

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PERUGIA

Dipartimento di Fisica e Geologia

Corso di Laurea in Fisica



TESI DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA

Misure di conducibilità dell'alluminio ultrapuro ed applicazioni criogeniche nell'esperimento CUPID

Anno Accademico 2025/2026

Relatore:

Dott. Matteo Duranti

Correlatori:

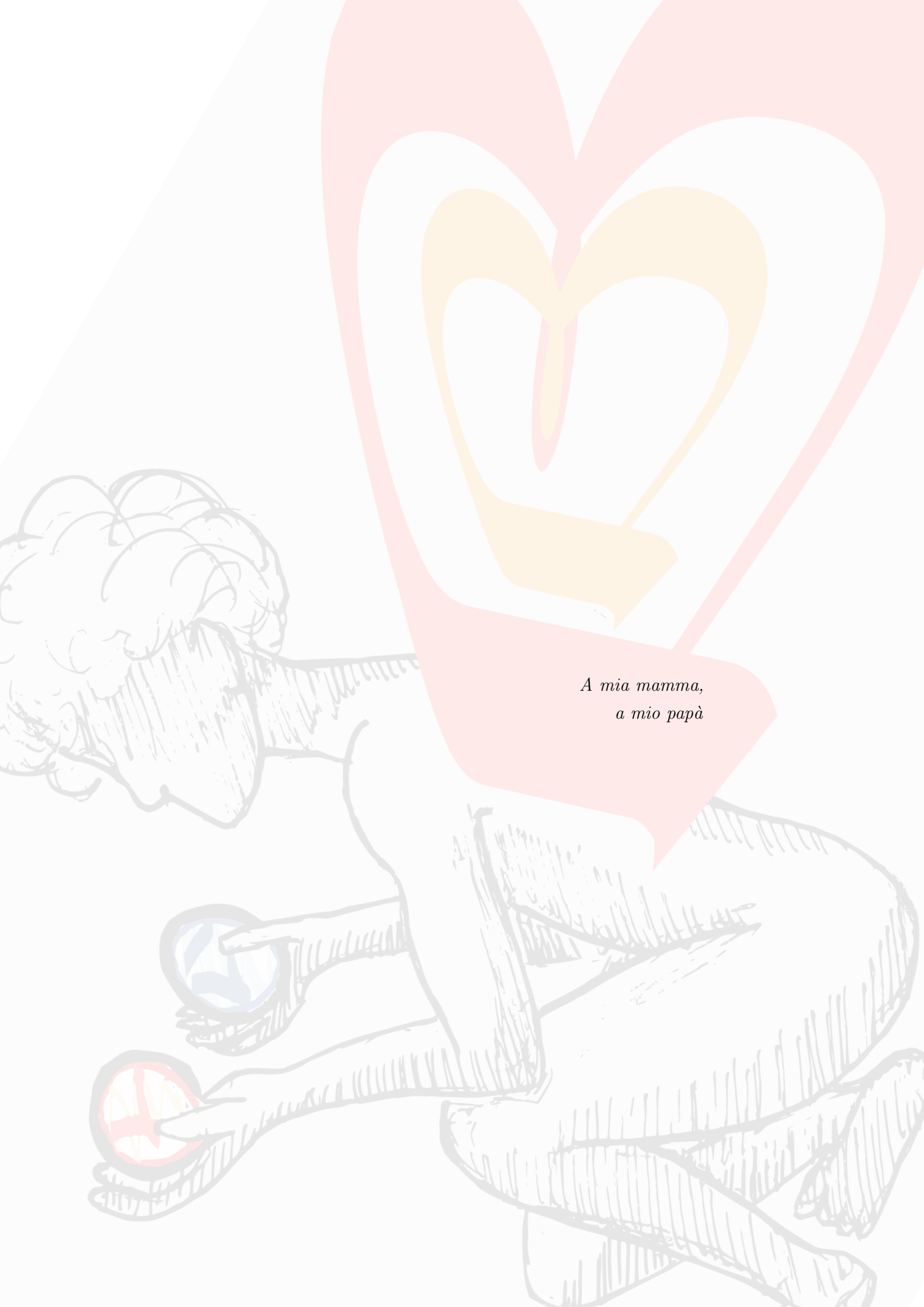
Dott. Stefano Di Lorenzo

Dott.ssa Serena D'Eramo

Candidato:

Simone Cingolani

Matricola 359267



*A mia mamma,
a mio papà*

Indice

Introduzione	3
1 Il doppio decadimento beta senza neutrini	5
1.1 Il neutrino e il decadimento β	5
1.2 Particelle di Majorana	7
1.3 Il decadimento $2\nu\beta\beta$ e il decadimento $0\nu\beta\beta$	8
2 CUORE	13
2.1 Tecnica bolometrica	14
2.2 Il <i>detector</i> e la struttura del criostato	16
2.3 Impianto di refrigerazione in condizioni standard	20
2.4 Pulse Tubes e <i>damping</i> delle vibrazioni	21
3 CUPID	24
3.1 Le modifiche per l'upgrade	24
3.2 Principio di funzionamento e <i>Particle ID</i>	25
3.3 Smorzamento delle vibrazioni	25
4 Montaggio e caratterizzazione del <i>setup</i>	27
4.1 Strumentazione e configurazione del criostato	27
4.2 Test di fuga	30
4.3 Primo raffreddamento e individuazione di anomalie	30
5 Misura della conducibilità termica	34
5.1 Configurazione finale dell'apparato e preparazione dei campioni . . .	34
5.2 Flusso di lavoro	37
5.3 Acquisizione e analisi dati	40
5.4 Risultati e considerazioni	43
5.5 Misure e prospettive future	47
Conclusioni	51
Ringraziamenti	52
Riferimenti bibliografici	53

Introduzione

L'esperimento CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) rappresenta lo stato dell'arte nella tecnologia dei bolometri criogenici, essendo costituito da una struttura modulare composta da 988 cristalli di diossido di tellurio (TeO_2) disposti in 19 torri, per una massa totale dell'assorbitore di 741 kg, corrispondente a circa 206 kg di massa attiva dell'isotopo ^{130}Te . Il rivelatore opera a una temperatura di circa 10 mK, mantenuta stabile da un criostato a diluizione *cryo-free*. A queste temperature, la capacità termica dei cristalli diminuisce drasticamente in accordo con la legge di Debye ($C \propto T^3$), permettendo di convertire anche il minimo rilascio di energia da parte degli elettroni emessi nel decadimento in un incremento di temperatura misurabile con un'eccellente risoluzione energetica [2, 19]. Il futuro di questo programma sperimentale è rappresentato da CUPID (CUORE Upgrade with Particle Identification), che sfrutterà la medesima infrastruttura criogenica di CUORE. Attualmente in fase di sviluppo, CUPID permetterà di ridurre il fondo radioattivo di due ordini di grandezza rispetto al suo predecessore. Questo miglioramento sarà ottenuto sostituendo i cristalli di TeO_2 con cristalli scintillanti di molibdato di litio (Li_2MoO_4), combinando l'identificazione delle particelle (doppia lettura calore-luce) con il maggior Q -value dell'isotopo ^{100}Mo [23, 27]. Per l'upgrade sono oggetto di studio anche modifiche in grado di ridurre la trasmissione delle vibrazioni meccaniche al volume sperimentale, come la sostituzione del rame con alluminio ultrapuro per la costruzione di termalizzazioni tra gli stadi del criostato e i criorefrigeratori.

Il mio lavoro di tesi si colloca all'interno di una campagna di caratterizzazione delle proprietà termiche e meccaniche dell'alluminio ultrapuro attualmente in corso presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). L'alluminio ultrapuro è il principale candidato alla sostituzione del rame OFHC (Oxygen Free High Conductivity) nelle termalizzazioni dei criorefrigeratori Pulse Tubes, parti integranti dell'impianto di refrigerazione che permette di mantenere il rivelatore dell'esperimento CUORE a ~ 10 mK. La presente tesi è basata sul lavoro che ho avuto l'opportunità di svolgere presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, in collaborazione con il team di ricerca degli esperimenti CUORE e CUPID. Tale esperienza è stata possibile grazie a una borsa di studio della durata di tre settimane messa a bando dalla Commissione Scientifica Nazionale 2 dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare. Presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso ho avuto modo di partecipare in prima persona alla

fase di costruzione e ottimizzazione del *setup* sperimentale, alla fase di acquisizione e a quella di elaborazione dei dati relativi alle misure di conducibilità termica dell'alluminio ultrapuro a temperature criogeniche.

Nel primo capitolo viene sinteticamente riportata una descrizione del neutrino, delle particelle di Majorana e dei decadimenti β , $2\nu\beta\beta$ e $0\nu\beta\beta$. Nel secondo e nel terzo capitolo vengono descritti, rispettivamente, gli esperimenti CUORE e CUPID e le sfide sperimentali che questi affrontano. Nel quarto capitolo vengono descritte la fase di montaggio e l'ottimizzazione del criostato impiegato per la misura di conducibilità. Infine, nel quinto capitolo viene presentata la metodologia sperimentale adottata, è descritta la fase di acquisizione dati e analisi delle incertezze e sono presentati i risultati ottenuti, insieme a una breve panoramica sui futuri sviluppi di questa campagna di caratterizzazione dell'alluminio ultrapuro.

1 Il doppio decadimento beta senza neutrini

L'esperimento CUORE, situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso, nasce con il primario obiettivo di ricercare il decadimento doppio beta senza neutrini ($0\nu\beta\beta$). L'osservazione di questo raro processo rappresenterebbe una scoperta di portata fondamentale per la fisica delle particelle: dimostrerebbe in modo inequivocabile la natura di Majorana del neutrino ($\nu \equiv \bar{\nu}$), confermerebbe la violazione del numero leptonico ($\Delta L = 2$) e permetterebbe di determinare la massa efficace di Majorana, fornendo informazioni fondamentali per lo studio sia dell'origine della massa dei neutrini che di una possibile sorgente dell'asimmetria materia-antimateria nell'Universo.

1.1 Il neutrino e il decadimento β

I neutrini sono fermioni neutri di spin $1/2$ che interagiscono esclusivamente tramite l'interazione debole (presentandosi con chiralità sinistrorsa (LH, *Left-Handed*) per i neutrini e destrorsa (RH, *Right-Handed*) per gli antineutrini) e l'interazione gravitazionale. La loro esistenza fu ipotizzata nel 1930 da Wolfgang Pauli in una lettera indirizzata ai partecipanti a un convegno a Tubinga, come «disperata soluzione» per garantire la conservazione dell'energia e del momento angolare nei decadimenti β [1, 11]. Difatti, l'interpretazione del decadimento β come un decadimento a due corpi risulta inconciliabile con due evidenze sperimentali fondamentali:

- la presenza di uno spettro energetico continuo per gli elettroni emessi, in netto contrasto con le righe spettrali discrete osservate nei decadimenti a due corpi (si vedano, ad esempio, i decadimenti α);
- l'impossibilità di soddisfare la conservazione del momento angolare totale imponendo uno stato finale costituito da sole due particelle.

Ipotizzando formalmente un decadimento β^- nucleare a due soli corpi:

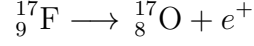
$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 1) + e^-$$

si avrebbe un valore discreto di energia cinetica per l'elettrone emesso, circa pari al Q -value del processo:

$$Q = [m(A, Z) - m(A, Z + 1) - m_e] c^2$$

Gli esperimenti evidenziavano invece una distribuzione energetica continua con un valore di soglia superiore (*endpoint*) coincidente con il Q -value teorico [1, 11]. L'in-

compatibilità della conservazione del momento angolare con l'ipotesi di decadimento β come decadimento a due corpi può essere illustrata considerando il decadimento β^+ del ^{17}F :



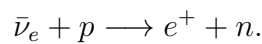
In base al modello nucleare a shell, sia il nucleo iniziale (^{17}F) sia il nucleo finale (^{17}O) presentano uno spin nel loro stato fondamentale pari a $J = 5/2$. Qualora si trattasse di un processo a due corpi, la conservazione del momento angolare richiederebbe:

$$J_i = J_f + S_{e^+} + L \implies \frac{5}{2} = \frac{5}{2} + \frac{1}{2} + L$$

La composizione dello spin del nucleo finale con quello del positrone genera uno spin totale intero. Aggiungendo un momento angolare orbitale L (necessariamente intero), lo stato finale avrebbe un momento angolare totale intero, incapace di eguagliare il valore semintero ($5/2$) dello stato iniziale. Questo esempio dimostra chiaramente che, per ripristinare la conservazione del momento angolare totale, la particella ipotizzata da Pauli doveva possedere spin semintero ($s = 1/2$). Nel 1934, Enrico Fermi formulò la prima teoria quantistica del decadimento β , assumendo una struttura nucleare costituita da protoni e neutroni (scoperti nel 1932 da Chadwick) e descrivendo la produzione della coppia elettrone-antineutrino (o positrone-neutrino) come una transizione quantistica puntiforme (*point-like*) del nucleone coinvolto ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). La probabilità di transizione in unità di tempo λ è ricavabile tramite la teoria delle perturbazioni al primo ordine (Regola d'Oro di Fermi):

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | \hat{H}_{\text{int}} | i \rangle \right|^2 \frac{dn}{dE_f}$$

dove $\frac{dn}{dE_f}$ rappresenta la densità degli stati finali e $\langle f | \hat{H}_{\text{int}} | i \rangle$ è l'elemento di matrice di transizione determinato dall'Hamiltoniana di interazione. La teoria di Fermi fu in grado di riprodurre accuratamente la forma dello spettro continuo, dimostrando come l'energia disponibile, pari al Q -value, venisse ripartita statisticamente tra l'elettrone e l'antineutrino [1, 11]. La prima evidenza sperimentale diretta dell'esistenza dell'antineutrino elettronico fu ottenuta nel 1956 da Frederick Reines e Clyde Cowan presso il reattore di Savannah River attraverso la rivelazione del decadimento β inverso:



Nel 1962, Leon Lederman, Melvin Schwartz e Jack Steinberger dimostrarono all'AGS di Brookhaven l'esistenza di una seconda famiglia leptonica, scoprendo il neutrino muonico (ν_μ). Infine, nel 2000, la collaborazione DONUT al Fermilab scoprì il

neutrino tauonico (ν_τ).

1.2 Particelle di Majorana

In teoria quantistica dei campi, le particelle possono essere divise in due classi fondamentali: quelle che coincidono con la propria antiparticella e quelle che differiscono da essa per il valore di almeno un numero quantico conservato (come la carica elettrica o il numero barionico, come nel caso del neutrone). Tra le particelle che coincidono con la propria antiparticella si annoverano bosoni quali il fotone (γ) e il pione neutro (π^0). Nel 1937 Ettore Majorana ipotizzò che fermioni neutri dotati di massa potessero essere descritti da campi reali coincidenti con i propri coniugati di carica [14]. Tale ipotesi si pone in netto contrasto con la teoria di Dirac, la quale descrive fermioni dotati di un'antiparticella distinta. L'eventuale osservazione del doppio decadimento beta senza neutrini ($0\nu\beta\beta$) fornirebbe la prova sperimentale della natura di Majorana del neutrino e rappresenterebbe la prima evidenza diretta di violazione del numero leptonico (L). Ad oggi non è mai stato osservato alcun processo fisico in cui non venga conservato il numero di barioni (B) e leptoni (L) coinvolti. Questo fatto suggerisce che il numero barionico e il numero leptonico siano entrambi soggetti a leggi di conservazione, ipotesi catturata nel Modello Standard (MS), dove L e B sono simmetrie accidentali [2]. Nella sua formulazione originale, il MS assume neutrini privi di massa e considera esclusivamente campi a chiralità sinistrorsa (ν_L). Tuttavia, la scoperta del fenomeno di oscillazione di sapore ha dimostrato in modo inconfutabile che i neutrini possiedono massa non nulla, rendendo necessaria un'estensione della teoria. Per introdurre un termine di massa dei neutrini nella lagrangiana del Modello Standard si possono adottare due approcci complementari [10]:

1. Termine di massa di Dirac

$$\mathcal{L}_D = -m_D \bar{\nu}_L \nu_R + \text{h.c.}$$

in questo contesto, m_D è una costante e ν_R è un campo di neutrino destrorso che risulta necessario aggiungere al MS per poter costruire il termine di massa di Dirac. Questo termine di massa¹ ha la stessa forma di quelli che conferiscono massa ai leptoni carichi e ai quark. Esso non mescola neutrini e antineutrini e, di conseguenza, conserva il numero quantico L .

¹Nella presente espressione del termine lagrangiano di massa di Dirac, con h.c. indichiamo il coniugato hermitiano del primo termine. Difatti quest'ultimo da solo non sarebbe hermitiano ed è dunque necessario sommarlo al suo aggiunto.

2. Termine di massa di Majorana

$$\mathcal{L}_M = -m_M \bar{\nu}_R^c \nu_R + \text{h.c.}$$

un qualsiasi termine di massa di Majorana di questa forma trasforma un ν in un $\bar{\nu}$ e un $\bar{\nu}$ in un ν . Pertanto, esso chiaramente non conserva il numero leptonico L . Una volta che il mescolamento $\nu \leftrightarrow \bar{\nu}$ del termine di massa di Majorana è presente, nulla può distinguere un autostato di massa del neutrino dalla sua antiparticella.

1.3 Il decadimento $2\nu\beta\beta$ e il decadimento $0\nu\beta\beta$

Nel modello a goccia (formula semiempirica di Weizsäcker), l'energia di legame nucleare E_b è descritta dalla sovrapposizione di quattro contributi principali: un termine di volume, uno di superficie, uno coulombiano e uno di asimmetria tra il numero di protoni e neutroni:

$$E_b = a_v A - a_s A^{\frac{2}{3}} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - a_{\text{sym}} \frac{(A-2Z)^2}{A}$$

in unità naturali, la massa del nucleo si esprime dunque come:

$$M = (A - Z)m_n + Zm_p - E_b.$$

Tuttavia, dal confronto con i dati sperimentali emerge che i nuclei pari-pari presentano un'energia di legame sistematicamente più alta rispetto alle stime del modello, mentre i nuclei dispari-dispari mostrano un'energia di legame più bassa. Per rendere conto di tale effetto, si introduce nella formula un termine correttivo di accoppiamento (o *pairing*) $\delta(A, Z)$, definito come:

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} +a_p A^{-\frac{3}{4}} & \text{per } A \text{ pari e } Z, N \text{ pari (pari-pari)} \\ 0 & \text{per } A \text{ dispari} \\ -a_p A^{-\frac{3}{4}} & \text{per } A \text{ pari e } Z, N \text{ dispari (dispari-dispari)} \end{cases}$$

fissando il numero di massa A , la massa nucleare assume una dipendenza quadratica dal numero atomico Z :

$$M(Z) = \alpha Z^2 + \beta Z + \gamma \pm \delta_0$$

dove α è un coefficiente positivo. L'equazione descrive quindi una parabola con concavità rivolta verso l'alto. Nel caso di nuclei isobari con A pari, la presenza del termine di *pairing* dà origine a due parabole distinte, traslate verticalmente tra loro di $2\delta_0$: una descrive la relazione massa-numero atomico per i nuclei dispari-dispari e l'altra per quelli pari-pari (si veda Fig. 1).

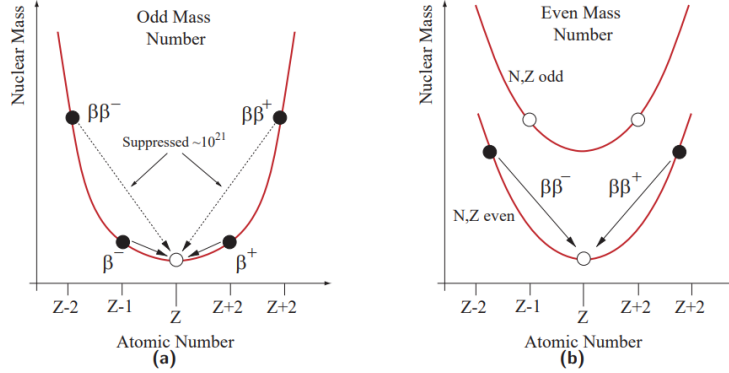


Figura 1: Parabole isobariche che riportano la massa del nucleo in funzione del numero atomico. Sulla sinistra è riportata la curva isobarica nel caso di nuclei dispari. Sulla destra sono invece riportate le parabole isobariche per nuclei pari-pari e dispari-dispari.

Il decadimento β singolo è una transizione isobarica poiché conserva il numero totale di nucleoni A . Dal punto di vista cinematico, affinché il decadimento β^- avvenga spontaneamente, è necessario che il Q -value del processo sia positivo, ossia che sussista la condizione $M(A, Z) > M(A, Z + 1)$, dove M indica le masse dei nuclei coinvolti. Nei nuclei con numero di massa A pari, l'azione dell'energia di *pairing* rende la massa dei nuclei dispari-dispari sistematicamente superiore rispetto a quella dei nuclei pari-pari limitrofi. Di conseguenza, per diversi nuclei pari-pari (A, Z) , il decadimento β singolo nel nucleo $(A, Z + 1)$ risulta energeticamente proibito ($M(A, Z) < M(A, Z + 1)$). Tuttavia, se il nucleo $(A, Z + 2)$ possiede una massa inferiore rispetto a quello iniziale ($M(A, Z) > M(A, Z + 2)$), diventa cinematicamente accessibile il canale del doppio decadimento beta con emissione di due antineutrini ($2\nu\beta\beta$):

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e.$$

Tale processo semileptonico è previsto dal Modello Standard ed è stato sperimentalmente osservato per 11 isotopi. Il doppio decadimento beta può dunque verificarsi quando il nucleo iniziale (A, Z) ha una massa atomica minore del nucleo $(A, Z + 1)$, ma maggiore del nucleo $(A, Z + 2)$. Il decadimento $2\nu\beta\beta$ può rappresentare la mo-

dalità di decadimento dominante anche laddove il decadimento β singolo sia cinematicamente permesso, qualora quest'ultimo risulti fortemente soppresso da regole di selezione sulla variazione di momento angolare (come nel caso del ^{48}Ca). Analogamente al decadimento β singolo, oltre al canale $\beta^-\beta^-$ sono possibili anche i processi di decadimento con emissione di due positroni ($\beta^+\beta^+$) o di cattura elettronica [2, 18]. Nel 1939, W. H. Furry postulò la possibilità di un doppio decadimento beta privo di neutrini nello stato finale ($0\nu\beta\beta$), interpretabile come l'emissione di un neutrino virtuale da parte di un primo nucleone e il suo riassorbimento da parte di un secondo [15]. Questo processo viola la conservazione del numero leptonico ($\Delta L = 2$) ed è proibito dal Modello Standard. La possibilità che tale processo avvenga richiede il simultaneo verificarsi di due condizioni fondamentali:

1. **La natura di Majorana del neutrino.** Difatti, la particella scambiata deve coincidere con la propria antiparticella ($\nu \equiv \bar{\nu}$).
2. **La massa del neutrino non nulla ($m_\nu \neq 0$).** Infatti, la presenza di una massa a riposo finita è indispensabile per consentire *helicity flip*. Tale processo è necessario a causa della struttura $V - A$ dell'interazione debole, per cui l'antineutrino emesso con chiralità prevalentemente destrorsa nel primo vertice deve presentare una componente sinistrorsa per poter essere assorbito come neutrino nel secondo vertice.

L'interesse per l'osservazione del decadimento $0\nu\beta\beta$ può essere, alla luce di quanto discusso, ricondotto a tre ragioni fondamentali:

1. la sua osservazione dimostrerebbe che il neutrino è una particella di Majorana;
2. la sua osservazione fornirebbe la prova diretta del fatto che il numero leptonico non è una simmetria esatta della natura;
3. la sua osservazione permetterebbe di effettuare una misura diretta della scala di massa assoluta del neutrino².

Cenni sul meccanismo di decadimento e massa di Majorana Come già menzionato, questo processo risulterebbe possibile unicamente nel caso in cui il neutrino coincida con la sua antiparticella e abbia massa non nulla (condizione necessaria affinché si possa verificare l'*helicity flip* richiesto per la transizione). Difatti i bosoni mediatori dell'interazione debole si accoppiano solo con neutrini *left-handed* e con

²Gli esperimenti di oscillazione hanno permesso di misurare unicamente i parametri di mixing e i Δm^2 . Questi esperimenti, tuttavia, non forniscono informazioni sulle masse assolute del neutrino. Ad oggi, è ancora ignota la scala di gerarchia tra le masse degli autostati di massa del neutrino.

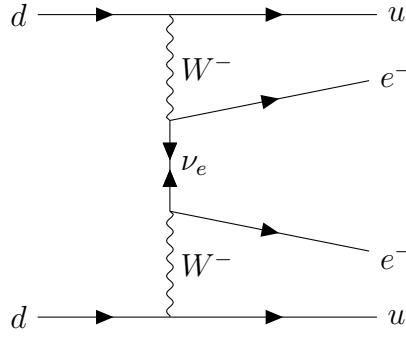


Figura 2: Diagramma del doppio decadimento beta senza neutrini: due quark down si trasformano in 2 quark up con emissione di due bosoni W^- . Qui, a differenza dei processi di decadimento β e $\beta\beta$ in cui il bosone mediatore decade immediatamente in un elettrone e un antineutrino, si osserva lo scambio di un neutrino virtuale tra i vertici di decadimento dei bosoni W^- . Questo processo, che porta ad avere unicamente due elettroni nello stato finale, sarebbe possibile solo se il neutrino fosse una particella di Majorana.

antineutrini *right-handed*. La probabilità che tale *helicity flip* avvenga è proporzionale al quadrato della massa efficace di Majorana ($|m_{\beta\beta}|^2$), che essendo molto piccola garantisce una forte soppressione del processo. I neutrini di Majorana possiedono intrinsecamente componenti di chiralità sia destrorsa che levogira ed è possibile scrivere la loro funzione d'onda come segue:

$$\Psi_M(x) = \Psi_L(x) + \Psi_R(x),$$

dove $\Psi_L(x)$ è la componente levogira, $\Psi_R(x)$ è la componente destrorsa [2, 18]. Seguendo l'approccio di Mei et al. [18], la particella di Majorana virtuale nel decadimento $0\nu\beta\beta$ è prevalentemente destrorsa, con una piccola componente levogira proporzionale a $\frac{|m_{\beta\beta}|c^2}{E}$. Dunque:

$$\Psi_M(x) = \left(\frac{|m_{\beta\beta}|c^2}{E} \right) \Psi_L(x) + \Psi_R(x).$$

La sovrapposizione delle componenti destrorsa e levogira ai vertici di decadimento fornisce così un meccanismo elegante per la descrizione del decadimento $0\nu\beta\beta$. Si osservi che la componente levogira della funzione d'onda del neutrino assorbibile al secondo vertice viene soppressa dal fattore $\frac{|m_{\beta\beta}|c^2}{E}$, proporzionale alla massa efficace di Majorana, $|m_{\beta\beta}|$ [2, 18]. Quest'ultima è definita come combinazione lineare ponderata degli autostati di massa tramite la matrice di mixing Pontecorvo-Maki-

Nakagawa-Sakata (PMNS):

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

Risulta inoltre possibile determinare sperimentalmente la massa efficace di Majorana quando sia noto il tempo di dimezzamento $T_{1/2}^{0\nu}$ del decadimento beta senza neutrini. Di seguito si riporta la relazione che cattura tale dipendenza:

$$T_{1/2}^{0\nu} = \frac{1}{G_{0\nu} |M_{0\nu}|^2 \left(\frac{|m_{\beta\beta}|}{m_e} \right)^2},$$

ove $G_{0\nu}$ rappresenta il fattore dello spazio delle fasi, proporzionale a $(Q\text{-value})^5$ e dunque strettamente dipendente dall'energia disponibile nella transizione. Parallelamente, $M_{0\nu}$ (Elemento di Matrice Nucleare) è l'ampiezza di transizione quantistica tra lo stato fondamentale del nucleo iniziale $|I\rangle$ e lo stato fondamentale del nucleo finale $|F\rangle$, mediata dall'operatore di transizione $\hat{O}_{0\nu}$:

$$M_{0\nu} = \langle F | \hat{O}_{0\nu} | I \rangle$$

Tale fattore viene determinato teoricamente sulla base di complessi modelli nucleari [2, 18]. Il decadimento $0\nu\beta\beta$ è estremamente raro; negli anni sono stati determinati vari limiti inferiori per il tempo di dimezzamento. Si riportano nella tabella 1 i dati più recenti.

Tabella 1: Limiti più recenti per i tempi di dimezzamento per isotopi candidati al decadimento $0\nu\beta\beta$ ad aprile 2026 [40].

$T_{1/2}(10^{23} \text{ yr})$	$CL\%$	Isotopo	Esperimento	$T_{1/2}(10^{23} \text{ yr})$	$CL\%$	Isotopo	Esperimento
> 3	90	^{134}Xe	PandaX-4T	> 18	90	^{100}Mo	CUPID-Mo
> 2300	90	^{136}Xe	KamLAND-Zen	> 46	90	^{82}Se	CUPID-0
> 830	90	^{76}Ge	MAJORANA	> 1.8	90	^{82}Se	CUPID-0
> 2.1	90	^{100}Mo	CUPID-Mo	> 3.0	90	^{82}Se	CUPID-0
> 1.2	90	^{100}Mo	CUPID-Mo	> 3.2	90	^{82}Se	CUPID-0
> 13	90	^{136}Xe	NEXT	> 59	90	^{130}Te	CUORE
> 220	90	^{130}Te	CUORE	> 15	90	^{100}Mo	CUPID-Mo
> 36	90	^{128}Te	CUORE	> 39.9	90	^{76}Ge	MAJORANA-Dem
> 12	90	^{136}Xe	XENON1T				

2 CUORE

Una serie di esperimenti ha come primario obiettivo la ricerca del decadimento $0\nu\beta\beta$ e la conseguente determinazione della massa efficace di Majorana; tra questi figurano CUORE e LEGEND [2, 3, 4, 5]. L'esperimento CUORE è localizzato nei laboratori sotterranei dei LNGS al fine di ridurre quanto più possibile la radiazione di fondo (l'effetto di *shielding* dei raggi cosmici è equivalente a quello offerto da una colonna di 3600 m d'acqua). Il design dell'esperimento è orientato alla minimizzazione del *background* radioattivo e alla riduzione del rumore ambientale. Il volume sperimentale di CUORE si trova all'interno di un criostato con una temperatura di base di ~ 10 mK [6, 19, 7, 26]. Il fatto che il rivelatore operi a temperature di ~ 10 mK si rende necessario al fine di aumentare quanto più possibile la sensibilità del *detector* stesso. Difatti, per l'osservazione del decadimento $0\nu\beta\beta$ l'esperimento CUORE impiega la tecnica bolometrica, proposta da Fiorini e Niinikoski nel 1984 [9].

Segnatura sperimentale La ricerca del decadimento $0\nu\beta\beta$ si basa sulla rivelazione dei due elettroni emessi nello stato finale. Poiché l'energia cinetica di rinculo del nucleo è trascurabile, il Q -value del processo coincide pressoché con la somma delle energie cinetiche della coppia di elettroni. La segnatura sperimentale consiste quindi in un picco monocromatico, nello spettro in energia, in corrispondenza del Q -value³. A complicare significativamente questa misura c'è il *background* dovuto alla radioattività ambientale e ai raggi cosmici: un segnale di $0\nu\beta\beta$ potrebbe difatti essere mascherato da eventi del fondo. Un'altra importante fonte di *background*, che non è possibile rimuovere, è dovuta al decadimento doppio beta dei nuclei ($2\nu\beta\beta$). Difatti, gli isotopi candidati per il decadimento $0\nu\beta\beta$ sono quelli per cui è soppresso il decadimento beta semplice ma è permesso il doppio decadimento beta. Tuttavia il decadimento $2\nu\beta\beta$ mostra delle importanti differenze rispetto al processo $0\nu\beta\beta$ dal punto di vista dello spettro energetico: in virtù della presenza di due antineutrini nello stato finale, l'energia dei due elettroni sarà descritta da una distribuzione continua con *end-point* nel Q -value del processo, come mostrato in Fig. 3 [2]. I requisiti fondamentali che guidano la scelta dell'isotopo candidato per la ricerca del decadimento $0\nu\beta\beta$ sono due:

- **Elevato Q -value.** Il Q -value del processo definisce la regione energetica d'interesse (ROI, *Region of Interest*), determinando direttamente l'entità del fondo radioattivo a cui è soggetta la misura. La soglia minima ottimale che il

³Poiché il tempo di risposta del bolometro supera di diversi ordini di grandezza il tempo di deposizione energetica degli elettroni, il rivelatore integra l'energia rilasciata da entrambi in un unico segnale.

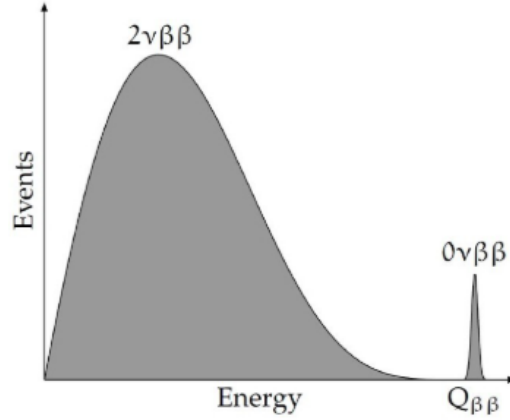


Figura 3: Un confronto qualitativo tra lo spettro energetico caratteristico del decadimento $2\nu\beta\beta$ e quello del decadimento $0\nu\beta\beta$.

Q -value dovrebbe superare è rappresentata dal limite naturale della radioattività γ (2614.5 keV). La condizione operativa ideale si ottiene tuttavia per Q -value > 3270 keV, valore corrispondente all'energia massima del decadimento β della catena dell' ^{238}U ⁴. Collocare la ROI al di sopra di questo limite significherebbe operare in una regione dello spettro intrinsecamente priva delle contaminazioni β e γ , abbattendo drasticamente il rumore di fondo.

- **Un'elevata abbondanza isotopica naturale.** Per ridurre al minimo, o evitare, il ricorso a complessi e dispendiosi processi di arricchimento.

Come già anticipato, i rivelatori in tutti gli esperimenti che cercano il doppio decadimento beta senza neutrini hanno come obiettivo la misura della somma delle energie degli elettroni dello stato finale. Sono due le classi di rivelatori impiegati per la ricerca del decadimento $0\nu\beta\beta$: rivelatori in cui la sorgente del decadimento è integrata nel rivelatore (è questo il caso dell'approccio bolometrico) e rivelatori in cui la sorgente del decadimento è esterna rispetto al rivelatore (questi hanno come vantaggio la possibilità di ricostruire la topologia dell'evento ma hanno bassa efficienza di rivelazione e scarsa risoluzione energetica) [2].

2.1 Tecnica bolometrica

Un bolometro criogenico è un rivelatore che opera a basse temperature e misura, mediante una variazione di temperatura, l'energia delle interazioni tra particelle convertita in fononi [7]. La tecnica bolometrica garantisce una risoluzione energetica

⁴Nello specifico, il decadimento β^- del ^{214}Bi .

spesso migliore rispetto a quella dei rivelatori (a ionizzazione o a scintillazione) capaci di misurare l'energia rilasciata dalle particelle nel *detector* attraverso fenomeni di ionizzazione o eccitazione degli atomi dello stesso. Parte dell'energia rilasciata dalle particelle induce fenomeni di eccitazione dei fononi del reticolo cristallino del rivelatore; questa energia non viene misurata con tali tecniche sperimentali. Al contrario, le tecniche bolometriche consentono esattamente la rivelazione dell'energia convertita in vibrazioni reticolari attraverso una misura delle variazioni di temperatura. Ogni rivelatore bolometrico (Fig. 4) si compone di:

1. un elemento assorbente, la parte del *detector* in cui le particelle depositano energia⁵;
2. un sensore di fononi, l'elemento che converte l'energia depositata dalle particelle in un segnale elettrico.

I bolometri, essendo rivelatori sensibili ai fononi, ricadono nella categoria dei *Phonon Mediated particle Detectors (PMDs)*. Un generico PMD può essere schematizzato come un *detector* con una data capacità termica C (comprensiva dei contributi della capacità termica dell'assorbitore e dei sensori), collegato a un bagno termico alla temperatura fissata T_0 mediante un *link* di conduttanza G [7]. Una deposizione di energia ΔE nell'assorbitore genera una variazione della temperatura esprimibile secondo la relazione [8]:

$$\Delta T(t) = \frac{\Delta E}{C} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

ove $\tau = \frac{C}{G}$ è la costante di tempo caratteristica di questo processo. Risulta quindi evidente come il calore specifico sia un parametro estremamente importante nella scelta del materiale dell'elemento assorbente. Il calore specifico del cristallo può essere, in prima approssimazione, espresso attraverso il modello di Debye nel limite delle basse temperature ($T \ll \Theta_D$) secondo la relazione [13]:

$$c_{mol}(T) = \frac{12\pi^4 k_B N_A}{5} \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3$$

che è in grado di mostrare la dipendenza del calore specifico dalla temperatura. Si osservi come, per un dato ΔE depositato da particelle nei cristalli del rivelatore, si ottenga una maggiore variazione di temperatura corrispondente all'evento quanto più piccola è la capacità termica alla temperatura di lavoro del rivelatore. Difatti, ancor più importante della scelta del materiale, al fine di garantire una bassa capacità termica, è operare a temperature criogeniche (dell'ordine di 10–100 mK). Basti

⁵Il materiale può essere diverso a seconda dei casi ma sempre soggetto al vincolo di dover avere un basso calore specifico alla temperatura operativa del rivelatore.

pensare che se si tentasse di rivelare una deposizione di energia di 1 MeV in una mole di materiale assorbitore a temperatura ambiente, si osserverebbe una variazione di temperatura $\Delta T = 10^{-18}$ – 10^{-15} K [7]. Sebbene sia secondario, risulta interessante notare come una bassa capacità termica sia favorevole anche nel garantire una risposta quanto più rapida possibile del *detector* (essendo $\tau = \frac{C}{G}$).

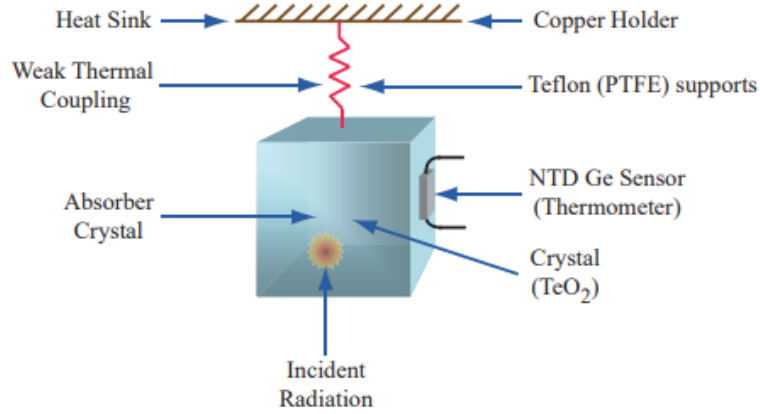


Figura 4: Nell'immagine è possibile osservare la struttura dell'unità fondamentale di un bolometro: un cristallo che opera come elemento assorbente e associato ad esso un sensore di temperatura. Il cristallo è debolmente accoppiato termicamente a un bagno termico.

La principale limitazione della tecnica bolometrica è rappresentata dalla sua lenta risposta temporale. Nell'esperimento CUORE, in cui il bolometro è costituito da 988 cristalli di TeO_2 da 750 g ciascuno operati a circa 10 mK, si hanno tempi di salita (*rise time*) tipicamente compresi tra 50 e 80 ms e tempi di decadimento (*decay time*) attorno ai 200–250 ms. Tuttavia, questa risposta lenta tipicamente non compromette l'efficacia della tecnica bolometrica nella ricerca di processi rari, come il doppio decadimento beta senza neutrini ($0\nu\beta\beta$). L'estrema rarità di tali eventi e il basso livello di fondo rendono infatti la frequenza di conteggio talmente ridotta da rendere molto bassa la probabilità di sovrapposizione dei segnali (*pile-up*) [16, 17].

2.2 Il *detector* e la struttura del criostato

Il *detector* di CUORE, bolometro criogenico, rivela l'energia rilasciata dalla radiazione in forma di una variazione di temperatura. Tale variazione di temperatura viene convertita in una tensione da sensori in germanio *Neutron Transmutation Doped* (NTD) [16, 22]. Gli sforzi sperimentali nell'esperimento CUORE sono volti quasi interamente a garantire:

1. il disaccoppiamento meccanico del *detector* dall'ambiente;
2. il disaccoppiamento termico tra ambiente e rivelatore;
3. la riduzione del *background* radioattivo.

Al fine di minimizzare l'accoppiamento termico tra l'ambiente esterno e il volume sperimentale, il criostato è costituito da sei stadi termici compresi tra ~ 300 K e ~ 10 mK (nello specifico a circa 300 K, 40 K, 4 K, 600 mK, 50 mK e 10 mK)[19]. A ciascuno di questi stadi corrisponde un *vessel* a simmetria cilindrica, termicamente disaccoppiato dagli altri e disposto coassialmente rispetto ad essi. I due *vessel* relativi agli stadi termici a 300 K e 4 K costituiscono due camere a vuoto indipendenti: l'OVC (*Outer Vacuum Chamber*) e l'IVC (*Inner Vacuum Chamber*) (Fig. 5). L'OVC presenta un volume di 5.86 m^3 e raggiunge una pressione minima di $\sim 10^{-6}$ mbar; la camera più interna (IVC) ha invece un volume di 3.44 m^3 e opera a una pressione minima di $\sim 10^{-8}$ mbar, garantendo un regime di ultra-alto vuoto (UHV) [19].

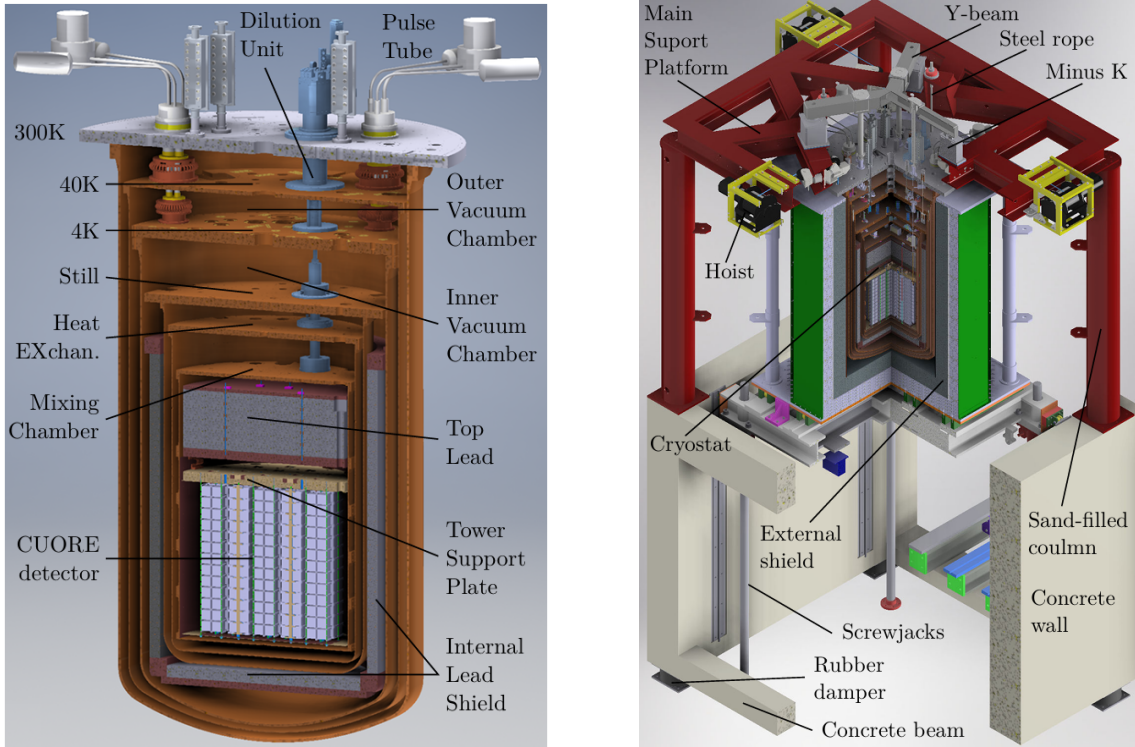


Figura 5: Uno schema del criostato e dell'infrastruttura meccanica che lo sostiene.

Schermature All'interno dell'IVC sono allocati due schermi in piombo per attenuare il fondo di radioattività ambientale. Il primo è l'*Inner Lead Shield* (ILS), collocato tra lo stadio a 4 K e quello a 600 mK al fine di garantire una schermatura laterale e inferiore. La schermatura più interna (*Top Lead*) è invece collocata al di

sotto del piatto dello stadio a 10 mK (collocandosi quindi all'interno dell'ultimo *vessel* insieme al rivelatore: la *Mixing Chamber*), fornendo una schermatura superiore per il *detector* stesso. L'ILS è costituito da uno strato di 6 cm di spessore di piombo di epoca romana⁶, scelto per il suo limitato contenuto dell'isotopo radioattivo ^{210}Pb . La riduzione del contenuto di tale isotopo è fondamentale, in quanto la sua presenza introdurrebbe un fondo energetico dovuto alla radiazione di *Bremsstrahlung* emessa durante il decadimento β del nucleo figlio (^{210}Bi). L'ILS è separato dal rivelatore unicamente dai *vessel* in rame degli stadi termici finali (*Still*, *HEX* e *MC*)⁷, che presentano uno spessore complessivo di circa 1 cm, massimizzando così la prossimità tra lo schermo radiopuro e i cristalli [19].

I cristalli Il rivelatore dell'esperimento CUORE, allocato all'interno della *Mixing Chamber*, è costituito da un array compatto di bolometri a stato solido in cui gli elementi assorbenti sono monocristalli di TeO_2 . La struttura del *detector* è modulare: i cristalli sono organizzati in 19 torri, dove ogni torre contiene 52 cristalli, per un totale di 988 cristalli. Ciascun cristallo ha dimensioni $5 \times 5 \times 5 \text{ cm}^3$ e la massa totale di ^{130}Te presente nel rivelatore è di circa 206 kg. L'isotopo ^{130}Te , tra i principali candidati per la ricerca del decadimento $0\nu\beta\beta$ (si veda Tab. 1), è stato selezionato per la sua elevata abbondanza isotopica naturale (34.17%) e per l'elevato Q -value di reazione, pari a $2527.518 \pm 0.013 \text{ keV}$. Tale energia si colloca al di sopra della quasi totalità dello spettro della radiazione γ di fondo naturale⁸ [6, 19].

Sensori di Temperatura L'esperimento CUORE sfrutta sensori ad alta impedenza, caratterizzati da elevata sensibilità, per determinare le variazioni di temperatura. Il *detector* è costituito da due elementi fondamentali (come discusso in maniera più generale nella sezione 2.1): i cristalli e i sensori di temperatura. I primi fungono da elementi assorbenti e i sensori di temperatura, dei termistori in germanio *Neutron Transmutation Doped* (NTD), permettono di rivelare le variazioni di temperatura. Quando dell'energia è rilasciata nel cristallo, si osserva un aumento della temperatura che va a modificare la resistenza del termistore NTD associato al

⁶L'impiego del piombo romano (recuperato dal relitto di una nave affondata al largo delle coste sarde) è motivato dalla sua straordinaria radiopurezza: la millenaria permanenza sotto l'acqua marina ha schermato i lingotti dai raggi cosmici, impedendo la formazione di nuovi isotopi radioattivi e consentendo il decadimento del ^{210}Pb residuo.

⁷*Still* indica lo stadio termico a 600 mK, *HEX* (*Heat Exchanger*) lo stadio a 50 mK e *MC* (*Mixing Chamber*) lo stadio finale a 10 mK, al cui interno è presente il rivelatore.

⁸Si noti tuttavia come tale valore sia leggermente inferiore alla riga γ a maggiore energia della radioattività naturale (2614.5 keV, dovuta al decadimento del ^{208}Tl). Il futuro *upgrade* dell'esperimento, CUPID, impiegherà un isotopo associato a un Q -value superiore a tale soglia.

cristallo stesso secondo la relazione non lineare:

$$R(T) = R_0 e^{\left(\frac{T_0}{T}\right)^\gamma}$$

dove R_0 e T_0 sono parametri dipendenti dal materiale e dalle dimensioni del termistore. Nel caso del *detector* di CUORE si ha: $R_0 = 1.1 \Omega$, $T_0 = 3.4 \text{ K}$ e $\gamma = 0.5$ a 10 mK [22].

Isolamento meccanico Al di sotto del *Top Lead* è installata la *Tower Support Plate* (TSP), alla quale è ancorato il rivelatore. La TSP è sospesa meccanicamente a una struttura esterna al criostato (la *Y-beam*) tramite tre barre di sospensione (*Detector Suspension bars*), al fine di massimizzare l'isolamento meccanico del rivelatore. La *Y-beam* poggia, in corrispondenza dello stadio a 300 K , su una struttura esterna al criostato denominata *Main Support Plate* (MSP): una rete di travi in acciaio di dimensioni $4.7 \text{ m} \times 4.1 \text{ m}$ che sostiene l'intera massa del criostato stesso mediante i tre cavi in acciaio inossidabile, ciascuno sottoposto a un carico di circa 6 t (si veda la Fig. 5). Sempre per favorire il disaccoppiamento meccanico, anche il piatto dello stadio a 300 K è direttamente sospeso dalla MSP. La MSP è a sua volta sostenuta da colonne in acciaio alte 4.25 m , riempite di sabbia per smorzare le vibrazioni meccaniche e poggianti su pareti in cemento. Al di sotto di tali pareti sono posti due ammortizzatori in gomma ad alto coefficiente di smorzamento, che disaccoppiano efficacemente l'intera struttura dal suolo [19].

In Tab. 2 sono riportate le principali caratteristiche di CUORE.

Tabella 2: Proprietà del rivelatore dell'esperimento CUORE.

Parametro	Valore
Temperatura di lavoro del rivelatore	$T \approx 10 \text{ mK}$
Capacità termica del cristallo	$C \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ J/K}$ a 10 mK
Accoppiamento termico cristallo-bagno termico	$G \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ W/K}$ a 10 mK
Costante di tempo del bolometro	$\tau = C/G \approx 1 \text{ s}$ a 10 mK
Resistenza del termistore	$R \approx 100 \text{ M}\Omega$ a 10 mK
Tempo di decadimento tipico dell'impulso	$t \approx 0.2 \text{ s}$
Segnale in tensione del termistore	$\Delta V \approx 0.3 \text{ mV/MeV}$
Aumento di temperatura del cristallo	$\Delta T_{\text{crystal}} \approx 0.1 \text{ mK/MeV}$

2.3 Impianto di refrigerazione in condizioni standard

Il criostato di CUORE è di tipo *cryogen-free* (o *dry cryostat*), una scelta progettuale che evita l'impiego di elio liquido e la conseguente necessità di periodici rabbocchi, garantendo così la continuità della presa dati [19]. L'impianto di refrigerazione standard si articola in due sistemi principali, integrati da uno stadio a espansione Joule-Thomson:

1. **Pulse Tubes (PTs).** Il primo stadio di raffreddamento impiega cinque criorefrigeratori Pulse Tubes (Cryomech PT415-RM) [39]. Essi sfruttano cicli chiusi di compressione ed espansione di elio gassoso per sottrarre calore al sistema. La caratteristica principale dei PTs è l'assenza di parti meccaniche in movimento nella regione a bassa temperatura, proprietà fondamentale per ridurre al minimo le vibrazioni meccaniche trasmesse al rivelatore (Fig. 6). Tuttavia, i compressori e le valvole rotanti che azionano il ciclo di raffreddamento sono sorgenti di vibrazioni meccaniche ed è dunque richiesto l'impiego di tecniche di *damping* per evitare che vengano trasmesse al volume sperimentale. Per massimizzare la conduttanza termica e minimizzare la resistenza di contatto alla giunzione tra i piatti del criostato e gli stadi freddi dei PTs, le superfici di contatto sono dorate, prevenendo così la formazione di uno strato isolante di ossido di rame. L'accoppiamento termico è realizzato mediante termalizzazioni in rame OFHC/ETP: trecce in rame dorato altamente flessibili, progettate per garantire un'elevata conduzione del calore e, al contempo, per ridurre la trasmissione delle vibrazioni meccaniche ai piatti del criostato. Ciascun PT dispone di due stadi di raffreddamento in grado di portare i piatti del criostato a temperature di circa 40 K e 4 K [19, 20, 33].
2. **Unità di diluizione $^3\text{He}/^4\text{He}$ (DU).** Per raggiungere temperature inferiori a 1 K si impiega un'Unità a diluizione d'elio. Sotto la temperatura critica di circa 870 mK, la miscela liquida degli isotopi ^3He e ^4He subisce una separazione di fase spontanea:

- **fase concentrata**, una fase galleggiante costituita da ^3He pressoché puro;
- **fase diluita**, una fase inferiore più densa, formata prevalentemente da ^4He superfluido, contenente una frazione residua di ^3He .

Il raffreddamento avviene all'interno della *Mixing Chamber*, dove le due fasi coesistono in equilibrio. Sottraendo continuamente ^3He dalla fase diluita tramite pompaggio nello stadio di *Still*, si forza il passaggio di ulteriore ^3He dalla

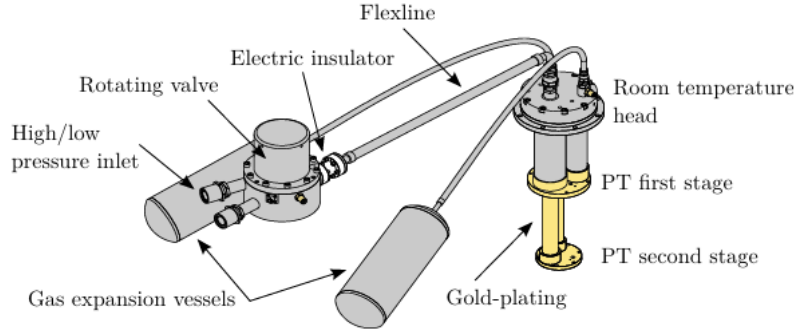


Figura 6: Schema di un Pulse Tube. A destra si osserva l'unità di raffreddamento: dalla testa a temperatura ambiente si estendono i due stadi freddi verticali (40 K e 4 K). Tale unità è collegata tramite condotti flessibili (*flexlines*) alla valvola rotante e ai volumi di accumulo (*buffer*), impiegati per stabilizzare le oscillazioni di pressione durante il ciclo di espansione e compressione del gas.

fase concentrata a quella diluita. Trattandosi di una transizione endotermica, tale processo estrae calore dall'ambiente circostante. Poiché la solubilità di ^3He in ^4He non si annulla per $T \rightarrow 0\text{ K}$ (mantenendosi pari a circa il 6.6%), questo meccanismo garantisce una potenza frigorifera utile anche a temperature $\sim \text{mK}$ (si veda Fig. 7)[12, 19].

In fase operativa, l'impianto deve raffreddare una massa totale di circa 13.7 t, di cui 12.7 t sono portate a temperature pari o inferiori a 4 K. I Pulse Tubes forniscono la potenza refrigerante necessaria a raffreddare lo stadio termico a $\sim 4\text{ K}$. Tuttavia, si rende necessaria un'espansione Joule-Thomson che consenta il pre-raffreddamento a temperature inferiori a $\sim 1\text{ K}$ richiesto per l'avvio del ciclo di diluizione. Proprio l'Unità di diluizione permette al criostato di raggiungere la temperatura operativa finale ($\sim 10\text{ mK}$) a cui si trova il volume sperimentale di CUORE [19].

2.4 Pulse Tubes e *damping* delle vibrazioni

Come anticipato, negli esperimenti bolometrici ad alta sensibilità come CUORE, l'attenuazione (*damping*) delle vibrazioni meccaniche costituisce un requisito fondamentale per il corretto funzionamento del rivelatore. Il design di CUORE e le strategie sviluppate per l'upgrade CUPID sono orientati allo smorzamento delle vibrazioni per tre ragioni principali [19]:

1. **Carichi termici parassiti.** Le vibrazioni meccaniche trasmesse agli stadi più freddi del criostato si dissipano in calore. Alle temperature operative del rivelatore ($\sim 10\text{ mK}$), la potenza refrigerante è estremamente ridotta; anche

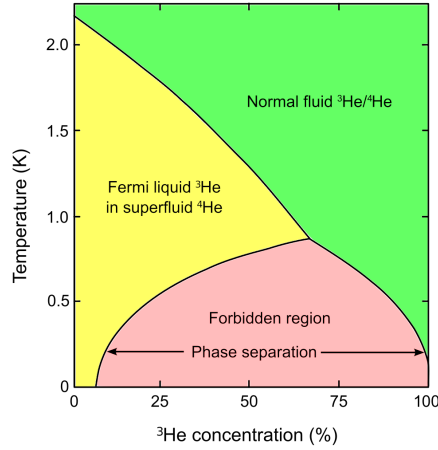


Figura 7: Diagramma di fase della miscela $^3\text{He}/^4\text{He}$. Al di sotto della linea di equilibrio, la miscela si separa in una fase concentrata di ^3He e una fase diluita. Si evidenzia la concentrazione limite non nulla di ^3He nella fase diluita (6.6%) per $T \rightarrow 0\text{ K}$.

carichi termici minimi generati dalle vibrazioni trasmesse possono innalzare la temperatura di base, compromettendo le prestazioni del bolometro.

2. **Degradazione della risoluzione energetica.** Il bolometro opera convertendo i depositi di energia ΔE in variazioni di temperatura ΔT , lette successivamente come variazioni di tensione ΔV dai sensori NTD. Il calore dissipato nei cristalli di TeO_2 dalle vibrazioni meccaniche introduce fluttuazioni di temperatura, che agiscono come rumore termico e degradano la risoluzione energetica del picco, portando a un allargamento della FWHM (Full Width at Half Maximum).
3. **Rumore microfonico.** Le vibrazioni meccaniche trasmesse al cablaggio possono generare impulsi elettrici che sovrappongono rumore al segnale (effetto microfonico).

Nell'esperimento CUORE, i compressori e le valvole dei PTs rappresentano una fonte non trascurabile di vibrazioni meccaniche [20]. Per favorire la riduzione delle sollecitazioni meccaniche, i compressori sono posti a una distanza di circa 15 m dal piatto a 300 K, mentre le *flexlines* di alta e bassa pressione in entrata e uscita dal compressore sono fatte passare attraverso un recipiente contenente 1.5 t di polvere di quarzo, capace di attenuare un'importante frazione delle vibrazioni generate dal compressore. Anche le valvole rotanti dei PTs sono localizzate al di fuori della MSP, garantendo la lontananza di tutte le parti in movimento dei PTs dal criostato. Gli stadi freddi dei PTs sono in contatto termico con i piatti da 40 K e 4 K del crio-

stato attraverso termalizzazioni duttili, costituite da trecce di rame, che favoriscono l'attenuazione delle vibrazioni trasmesse ai piatti. Sebbene le precauzioni descritte riducano l'ampiezza delle vibrazioni, il funzionamento simultaneo di cinque PTs alla stessa frequenza nominale di 1.4 Hz genera fenomeni di battimento e interferenze variabili nel tempo. A tale proposito sono state sviluppate tecniche attive di *damping* delle vibrazioni mediante *Controllo di Fase dei PTs*: mantenendo una configurazione ottimale delle fasi (ad esempio impostando una condizione di opposizione di fase tra le diverse unità), è possibile sfruttare l'interferenza distruttiva delle onde di vibrazione trasmesse al criostato al fine di ridurre le sollecitazioni meccaniche trasmesse al rivelatore [19, 20].

3 CUPID

Il medesimo criostato che attualmente ospita il rivelatore di CUORE sarà impiegato negli anni a venire per portare a $T_{\text{base}} \simeq 10 \text{ mK}$ il *detector* dell'esperimento CUPID. L'upgrade prevede la sostituzione dei 988 cristalli in TeO_2 con ~ 1500 cristalli in molibdato di litio ($\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$) [23, 25, 27]. Un'altra modifica oggetto di studio è la sostituzione delle termalizzazioni dei PTs agli stadi termici a 40 K e 4 K, al fine di ridurre ulteriormente la trasmissione delle vibrazioni meccaniche al volume sperimentale [24, 29, 31, 32, 34].

3.1 Le modifiche per l'upgrade

L'esperimento CUORE presenta un fondo radioattivo di circa $1.4 \cdot 10^{-2}$ conteggi/(keV · kg · anno) nella propria regione d'interesse, prossima al Q -value = 2527.5 keV del decadimento doppio beta senza neutrini del nucleo ^{130}Te . In questa regione il fondo radioattivo è dominato da due principali contributi [25]:

- Radiazione γ associata al decadimento del ^{208}Tl (in particolare la riga γ a $\sim 2615 \text{ keV}$), che genera eventi di scattering Compton.
- Particelle α emesse da contaminazioni radioattive superficiali di ^{238}U , ^{232}Th e dalle loro catene di decadimento, situate nei materiali costituenti il supporto o sulla superficie dei cristalli. Queste particelle α perdono parte della loro energia prima di raggiungere il volume sensibile, generando un fondo piatto nello spettro energetico.

Al fine di ridurre il fondo nella ROI, l'esperimento CUPID introdurrà due modifiche principali [25]:

- **Sostituzione dell'assorbitore e dell'isotopo.** I cristalli di TeO_2 verranno sostituiti con cristalli scintillanti di molibdato di litio (Li_2MoO_4), traslando la ricerca dell'evento $0\nu\beta\beta$ dal decadimento dell'isotopo ^{130}Te a quello dell'isotopo ^{100}Mo . Il ^{100}Mo , per questo decadimento, possiede un Q -value $\simeq 3034 \text{ keV}$, situato al di sopra della riga γ a $\sim 2615 \text{ keV}$ del ^{208}Tl , riducendo drasticamente il contributo del fondo γ naturale.
- **Identificazione della particella.** I cristalli di molibdato di litio sono scintillanti; ciò permette di identificare la particella interagente (α rispetto a β/γ), consentendo la pressoché totale reiezione del fondo causato dalle contaminazioni α superficiali.

3.2 Principio di funzionamento e *Particle ID*

I rivelatori di CUPID, dei bolometri a scintillazione, sono caratterizzati da una doppia lettura (*double-readout*) del segnale depositato nel cristallo dalle particelle [25]:

- **Canale termico.** La maggior parte dell'energia depositata dall'interazione di una particella nel cristallo di Li_2MoO_4 viene convertita in calore. L'innalzamento di temperatura viene trasdotto in un segnale elettrico tramite un termistore in germanio drogato per trasmutazione neutronica (NTD, *Neutron Transmutation Doped*) incollato sulla superficie del cristallo (si veda la sezione 2.1). L'ampiezza di questo segnale fornisce una misura precisa dell'energia depositata ma non consente di distinguere particelle differenti.
- **Canale radiativo.** Una piccola frazione dell'energia depositata eccita le molecole del cristallo, producendo fotoni. La luce emessa viene rivelata da un rivelatore calorimetrico costituito da un wafer di germanio.

Poiché sia la resa luminosa (*light yield*) sia lo sviluppo temporale del segnale di scintillazione dipendono fortemente dal tipo di particella, il rapporto tra la luce emessa e il calore prodotto differisce nettamente tra particelle α e particelle β/γ . Questo meccanismo permette una reiezione quasi totale del fondo α , garantendo condizioni di fondo quasi nullo (*zero-noise background*). L'efficacia dei bolometri scintillanti è stata precedentemente dimostrata dai due esperimenti precursori *CUPID-0* e *CUPID-Mo*.

Prospettive future Il punto di forza primario dell'esperimento risiede nella riutilizzabilità del criostato a diluizione. Questo approccio consente di minimizzare i costi complessivi. Inoltre, il design lascia aperta la possibilità di una futura estensione della massa attiva fino alla scala di 1 tonnellata (*CUPID-1T*) [21].

3.3 Smorzamento delle vibrazioni

L'upgrade CUPID mira, inoltre, a raggiungere uno smorzamento più efficace delle sollecitazioni meccaniche rispetto a CUORE. Come già osservato, l'impiego dei PTs come unità di raffreddamento rappresenta la principale sorgente di tali vibrazioni meccaniche [19, 20]. A tale proposito, sono attualmente in corso delle misure per valutare le proprietà termiche e meccaniche dell'alluminio ultrapuro (Al 6N)⁹, possibile candidato per la sostituzione del rame OFHC/ETP in cui sono attualmente

⁹Purezza non inferiore al 99.9999%.

realizzate le termalizzazioni che connettono gli stadi freddi dei PTs ai piatti del criostato [24, 29]. Il beneficio di tale sostituzione risiede nelle differenze di proprietà termiche e meccaniche tra rame e alluminio ultrapuro:

- **Smorzamento delle vibrazioni.** L'alluminio 6N presenta un modulo di Young E (~ 70 GPa) e un limite di snervamento significativamente inferiori rispetto al rame OFHC (avente $E \sim 130$ GPa). La maggiore flessibilità e duttilità dell'alluminio ultrapuro garantiscono *damping* maggiormente efficace delle vibrazioni meccaniche [29, 32, 34].
- **Elevata conducibilità termica.** L'assenza di impurezze reticolari garantisce un valore molto elevato di *Residual Resistance Ratio* ($RRR > 10\,000$, contro $RRR \approx 100\text{--}300$ del rame OFHC) a temperature criogeniche [28, 24, 30, 31].

Dunque, a parità di conduttanza termica G , l'impiego dell'alluminio 6N consentirebbe di ridurre la sezione trasversale delle termalizzazioni (in virtù della sua maggiore conducibilità termica a ~ 4 K). L'impiego dell'alluminio 6N si tradurrebbe inoltre in un abbattimento drastico della rigidità meccanica complessiva del giunto, garantendo uno smorzamento delle vibrazioni nettamente superiore a fronte di una massa di materiale impiegata inferiore per avere stessa conduttanza della termalizzazione.

4 Montaggio e caratterizzazione del *setup*

Come già discusso, tra i materiali candidati a sostituire il rame OFHC per le termalizzazioni dell'esperimento CUPID figura l'alluminio ultrapuro (6N) [28, 29, 24]. È attualmente in corso una campagna di studi volta a caratterizzarne le proprietà termiche e meccaniche; nello specifico, per misurare la conducibilità termica dell'alluminio ultrapuro si impiega un criostato a Pulse Tube con temperatura di base minore di 3 K. Di seguito viene descritta la realizzazione del *setup* sperimentale, pensato per caratterizzare l'alluminio nel *range* di temperature $\sim 3\text{--}12\text{ K}$.

4.1 Strumentazione e configurazione del criostato

La struttura interna del criostato è costituita da due piatti in rame dorato sostenuti da barre cave in vetronite e termalizzati ai due stadi freddi di un criorefrigeratore Pulse Tube (PT) 425 RM (dotato di opzione *remote motor*) [39]. Tali piatti rappresentano due stadi termici da 40 K e 4 K¹⁰. L'accoppiamento termico tra i piatti e il PT è affidato a una termalizzazione in rame costituita da 8 gruppi di 31 lamelle ciascuno (Fig. 8), per conferire flessibilità e favorire lo smorzamento delle vibrazioni meccaniche. Al di sotto del secondo piatto (4 K-*plate*) è installato un supporto in rame (*sample-holder*), accoppiato meccanicamente al piatto tramite barre filettate in acciaio. Al fine di garantire il disaccoppiamento termico tra questi due stadi, delle boccole in PEEK sono poste tra le barre filettate e il *sample-holder*. L'unico ponte termico significativo tra il 4 K-*plate* e il *sample-holder* è rappresentato da una bandella di alluminio ultrapuro, che costituisce il campione su cui vengono effettuate le misure di conducibilità termica (Fig. 9), la cui procedura di preparazione è descritta nel paragrafo 5.1. L'eliminazione dello scambio termico per conduzione da gas tra i vari stadi è garantita dal raggiungimento del regime di medio/alto vuoto all'interno del criostato. Diversamente dal criostato di CUORE, in cui il vuoto viene creato in modo indipendente nell'OVC e nell'IVC, in questo *setup* è presente un'unica camera a vuoto, delimitata dallo schermo esterno. Lo schermo esterno è ottenuto dall'unione di tre segmenti principali e la tenuta del vuoto è affidata a O-ring in gomma posti in corrispondenza dei giunti dei segmenti. Il sistema di pompaggio fa capo a un banchetto Pfeiffer Vacuum equipaggiato con una pompa primaria scroll in grado di creare un regime di basso vuoto ($\sim 1\text{ mbar}$) e una pompa turbomolecolare per il raggiungimento del medio/alto vuoto. Il criostato dispone di un sensore Pfeiffer Vacuum per il monitoraggio continuo della pressione interna. La verifica della tenuta

¹⁰Dai vari *cooldown* preliminari si è osservato che il primo piatto tende a stabilizzarsi a una temperatura di $\sim 32\text{ K}$ (inferiore ai 40 K nominali), analogamente è possibile portare il secondo stadio al di sotto dei 4 K.

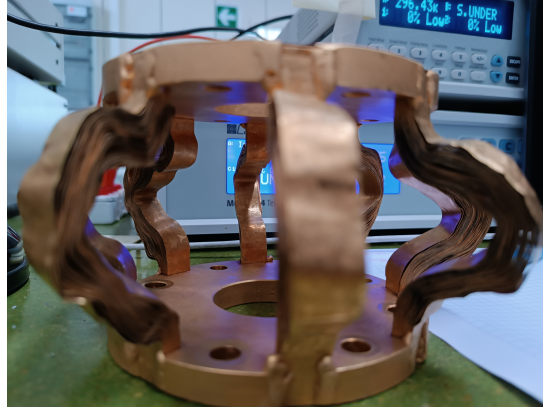


Figura 8: Termalizzazione degli stadi freddi del PT ai piatti del criostato. Ciascun gruppo è composto da 31 lamelle in rame, soluzione che conferisce flessibilità alla struttura favorendo lo smorzamento delle vibrazioni meccaniche.

del vuoto è effettuata mediante test di fuga (*leak check*), oggetto del paragrafo 4.2. All'interno del criostato sono presenti due schermi termici coassiali (Fig. 11) con la funzione di mitigare lo scambio termico radiativo tra stadi distinti e, idealmente, termicamente disaccoppiati. Il primo di questi schermi termici è termalizzato allo stadio a 4 K, mentre il secondo è termalizzato allo stadio a 40 K. Per attenuare l'irraggiamento termico tra gli stadi del criostato, i piatti sono rivestiti da *Multi-Layer Insulation* (MLI). In modo analogo, anche gli schermi termici termalizzati ai piatti sono rivestiti esternamente da MLI.

La strumentazione interna al criostato dedicata al monitoraggio termico e al controllo della temperatura si compone di cinque termometri a diodo della Lake Shore Cryotronics [36] e due resistori (*heaters*), disposti come segue (Fig. 10):

1. un termometro posizionato sul primo stadio termico del PT (40 K);
2. un termometro posizionato sul secondo stadio termico del PT (4 K);
3. un termometro installato sul *sample-holder*;
4. due termometri posizionati sul 4 K-*plate*, uno di questi invia il segnale in tempo reale a un sistema di controllo proporzionale-integrale-derivativo (PID) integrato nel *temperature controller* Lake Shore 335 [36, 37];
5. un *heater* fissato al 4 K-*plate*, gestito dal sistema PID per dissipare la potenza necessaria a stabilizzare la temperatura del piatto intorno a un valore di *setpoint* impostato;
6. un *heater* fissato al *sample-holder*.

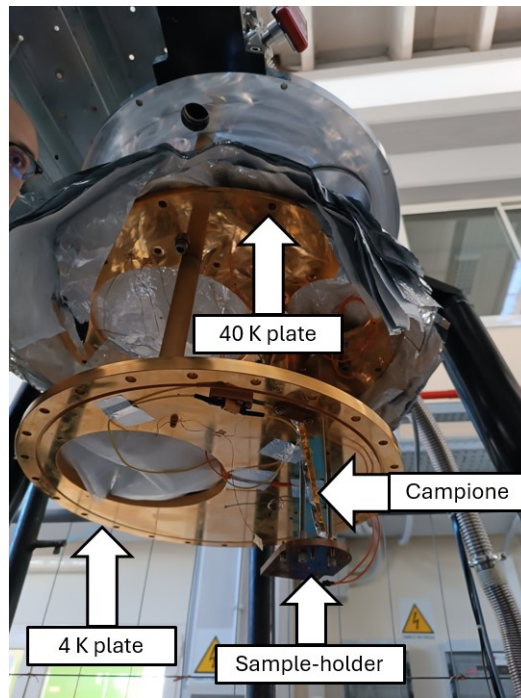


Figura 9: Nella presente immagine si possono osservare i vari stadi termici del criostato. Si osservi come il 40 K-plate sia rivestito con MLI, per attenuare l'irraggiamento termico proveniente dal piatto superiore a temperatura ambiente.

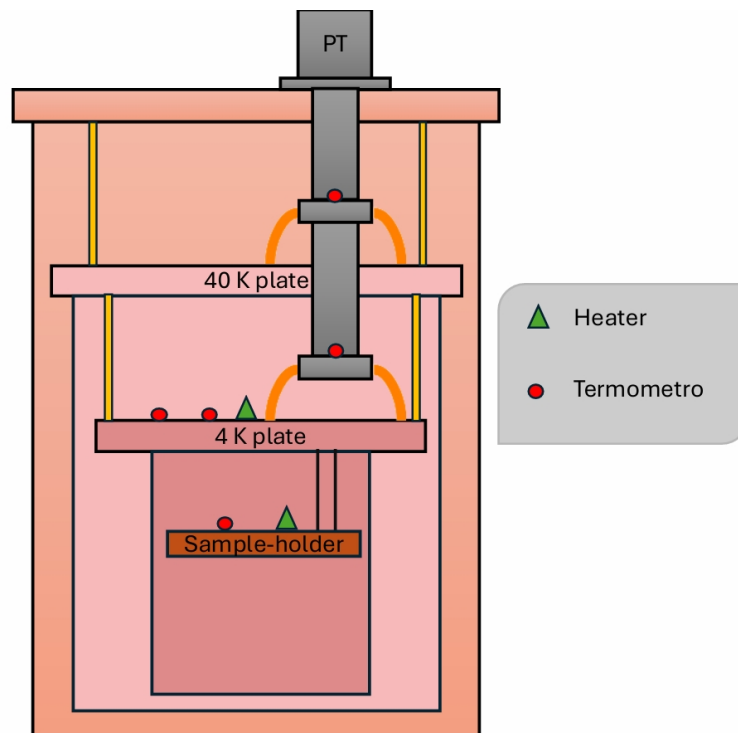


Figura 10: Schema del criostato in cui si evidenzia la disposizione degli *heaters* e dei termometri.

Le temperature acquisite sono lette tramite i monitor per temperature criogeniche Lake Shore [36] sfruttando le curve di calibrazione standard. La verifica dei contatti elettrici e le misure di resistenza sono effettuate mediante un multimetro digitale. I collegamenti elettrici sono stati inizialmente realizzati con cavi in rame, termalizzati sui piatti a 40 K e 4 K per evitare che agissero da ponte termico tra stadi a temperature diverse.

4.2 Test di fuga

Prima di effettuare il test di fuga, e al fine di garantirne il buon esito, si procede alla pulizia con alcol isopropilico e alla lubrificazione con grasso da vuoto degli O-ring: le guarnizioni in gomma posizionate lungo le giunzioni dei segmenti dello schermo esterno. L'O-ring assicura una tenuta ermetica continua deformandosi e riempiendo le microscopiche cavità che impedirebbero il raggiungimento dell'alto vuoto. Si effettua quindi la chiusura del criostato e, mediante un banchetto di pompaggio Pfeiffer Vacuum, si rimuove l'aria al suo interno fino a raggiungere una pressione dell'ordine di 10^{-3} mbar. Il *leak test* viene eseguito tramite un *leak detector* Pfeiffer ASM 340, dotato di una pompa che mantiene il vuoto all'interno del criostato e convoglia l'aria aspirata verso uno spettrometro di massa. Quest'ultimo analizza la concentrazione di elio presente nella miscela, fornendo una misura del flusso di He in $\text{mbar} \cdot \text{L/s}$. Di conseguenza, in presenza di un'infiltrazione d'aria nel criostato e di una sorgente esterna di elio, l'ingresso del gas provocherebbe un incremento impulsivo nel flusso misurato dal rivelatore, consentendo di individuare la presenza di perdite. Spruzzando elio in modo localizzato in corrispondenza delle valvole (isolate dall'esterno tramite O-ring, cravatte e flange cieche) e dei giunti tra i segmenti dello schermo esterno, si verifica quindi l'eventuale presenza di perdite (*leakage*). Qualora si riscontrasse una perdita in corrispondenza delle giunzioni meccaniche tra i segmenti dello schermo esterno, si renderebbe nuovamente necessaria la pulizia con alcol isopropilico e la successiva lubrificazione degli O-ring. Se tale procedura non fosse sufficiente a risolvere il problema, si dovrebbe ricorrere alla sostituzione degli O-ring stessi, tipicamente gli elementi più critici nel determinare la presenza di *leakage*.

4.3 Primo raffreddamento e individuazione di anomalie

Completato il *leak check*, il criostato viene riaperto per rivestire i vari stadi termici con *Multi-Layer Insulation*, al fine di attenuare l'irraggiamento termico interstadio. Successivamente si installano i due schermi termici, anch'essi rivestiti esternamen-

te in MLI, termalizzati ai piatti da 4 K e 40 K. Si procede quindi alla chiusura del criostato, avviando il pompaggio del vuoto fino a raggiungere una pressione di circa $1 \cdot 10^{-3}$ mbar. Raggiunta tale pressione interna, si avvia il compressore del



Figura 11: A sinistra: primo schermo termico, termalizzato al piatto a 4 K. A destra: montaggio del secondo schermo termico, termalizzato al piatto a 40 K.

PT. Durante le prime 6–7 ore di raffreddamento si è registrato un lento e graduale incremento della pressione interna, passata dal valore iniziale di $1 \cdot 10^{-3}$ mbar a $8 \cdot 10^{-3}$ mbar. Questa osservazione è da attribuirsi a un fenomeno di degassaggio (*outgassing*) imputabile quasi esclusivamente alla porosità della fibra di vetro impiegata nella MLI e non a malfunzionamenti dei sistemi di tenuta del vuoto (O-ring, flange e cravatte). Man mano che la temperatura diminuisce, la pressione all'interno del criostato subisce un rapido crollo al di sotto del fondo scala del sensore ($1 \cdot 10^{-4}$ mbar)¹¹. Al termine della fase di *cooldown*, il termometro installato sul *sample-holder* indica una temperatura di 6.6 K, mentre quello sul piatto a 4 K misura 4.5 K. Questo risultato evidenzia un'anomalia nel funzionamento dell'apparato, in quanto ci si aspetterebbe il raggiungimento di temperature inferiori sia sul 4 K-*plate* che sul *sample-holder*, tra loro accoppiati termicamente da una bandella di alluminio. Inoltre, la stabilizzazione del *sample-holder* a una temperatura nettamente superiore rispetto a quella del 4 K-*plate* suggerisce la presenza di un carico termico non trascurabile agente direttamente su di esso. Tale carico termico limita il raffreddamento del *sample-holder*: la potenza frigorifera del PT decresce infatti al diminuire della temperatura, attestandosi a ~ 2 W a una temperatura di 4 K. Si

¹¹Questo fenomeno ha luogo in corrispondenza della temperatura alla quale i gas nell'aria residua internamente al criostato passano allo stato condensato.

raggiunge quindi una temperatura di equilibrio nel momento in cui la potenza frigorifera disponibile eguaglia il carico termico entrante. Occorre dunque individuare i fenomeni responsabili di questo carico termico per poterne mitigare gli effetti. Di seguito si elencano le possibili cause dell'anomalia:

1. Imperfetta termalizzazione dei cavi sugli stadi termici precedenti al *sample-holder*. Ad esempio, un'inadeguata termalizzazione in corrispondenza dello stadio a 4 K dei cavi dell'*heater* posto sul *sample-holder* determinerebbe la presenza di un ponte termico diretto tra il *sample-holder* e lo stadio a 40 K (o persino a 300 K, nell'ipotesi in cui risultasse imperfetta anche la termalizzazione dei cavi sullo stadio a 40 K). Inoltre, i cavi in rame impiegati hanno una sezione tale da renderne non trascurabile la conduttanza; in presenza di una scorretta termalizzazione, l'elevata conduttanza dei cavi non farebbe che favorire la presenza di questo carico termico sul *sample-holder*.
2. Presenza di finestre ottiche e conseguente irraggiamento termico.

Relativamente al primo punto, è fondamentale sottolineare la necessità di sostituire i cavi in rame con conduttori a conducibilità termica trascurabile e ridotto spessore. Infatti, pur ipotizzando una perfetta termalizzazione dei cavi sui singoli stadi, i cavi in rame di sezione non trascurabile andrebbero ad accoppiare termicamente lo stadio a 4 K e il *sample-holder* alterando la misura di conducibilità della bandella di alluminio (che dovrebbe rappresentare l'unico ponte termico significativo tra essi). Si è deciso pertanto di isolare la causa dell'anomalia procedendo alla sostituzione dei cavi e ponendo particolare attenzione alla loro termalizzazione sui piatti del criostato. Qualora il problema dovesse persistere, l'origine della potenza parassita andrebbe attribuita a un fenomeno di natura radiativa.

Warm-up e modifiche all'apparato Si è dunque eseguito un *warm-up* del criostato per sostituire i cavi e le relative termalizzazioni, con l'obiettivo di ridurre il carico termico sul *sample-holder* e sul piatto e raggiungere così valori di T_{base} inferiori a quelli evidenziati al termine del precedente *cooldown*. La procedura di *warm-up* ha inizio con lo spegnimento del PT. Contestualmente, per accelerare il riscaldamento del criostato, viene dissipata potenza termica tramite gli *heaters* posizionati sul 4 K-*plate* e sul *sample-holder*. L'intero processo è lento e richiede circa 30 ore affinché tutti i termometri registrino una temperatura prossima a 290 K. La dissipazione di potenza tramite i resistori per accelerare il riscaldamento del criostato consente inoltre di verificare il corretto funzionamento dei resistori stessi. È infatti fondamentale garantire un adeguato contatto termico tra i piatti e gli *heaters*, onde

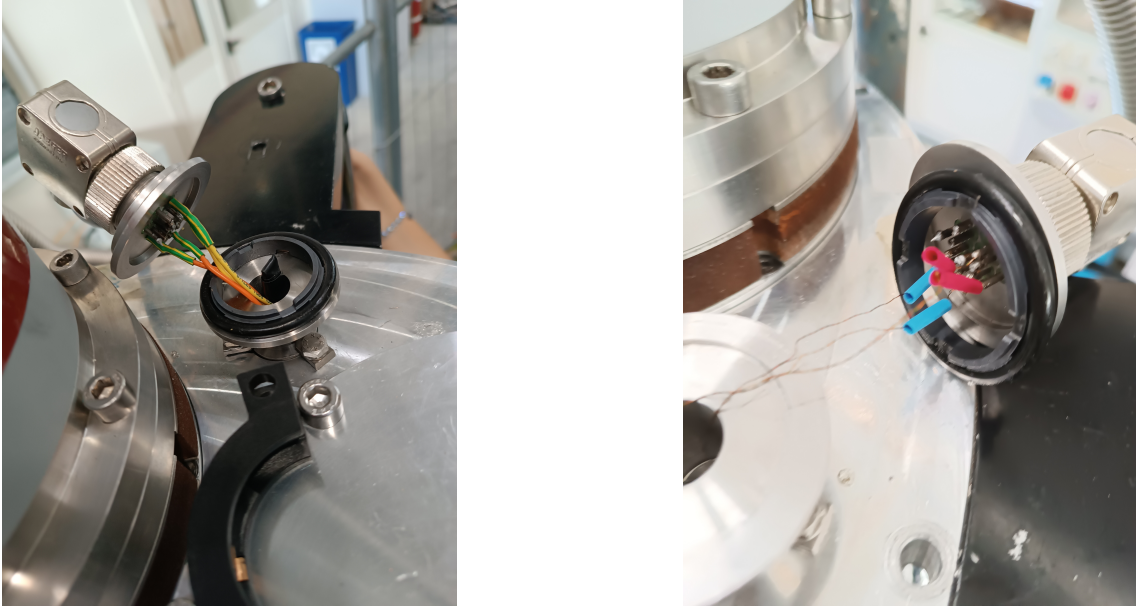


Figura 12: A sinistra: cavi in rame dei due resistori (posizionati sul 4 K-plate e sul *sample-holder*) saldati ai *pins* del passante da vuoto e collegati al Lake Shore 335 per l'erogazione di corrente. A destra: nuovi cavi Lake Shore WQT-36-25 per applicazioni criogeniche.

evitarne il danneggiamento per surriscaldamento. Questo primo *test-run* ha confermato che l'accoppiamento termico tra i resistori e gli stadi termici su cui sono fissati è sufficiente a garantire un'efficace dissipazione del calore, rendendo superfluo l'impiego di una pasta termica. Una volta rimossi gli schermi termici, si dissaldano dai *pins* del passante da vuoto i cavi in rame da sostituire, saldando al loro posto i nuovi cavi Lake Shore WQT-36-25 (è possibile apprezzare le differenze in Fig. 12). Per verificare la corretta realizzazione dei circuiti, si effettua un test dei contatti. Successivamente si rivestono in MLI i piatti del criostato e si rimontano gli schermi termici, avendo cura di pulire con alcol isopropilico le giunzioni meccaniche tra i vari segmenti dello schermo esterno e di lubrificare nuovamente gli O-ring per prevenire problemi di *leakage*. Attraverso una serie di *cooldown* di prova è stato possibile dimostrare come tale sostituzione permetta al *sample-holder* di raggiungere temperature di poco inferiori a 6 K. Tuttavia, occorre evidenziare che il carico termico parassita non è stato completamente eliminato, poiché non risulta possibile il raggiungimento di temperature inferiori a 4 K su entrambi gli stadi termici.

5 Misura della conducibilità termica

In questo capitolo vengono presentate le scelte progettuali per la configurazione definitiva del criostato, impiegata per la misura della conducibilità termica dell'alluminio 6N nell'intervallo di temperature $\sim 3\text{--}12\text{ K}$. Vengono descritte la metodologia sperimentale adottata e la procedura di analisi dati, per poi passare alla discussione dei risultati ottenuti e delle prospettive future della campagna di caratterizzazione delle proprietà termiche dell'alluminio 6N.

5.1 Configurazione finale dell'apparato e preparazione dei campioni

L'indagine preliminare ha evidenziato la presenza di un carico termico anche a seguito della sostituzione dei cavi. Questa osservazione ha consentito di attribuire a fenomeni di irraggiamento l'impossibilità di raggiungere le temperature desiderate (inferiori a 4 K) sia sul *sample-holder* sia sul *4 K-plate*. Per mitigare l'irraggiamento, è stato realizzato uno schermo su misura di dimensioni ridotte, termalizzato al *4 K-plate*, in grado di isolare ed efficacemente schermare il *sample-holder* (Fig. 13). L'ottimizzazione della geometria dello schermo ha consentito di ridurre notevolmente la superficie esposta verso il *sample-holder*: il nuovo schermo presenta un'altezza di circa 14 cm, a fronte dell'altezza di circa un metro del precedente (caratterizzato inoltre da uno spessore nettamente maggiore). Oltre alla sostituzione dello schermo

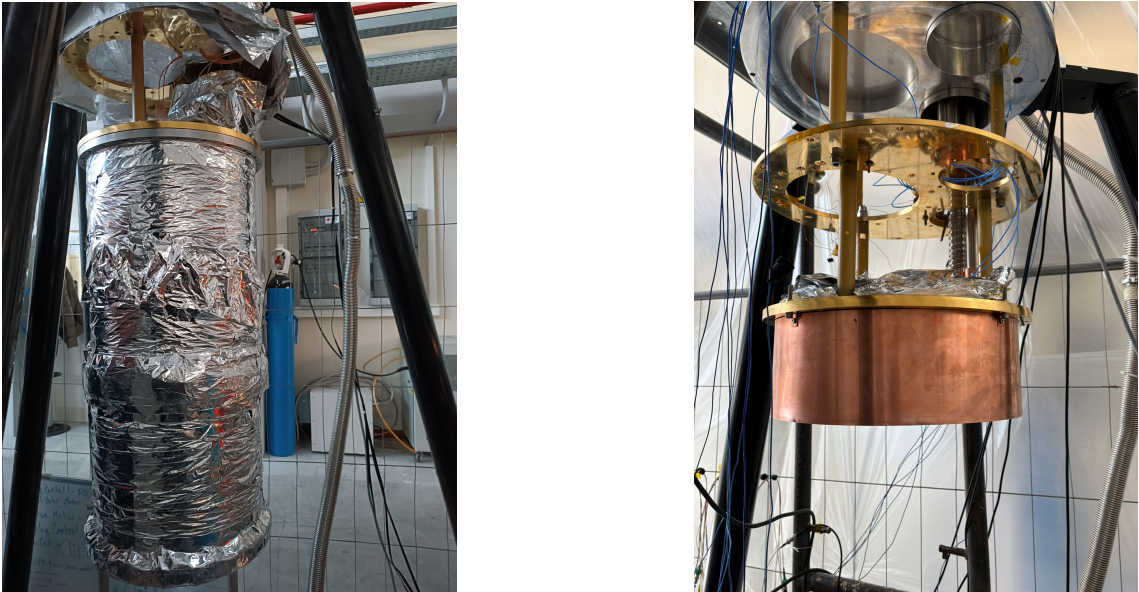


Figura 13: Il nuovo schermo termico termalizzato al *4 K-plate* (figura a destra) è visibilmente più piccolo rispetto a quello impiegato in precedenza (figura a sinistra).

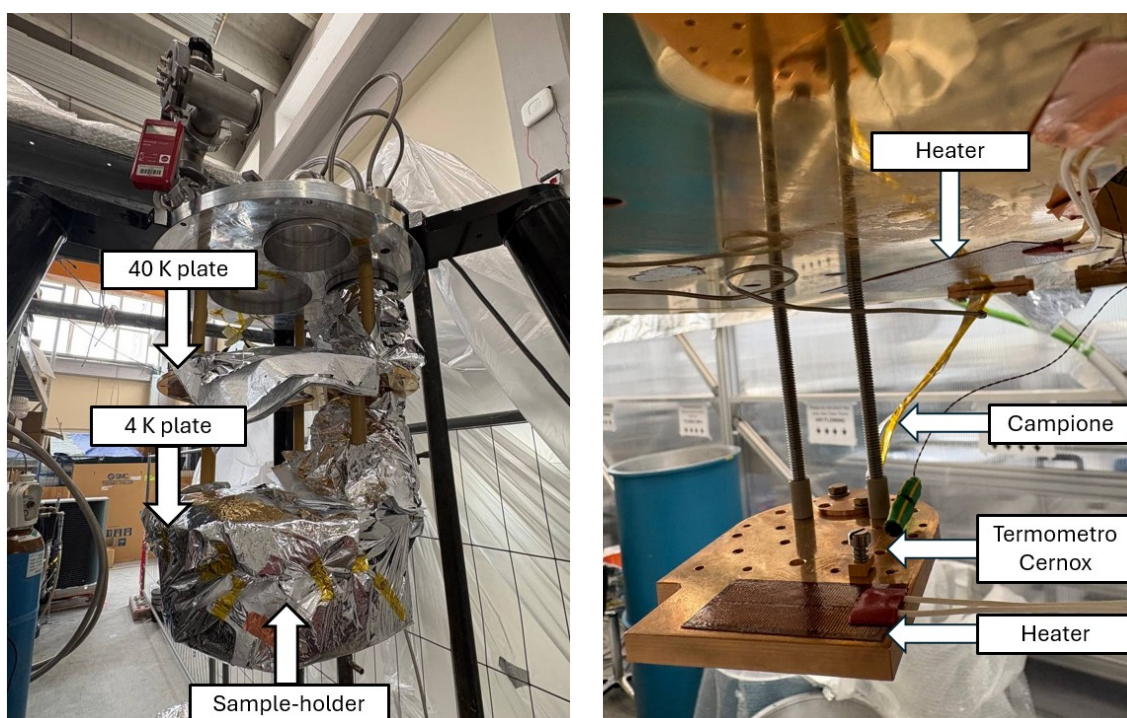


Figura 14: A sinistra: interno del criostato nella sua configurazione finale, con il *sample-holder* racchiuso all'interno del nuovo schermo (termalizzato al 4 K-*plate*) che viene completamente avvolto in MLI per minimizzare lo scambio radiativo con lo schermo termalizzato allo stadio a 40 K. A destra: disposizione del *sample-holder* rispetto al 4 K-*plate*, con evidenziati i resistori, il termometro Cernox e il campione in alluminio 6N che costituisce il ponte termico tra i due stadi.

termalizzato al 4 K-*plate* sono state effettuate altre modifiche all'apparato (si veda Fig. 14):

1. **Miglioramento dell'isolamento radiativo.** Sono stati inseriti ulteriori strati di MLI tra i vari stadi per attenuare l'irraggiamento termico interstadio. Anche il nuovo schermo introdotto è stato interamente rivestito in MLI.
2. **Upgrade dei sensori di temperatura.** I termometri a diodo sono stati sostituiti con sensori Cernox della Lake Shore. Tale scelta garantisce una maggiore accuratezza per la misura di temperatura; difatti, a differenza dei termometri a diodo (i quali impiegavano curve di calibrazione standard), i sensori Cernox sono stati calibrati individualmente. La disposizione dei sensori è rimasta invariata.
3. **Modulazione della potenza frigorifera degli stadi freddi del Pulse Tube.** Sul secondo stadio del PT sono stati installati dei resistori; questa modifica consente, in vista di ulteriori misure di conducibilità, di esplorare intervalli di temperatura superiori a $\sim 20\text{--}25\text{ K}$ andando a scaricare potenza in corrispondenza dello stadio freddo del PT, riducendone il potere frigorifero netto.

Un *cooldown* di prova ha confermato il corretto funzionamento del nuovo *setup* sperimentale, evidenziando il raggiungimento di temperature prossime a 3 K sul 4 K-*plate* e sul *sample-holder*.

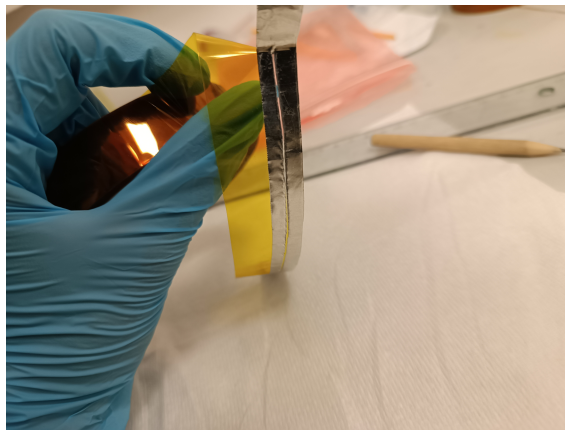


Figura 15: Bandella di alluminio ultrapuro della quale una delle due *strips* viene avvolta con del nastro in Kapton.

Preparazione dei campioni I campioni di Al 6N su cui sono effettuate misure di conducibilità termica vengono realizzati tagliando e pesando su una bilancia analitica

Tabella 3: Parametri fisici e geometrici del campione di Al 6N.

Grandezza	Valore
Massa (m)	$3.985 \cdot 10^{-4}$ kg
Lunghezza (ℓ)	$1.10 \cdot 10^{-1}$ m
Larghezza (w)	$1.05 \cdot 10^{-2}$ m
Lunghezza totale (L)	$1.49 \cdot 10^{-1}$ m
Densità (ρ)	2699 kg/m ³
Spessore (t)	$9.44 \cdot 10^{-5}$ m
Fattore geometrico (A/ℓ)	$9.01 \cdot 10^{-6}$ m

delle bandelle in alluminio ultrapuro. Note la massa m e la densità ρ dell'alluminio, unitamente alla lunghezza totale L ¹² e alla larghezza w del campione è possibile ricavare lo spessore t delle bandelle tramite la relazione:

$$t = \frac{m}{\rho \cdot L \cdot w} \quad (1)$$

al fine di determinare il fattore geometrico A/ℓ (dove $A = t \cdot w$ rappresenta la sezione trasversale del campione). Come mostrato in Fig. 15, una delle due *strips* della bandella viene interamente ricoperta con nastro in Kapton. La ragione di questa specifica geometria a doppia striscia (*double-strip*) è approfondita nel paragrafo 5.5. Sono riportate nella Tabella 3 le specifiche della bandella di alluminio impiegata nella misura di conducibilità descritta nei paragrafi successivi.

5.2 Flusso di lavoro

Nei metalli, la conduzione termica è prevalentemente limitata dai processi di urto (*scattering*) che ostacolano il moto degli elettroni di conduzione, riducendone il cammino libero medio. A basse temperature, i meccanismi principali che determinano la resistività termica $W(T)$ sono due [30, 31]:

- **Scattering elettrone-fonone.** Al diminuire della temperatura vengono eccitati sempre meno modi normali di vibrazione del cristallo. Di conseguenza, la probabilità di urto tra elettroni e fononi si riduce rapidamente al calare di T . Il contributo di questo meccanismo alla resistività termica ha la seguente dipendenza funzionale dalla temperatura:

$$W_{\text{e,ph}} = \alpha T^2 \quad (2)$$

¹²La lunghezza totale, a differenza della lunghezza ℓ comprende anche le estremità della bandella di alluminio, che devono essere ancorate agli stadi termici.

dove α è una costante caratteristica della struttura cristallina del metallo.

- **Scattering elettrone-difetti reticolari.** Questo è causato da deviazioni dalla periodicità reticolare dovute a difetti strutturali (come siti cristallini vuoti) o impurità. La resistività termica associata a tali fenomeni di *scattering* varia invece come:

$$W_{e,i} = \frac{\beta}{T}. \quad (3)$$

Componendo questi due contributi si ottiene la resistività termica totale e, con essa, la conducibilità termica del metallo a basse temperature ($T \ll \Theta_D$).

$$\begin{cases} W(T) &= W_{e,i} + W_{e,ph} = \frac{\beta}{T} + \alpha T^2 \\ k(T) &= \frac{1}{W(T)} = \frac{1}{\frac{\beta}{T} + \alpha T^2} = \frac{T}{\beta + \alpha T^3} \end{cases} \quad (4)$$

Metodo sperimentale Una volta fissato il campione in modo che faccia da ponte termico tra il 4 K-plate e il *sample-holder*, si esegue un *cooldown*, al termine del quale si alza la temperatura del *sample-holder* iniettando potenza sul resistore fino a che la temperatura non si sia stabilizzata intorno a un valore desiderato $T_{\max}$. Ragionevolmente, aumenterà anche la temperatura sul 4 K-plate stabilizzandosi intorno a un certo valore di temperatura T_0 . Si procede così a impostare come *setpoint* del PID *controller* un valore leggermente più alto della temperatura che il 4 K-plate ha raggiunto. Successivamente si interrompe la dissipazione di potenza sul *sample-holder* mantenendo attivo l'*heater* del circuito PID sul 4 K-plate e si attende che la temperatura del *sample-holder* si stabilizzi. Ora risulta possibile iniettare una potenza costante $P_i = R_{sh} \cdot I_i^2$ sul *sample-holder* affinché questo si porti a un valore di temperatura $T_i > T_0$. Questa procedura viene iterata molteplici volte andando a misurare T_i e P_i . In assenza del sistema di feedback PID, l'iniezione di potenza sul *sample-holder* andrebbe ad aumentare anche la temperatura del 4 K-plate; in presenza del sistema PID l'aumento di temperatura che si avrebbe sul piatto viene compensato da una minore potenza dissipata dal resistore sul piatto stesso, al fine di mantenere la temperatura T_0 costante e indipendente dalle iniezioni di potenza sul *sample-holder*. Ci si aspetta dunque che la potenza scaricata sul 4 K-plate cresca man mano che si diminuisce la potenza scaricata sul *sample-holder*. O, alternatively, che la potenza scaricata sul 4 K-plate diminuisca man mano che si aumenta la potenza scaricata sul *sample-holder*. Il legame tra la potenza dissipata P_i e la conduttanza del campione che fa da *link* termico tra il 4 K-plate alla temperatura

stabilizzata T_0 e il *sample-holder* a temperatura T_i è:

$$P_i = \int_{T_0}^{T_i} G(T) dT \quad (5)$$

ove la conduttanza $G(T) = k(T) \cdot \frac{A}{\ell}$ è il prodotto tra la conducibilità termica e il fattore geometrico del *link* termico tra gli stadi. Tuttavia, il fatto di mantenere costante la temperatura T_0 consente di compiere misure differenziali di conducibilità termica tra coppie di iterazioni $(i-1, i)$.

$$P_i - P_{i-1} = \int_{T_0}^{T_i} G(T) dT - \int_{T_0}^{T_{i-1}} G(T) dT = \int_{T_{i-1}}^{T_i} G(T) dT \quad (6)$$

Risulta dunque che, per piccole variazioni di temperatura per cui è ragionevole considerare pressoché costante la conducibilità, vale:

$$k(T_{\text{media}}) = \frac{\ell}{A} \cdot \frac{P_i - P_{i-1}}{T_i - T_{i-1}} \quad (7)$$

dove la misura della conducibilità eseguita in questo modo viene associata alla temperatura media dell'intervallo $[T_{i-1}, T_i]$: $T_{\text{media}} = \frac{T_{i-1} + T_i}{2}$. La possibilità di condurre misure differenziali porta con sé una serie di vantaggi:

1. Una misura integrale basata sulla relazione (5) sarebbe meno accurata rispetto a una misura differenziale poiché $T_i - T_{i-1} \ll T_i - T_0$, quindi la temperatura associata alla misura di conducibilità sarà la media tra le temperature T_i e T_{i-1} del *sample-holder* dopo due iterazioni successive anziché la media tra T_0 del 4 K-plate e T_i del *sample-holder* dopo l'iterazione i -esima.
2. Dopo l'iniezione di ogni potenza P_i , la temperatura del *sample-holder* sale fino al raggiungimento dell'equilibrio termico. La potenza totale dissipata sul *sample-holder* è dunque la somma della potenza iniettata attraverso l'*heater* $P_i = R_{\text{sh}} \cdot I_i^2$ e della potenza netta irradiata $\dot{Q}_i$ quando il *sample-holder* si trova a temperatura T_i e il piatto alla temperatura costante T_0 . Seguendo la legge di Stefan-Boltzmann:

$$\dot{Q}_i = P_0^{\text{rad}} - P_i^{\text{rad}} = \sigma(\epsilon_0 A_0 T_0^4 - \epsilon_i A_i T_i^4) \quad (8)$$

avendo indicato con A_0, A_i e ϵ_0, ϵ_i rispettivamente l'area e l'emissività del 4 K-plate e del *sample-holder*. Quando si va a compiere una misura differenziale

tra ogni coppia di iterazioni $(i-1, i)$ si ha invece:

$$P_i^{\text{tot}} - P_{i-1}^{\text{tot}} = (P_i - P_{i-1}) + (\dot{Q}_i - \dot{Q}_{i-1}) = (P_i - P_{i-1}) - \sigma \epsilon_i A_i (T_i^4 - T_{i-1}^4) \quad (9)$$

ottenendo dunque l'elisione esatta del contributo costante della potenza radiativa del 4 K-plate (P_0^{rad}) a temperatura T_0 . Sempre in virtù del fatto che $T_i - T_{i-1} \ll T_i - T_0$, il contributo della potenza termica trasferita radiativamente è fortemente mitigato in una misura differenziale (9) rispetto al caso di una misura integrale, ove si avrebbe (8).

Una volta acquisiti i dati risulta possibile effettuare un fit della legge:

$$k(T) = \frac{1}{W(T)} = \frac{1}{\frac{\beta}{T} + \alpha T^2} \quad (10)$$

al fine di stimare i parametri α e β e la temperatura a cui si ha la massima conducibilità dell'alluminio 6N:

$$T_{\text{peak}} = \left(\frac{\beta}{2\alpha} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (11)$$

Il limite superiore di temperatura per cui è sondabile con questo metodo la conducibilità termica del campione di alluminio è determinato dall'equazione (4), per la quale l'andamento quadratico del contributo di *scattering* fonone-elettrone è ragionevole solo a basse temperature ($T \ll \Theta_D(\text{Al}) \simeq 428 \text{ K}$).

5.3 Acquisizione e analisi dati

Una volta impostato il *controller* PID per la stabilizzazione della temperatura sul 4 K-plate, si procede con una serie di iniezioni di potenza attraverso l'*heater* posto sul *sample-holder*, avente resistenza $R_{\text{sh}} = 117.7 \Omega$. Per ciascuna iniezione di potenza vengono misurate le temperature sul *sample-holder* prima e dopo il cambio di potenza. La conducibilità termica viene quindi calcolata tramite l'equazione (7) e associata al valore medio della temperatura rilevata prima e dopo il cambio di potenza iniettata attraverso l'*heater*. Nella Tabella 4 sono riportati i valori misurati di temperatura e di conducibilità termica del campione di alluminio 6N. I parametri α e β si determinano infine eseguendo un fit della relazione (10). Prima dell'esecuzione dell'interpolazione, viene condotta un'analisi rigorosa delle incertezze, in conformità con le direttive GUM [38].

Analisi delle incertezze: Temperatura

Per la temperatura, misurata tramite sensore Cernox, occorre distinguere tra l'incertezza di calibrazione (u_{cal}), intesa come contributo sistematico intrinseco nella misura, e l'incertezza di risoluzione (per cui si assume una distribuzione uniforme e quindi: $u_{\text{ris}} = 0.01/\sqrt{12}\text{ K}$), di natura casuale. Al valore medio della temperatura T_{media} misurata prima e dopo il cambio di potenza è stata associata un'incertezza pari a:

$$u(T_{\text{media}}) = \sqrt{u_{\text{cal}}^2 + \frac{u_{\text{ris}}^2}{2}} \quad (12)$$

Mentre nel calcolo della differenza di temperatura ΔT l'offset sistematico si elide; l'incertezza su ΔT risulta pertanto governata esclusivamente dalla somma in quadratura degli errori di risoluzione:

$$u(\Delta T) = \sqrt{u_{\text{ris}}^2 + u_{\text{ris}}^2} = \sqrt{2} u_{\text{ris}} \quad (13)$$

Analisi delle incertezze: Potenza

Parallelamente, è stata valutata l'incertezza sulla variazione di potenza dissipata tra un'erogazione di corrente I_{i-1} e la successiva I_i , definita come $\Delta P_i = R_{\text{sh}}(I_i^2 - I_{i-1}^2)$. L'incertezza sulla resistenza R_{sh} dell'*heater* viene valutata ipotizzando una distribuzione uniforme e dividendo per $\sqrt{12}$ la risoluzione del multimetro, ottenendo $u(R_{\text{sh}}) = 0.1/\sqrt{12}\Omega$. In questo caso però, la propagazione richiede un'accurata analisi della correlazione tra le variabili. In generale, la legge di propagazione delle incertezze per una funzione $f(x_1, \dots, x_N)$ con variabili x_i, x_j potenzialmente correlate assume la forma:

$$u_c^2(f) = \sum_{i=1}^N c_i^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N c_i c_j u(x_i) u(x_j) r(x_i, x_j) \quad (14)$$

dove $c_i = \frac{\partial f}{\partial x_i}$ e $r(x_i, x_j)$ indica il coefficiente di correlazione delle variabili x_i, x_j . Nel caso in esame, per cui $\Delta P_i = f(R_{\text{sh}}, I_{i-1}, I_i) = (I_i^2 - I_{i-1}^2)R_{\text{sh}}$, l'incertezza sulla resistenza e quella sulle correnti erogate risultano chiaramente indipendenti, per cui le variabili non sono correlate $r(R_{\text{sh}}, I_i) = r(R_{\text{sh}}, I_{i-1}) = 0$. Lo stesso non vale, in generale, per gli errori sulle correnti erogate. L'incertezza sulla corrente fornita dal *temperature controller* Lake Shore 335 (pari allo 0.1% del fondo scala) è infatti determinata da un offset sistematico che dipende dalla modalità operativa selezionata (*Low, Medium, High*). Si possono pertanto distinguere due condizioni:

1. **Stessa modalità operativa.** Per coppie di correnti (I_{i-1}, I_i) erogate con

la medesima modalità, l'offset strumentale è identico, rendendo le variabili correlate ($r(I_{i-1}, I_i) = 1$). In questo caso le incertezze coincidono ($u(I_{i-1}) = u(I_i) = u(I)$) e la legge (14) diventa:

$$u^2(\Delta P_i) = [(I_i^2 - I_{i-1}^2)u(R_{\text{sh}})]^2 + [2R_{\text{sh}}(I_i - I_{i-1})u(I)]^2.$$

2. Cambio di modalità operativa. Qualora si verifichi una transizione tra modalità distinte (ad es. *Low-Medium*), le intensità di corrente I_{i-1} e I_i risultano afflitte da offset differenti e le variabili diventano non correlate ($r(I_{i-1}, I_i) = 0$). La legge (14) si riduce così alla consueta somma in quadratura delle incertezze:

$$u^2(\Delta P_i) = [(I_i^2 - I_{i-1}^2)u(R_{\text{sh}})]^2 + [2R_{\text{sh}}I_i u(I_i)]^2 + [2R_{\text{sh}}I_{i-1} u(I_{i-1})]^2.$$

L'incertezza $u(\Delta P_i)$ è stata quindi calcolata come segue:

$$u(\Delta P_i) = \sqrt{[(I_i^2 - I_{i-1}^2)u(R_{\text{sh}})]^2 + u^2(\Delta I)} \quad (15)$$

dove il termine $u^2(\Delta I)$ è definito come:

$$u^2(\Delta I) = \begin{cases} [2R_{\text{sh}}(I_i - I_{i-1})u(I)]^2 & \text{se stesso fondo scala} \\ [2R_{\text{sh}}I_i u(I_i)]^2 + [2R_{\text{sh}}I_{i-1} u(I_{i-1})]^2 & \text{se c'è cambio di fondo scala} \end{cases} \quad (16)$$

Questa formulazione previene una sovrastima dell'incertezza, che si verificherebbe applicando la semplice somma in quadratura senza tenere conto della correlazione tra I_i e I_{i-1} quando queste sono afflitte dal medesimo errore sistematico $u(I)$.

Fattore geometrico

Per quanto concerne l'incertezza associata al fattore geometrico A/ℓ , ricavando lo spessore t dalla relazione (1) e calcolando la sezione come $A = w \cdot t$, si verifica che quest'ultima risulta indipendente dall'ampiezza w della bandella. Conseguentemente, l'incertezza dipende unicamente dagli errori sulla massa m , sulla lunghezza ℓ e sulla lunghezza totale L :

$$u(A/\ell) = \frac{A}{\ell} \sqrt{\left(\frac{u(m)}{m}\right)^2 + \left(\frac{u(\ell)}{\ell}\right)^2 + \left(\frac{u(L)}{L}\right)^2}. \quad (17)$$

Si procede, infine, alla propagazione delle incertezze sulla conducibilità termica calcolata tramite la relazione (7). Da un confronto preliminare emerge che gli errori

relativi che affliggono la conducibilità termica dominano sistematicamente rispetto a quelli associati alla temperatura media (questi ultimi rappresentano tipicamente solo l'1%–5% dei primi). Ciononostante, al fine di non trascurare alcun contributo, l'interpolazione della relazione (10) è stata eseguita mediante *Orthogonal Distance Regression* (ODR), considerando così le incertezze su entrambe le variabili.

Tabella 4: Dati di conducibilità termica e temperatura con le rispettive incertezze.

Conducibilità Termica	Temperatura	Conducibilità Termica	Temperatura
[W/(m · K)]	[K]	[W/(m · K)]	[K]
2823 ± 83	3.06 ± 0.0032	7186 ± 125	5.97 ± 0.0034
2710 ± 80	3.20 ± 0.0032	6817 ± 123	6.21 ± 0.0034
3087 ± 116	3.34 ± 0.0032	7544 ± 136	6.44 ± 0.0034
2787 ± 96	3.46 ± 0.0032	7525 ± 142	6.66 ± 0.0034
3421 ± 128	3.58 ± 0.0032	7612 ± 385	6.89 ± 0.0034
3801 ± 142	3.69 ± 0.0032	7875 ± 151	7.12 ± 0.0034
4181 ± 156	3.80 ± 0.0032	9959 ± 134	8.19 ± 0.0036
3724 ± 153	3.90 ± 0.0032	10310 ± 136	8.52 ± 0.0036
3959 ± 162	4.00 ± 0.0032	10322 ± 137	8.84 ± 0.0036
4194 ± 172	4.10 ± 0.0032	10575 ± 295	9.17 ± 0.0036
3252 ± 148	4.20 ± 0.0032	11106 ± 150	9.49 ± 0.0036
5096 ± 232	4.29 ± 0.0032	9483 ± 131	9.81 ± 0.0036
3542 ± 161	4.38 ± 0.0032	10242 ± 141	10.12 ± 0.0036
5531 ± 252	4.47 ± 0.0032	10657 ± 142	10.43 ± 0.0036
4442 ± 227	4.59 ± 0.0034	12151 ± 172	10.74 ± 0.0036
4065 ± 185	4.68 ± 0.0034	8261 ± 113	11.05 ± 0.0036
4589 ± 229	4.76 ± 0.0034	12616 ± 168	11.36 ± 0.0036
4958 ± 260	4.84 ± 0.0034	9407 ± 133	11.67 ± 0.0036
6163 ± 57	5.34 ± 0.0034	14288 ± 196	11.98 ± 0.0036
6381 ± 107	5.73 ± 0.0034		

5.4 Risultati e considerazioni

Nella Tabella 4 sono riportati i valori di conducibilità termica e le rispettive temperature a cui è condotta la misura. Questi dati sono stati impiegati per effettuare il fit della relazione (10), di cui si riportano i risultati in Tabella 5. Risulta possibile osservare come la scelta dell'intervallo di temperatura influenzi la convergenza del fit. Restringendo l'interpolazione ai soli dati rilevati per $T < 4.50$ K (Fig. 16), si otterrebbe un parametro $\alpha \sim 10^{-16}$ m/(W · K). In questa regione a bassa temperatura, infatti, il termine β/T (dovuto allo *scattering* su difetti e impurezze del cristallo)

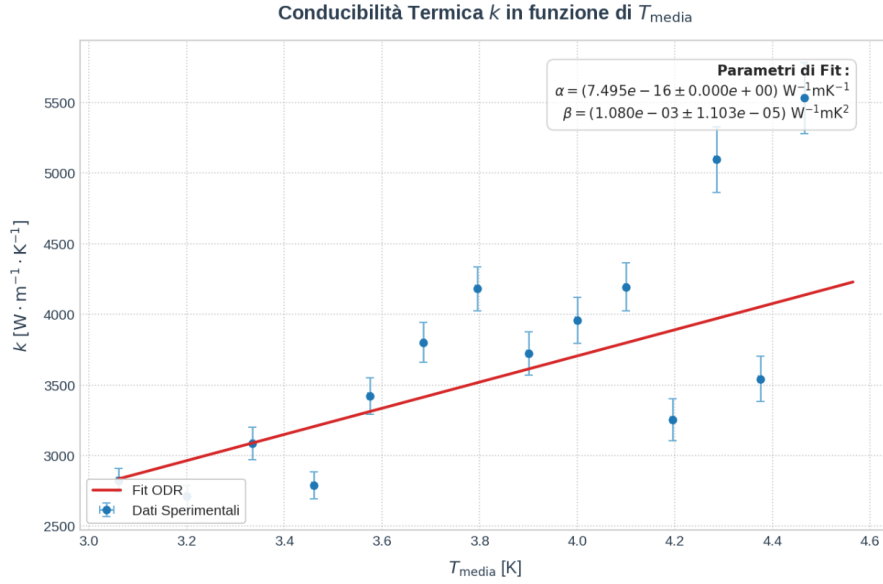


Figura 16: Valori sperimentali della conducibilità termica dell'alluminio 6N nell'intervallo $\sim 3\text{--}4.5\text{ K}$ e relativo fit ODR della relazione (10). Risulta immediato osservare l'insensibilità del fit eseguito rispetto al parametro α .

domina nettamente sul termine αT^2 (dovuto allo *scattering* elettrone-fonone). I dati seguono dunque un andamento lineare, disponendosi lungo la retta $k(T) \approx T/\beta$, rendendo il fit ODR insensibile al contributo di α . Estendendo il fit all'intero intervallo sondato $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ (Fig. 17), la curvatura della funzione diventa invece apprezzabile e consente di determinare entrambi i parametri (Tab. 5). L'analisi del peso relativo dei due termini che concorrono alla determinazione della conducibilità termica (αT^2 e $\frac{\beta}{T}$) in distinti *range* di temperatura permette di effettuare considerazioni sull'accuratezza dei valori stimati dei parametri α e β (Tab. 5):

- fino a $T \simeq 5\text{ K}$, il termine β/T risulta ampiamente dominante e il contributo αT^2 pesa per meno dell'1% rispetto a β/T ;
- a $T \approx 10\text{ K}$, il termine αT^2 arriva a pesare circa il 9% rispetto a β/T ;
- a $T \approx 20\text{ K}$, il contributo αT^2 raggiunge il 73% del termine β/T , per poi diventare nettamente dominante a temperature superiori.

Di conseguenza, il fit condotto nell'intervallo $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ garantisce un'elevata accuratezza nella stima di β . Al contrario, misure condotte a temperature più elevate ($\sim 11\text{--}45\text{ K}$), come quelle ottenute da Agresti et al. [24] (Tab. 6), forniscono un valore maggiormente accurato del parametro α .

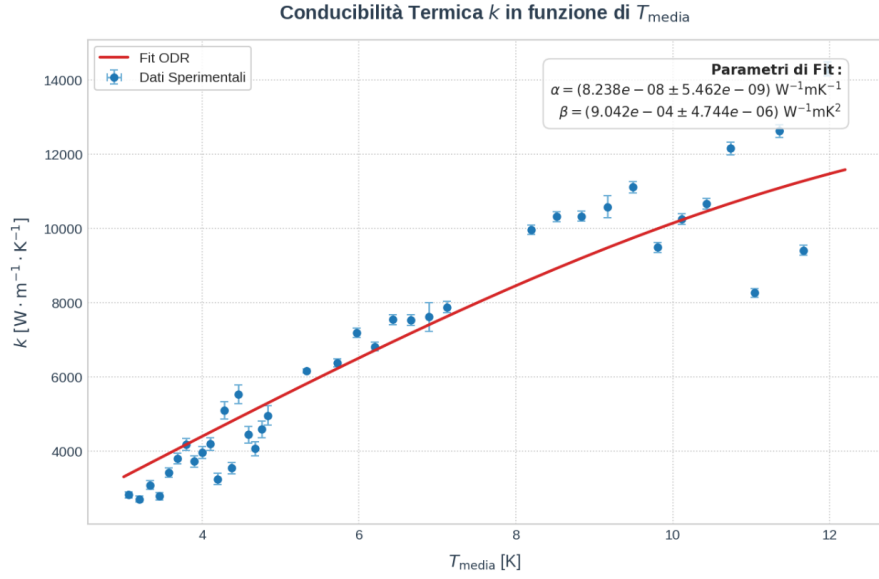


Figura 17: Valori sperimentali della conducibilità termica dell'Al 6N nell'intervallo $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ e relativo fit ODR della relazione (10).

Tabella 5: Risultati del fit ODR per i parametri della conducibilità termica nell'intervallo $\sim 3\text{--}12\text{ K}$.

α	β	T_{peak}
$[10^{-8} \text{ m}/(\text{W} \cdot \text{K})]$	$[10^{-4} \text{ m} \cdot \text{K}^2/\text{W}]$	$[\text{K}]$
8.24 ± 0.55	9.04 ± 0.05	17.64 ± 0.41

Confronto quantitativo e possibili meta-analisi

Si riscontra un'inconsistenza tra i parametri stimati nella presente tesi (Tab. 5) e quelli ottenuti per $T > 11\text{ K}$ (Tab. 6) [24]. Tali discrepanze sono riconducibili al fatto che le misure sono state eseguite su campioni distinti (pur condividendo la geometria a doppia striscia), soggetti dunque a differenti contributi di resistenza di Kapitza (a tale proposito, si veda il paragrafo 5.5), oltre che alla diversa accuratezza con cui possono essere stimati i parametri α e β nei due intervalli di temperatura $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ e $\sim 11\text{--}45\text{ K}$.

Tabella 6: Risultati del fit per i parametri del modello di conducibilità termica ottenuti da Agresti et al. [24].

α	β	T_{peak}
$[10^{-7} \text{ m}/(\text{W} \cdot \text{K})]$	$[10^{-4} \text{ m} \cdot \text{K}^2/\text{W}]$	$[\text{K}]$
2.20 ± 0.04	6.55 ± 0.02	11.41 ± 0.14

Per combinare l'elevata sensibilità a β del fit eseguito sui dati a bassa temperatura con l'accuratezza nella stima di α a temperature più elevate, possono essere testati due approcci meta-analitici:

1. **Fit eseguito su dati combinati.** I dati acquisiti nel *range* $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ possono essere integrati con misurazioni effettuate a temperature maggiori (Tab. 7). Il fit ODR sull'intero dataset (Fig. 18) permette di apprezzare l'andamento funzionale completo della curva (10), restituendo una temperatura di massima conducibilità pari a $T_{\text{peak}} = 14.50 \pm 0.12\text{ K}$. Tuttavia, risulta necessario sottolineare che tale approccio trascura il fatto che il campione di alluminio 6N impiegato nella misura della conducibilità nel *range* $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ e quello impiegato per le misure riportate in Tab. 7 sono campioni distinti.

Tabella 7: Dati di conducibilità termica e temperatura nel *range* $\sim 20\text{--}30\text{ K}$. Dati estratti da [24].

Conducibilità Termica [W/(m·K)]	Temperatura [K]
7881 ± 318	21.840 ± 0.350
7632 ± 432	22.440 ± 0.250
8229 ± 222	20.965 ± 0.525
7316 ± 151	23.380 ± 0.685
6751 ± 203	24.530 ± 0.470
6153 ± 245	25.360 ± 0.355
5820 ± 84	26.690 ± 0.980
5018 ± 99	28.390 ± 0.715
4474 ± 115	29.650 ± 0.550
4194 ± 99	30.800 ± 0.600

2. **Fit eseguito fissando il parametro α .** In alternativa, è possibile eseguire un fit della relazione (10) sui soli dati nell'intervallo $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ andando a fissare il parametro $\alpha = (2.20 \pm 0.04) \cdot 10^{-7}\text{ m}/(\text{W} \cdot \text{K})$ [24] e lasciando β come unico parametro libero. I risultati di tale approccio sono descritti nella Tabella 8.

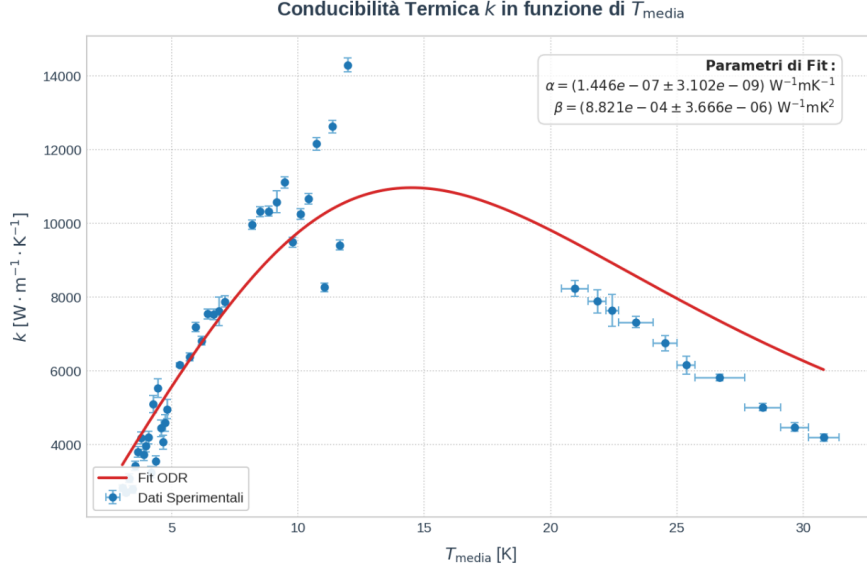


Figura 18: Fit ODR della relazione (10) ottenuto integrando i dati nel *range* $\sim 3\text{--}12\text{ K}$ con il dataset riportato in Tab. 7.

Tabella 8: Risultati del fit per il solo parametro β , mantenendo vincolato il valore di α ottenuto da Agresti et al. [24].

α	β	T_{peak}
$[10^{-7} \text{ m}/(\text{W} \cdot \text{K})]$	$[10^{-4} \text{ m} \cdot \text{K}^2/\text{W}]$	$[\text{K}]$
2.20 ± 0.04	8.27 ± 0.03	12.34 ± 0.08

In conclusione, l'analisi evidenzia la necessità di condurre ulteriori campagne di misura della conducibilità dell'alluminio ultrapuro che coprano in modo continuo l'intero intervallo $\sim 3\text{--}45\text{ K}$, così da poter determinare simultaneamente, dal medesimo fit, i parametri α e β con accuratezza. Risulta ad ogni modo possibile affermare che l'alluminio ultrapuro presenta migliori proprietà termiche in regime criogenico rispetto a quelle del rame OFHC, rendendo questo materiale un'eccellente scelta per la costruzione delle termalizzazioni degli stadi freddi dei PTs ai piatti del criostato per l'upgrade CUPID. A tale proposito, si considerino le curve di conducibilità riportate in Fig. 19 ottenute usando i valori dei parametri stimati riportati nella Tab. 8 e i valori stimati per il rame OFHC da Agresti et al. [24].

5.5 Misure e prospettive future

Una delle principali limitazioni nella determinazione della conducibilità termica dell'alluminio ultrapuro è rappresentata dalla resistenza termica di interfaccia, comunemente nota come resistenza di Kapitza. Di seguito si discute tale fenomeno e si

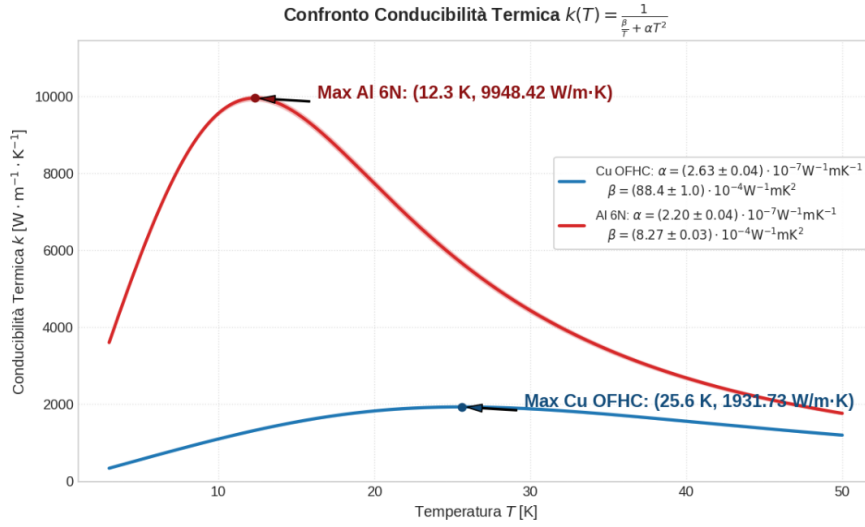


Figura 19: Grafico che riporta l'andamento funzionale delle curve di conducibilità termica del rame OFHC e dell'alluminio 6N a confronto: risulta immediato verificare le migliori proprietà conduttive dell'alluminio ultrapuro a temperature criogeniche, tali da renderlo un eccellente materiale candidato alla sostituzione del rame OFHC nelle termalizzazioni del criostato che ospiterà il rivelatore dell'esperimento CUPID. Occorre inoltre osservare che la conducibilità effettiva dell'alluminio ultrapuro, senza il contributo della resistenza di Kapitza, risulterà ancora più elevata di quella mostrata nel presente grafico.

descrive una metodologia sperimentale atta a eliminare il contributo della resistenza di contatto dai valori di conducibilità misurati. Le superfici di un campione di alluminio ultrapuro esposte all'aria si ossidano nell'ordine delle centinaia di picosecondi. La formazione di un sottile strato superficiale di Al_2O_3 altera le proprietà termiche locali del materiale. Quando le estremità del campione vengono ancorate sul *sample-holder* e sul *4 K-plate*, l'interfaccia con l'ossido introduce una resistenza termica di contatto non trascurabile. Il metodo sperimentale proposto per isolare la conducibilità dell'alluminio ultrapuro si basa sulla specifica geometria del campione (Fig. 15): due *strips* parallele che condividono le medesime estremità di contatto con gli stadi termici del criostato. Una delle due strisce viene avvolta con nastro in Kapton per evitare il contatto diretto con l'altra. La procedura si articola in due fasi:

1. si misura la conduttanza termica totale G_{tot1} del campione integro, come descritto nei precedenti paragrafi;
2. si effettua poi un taglio trasversale a metà di una delle due strisce (Fig. 20), interrompendo uno dei due cammini termici prima disponibile, e si procede alla misura della nuova conduttanza totale G_{tot2} .



Figura 20: Bandella di alluminio ultrapuro preparata per la seconda fase delle misure descritte. In rosso è evidenziato il taglio compiuto su una delle due *strips*.

L'efficacia di questo approccio risiede nel fatto che l'eliminazione di un cammino termico modifica la conduttanza complessiva del campione lasciando immutata la superficie di contatto dello stesso con gli stadi freddi del criostato. Di conseguenza, le resistenze di contatto agli stadi termici R_K e $R_{K'}$ rimangono identiche in entrambe le configurazioni. Nel primo circuito termico (Fig. 21a), la resistenza totale R_{tot1} risulta dalla serie tra le resistenze di contatto e il parallelo delle due resistenze delle *strips*:

$$\frac{1}{G_{\text{tot1}}} = R_{\text{tot1}} = R_{K'} + R_K + R_{\text{strips}} \quad (18)$$

dove $R_{\text{strips}} = \frac{1}{G_{\text{strip1}} + G_{\text{strip2}}} = \frac{\ell}{k_{Al}(A_1 + A_2)}$, ove A_1 e A_2 sono le sezioni trasversali delle due *strips* e ℓ è la loro lunghezza.

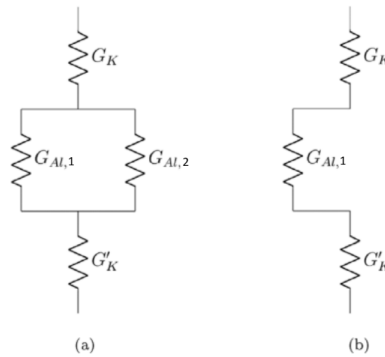


Figura 21: Schemi dei circuiti termici: (a) configurazione a due *strips* integre in parallelo; (b) configurazione in cui una delle due *strips* viene tagliata.

Nel secondo circuito (Fig. 21b), a seguito del taglio della *strip* 2, la conduzione avviene unicamente attraverso la *strip* 1:

$$\frac{1}{G_{\text{tot2}}} = R_{\text{tot2}} = R_{K'} + R_K + R_{\text{strip1}} \quad (19)$$

dove $R_{\text{strip1}} = \frac{1}{G_{\text{strip1}}} = \frac{\ell}{k_{\text{Al}}A_1}$. Sottraendo membro a membro ($R_{\text{tot2}} - R_{\text{tot1}}$), il contributo costante delle resistenze di Kapitza ($R_K + R_{K'}$) si elide esattamente:

$$\frac{1}{G_{\text{tot2}}} - \frac{1}{G_{\text{tot1}}} = R_{\text{strip1}} - R_{\text{strips}} = \frac{\ell}{k_{\text{Al}}} \left(\frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_1 + A_2} \right). \quad (20)$$

Si ricava infine l'espressione analitica per la sola conducibilità dell'alluminio k_{Al} , disaccoppiata dal contributo della resistenza di contatto:

$$k_{\text{Al}} = \frac{G_{\text{tot1}}G_{\text{tot2}}}{G_{\text{tot1}} - G_{\text{tot2}}} \cdot \frac{A_2 \ell}{A_1(A_1 + A_2)} \quad (21)$$

ove G_{tot1} e G_{tot2} possono essere determinati attraverso un fit della relazione (10) tenendo conto del fattore geometrico.

In conclusione, tale metodo permette di eliminare il contributo della resistenza di Kapitza per future misure di conducibilità termica dell'alluminio ultrapuro sfruttando la geometria selezionata per il campione. Sono attualmente in programma anche misure dirette della conducibilità a conclusione della campagna di determinazione delle proprietà termiche dell'alluminio ultrapuro a temperature criogeniche. I campioni impiegati per tali misure saranno dorati alle estremità in *glovebox* per impedire la formazione dello strato di Al_2O_3 . Tale accortezza permetterà la misura diretta della conducibilità termica k_{Al} senza dover ricorrere alla geometria *double-strip* e al taglio di una delle due *strips*, al fine di disaccoppiare la misura di conducibilità dal contributo della resistenza di Kapitza.

Conclusioni

A seguito delle modifiche apportate al criostato, con la finalità di garantire una temperatura di base minore di 3 K, sono state eseguite le misure di conducibilità termica, oggetto dell'ultimo capitolo, nell'intervallo di temperature $\sim 3\text{--}12\text{ K}$. A seguito dell'analisi delle incertezze è stato possibile, attraverso dei fit eseguiti con metodo ODR, stimare i valori sperimentali dei coefficienti α e β della legge (10). Tuttavia, avendo dimostrato la scarsa sensibilità al parametro α del fit eseguito nel range di temperature $\sim 3\text{--}12\text{ K}$, sono state proposte due possibili meta-analisi combinando i dati ottenuti con quelli emersi da recenti ricerche sulla conducibilità termica dell'alluminio 6N a temperature maggiori di 11 K [24]. I valori dei parametri ottenuti da una di queste meta-analisi sono stati impiegati per confrontare la conducibilità termica dell'alluminio ultrapuro con quella del rame OFHC, potendo osservare come il primo presenti migliori proprietà termiche in regime criogenico. Inoltre, è stato osservato come queste prime misure suggeriscano la necessità di una campagna di misurazioni di conducibilità termica dell'alluminio ultrapuro che copra in modo continuo l'intervallo $\sim 3\text{--}45\text{ K}$. Concludendo, sono stati presentati i metodi sperimentali che saranno impiegati per le future misurazioni di conducibilità termica al fine di eliminare dalla misura il contributo della resistenza di Kapitza.

Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare di CUORE il Dott. Matteo Duranti, la Dott.ssa Serena D'Eramo e il Dott. Stefano Di Lorenzo, relatori di questa tesi, per la loro grande disponibilità, per la guida offertami e per l'attenzione e la gentilezza sempre dimostrata nei miei confronti. Un sentito ringraziamento va alla Professoressa Giuseppina Anzivino e al Professore Nicola Tomassetti per la loro cortesia nell'aver accettato di scrivere una lettera di referenza che mi ha permesso di vincere la borsa di studio "ESPLORANDO LA FISICA DELLE ASTROPARTICELLE" messa a bando dall'INFN, consentendomi di passare tre settimane a contatto con il mondo della ricerca presso i LNGS. Un sincero ringraziamento a tutto il team di ricerca dell'esperimento CUORE/CUPID, da cui sono stato accolto con estrema cortesia ed attenzione e del quale ho subito sentito di far parte.

Un ringraziamento davvero speciale va a mia Mamma, a mio Papà e a mia Nonna, che mi hanno sempre sostenuto a tempo pieno e senza i quali nulla di ciò che ho fatto sarebbe stato possibile.

Riferimenti bibliografici

- [1] S. M. Bilenky, “Neutrino. History of a unique particle,” *Joint Institute for Nuclear Research* (Dubna, Russia) and *TRIUMF* (Vancouver, Canada).
- [2] S. Dell’Oro, S. Marcocci, M. Viel, and F. Vissani, “Neutrinoless double beta decay: 2015 review,” *Adv. High Energy Phys.* (2016).
- [3] *NEMO 3: the goals, results and legacy*, CERN Courier, vol. 52, n. 1, 25 Gennaio 2012.
- [4] M. Agostini *et al.* (GERDA Collaboration), *Final Results of GERDA on the Two-Neutrino Double- β Decay Half-Life of ^{76}Ge* , *Phys. Rev. Lett.* **131**, 142501 (2023).
- [5] H. Acharya *et al.* (LEGEND Collaboration), *First Results on the Search for Lepton Number Violating Neutrinoless Double- β Decay with the LEGEND-200 Experiment*, *Phys. Rev. Lett.* **136**, 022701 (2026).
- [6] CUORE Collaboration (C. Alduino *et al.*), “CUORE-0 detector: design, construction and operation,” *JINST* **11**, P07009 (2016).
- [7] A. Giachero, “Characterization of cryogenic bolometers and data acquisition system for the CUORE experiment,” *Ph.D. Thesis*, Università degli Studi di Genova (2008).
- [8] C. Arnaboldi *et al.*, *A novel technique of particle identification with bolometric detectors*, *Astropart. Phys.* **34** (11), 797–804 (2011).
- [9] E. Fiorini and T. O. Niinikoski, *Low-temperature calorimetry for rare decays*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.* **224** (1-2), 83–88 (1984).
- [10] B. Kayser, “Neutrino Physics,” *Fermilab* (Batavia, IL, USA).
- [11] P. Langacker, “NEUTRINO PHYSICS,” *Department of Physics, University of Pennsylvania* (Philadelphia, PA, USA), UPR-0652T.
- [12] J. Wheatley, “Liquid He_3 , liquid mixtures of He_3 and He_4 , and dilution refrigeration,” *Journal de Physique Colloques* **31** (C3), pp. C3-109-C3-118 (1970).
- [13] P. Debye, *Zur Theorie der spezifischen Wärmen*, *Ann. Phys.* **344** (14), 789–839 (1912).

- [14] E. Majorana, *Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone*, Nuovo Cim. **14** (4), 171–184 (1937).
- [15] W. H. Furry, *On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration*, Phys. Rev. **56** (12), 1184–1193 (1939).
- [16] D. Q. Adams *et al.* (CUORE Collaboration), *Search for Neutrinoless Double-Beta Decay in ^{130}Te with CUORE*, Nature **604**, 53–58 (2022).
- [17] D. R. Artusa *et al.* (CUORE Collaboration), *Exploring the Neutrino Mass Inverted Hierarchy with Description of CUORE*, Adv. High Energy Phys. **2015**, 879871 (2015).
- [18] D. Mei, K. Dong, A. Warren, and S. Bhattarai, “Virtual Majorana Neutrinos and the Minimum Neutrino Mass Scale in Neutrinoless Double-Beta Decay,” *University of South Dakota* (2025).
- [19] CUORE Collaboration (C. Alduino *et al.*), “The CUORE Cryostat,” *J. Low Temp. Phys.* **194**, 280–288 (2019).
- [20] A. D’Addabbo *et al.*, “An active noise cancellation technique for the CUORE Pulse Tube cryocoolers,” *Cryogenics* **93**, 56–62 (2018).
- [21] CUPID Collaboration (A. Armada *et al.*), “Toward CUPID-1T,” arXiv:2203.08386 [hep-ex] (2022).
- [22] E. Pasca, E. Olivieri, e G. Ventura *et al.*, “Low temperature properties of NTD Ge: Best choice for CUORE experiment”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 520, no. 1–3, pp. 241–243, 2004.
- [23] K. Alfonso, “Optimization and characterization of cryogenic detectors for the CUPID experiment,” *Ph.D. Thesis*, Sapienza Università di Roma (2023).
- [24] F. Agresti *et al.*, “Measurement of the thermal conductivity of high-purity aluminum and copper for cryogenic applications,” *Cryogenics* **154**, 104276 (2026).
- [25] M. Pavan (on behalf of the CUPID Collaboration), “CUPID: CUORE Upgrade with Particle IDentification,” *J. Phys.: Conf. Ser.* **1468**, 012210 (2020).
- [26] I. Nutini, “The CUORE experiment: detector optimization and modelling and CPT conservation limit,” *Ph.D. Thesis*, Gran Sasso Science Institute (2018).

- [27] CUPID Collaboration (K. Alfonso *et al.*), “CUPID, the Cuore Upgrade with Particle Identification,” arXiv:2503.02894 [physics.ins-det] (2025).
- [28] A. L. Woodcraft, “Recommended values for the thermal conductivity of aluminium of different purities in the cryogenic to room temperature range, and a comparison with copper,” *Cryogenics* **45**, 626–636 (2005).
- [29] M. Pigato *et al.*, “Microstructural and Mechanical Characterization of Ultra-Pure Aluminum for Low-Amplitude-Vibration Cryogenic Applications,” *Materials* **19**, 1195 (2026).
- [30] Rosenberg HM. The thermal conductivity of metals at low temperatures. Phil Trans R Soc Lond A 1955;247:441–97.
- [31] Hust J, Lankford A. Thermal conductivity of aluminum, copper, iron, and tungsten for temperatures from 1 K to the melting point. Natl Inst Stand Technol 1984.
- [32] Wen Y, Yunxin W. Effects of temperature and pressure on elastic properties of single crystal aluminum in different crystal orientations. Phys Status Solidi B 2020;257(12):2000434.
- [33] Tianxiong Z, Zongyi W, Yuanqing W, Zhihua C. Experimental study on the mechanical properties of oxygen-free copper used in high energy physics detectors and accelerators. Nucl Instrum Methods Phys Res Sect A 2019;935:8–16.
- [34] Yanpu W, Jing Z, Chao X, Wei L, Danyang L, Guisong W, Guangze T, Lin G. Deformation behavior of pure aluminum at room and cryogenic temperatures. J Mater Res Technol 2024;31:2355–66.
- [35] Enss C, Siegfried H. *Low-temperature Physics*. Springer; 2005.
- [36] Lake shore cryotronics. <https://www.lakeshore.com/>.
- [37] Bennett S. Development of the PID.
- [38] Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM), *Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement*, JCGM 100:2008, First edition September 2008 (Corrected version 2010).
- [39] Bluefors. <https://bluefors.com/>
- [40] Particle Data Group. <https://pdg.lbl.gov/>