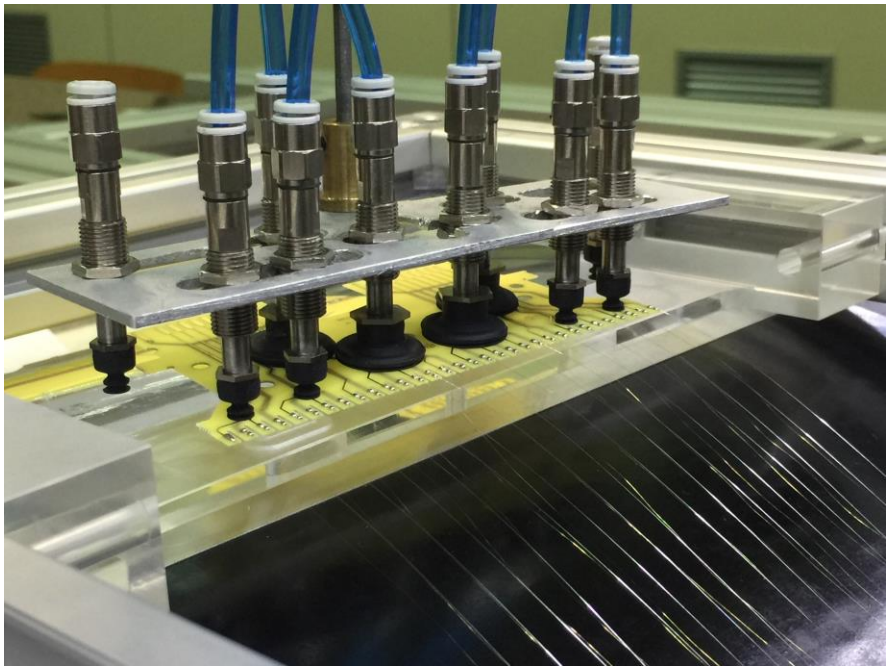


Fig 5.14: Posizionamento del wire-PCB sul supporto di plastica del telaio di trasporto.

5.3 Il sistema di gestione della filatura

I diversi processi svolti dai sistemi descritti in precedenza sono gestiti da un apposito controller hardware e software. L'hardware del sistema di gestione della filatura (figura 5.15) è basato su un controller real-time cRIO-9024 della National Instruments, accoppiato a specifici moduli aggiuntivi situati in un crate attivo cRIO-9112 (figura 5.16) e collegato ad un computer dove viene eseguito il programma di gestione. Il crate consente una comunicazione parallela tra i vari moduli:

- 4 NI 9512 Axis Stepper Drive Interface;
- 1 NI 9207 Voltage Current Analog Input, con una risoluzione di 24 bit;
- 1 NI 9381 Modulo I/O multifunzione;
- 1 NI 9264 Modulo di uscita analogico

Questi moduli sono utilizzati per interfacciarsi con i diversi componenti della macchina di filatura. In particolare, i moduli NI 9512 sono utilizzati per controllare l'asse principale, l'asse di estrazione e il cilindro rotante. I moduli NI 9381 e NI 9264 sono utilizzati per inviare i comandi al sistema di saldatura, per leggere il torsiometro, per impostare la tensione sul freno elettromagnetico e per comandare il sistema di ventose.

Il sistema di saldatura ha il suo proprio server di gestione al quale sono connessi il computer ed il controller cRIO-9024, con moduli aggiuntivi e cavo Ethernet. All'inizio del funzionamento il server del laser esegue la calibrazione e comunica con il controller per impostare i parametri di

funzionamento. Tutti i altri elementi sono direttamente connessi al PC e sincronizzati con il programma LabVIEW della National Instruments.

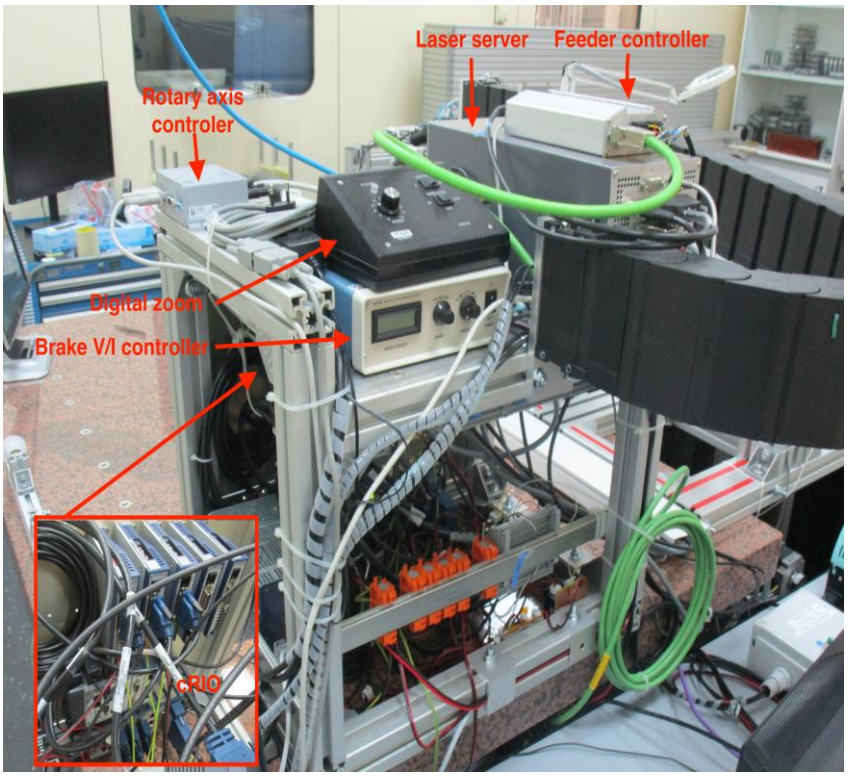


Fig 5.15: Il sistema di gestione della filatura.

Il sistema è utilizzato per sincronizzare le diverse funzioni della macchina di filatura. In Figura 5.17 è mostrata la schermata principale del programma di gestione. Preliminarmente alla produzione di un layer sono richieste all'operatore le relative informazioni (Figura 5.18). Quindi il programma interroga il database della filatura per ricavare i parametri relativi al layer selezionato. Una volta specificato il layer, si allinea otticamente il sistema di saldatura con uno dei marker di riferimento del wire-PCB, in modo che, a partire dalle informazioni dedotte dal database, il sistema possa calcolare la posizione di tutte le pad. Nella Figura 5.19 sono mostrate le interfacce grafiche per la gestione del sistema di saldatura e di estrazione dei wire-PCB; al compimento di entrambe le fasi, quando il wire-PCB filato viene validato dall'operatore, le relative caratteristiche comprendenti, tra l'altro, la tensione meccanica dei fili per ogni giro del cilindro, sono trasferite al database per la successiva memorizzazione.

Le fasi complete della filatura saranno descritte nel prossimo paragrafo.

Fig 5.16: Il controller cRIO (a sinistra) inserito nel crate insieme ai diversi moduli di gestione della macchina di filatura.

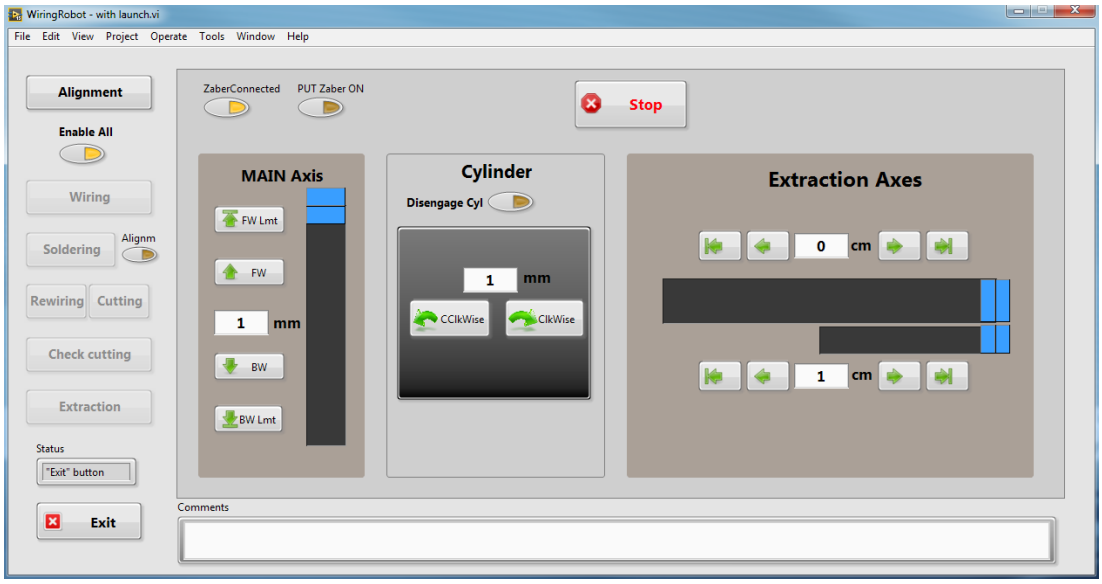


Fig 5.17: Lo schermo principale del programma di gestione della filatura.

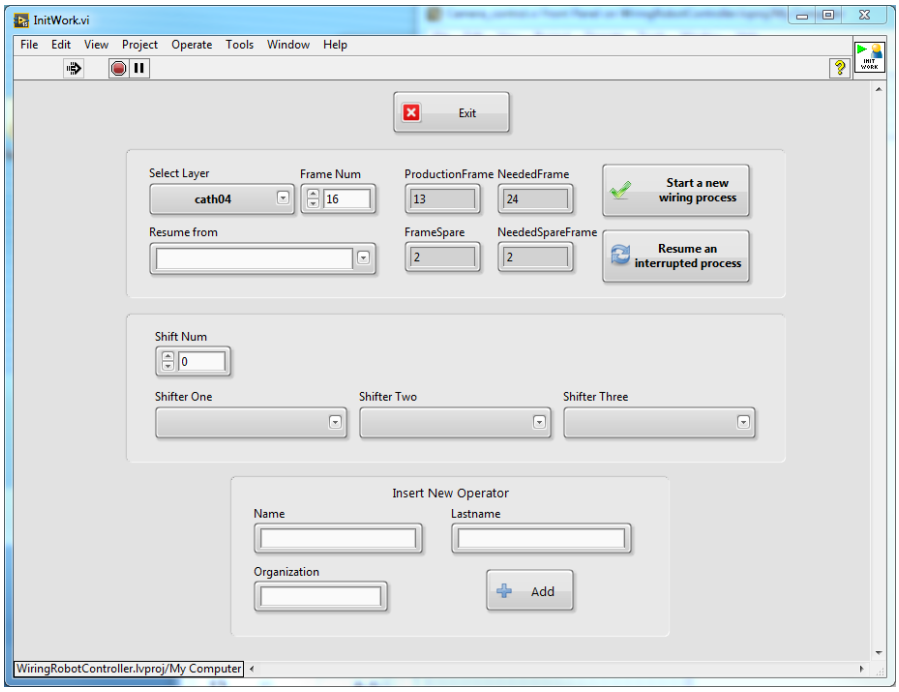


Fig 5.18:La pagina del programma di gestione per l'inserimento delle informazioni relative al frame.

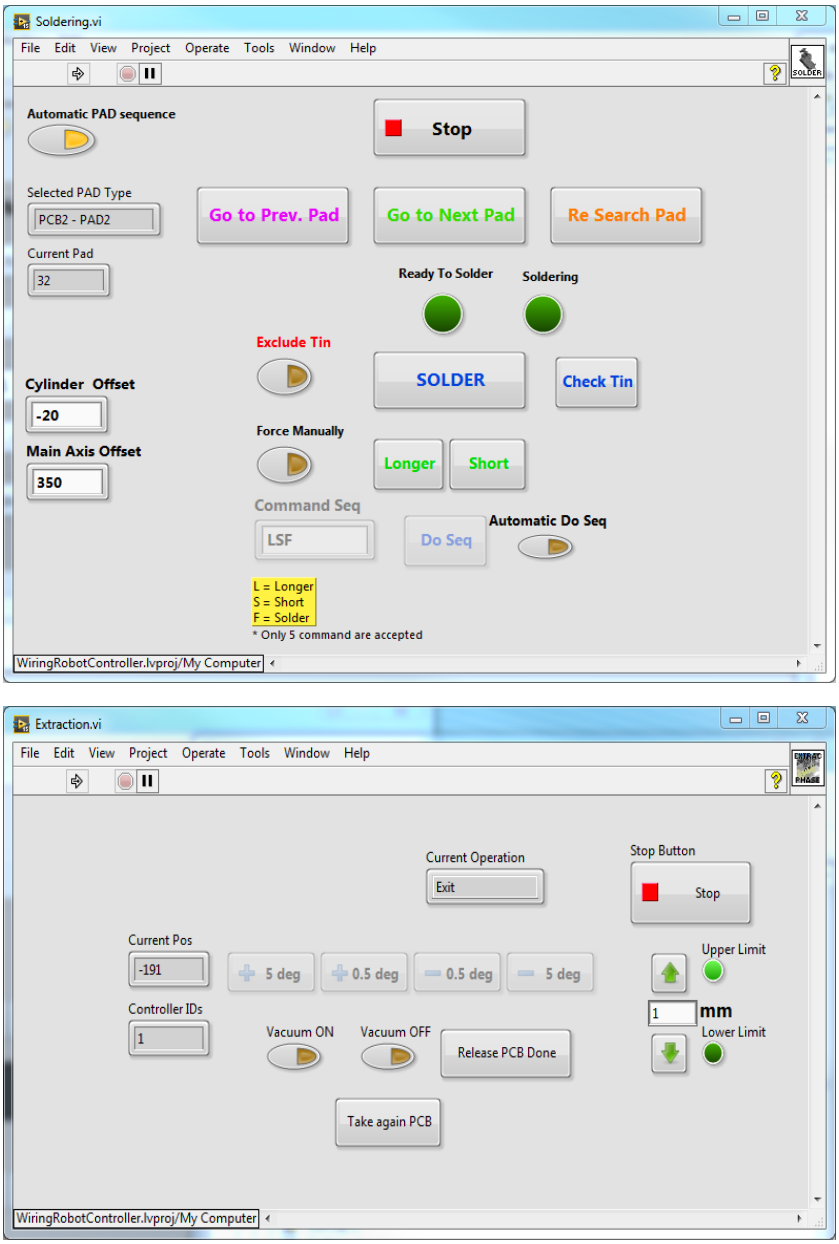


Fig. 5.19: Le interfacce grafiche per la gestione del sistema di saldatura (in alto) ed estrazione (in basso).

5.4 Le fasi della filatura di un wire-PCB

La filatura viene eseguita in più fasi, indipendentemente dei parametri geometrici dei wire-PCB. Questo procedimento viene effettuato in maniera simile per tutti i layer, nella camera pulita del Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Università del Salento e della Sezione INFN di Lecce, per limitare la deposizione di polvere o di altri agenti inquinanti sui fili.

Per uniformare ciascuna fase della filatura per tutti i tipi di layer e facilitare il posizionamento dei wire-PCB sul cilindro d'avvolgimento, è stato utilizzata una sagoma la cui forma è basata sui parametri geometrici per ogni strato (figura 5.20). La sagoma è formata da due trapezi di alluminio identici, di spessore pari a $300\mu m$, che vengono montati in corrispondenza dell'area fresata del cilindro (figura 5.21). Le dimensioni sono calcolate in base alle dimensioni del filo e in base dell'angolo φ (5.3) come mostrato nella Figura 5.22.

La fase di filatura inizia posizionando il wire-PCB sull'area fresata con il lato delle pad in contatto con i trapezi e le parti US e DS nella la direzione di rotazione. L'operatore, quindi, specifica le caratteristiche della filatura nella schermata di Figura 5.18, ed il sistema si predispone per la fase successiva.

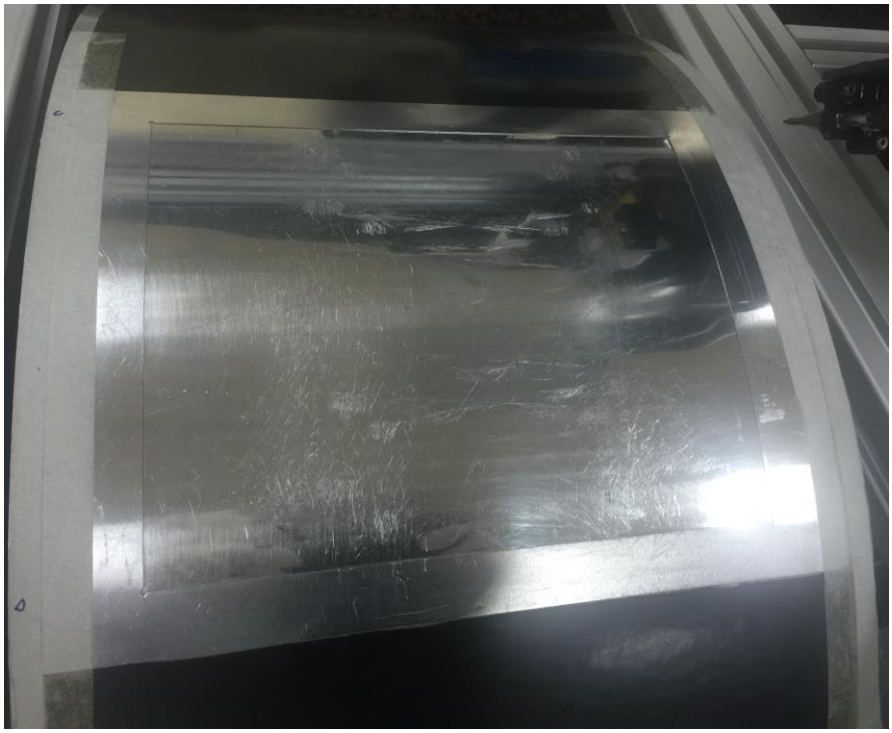


Fig. 5.20: L'area fresata del cilindro do avvolgimento dove vengono posizionati i wire-PCB.

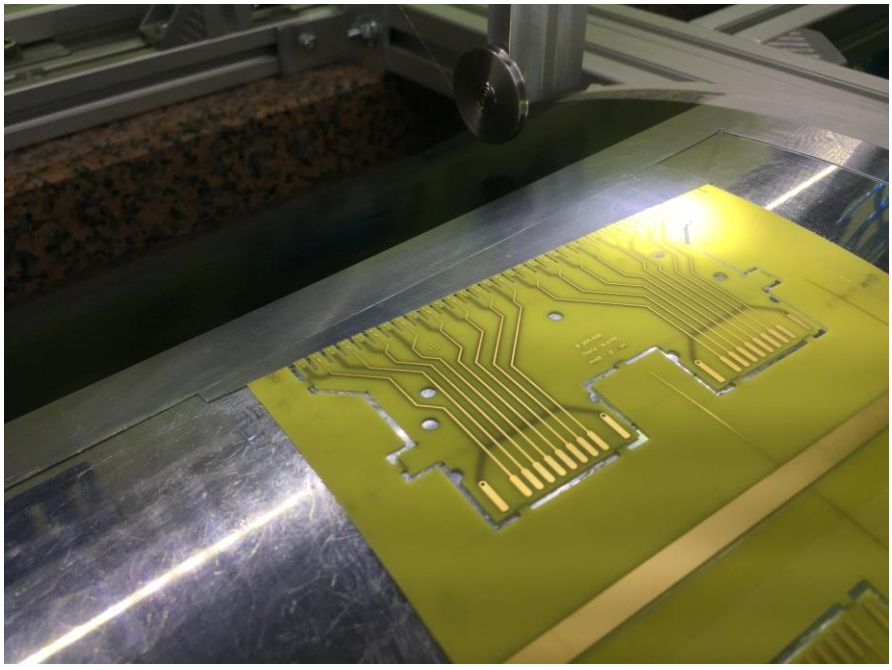


Fig. 5.21: Il wire-PCB montato sul cilindro rotante. Si nota in alto uno dei due trapezi che stabiliscono l'angolo φ (si veda il testo).

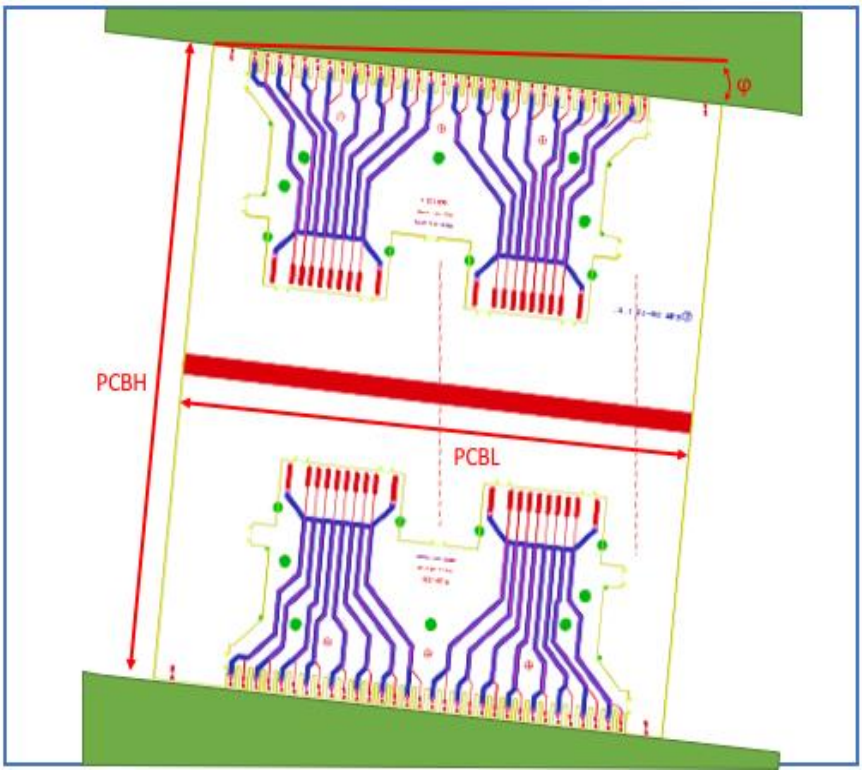


Fig. 5.22: Vista schematica dei trapezi insieme ad alcuni parametri geometrici del layer.

Un piano di 32 fili è formato avvolgendo lungo un singolo percorso elicoidale 32 spire di filo intorno al cilindro e contemporaneamente sui wire-PCB, facendo corrispondere i fili con la posizione delle pad, dove verranno successivamente saldati. Per i layer anodici, che sono composti sia da fili anodici che catodici alternati, sono effettuati due avvolgimenti in successione, dopo aver cambiato la spoletta in relazione al tipo di filo da adoperare.

All'inizio della fase di filatura, tramite una fotocamera digitale ad alta definizione, si verifica la posizione del wire-PCB controllando, in una rotazione completa, la corrispondenza tra un marker della scheda US ed uno della scheda DS. Qualora l'allineamento sia peggiore di $\pm 20\ \mu m$, il wire-PCB viene riposizionato; altrimenti il filo viene predisposto lungo le pulegge del sistema di distribuzione e viene fatto lo zero dello strain gauge che ne misura la tensione.

A questo punto il filo viene opportunamente fissato tramite una saldatura in corrispondenza della pad mediana, situata sulla scheda dove sono realizzati i wire-PCB US e DS. Quindi il cilindro viene posto in rotazione e contemporaneamente, limitatamente al primo giro, viene sia allineata l'ultima puleggia di distribuzione del filo con le wire-PCB con l'aiuto della fotocamera (Figura 5.23), che definita iterativamente la tensione del filo (Figura 5.24). Il filo di questo primo giro non viene utilizzato nella camera ma sarà successivamente eliminato (precauzionalmente, è aggiunto anche un ulteriore avvolgimento al termine della filatura delle schede). In Figura 5.25 sono mostrate due wire-PCB al termine della fase di filatura, prima che i fili vengano saldati.

In Figura 5.26 è mostrato in dettaglio la sovrapposizione tra i fili e le pad di un wire-PCB anodico; a sinistra è visibile il filo catodico, a destra il filo anodico.

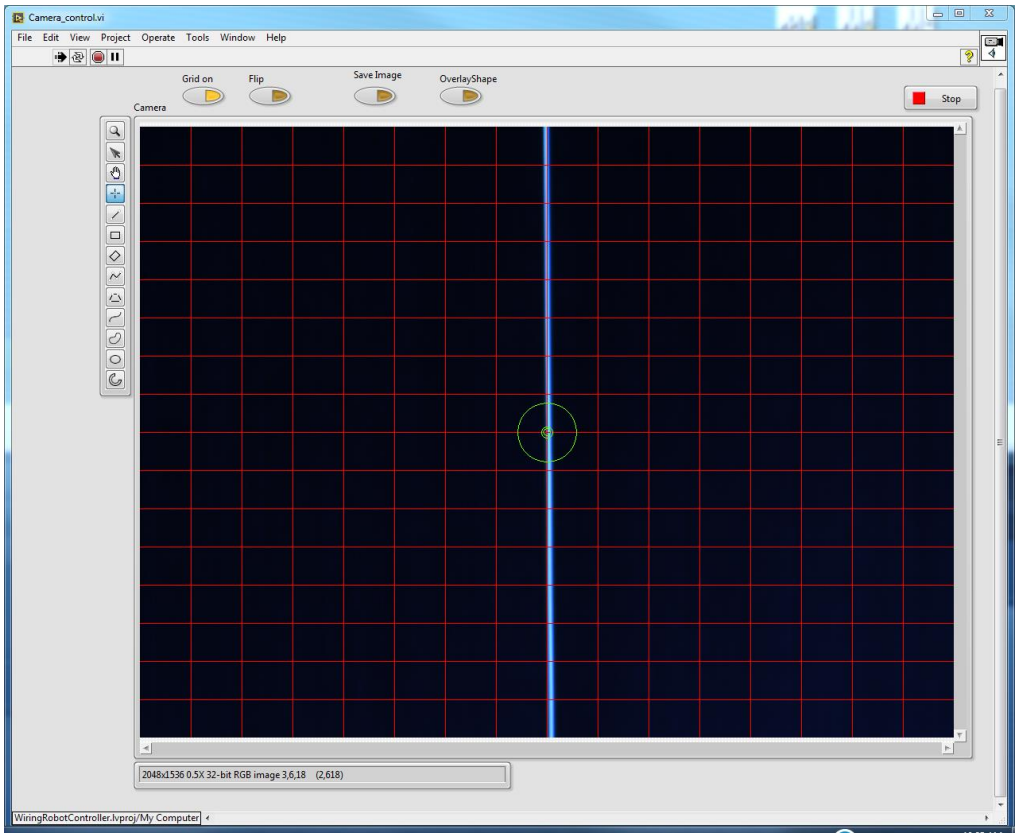


Fig 5.23: Allineamento del filo sul cilindro di avvolgimento col sistema di distribuzione.

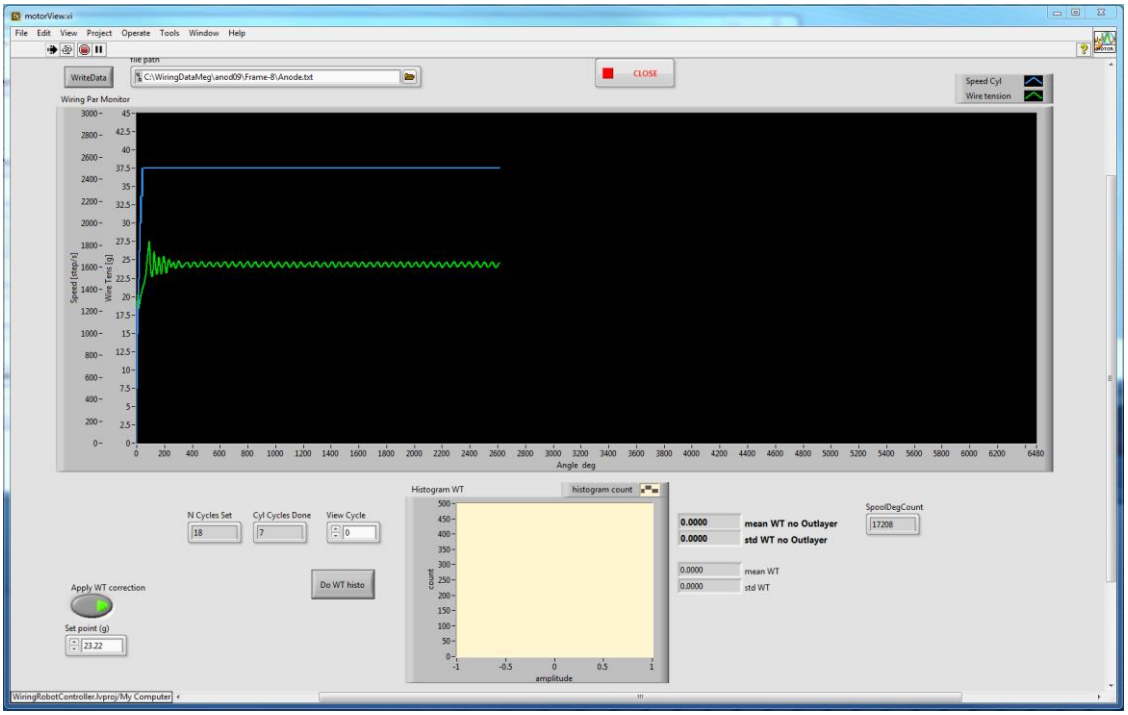


Fig 5.24: Il monitor della tensione (verde) e della velocità (in blu) del cilindro; le oscillazioni nella velocità sono dovute all'azione del sistema di retroazione sul motore del cilindro.

5.4.1 Il processo di saldatura

Prima di iniziare la saldatura dei fili sulle pad dei wire-PCB una porzione di circa 10 *cm* dei fili viene coperta da un foglio di mylar per proteggerli durante tale fase (Figura 5.26). La saldatura si svolge mentre i fili sono ancora vincolati attorno al cilindro di avvolgimento sotto la loro stessa tensione. Un apposito processo del programma di gestione della filatura localizza otticamente la pad da saldare (*pattern matching*, Figura 5.27) e posiziona su di essa il sistema di saldatura in attesa del comando da parte dell'operatore, prima per l'erogazione del materiale d'apporto e dopo per la saldatura (Figura 5.28).

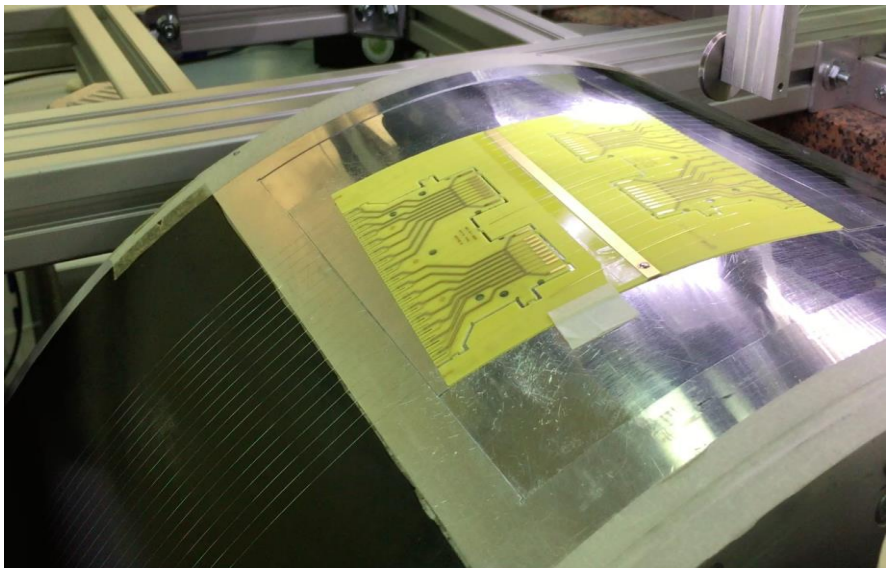


Fig 5.25: Due wire-PCB al termine della fase di filatura.

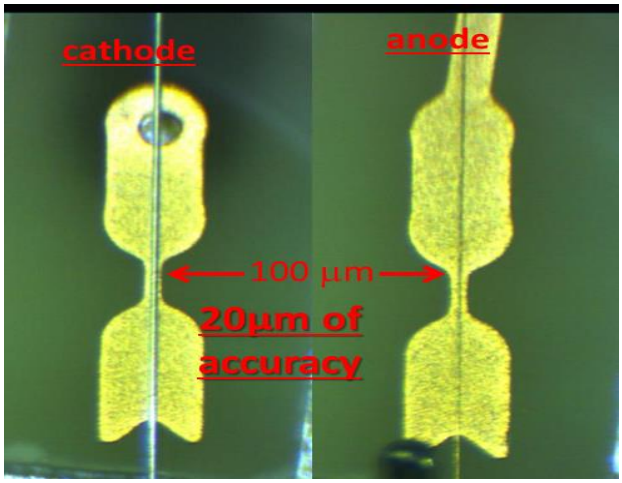


Fig 5.25: La posizione del filo sulle pad prima delle saldature.

Tutti i parametri di saldatura (temperatura, durata della saldatura, lunghezza del filo d'apporto, velocità di erogazione del filo) sono opportunamente stabiliti per evitare di danneggiare il filo, attraverso uno script del software di controllo. Alla fine del processo di saldatura tutti i parametri sono trasferiti dal server del laser al PC per memorizzarli nel database.

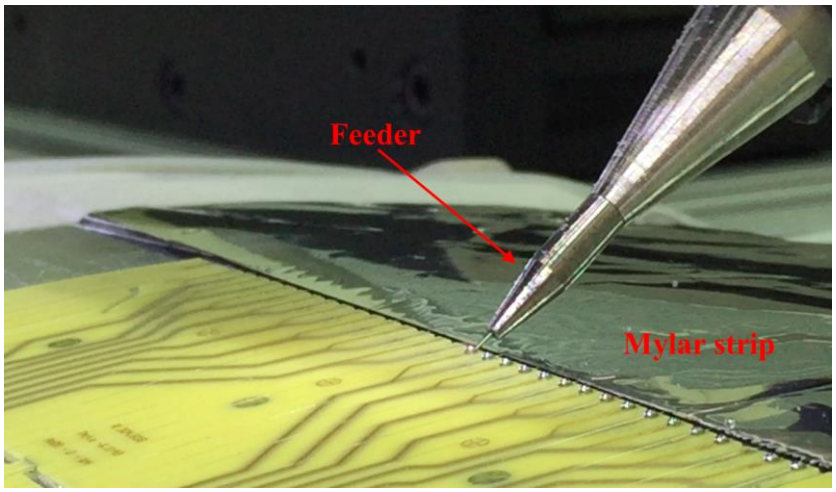


Fig 5.26: La saldatura dei fili sulle pad, si nota il foglio di mylar di protezione.

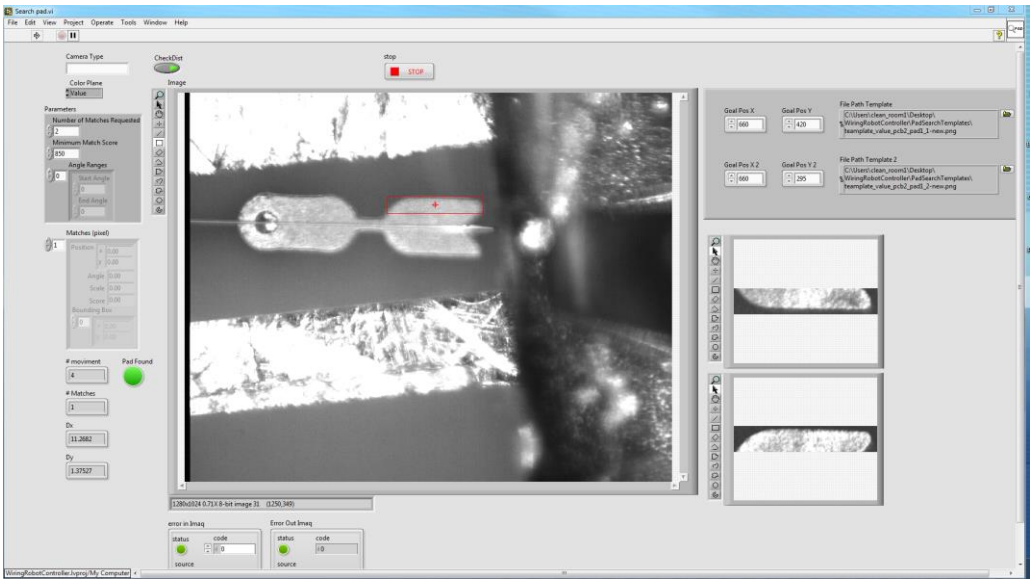


Fig 5.27: Lo script per l'identificazione delle pad da saldare (pattern matching).

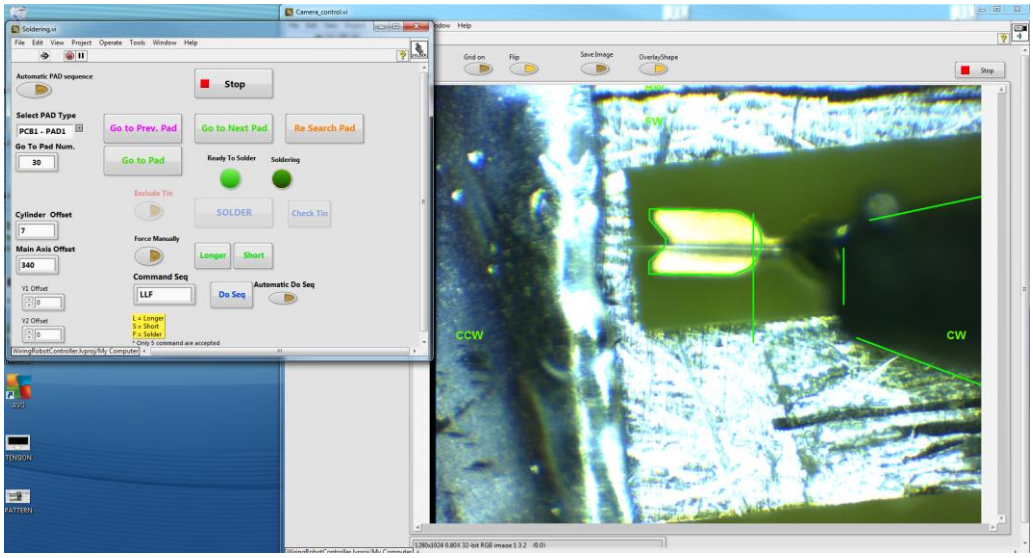


Fig 5.28: Lo schermo per il controllo della fase di saldatura insieme a una immagine della pad da saldare fornita della fotocamera del sistema di saldatura.

5.4.2 Il taglio dei fili

Dopo la saldatura, i fili devono essere srotolati dal cilindro rotante e posizionati sul telaio di trasporto. Il filo in eccesso tra i due wire-PCB viene eliminato, come mostrato nella Figura 5.30. In particolare, durante questa fase ci si assicura, attraverso l'uso della fotocamera del laser, che in corrispondenza della saldatura non restino porzioni di filo che potrebbero dare origine a scariche durante il funzionamento del rivelatore. La fase del taglio dei fili è l'unica completamente manuale dell'intero processo di filatura.

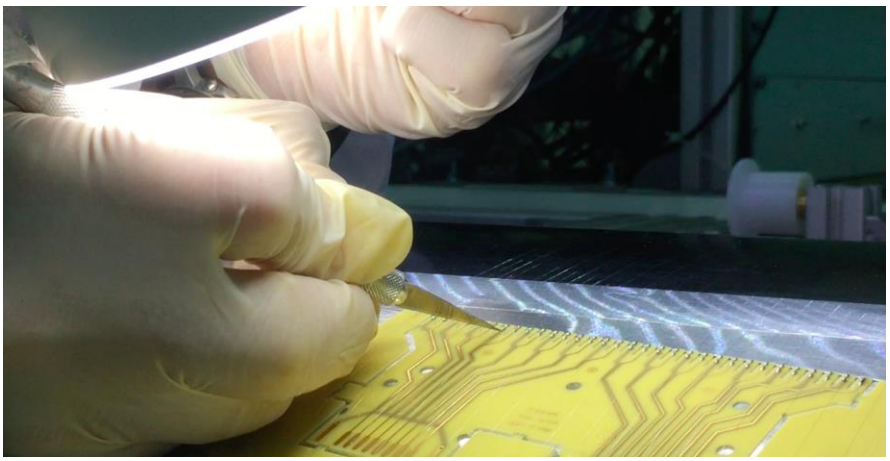


Fig 5.30: Il taglio dei fili in eccesso.

5.4.3 La fase di estrazione

Prima di srotolare i fili dal cilindro di avvolgimento, i wire-PCB devono essere inizialmente de-fustellati dal foglio di FR4 a cui sono accoppiati (Figura 4.14). Viene inizialmente de-fustellato il wire-PCB US e temporaneamente mantenuto in posizione all'interno del foglio di FR4 con del nastro adesivo. Quindi il set di ventose del sistema di estrazione viene allineato al wire-PCB (Figura 5.31), abbassato su tale scheda e successivamente viene fatto il vuoto. In corrispondenza dell'adesione delle ventose sul PCB, il nastro adesivo viene rimosso e, attraverso l'attuatore lineare, la scheda viene sollevata e deposta sul supporto fisso del telaio di trasporto. Questa fase si realizza sincronizzando la rotazione del cilindro con lo spostamento lineare del telaio (Figura 5.32); una volta terminata, allo stesso modo si procede con il wire-PCB della parte DS (Figura 5.33).

Il layer viene rimosso dal sistema di estrazione, i fili vengono tesi in maniera approssimativa per rimuovere gli eventuali accavallamenti. Qualora si osservino deformazioni lungo i fili o gravi contaminazioni, come ad esempio gocce di colla o del flussante di saldatura, il layer viene etichettato come spare. Ogni layer di fili viene sottoposto ad un test di che prevede un ciclo di 10 allungamenti dei fili fino a 1 *mm* al di sopra della lunghezza nominale del filo; l'allungamento viene misurato attraverso una riga ottica. Naturalmente, se in questa fase si verifica la rottura di almeno un filo, l'intero layer viene scartato e sostituito. I frame vengono temporaneamente stoccati nella camera pulita per la successiva spedizione.

Generalmente sono preparati per la spedizione gruppi 39 frames costituiti da 24 layer catodici, più 2 spare, e 12 layer anodici, più uno spare. I gruppi telai di trasporto sono impilati e racchiusi in buste plastiche stagne termosaldate riempite con azoto per prevenirne la contaminazione. All'interno di ciascuna busta è inserito un sensore di umidità relativa wireless per un monitoraggio ambientale durante il trasporto (Figura 5.34).

Fig 5.31: Il set di ventose prima dell'estrazione del wire-PCB US.

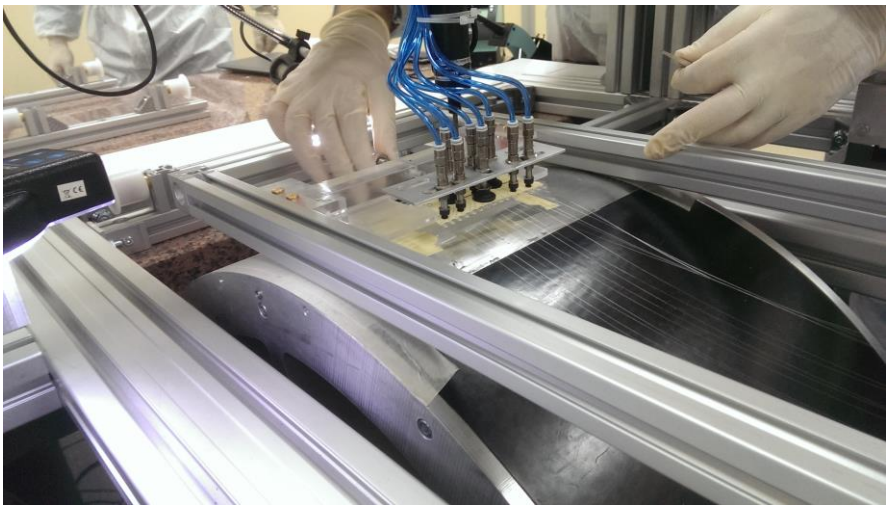


Fig 5.31: Il wire-PCB DS mentre viene depositato sul supporto di plexiglass del telaio di trasporto.

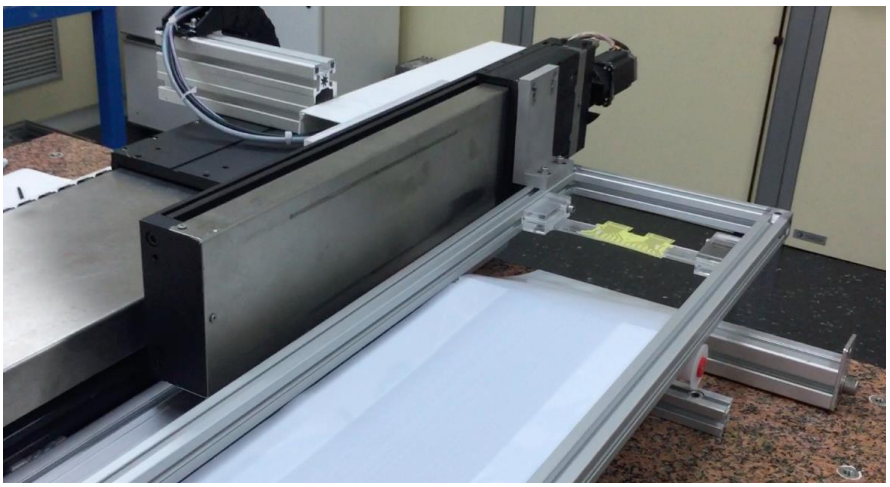


Fig 5.32: Il layer di fili srotolato all'interno del telaio di trasporto. Il wire-PCB US è vincolato sul supporto del telaio.

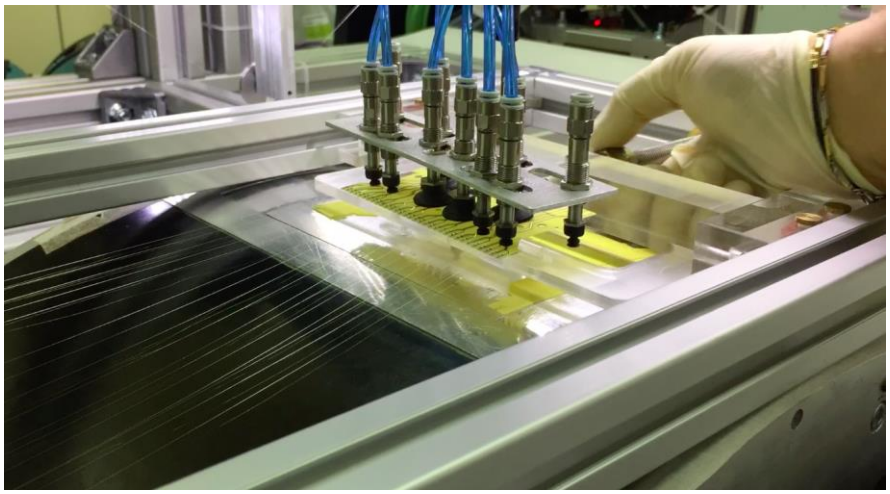


Fig 5.33: Il PCB della parte DS nel momento in cui viene rimosso dal cilindro rotante.

Fig 5.34: Tre gruppi di telai nel vano di carico del veicolo di trasporto.

Appendice A

L’elettronica di acquisizione della CYLDCH

Allo scopo di rivelare i segnali dei singoli cluster di ionizzazione l’elettronica di lettura della CYLDCH deve essere in grado di amplificare segnali ad alta frequenza. Pertanto è stata sviluppata una specifica elettronica di front-end a 8 canali, basata su amplificatori operazionali commerciali veloci. Questa elettronica è stata progettata per avere un guadagno in grado di fornire un segnale di ampiezze adeguata alle successive elaborazioni, un basso consumo, una banda compatibile con la densità spettrale aspettata dei segnali e un ridotto tempo di salita, per consentire l’applicazione della tecnica del Cluster Counting (Paragrafo 3.2.3).

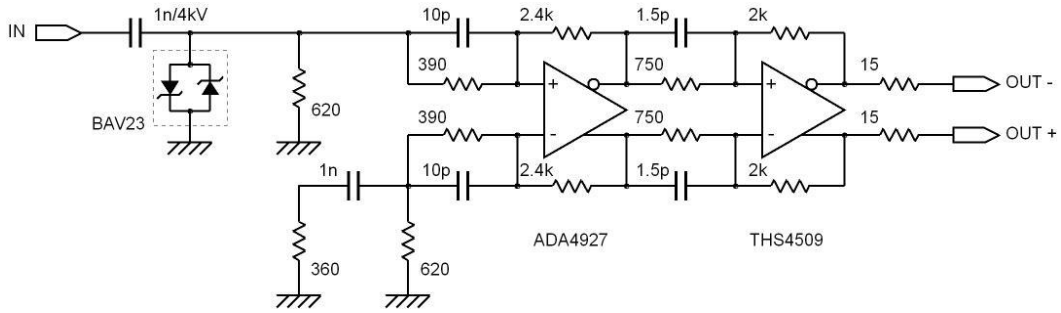


Fig A.1: Schema elettrico del singolo canale dell’elettronica di front-end della CYLDCH.

In Figura A.1 è mostrato lo schema del singolo canale dell’elettronica di front-end. La rete d’ingresso consente sia il disaccoppiamento dall’alta tensione di polarizzazione del filo anodico, che la protezione per lo stadio successivo. Il guadagno è ottenuto attraverso due stadi realizzati con gli amplificatori ADA4927 e THS4509. L’amplificatore operazionale ADA4927, della Analog Device, agisce come primo stadio; si tratta di un amplificatore differenziale a reazione di corrente a basso rumore, bassa distorsione ed alta velocità. L’architettura a reazione di corrente consente un guadagno di anello praticamente indipendente dal guadagno ad anello chiuso, permettendo una larga banda, bassa distorsione, basso rumore e un basso consumo, compatibile con quello tipico degli amplificatori a reazione di tensione. Il THS4509, della Texas Instruments è adoperato contemporaneamente come secondo stadio di guadagno e driver di uscita. Questo componente è un amplificatore differenziale a larga banda, basso rumore e ridotta distorsione armonica. Per migliorare l’immunità al rumore, l’uscita dell’elettronica di front-end è differenziale ed è connessa al digitalizzatore dei segnali (*WaveDREAM* Board, Paragrafo 3.5) con uno specifico cavo di 5 m appositamente progettato per garantire una risposta in frequenza piatta e stabile (*Amphenol Spectra Strip SkewClear*) questo cavo è realizzato con singoli doppini di filo, individualmente schermati, e fornisce un’attenuazione massima di $0.75\ dB/m$ a 625 *MHz*.

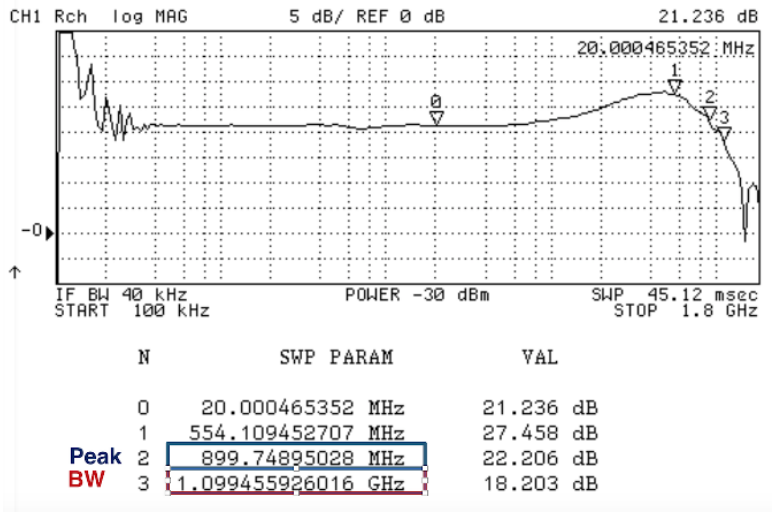


Fig A.2: Banda passante del singolo canale di front-end; l'aumento del guadagno alle alte frequenze è funzionale alla compensazione delle perdite del cavo di collegamento col digitalizzatore.

Per compensare l'attenuazione del cavo d'uscita è stato implementata una pre-enfasi in entrambi gli stati in guadagno. La pre-enfasi, ottenuta disponendo un condensatore di opportuno valore in parallelo alle resistenze poste all'ingresso di ciascuno stadio, introduce un picco nel guadagno alle alte frequenze, tale da compensare le perdite dovute al cavo, determinando una banda passante complessiva di circa 1 *GHz* (Figura A.2).

Le schede dell'elettronica di front-end sono situate in ogni settore della CYLDCH secondo la disposizione mostrata in Figura A.3 (a destra). A causa del ridotto spazio disponibile, soprattutto ai piccoli raggi dell'end-plate, si è resa necessaria la costruzione di tre differenti versioni di schede (Figura A.3) con diverse posizioni del connettore di uscita.

I segnali differenziali formati da questa scheda sono successivamente digitalizzati dalla WaveDREAM Board ad una velocità (programmabile) di 2 *Gsps*, con una banda passante analogica di 1 *GHz* [65].

Ciascun canale assorbe una corrente di circa 60 mA ad una tensione di $\pm$ 2.5 V; a questo corrisponde una dissipazione complessiva di potenza per end-plate di circa 100 W. Si è reso pertanto necessario disporre di un appropriato sistema di raffreddamento, realizzato sia flussando un fluido refrigerante nei supporti metallici dell'elettronica di front-end, che inviando direttamente aria secca raffreddata sugli end-plate.

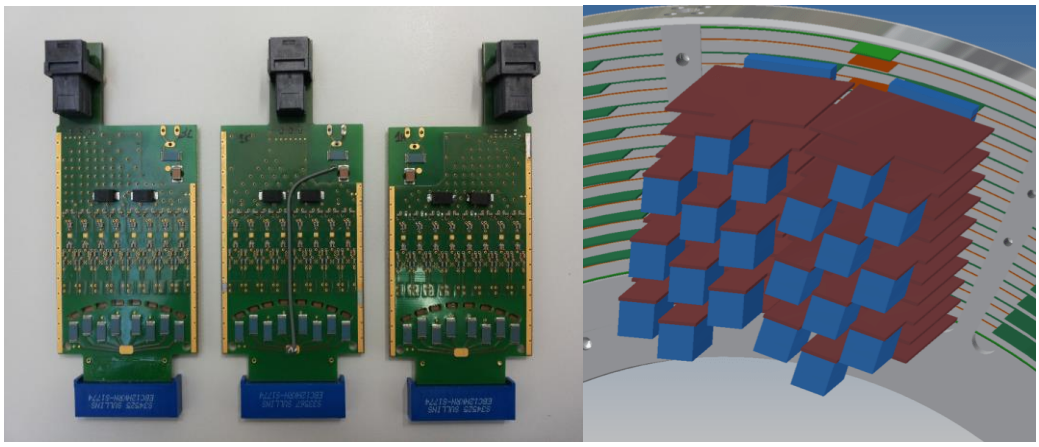


Fig A.3: Prototipi delle tre tipologie della scheda di front-end della CYLDCH (a sinistra) e schema della loro disposizione in un settore dell'end-plate.

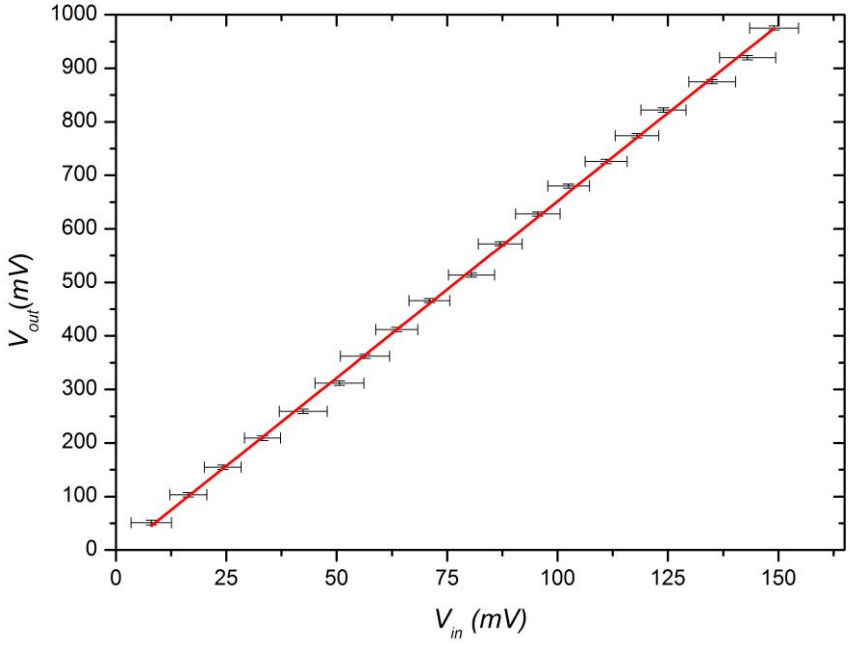


Fig A.4: Tipica curva di guadagno dell'elettronica di frontend della CYLDCH.

A.1 Misure sulla scheda di front-end

E' stata svolta una caratterizzazione della scheda di front-end per la valutazione della linearità del guadagno, della sua omogeneità ed infine è stato studiato il cross-talk tra i canali di una singola scheda. Alla ciascun canale è stato applicato un segnale impulsivo con le seguenti caratteristiche riportate nella tabella seguente:

tempo di salita	0.9 *ns*
tempo di discesa	0.9 *ns*
durata	35 *ns*

Il generatore adoperato[1] ha l'impedenza d'uscita fissata a 50 Ω; tuttavia l'ingresso del front-end è terminato all'impedenza caratteristica della linea di trasmissione costituita dal filo anodico e da i fili catodici che la circoscrivono. Tale impedenza è di circa 360 Ω. Per evitare una condizione di disadattamento, il front-end è stato accoppiato al generatore attraverso un adattatore di impedenza attivo a guadagno unitario con banda passante superiore al 1 *GHz* appositamente realizzato. La tensione di uscita è stata prelevata su un carico resistivo di 100 Ω al termine dello stesso cavo differenziale che collegherà il front-end col digitalizzatore WaveDREAM. La misura delle ampiezze dei segnali è stata realizzata con un oscilloscopio digitale[2].

In Figura A.4 è mostrata una tipica curva di guadagno (canale 2) della scheda, la non-linearità integrale, definita come residuo massimo del fit della curva di guadagno ammonta a circa 1.5%, riferito al valore massimo della tensione d'uscita.

Il guadagno è stato valutato per ciascun canale della scheda utilizzata per il test, misurando un valore medio di 7.2 ± 1.1 (Figura A.5)

[1] LeCroy 9210 con modulo d'uscita 9211.

[2] LeCroy Wave pro 7300A (3 *GHz*) con sonde differenziali LeCroy ZD1500 (1.5 *GHz*) e sonde single-ended LeCroy HFP2500 (2.5 *GHz*).

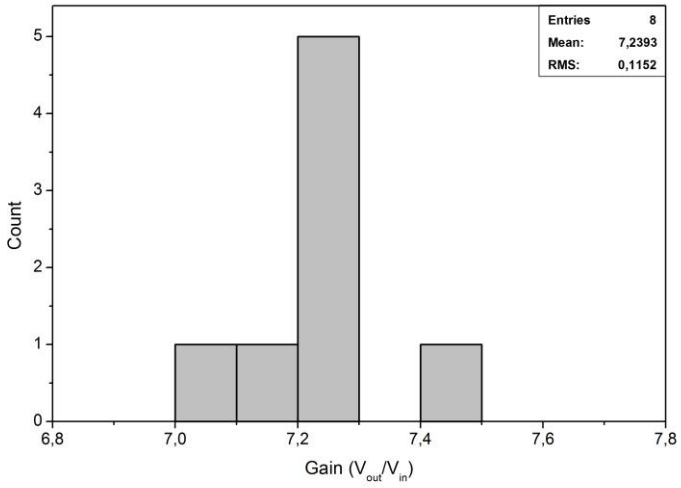


Fig A.5: Distribuzione del guadagno per una scheda (8 canali) dell'elettronica di frontend della CYLDCH.

Il cross talk è stato misurato applicando lo stesso segnale impulsivo su uno specifico canale della scheda (canale 2) e contemporaneamente è stato rilevato il segnale all'uscita, sempre dopo il cavo, in corrispondenza dei canali successivi (canale 3, 4 e 5). Il segnali sono stati misurati al variare della tensione di ingresso, tuttavia si è osservato che il rapporto tra la tensione in uscita ai canali successivi a quello eccitato (canali 3, 4 e 5) e la tensione in uscita al canale sollecitato (canale 2) si manteneva costante. Pertanto, per ciascun valore della tensione in ingresso al canale 2 è stata calcolata la media di tale rapporto ed è stata rappresentata, in percentuale, in Figura A.6.

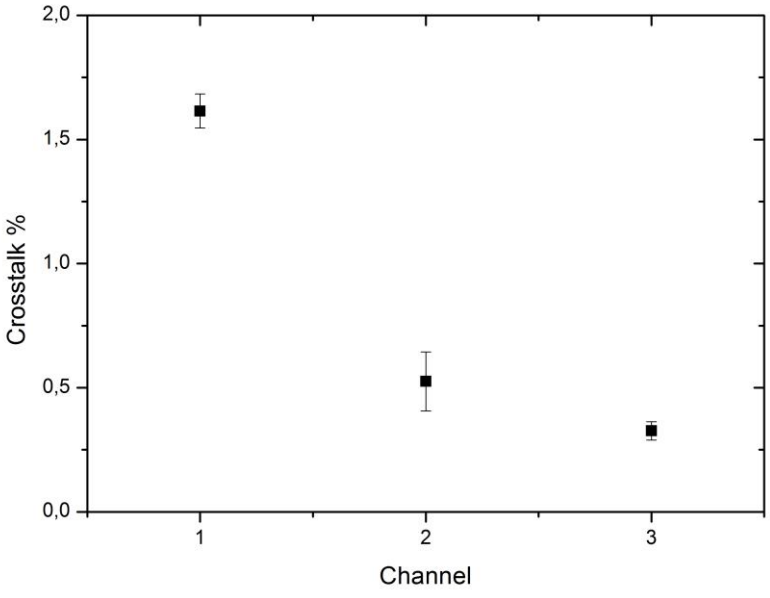


Fig A.6: Crosstalk in funzione del canale successivo a quello eccitato. Il canale eccitato è il 2, il punto 1 del grafico rappresenta il crosstalk sul canale 3, analogamente, i punti 2 e 3 rappresentano il crosstalk rispettivamente sui canali 4 e 5.

Appendice B

La misura della tensione meccanica dei fili

La misura della tensione meccanica del filo è stata prevalentemente svolta applicando un'alta tensione periodica tra un filo e la massa costituita da un piano conduttore o da un filo adiacente, attraverso un'opportuna scheda elettronica collegata al wire-PCB (Figura B.1). La forza elettrostatica che ne risulta induce il filo ad oscillare. L'oscillazione determina una variazione periodica della capacità tra il filo e la massa. La capacità $C_{ww'}$ tra una coppia di fili adiacenti di diametro d posti a distanza D vale:

$$C_{ww'} = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\left(\frac{4D}{d}\right)}.$$

Attraverso la scheda, questa capacità è posta in parallelo alla capacità propria di un circuito LC, pertanto la frequenza di oscillazione propria di tale circuito è influenzata dal valore della capacità $C_{ww'}$. La variazione della frequenza di risonanza di tale circuito dovuta ad un cambiamento della distanza tra i fili è:

$$|\Delta f| \approx \frac{C_{ww}}{4\pi C\sqrt{LC}} \frac{2}{3\ln\left(\frac{2D}{d}\right)} \frac{\Delta D}{D}$$

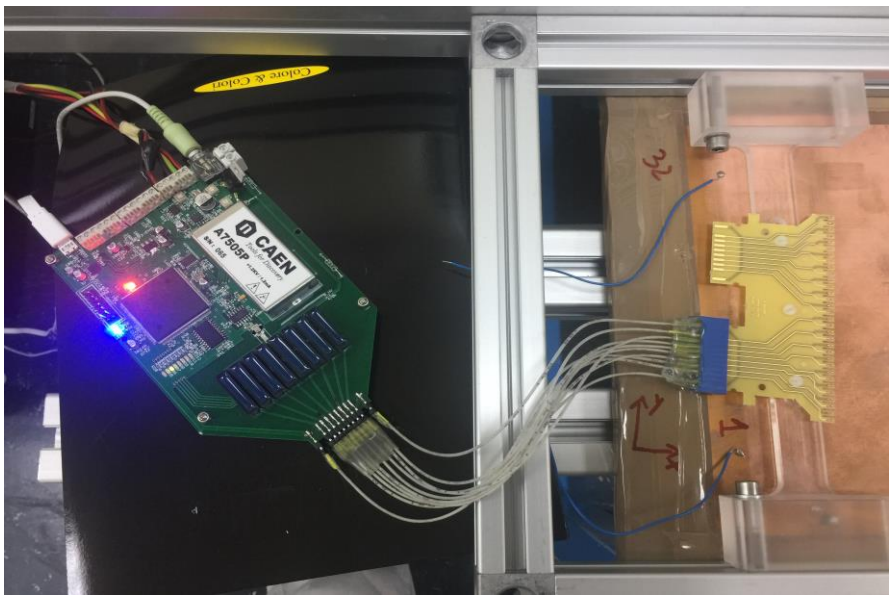


Fig B.1:Il sistema per la misura della tensione del filo.

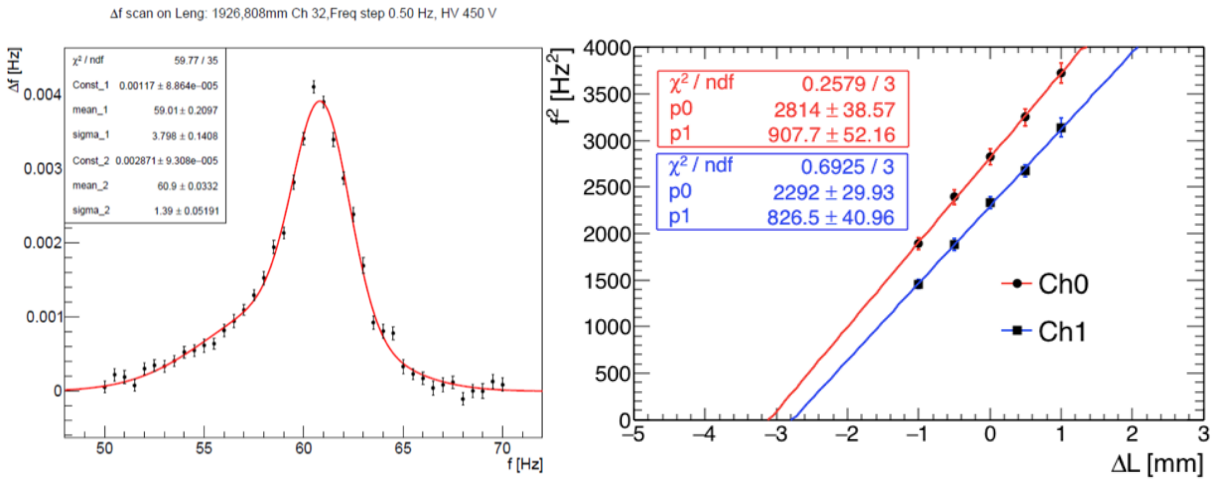


Fig B.2: Grafico della variazione della frequenza di oscillazione di un filo catodico in funzione della frequenza della sollecitazione (a sinistra) . f^2 in funzione della variazione di lunghezza per una coppia di fili catodici (a destra).

L'ampiezza di questa variazione è misurata, con la stessa scheda, al variare della frequenza f dello stimolo periodico. Questa variazione presenta un picco (Figura B.2 - Sinistra) dal quale è possibile dedurre la frequenza di risonanza del filo stesso.

La frequenza del primo modo di oscillazione del filo è legata alla sua lunghezza l attraverso la relazione:

$$f = \frac{1}{2l}\sqrt{\frac{T}{\mu}} \tag{B.1}$$

in cui T è la tensione meccanica a cui è sottoposto il filo e

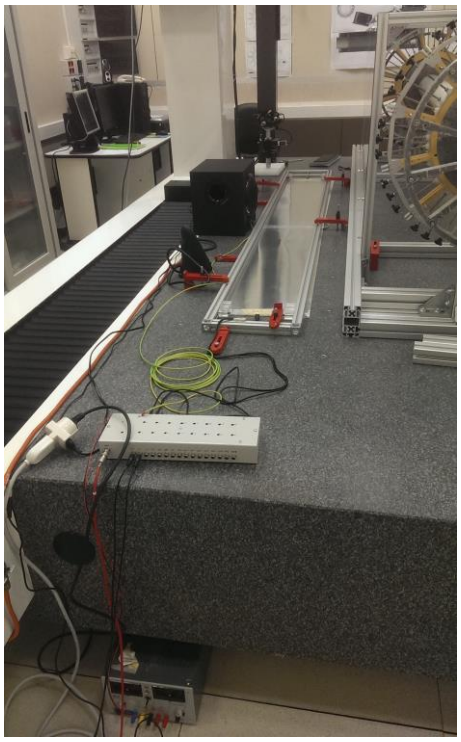


Fig B.3:Stimolazione acustica della vibrazione dei fili contenuti in un telaio di trasporto.

$$\mu = \pi r^2 \rho$$

è la densità lineare, ρ è la densità di volume e r è il raggio del filo. In corrispondenza di una variazione Δl della lunghezza del filo, il quadrato f^2 della frequenza, dalla (B.1) diventa:

$$f^2 = \frac{1}{4\left(l \pm \Delta l\right)^2}\frac{T}{\mu} = \frac{T}{4\mu l}\frac{1}{\left(1 \pm \frac{\Delta l}{l}\right)^2} \approx \frac{T}{4\mu l}\left(1 \pm 2\frac{\Delta l}{l}\right),$$

rappresentando f^2 in funzione della variazione Δl è possibile dedurre la tensione del filo (Figura B.2 - Destra).

Un metodo per stimolare l'oscillazione del filo, usato alternativamente, prevede l'applicazione di un'onda sonora ad un layer di fili attraverso un altoparlante in grado di eccitare il primo modo di oscillazione del filo (subwoofer) situato davanti al telaio di trasporto (Figura B.3).

Conclusioni

L'esperimento MEG presso il Paul Sherrer Institut di Villigen (CH), con la sua prima fase di presa dati ha stabilito il limite più restrittivo sul processo che comporta la violazione del sapore leptonico $\mu^+ \to e^+\gamma$. L'analisi dell'intero set di dati raccolti dal 2009 al 2013, corrispondente a circa 7.5×10^{14} muoni arrestati nel bersaglio, ha portato al un nuovo limite superiore sul questo processo di 4.2×10^{-13} a un livello di confidenza del 90%.

Mentre il calorimetro ed il Timing Counter dello spettrometro hanno sostanzialmente conseguito le specifiche di progetto, le caratteristiche del tracciatore per il positrone sono state molto inferiori a quelle previste e inoltre si sono notevolmente degradate nel tempo. Nel 2013 è stato approvato un upgrade dell'esperimento che prevede un complessivo miglioramento delle prestazioni di tutti i rivelatori dello spettrometro di MEG con l'obiettivo di migliorarne la sensibilità di almeno un ordine di grandezza.

Un elemento cruciale per l'upgrade di MEG è il nuovo tracciatore, costituito da una camera a deriva cilindrica, la cui responsabilità ricade interamente sulla componente italiana della collaborazione. La struttura peculiare di questo rivelatore ha comportato un approccio innovativo alla sua costruzione che, tra l'altro, ha richiesto lo sviluppo di un apposito robot.

La costruzione di questo robot si è completata alla fine dell'Agosto del 2015 quindi, dopo un accurato collaudo, la filatura è iniziata a Ottobre 2015. In circa 2 mesi di operazione è stato raggiunto l'obiettivo di produzione previsto (4 telai di fili al giorno). La prima spedizione di fili a Pisa, per il successivo montaggio sugli endplate è stata fatta nell'Ottobre 2015.

A Marzo 2016, dopo aver prodotto e successivamente trasferito a Pisa poco più di 80 telai, si sono manifestate una serie di rotture di fili tesi tra gli endplate. Dopo una approfondita indagine si è compreso che l'origine di queste rotture era dovuta ad una corrosione indotta dall'inadeguato valore dell'umidità all'interno della camera pulita, a Pisa. Tale incidente ha determinato l'immediata sospensione dei processi di filatura e montaggio mentre è stato completamente sostituito il sistema per il controllo ambientale all'interno della camera pulita di Pisa. Inoltre, quale ulteriore misura precauzionale, l'area di montaggio all'interno di tale camera pulita è stata opportunamente circoscritta con un film plastico ed al suo interno è stato inserito un ulteriore sistema, autonomo, di deumidificazione.

La costruzione è ripresa nel Maggio 2016 ed è proceduta senza sostanziali problemi per concludersi con l'ultima spedizione, alla fine del Novembre 2017. Nei primi mesi del 2018 la camera a deriva è stata racchiusa con l'involucro per il contenimento del gas e la schermatura elettromagnetica. Alla la fine di Marzo 2018 è stata completata la sigillatura degli endplate, entro la fine di Aprile si completerà il test di tenuta del gas e quello relativo all'applicazione dell'alta tensione. Prima dell'estate del 2018 la camera sarà definitivamente trasferita al PSI per il successivo inserimento nello spettrometro.

Bibliografia

[1] Francis Halzen and Alan D. Martin. Modern Particle Physics. John Wiley & Sons, 2008.

[2] Michel Peskin and Dan Schoreder. An introduction to quantum field theory. 1995.

[3] I.J.R. Aitchison and A.J.G. Hey. Gauge theories in particle physics. Adam Hilger 1984.

[4] N. Cabibbo. Phys. Rev. Lett, 10, 531 (1963).

[5] E P Hincks and B Pontecorvo. Physical Review, 73 (3): 257, 1948.

[6] N. Agofonova et al. OPERA Collaboration. Phys. Lett. B, 658 (01) 2008

[7] M. Ambrosio et al. MACRO Collaboration. Phys. Lett. B, 435 (451) 1998.

[8] K. Eguhci et al. KamLand Collaboration. Phys. Lett. B, 107 (041801) 2011.

[9] S.P. Mikeyev and A.Y. Smirnov, Sov. J. Nucl.phys.42 (1985) 913.

[10] L.Wolfestein, Phys Rev. D17 (1978), 2369.

[11] John N. Bahcall et al. Journal of High Energy Physics (2001).

[12] R.N. Mohopatra,, 3 rd edition, Springer-Verlag, New York (2003).

[13] R. Barbieri and L.J. Hall, Phy.Lett. B338 (1994).

[14] J. Hisano and D. Nomura, Phys.Rev D59 (1999) 116005.

[15] L.J. Hall, V.A. Kostelechy and S. Raby. Nucl Phys. B267 (1986) 415.

[16] E. Kh. Akhmedov, G.C. Branco and M.N. Rebelo, Phys. Lett. B478, (2000), 215-223.

[17] A de Gouvea and P. Vogel, Progress in Particle and Nuclear Physics 71 (2013).

[18] R.H. Bernestein and P.S. Cooper. Physics Reports 532 (2013).

[19] A.M. Baldini et al. The European Physical Journal C76.434 (2016).

[20] U. Bellgardt et al, Proc. Suppl. B299 (1998).

[21] arXiv: 1203.1669v2[hep-ex] 2 Apr 2012.

[22] B. Pontecrovo, Sov. Phys. JETP6, 429 (1957) and 26, 984 (1968).

[23] Z. Maki, M. Nakagawa, and S.Sakata, Prog. Theory. Phys. 28, 870 (1962).

[24] U. Bellgardt et al, Eur. Phys. J. C47 (2006).

[25] M. Ahmed et al, Phys. Rev. D65. 112002 (2002).

[26] St. Ritt et al. A. Schoning. Research Proposal to Paul Scherrer Institut R-12-03.1 (2013).

[27] A. Czarnecki. Phys. Rev. D84. 013006 (2011).

[28] R. M. Carey et al (Mu2e Collaboration), FERMILAB-PROPOSAL- 0973 O.

[29] COMET Collaboration, KEK/J-PARC-PAC 20112-10 (2012).

[30] B. Aubert et al (BABAR Collaboration). Phys. Rev. Lett. 104.021802 (2010).

[31] K. Hayasaka et al. Phys. Lett. B687 (2010).

[32] Y. Kuno and Y. Okada, Rev. Mod. Phys. 73 (2001), 151.

[33] J. Feldman and Y. Okada. Physical Review D57 (1998).

[34] J. Adam et al. Phys. Rev. Lett, 110 (20) 2013.

[35] H-W. Reist et al. Nucl. Instrum and Meth. A153 (1978).

[36] A.E. Pifer et al. Nucl. Instrum and Meth. 135 (1976).

[37] A Baldini, C Bemporad, F Cei, et al. Nucl. Instrum and Meth. A545 (2005).

[38] M. De Gerone et al. IEEE Transaction on Nuclear Science 59 (2012).

[39] L. Galli " A real time glance at the Lepton Flavor Violating decay in the MEG experiment. Phd thesis (2010).

[40] L. Galli. IEEE. Nuclear Science Symposium Conference Record 08 (2008).

[41] L. Galli. IEEE. Nuclear Science Symposium Conference Record 09 (2009).

[42] A. Höcker, H. Locker, S Laplace, F. Le Diberder. Eur. Phys. J. C 21, 225-259 (2001).

[43] A. M. Baldini et al MEG Upgrade Proposal. arXiv (2013), pp. 1-131.

[44] A.M. Baldini et al 2016 JINST 11 P07011.

[45] A. M. Baldini et al. arXiv: 1605.079v1May 25 (2016).

[46] L. Malter. Phys. Rev. 50, 48 July 1, (1936).

[47] A.M. Baldini et al. arXiv: 1301.7225 (February 4, 2013).

[48] M. De Gerone et al. Journal of Instrumentation, Volume 9 (February, 2014).

[49] A. Ferrari (KLOE collaboration). A 494 (2002) 163-172.

[50] S. Ritt. 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record October, (2008).

[51] H. Friederich et al. 17th IEEE-NPSS May, (2010).

[52] arXiv: physics/0401072 v1 [physics.ins-det] 15 Jan 2004.

[53] arXiv: physics/1301.7225 v2 [physics.ins-det] 4 Feb 2013.

[54] Garfield++ website: http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/.

[55] M.D Mestayer et al. Nucl. Instrum. Meth. A449 (2000).

[56] M.D Mestayer. CLAS-Note 92-005 (1992).

[57] M. Gupta. PH-EP-Tech-Note-(2010-013).

[58] Ferrari (KLOE collaboration). Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 494 (2002) 163-172.

[59] H.A. Bethe. Phys. Rev. 89, 1256 (March 15, 1953).

[60] Particle Data Group website: http:// pdg.lbl.gov.

[61] National Instrument. NI C Series Module Compatibility Chart. URL: http://www.ni com/product-documentation/8136/en/ (cit.on p. 109).

[62] National Instruments. LabVIEW System Design Software. URL: http://www.ni.com/labview/ (cit. on p. 106, 111).

[63] W. Blum, W Riegler, L Rolandi. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2008).

[64] W. Blum, W Riegler, L Rolandi. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2009).

[65] L. Galli et al. A new generation of integrated trigger and read out system for the MEG II experiment, NSS/MIC IEEE (2014), DOI: 10.1109/NSSMIC.2014.7431218.

[66] C. Patrignani et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C 40 (2016) 100001 and 2017 update

Ringraziamenti

Ringrazio il professore Marco Panareo per la sua pazienza, la sua disponibilità e fiducia nei miei confronti, per aver creduto nelle mie forze nonostante le mie debolezze. ma, soprattutto, ringrazio l'amico Marco Panareo, per tutte le risate condivise con spontaneità, per i suoi consigli dati con tanta saggezza e per il coraggio che mi ha fatto trovare nei momenti più difficili.

Ringrazio mia madre per il suo sacrificio di una vita, per il suo sorriso che mi ha regalato ogni volta che ero triste e che mi ha reso la persona che sono adesso. Ringrazio al mio piccolo grande fratello adottivo Rossano che con la sua innocenza risolve tutti i suoi problemi più o meno gravi che siano.

Ringrazio a mio padre che dal cielo mi ha guidato i passi, per ogni suo consiglio quando non capivo la vita, per farmi vedere il mondo sempre più bello e che ha avuto fiducia nei mei sogni e non mi ha lasciato mai rinunciare ai miei obiettivi.

Ringrazio il prof. Franco Grancagnolo che ha rivisto pazientemente parti importanti della tesi. **Ringrazio Alessandro Corvaglia per la sua infinta pazienza** e per i suoi begli scherzi nonostante le sue critiche. Ringrazio le persone del laboratorio di elettronica: Gianluigi Chiarello, Carlo Pinto, Gianfranco Tassielli, Claudio Chiri, Alessandro Miccoli, Maria Paola Panetta per il loro appoggio e la loro disponibilità lavorativa.

Grazie alla dottoressa Maria Carmela Catamo che mi ha dato l'opportunità di realizzare il mio sogno: iscrivermi al corso di laurea in Fisica in Italia e conoscere tante belle persone.

Al mio bel gruppo di ragazze "Di nonna Titti" (Federica, Emanuela, Giulia, Carmen Gaia e Titti) per tutti questi anni percorsi insieme, per quei abbracci sinceri prima dell'esame e ancora più sinceri se l'esame non andava bene ☺. Alla mia cara amica Paola Mazzotta: non sono necessarie tante parole per capire quanto vale un'amicizia, nonostante la distanza. Ai mie colleghi di Università Laura, Antonio, Stefania, Eleonora, Ziggy, Chiara, Adolfo, Mara, Marco R., Marco B., Giorgio, Angelo per tutte le mattine che abbiamo trascorso insieme al caffè, e per i loro consigli.

Ringrazio soprattutto coloro i quali mi hanno offerto la loro amicizia, nonostante fossi una ragazza straniera appena arrivata e che mi hanno fatto sentire come fossi a casa mia.

Ringrazio la mia bella coinquilina Eleonora Rizzo che è diventata la sorella che non ho avuto, per quelle serate senza fine, durante le quali mi cucinava la pizza più buona dal mondo, e che non mi diceva mai NO anche se tante volte era stanca; ringrazio la sua famiglia che mi ha accolto come una figlia, Giacomo per le litigate contradditorie che iniziavano da nulla e finivano con una grande risata. Ringrazio Milena e la sua famiglia per tutto il loro appoggio, la mia bella Mari Rosa che dopo una giornata piena di alti e bassi, bastava soltanto guardare il suo sorrisino e passava tutto.

A Cettina per le serate trascorse a McDonald's e al cinema, per farmi uscire dalla routine giornaliera promettendomi ogni volta che il prossimo film l'avrei scelto io (non è mai successo!).