

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Messa in servizio della nuova diagnostica per SPIDER a
filtri interferenziali

Relatore

Dott. Gianluigi Serianni

Correlatore

Dott. Barbara Zaniol

Laureando

Sergio Monopoli

Anno Accademico 2023/2024

Abstract

L'esperimento SPIDER è il prototipo della sorgente di ioni negativi per ITER in fase di sviluppo presso il Consorzio RFX, Padova. Al fine di ottimizzare la produzione di ioni, SPIDER è dotato di un set completo di strumenti diagnostici che analizzano la radiazione elettromagnetica emessa spontaneamente dalla sorgente di plasma, con lunghezza d'onda compresa fra i 300 nm ed i 1000 nm. Per la ripresa della campagna sperimentale di SPIDER ad inizio 2024, sarà aggiunto alla strumentazione un nuovo set di diagnostiche basato su filtri interferenziali e fotomoltiplicatori. L'obiettivo di questa tesi è di assemblare tali diagnostiche, per poi effettuare tutti i test necessari alla loro caratterizzazione e al loro utilizzo come strumenti di misura. La nuova strumentazione verrà infine confrontata con una diagnostica analoga ma basata su fotodiodi, così da evidenziarne i miglioramenti in termini di sensibilità spettrale e risposta in frequenza.

Acronimi

RF: Radio Frequency

PG: Plasma Grid

EG: Extraction Grid

GG: Ground Grid

OES: Optical Emission Spectroscopy

ICP: Inductively Coupled Plasma

LOS: Line Of Sight

NBI: Neutral Beam Injector

PMT: PhotoMultiplier Tube

PDA: PhotoDiode Amplifier

ITER: International Termonuclear Experimental Reactor

SPIDER: Source for Production of Ion on Deuterium Extracted from RF plasma

MINION: Magnetized ICP for Negative Ion Operation in NBI



Indice

1	Introduzione	1
1.1	SPIDER	1
1.2	Catena ottica	4
1.3	Fotomoltiplicatori	6
2	Misure preliminari	9
3	Misure sui PMT	11
3.1	Elettronica	12
3.2	Misure dirette su un PMT	13
3.3	Caratterizzazione della scheda con capacità di filtro $C_f = 10 pF$	15
3.3.1	Tempi caratteristici	15
3.3.2	Bias	16
3.3.3	Linearità	17
3.3.4	Mappa del guadagno	18
3.4	Caratterizzazione della scheda con capacità di filtro $C_f = 10 nF$	19
3.4.1	Tempi caratteristici	20
3.4.2	Mappa del guadagno	20
3.4.3	Linearità	21
4	Misure sulla sorgente di plasma MINION	23
	Bibliografia	29

Capitolo 1

Introduzione

1.1 SPIDER

L'esperimento SPIDER (Source for Production of Ion on Deuterium Extracted from RF plasma) è dedicato allo studio di una sorgente di ioni negativi di idrogeno o deuterio, prodotti da un plasma a radiofrequenza, ovvero generato tramite la ionizzazione del gas da parte di una scarica di corrente alternata con frequenza dell'ordine di 10^6 Hz [17].

Gli obiettivi dell'esperimento sono legati all'ottimizzazione del riscaldamento addizionale di ITER tramite Neutral Beam Injector (NBI), che prevede l'iniezione di 50 MW attraverso tre fasci di particelle neutre con energia 1 MeV. La sorgente che genera gli ioni H^-/D^- da accelerare elettrostaticamente a 1 MV deve poter lavorare ad una pressione di riempimento di 300 mPa, producendo un fascio con una densità di corrente superiore a $355 \frac{A}{m^2}$ per l'idrogeno e superiore a $285 \frac{A}{m^2}$ per il deuterio, uniforme al 10% nella sua intera sezione che misura circa 0.6 m per 1.5 m, mantenendo un rapporto elettroni coestratti su ioni inferiore a 0.5 per l'idrogeno e inferiore a 1 per il deuterio ed il tutto per una durata dell'impulso di 3600 s. Inoltre, è impiegato per studi sull'ottimizzazione della distribuzione del rivestimento al cesio sulle pareti della camera di espansione e sulla PG [16]. Come prototipo della sola sorgente, SPIDER prevede una accelerazione fino a 100 keV e tre forni per l'evaporazione in camera del cesio, che funge da catalizzatore nella formazione degli ioni negativi H^-/D^- . La scelta di estrarre ed accelerare ioni negativi invece che ioni positivi è dovuta al fatto che l'efficienza di neutralizzazione degli ioni positivi cala al di sotto del 40% per un fascio con energia superiore a 200 keV, rendendo di fatto impossibile la realizzazione di un fascio neutro ad alta energia [6].

La sorgente è posizionata all'interno di una struttura cilindrica chiamata *vacuum vessel*, tale da conservare le condizioni sperimentali di vuoto ed isolare il sistema dall'esterno, ed è composta da 8 driver RF in cui viene creato il plasma, terminanti in una camera di espansione, nella quale il plasma viene raffreddato per aumentare la sopravvivenza degli H^-/D^- . All'estremità della camera di espansione sono presenti delle piastre forate (una matrice regolare di 1280 fori di ~ 10 mm di diametro) utilizzate per l'estrazione degli ioni: queste sono polarizzate e fra loro è posto un campo magnetico uniforme, così da estrarre gli ioni, accelerarli ed eliminare gli elettroni coestratti.

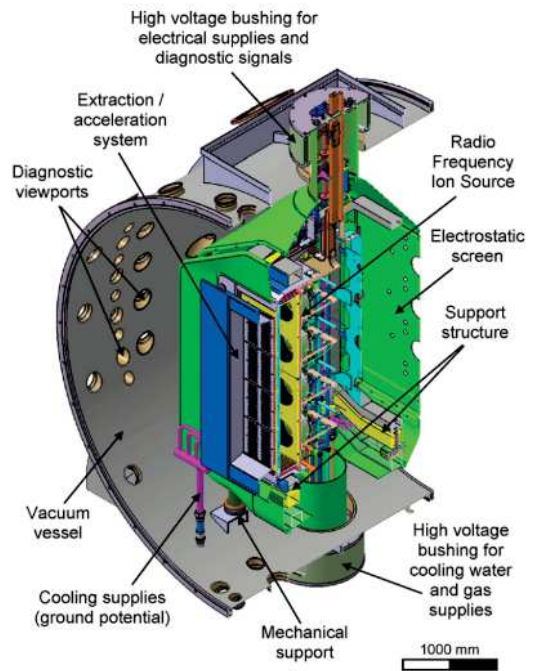


Figura 1.1: Sezione di SPIDER [8].

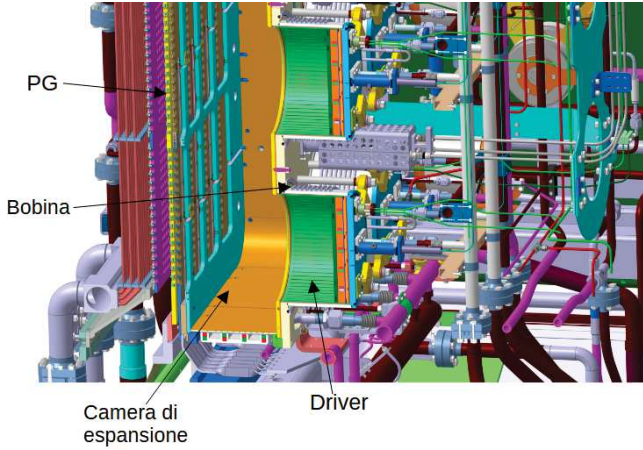


Figura 1.2: Grafico isometrico di SPIDER, con focus su driver, zona di espansione e plasma grid.

Il plasma in SPIDER è un ICP (inductively coupled plasma) generato all'interno dei driver, strutture cilindriche contenenti un filamento in tungsteno e avvolte da un rivestimento in quarzo che evita la fuoriuscita di gas dalla camera di plasma e da una bobina in cui passa la corrente RF, nelle quali viene immesso il gas. Per innescare il plasma, inizialmente si fornisce al filamento una corrente elevata ($\mathcal{O}[3-5] A$), così da produrre una quantità limitata di cariche per effetto termoionico, che vengono estratte polarizzando negativamente il filamento rispetto alla sorgente. Successivamente viene iniettato dell'idrogeno (o deuterio) a pressioni $p \in [100; 1000] mPa$ (per simulare le condizioni sperimentali di ITER) e fornita corrente alla bobina, creando una forza elettromotrice con campo elettrico di forma $\mathbf{E} = E_0 e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$ all'interno del gas. L'onda elettromagnetica scalda le molecole di un ICP accelerando le cariche estratte dal filamento, che ionizzano il gas attraverso un processo esponenziale di collisioni elettroniche con frequenza ν_c . La potenza fornita dall'RF è assorbita dal sistema come avverrebbe per un circuito con un generatore di tensione alternata, una componente induttiva (combinazione della componente relativa alla bobina L_b e di quella relativa al plasma $L_p = \frac{R_{pl}}{\nu_c}$), una resistiva (il plasma $R_{pl} \propto \frac{1}{\sigma_{el}}$) ed una resistenza parassita R_{par} , principalmente dovuta alla spira. Nel caso di plasma scarsamente ionizzato si ha che $\sigma_{el} \propto \frac{1}{\sqrt{n_e}}$ e, noto N_s numero di avvolgimenti e lunghezza e raggio della bobina r_b e l , si ottengono R_{pl} e P_{abs} potenza assorbita

$$R_{pl} \simeq \frac{N_s^2 r_b \pi}{l \delta \sigma_{el}} \propto \frac{1}{\sqrt{n_e}} \implies P_{abs} = \frac{R_{pl}}{2} |I|^2, \quad (1.1)$$

con δ profondità di pelle. Infine, la potenza persa dal plasma è linearmente proporzionale alla densità di elettroni $P_{loss} \propto n_e$ [2]. Da questo si deduce che al variare della conduttività della sorgente dopo l'accensione della scarica RF si modifica l'assorbimento della potenza RF.

Una volta ionizzato nella sorgente, il gas si raffredda mentre attraversa il campo magnetico nella regione di espansione delimitata dalla PG. Le pareti di questa griglia sono rivestite in cesio per aumentare la produzione di ioni negativi, in quanto il rivestimento diminuisce il potenziale di estrazione degli elettroni dalla parete, favorendo la cattura di elettroni da parte delle particelle che vi collidono [16]. Infine, attraverso i 1280 fori della griglia di plasma, vengono estratti gli ioni negativi grazie ad una differenza di potenziale $\Delta V \sim 10 kV$ applicata rispetto alla griglia successiva, detta griglia di estrazione (EG); gli elettroni co-estratti vengono deflessi da un campo magnetico ortogonale alla direzione dei fasci e posto nella zona fra la PG e la EG, ed accelerati fino a $100 keV$ dalla differenza di potenziale di $100 kV$ fra la EG e la griglia di terra (GG) [1].

Le prestazioni del fascio di particelle generato in un NBI sono strettamente legate alle caratteristiche del plasma nella sorgente, specialmente densità elettronica n_e e temperatura elettronica T_e : lo studio del plasma può essere condotto attraverso lo studio dell'emissione luminosa con metodi di *optical emission spectroscopy*, che si concentrano sull'osservazione dello spettro nella banda della luce visibile e del vicino infrarosso o ultravioletto $\lambda \in [300; 1000] nm$ [12]. La OES non solo permette di studiare la temperatura elettronica del plasma prodotto ma anche la sua composizione, gli stati di ionizzazione e la formazione di varie specie atomiche e molecolari legate ai materiali presenti nella sorgente, monitorandone l'integrità. Il plasma generato in SPIDER è alternativamente composto da idrogeno o deuterio, quindi il suo spettro è caratterizzato dalla presenza di sequenze di righe spettrali come le serie di Balmer, dalla quale è possibile ottenere i valori di densità e temperatura elettronica. Questa serie è composta da picchi emissivi con $\lambda \in [397, 656] nm$ [17] che rappresentano l'energia di transizione tra i livelli eccitati $n > 2$ degli atomi idrogenoidi ed il livello di numero quantico principale $n = 2$

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n_i^2} \right) \quad (1.2)$$

con n_i numero quantico principale del livello di transizione di partenza ed $R = 1.097 \times 10^7 m^{-1}$ costante di Rydberg.

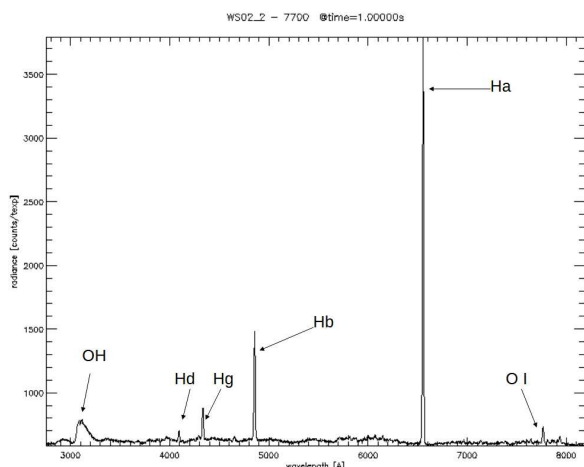


Figura 1.3: Spettro emissivo di SPIDER con $\lambda \in [3000, 8000] \text{ \AA}$. Si possono notare le prime quattro righe emmissive della serie di Balmer (H_α , H_β , H_γ e H_δ).

Le principali lunghezze d'onda sono $H_\alpha = 656.3 \text{ nm}$, $H_\beta = 486.1 \text{ nm}$ e $H_\gamma = 434.1 \text{ nm}$ [15], rispettivamente corrispondenti all'energia delle transizioni dai livelli $n = 3, 4, 5$ al livello $n = 2$: le righe hanno minore intensità con l'aumentare dell'ampiezza di transizione e tale fenomeno scala in maniera esponenziale. Con queste informazioni è possibile stimare la temperatura elettronica e la densità elettronica tramite il metodo "line ratio", che utilizza il rapporto di intensità fra righe emmissive della serie di Balmer [17]. Oltre alle righe dell'idrogeno, nello spettro del visibile è anche possibile individuare altre emissioni atomiche o molecolari che rivelano informazioni sulle condizioni sperimentali (righe in figura 1.3): in particolare è

possibile studiare l'interazione fra il plasma ed il rivestimento di cesio della PG individuando le sue righe di emissione fra 600 nm e 900 nm , mentre nel caso sia presente acqua dovuta a perdite del sistema di raffreddamento emergeranno nello spettro le righe dell'ossigeno, fra cui le più intense sono quelle relative al tripletto dell' O I a $\lambda = 777 \text{ nm}$ e la banda dell'OH a $\lambda = 310 \text{ nm}$. Infine, se ci sono danneggiamenti nelle pareti del driver o sulle griglie di accelerazione, saranno presenti emissioni elevate di Cu con $\lambda = 326 \text{ nm}$.

Al netto degli esempi forniti risulta importante poter misurare con precisione l'intensità della luce emessa dal plasma con strumenti che garantiscano rapidità di acquisizione ed ampio range dinamico. Nella seguente tabella si riportano i valori tipici di densità elettronica e temperatura elettronica nel driver e nella camera di espansione di SPIDER, oltre che le densità emmissive tipiche per le righe più intense della serie di Balmer, definite come densità di fotoni emessi per unità di tempo.

Zona del plasma	T_e [eV]	n_e [m^{-3}]	ϵ_{H_α} [$\frac{ph}{m^3s}$]	ϵ_{H_β} [$\frac{ph}{m^3s}$]	ϵ_{H_γ} [$\frac{ph}{m^3s}$]
Driver	5-30	$\sim 5 \times 10^{18}$	$\sim 2 \times 10^{21}$	$\sim 3 \times 10^{20}$	$\sim 5 \times 10^{19}$
Espansione	1-3	$\sim 5 \times 10^{17}$	$\sim 5 \times 10^{20}$	$\sim 5 \times 10^{19}$	$\sim 1 \times 10^{19}$

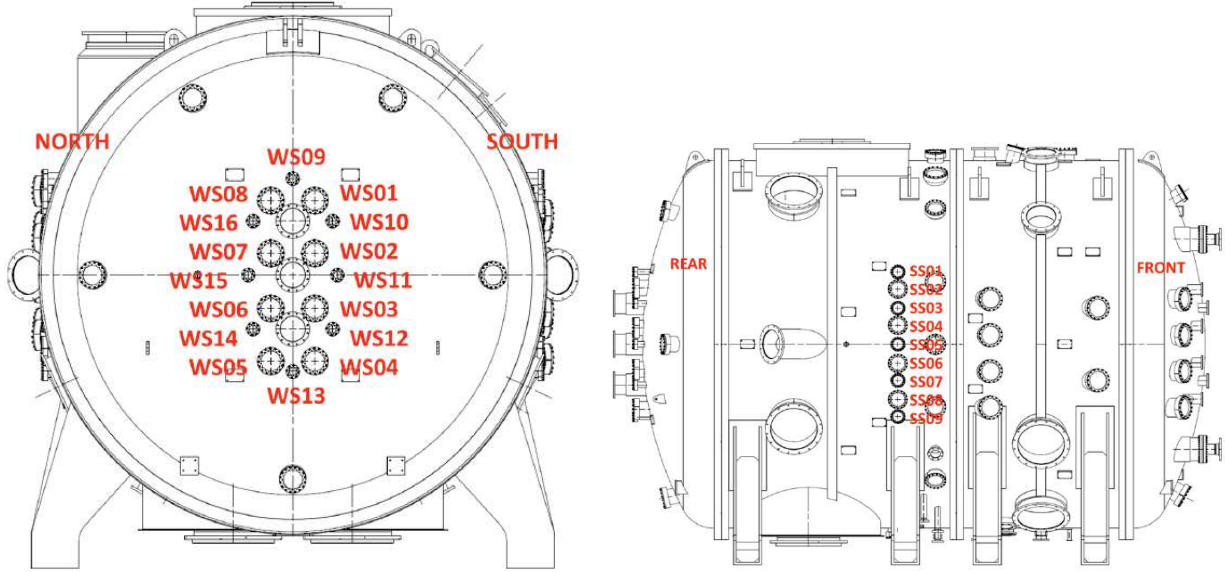
Tabella 1.1: Tabella dei valori per le principali grandezze spettroscopiche di SPIDER [17].

La tabella 1.1 mostra come due ordini di grandezza separino le righe più intense da quelle più deboli. L'ampio range e le righe poco intense costituiscono una sfida per i sistemi diagnostici che non possono variare il tempo di raccolta dei fotoni: ad esempio i preesistenti sistemi basati su fotodiodi si sono dimostrati incapaci di misurare righe con densità di emissione inferiore a $1 \times 10^{19} \frac{ph}{sm^3}$. Per questa ragione si è deciso di utilizzare sensori con una sensibilità superiore, come i fotomoltiplicatori.

Questa tesi illustra in maniera critica il lavoro di sviluppo compiuto per la realizzazione di tale sistema diagnostico, confrontando le prestazioni ottenute con il sistema basato su fotodiodi, e mostrando le prime misure ottenute su MINION, una sorgente mono-driver entrata in funzione al Consorzio RFX a inizio 2024, sempre nell'ambito della ricerca sugli NBI per ITER. Nei restanti paragrafi di questo capitolo si illustreranno i principi fisici alla base del funzionamento della strumentazione in oggetto e le grandezze fisiche fondamentali per la comprensione delle misurazioni effettuate; nei capitoli successivi sarà presentata la strumentazione utilizzata, saranno riportati i risultati delle misure effettuate e sarà effettuato un confronto con il sistema di diagnostica a fotodiodi preesistente.

1.2 Catena ottica

Il sistema di diagnostica OES di SPIDER si avvale di due sistemi distinti ma che condividono una struttura simile e stesse linee di vista (LOS): uno basato su spettrografi e utilizzato per osservare l'intero spettro emissivo ($\lambda \in [300; 1000] \text{ nm}$ [12]), ed uno che impiega sensori filtrati, come fotomoltiplicatori (PMT) o fotodiodi (PDA), per effettuare misurazioni dell'intensità di una specifica regione spettrale, idealmente corrispondente all'emissione di una riga specifica. Le LOS utilizzate per lo studio del plasma sono posizionate nella zona laterale della camera da vuoto, in corrispondenza della camera di espansione e della PG, divise in 9 aperture per lato e allineate a coppie; altre LOS si trovano nella zona posteriore della camera da vuoto, in corrispondenza dei driver (fig. 1.4).



(a) LOS in direzione del driver sul fondello di coda . (b) LOS laterali attorno alla zona di espansione e alla PG.

Figura 1.4: Posizioni delle linee di vista sul *vessel* di SPIDER.

Ogni sistema di acquisizione ottica consiste in un telescopio con lenti al quarzo, lunghezza focale $f = 120 \text{ mm}$ e diametro utile $D_t = 8 \text{ mm}$, focalizzato su una fibra ottica con *core* di diametro $D_{fibra} = 400 \mu\text{m}$, utilizzata per portare il segnale luminoso all'esterno del bioshield e verso gli strumenti di misura. La fibra ottica può terminare direttamente sugli strumenti, come nel caso degli spettrografi, oppure su un sistema di parallelizzazione finale, dove la terminazione della fibra è posta nel fuoco di una lente: questo sistema, principalmente utilizzato per fotodiodi o fotomoltiplicatori, permette di generare un fascio luminoso dal diametro tale da poter essere raccolto completamente dall'area sensibile del sensore, e allo stesso tempo permettendo di inserire un filtro interferenziale per isolare un intervallo di lunghezze d'onda limitato. Per la strumentazione utilizzata la distanza focale alla quale si posiziona la fibra e di $f_{fibra} \sim 10 \text{ mm}$ e genera un fascio di diametro $D_f \simeq 3 \text{ mm}$: tale diametro rientra perfettamente nelle aree di sensibilità dei rilevatori, che per i PDA ha diametro $D_{PDA} = 4 \text{ mm}$ [11] e per i PMT ha diametro $D_{PMT} = 8 \text{ mm}$ [4][5].

L'insieme degli elementi che trasferiscono i fotoni dalla sorgente agli strumenti di rilevazione è detto **catena ottica** ed è caratterizzato da un fattore $A \times \Omega$ detto **accettanza** (o *etendue*), proprio di ogni componente e legato alle sue specifiche geometriche, misurato in $[A \times \Omega] = [\text{m}^2 \cdot \text{srad}]$: questo rappresenta la capacità della catena di raccogliere segnale, ed idealmente dovrebbe essere simile per ogni elemento, tuttavia, quando una catena presenta più valori differenti per questo parametro, a dominare è quello a valore inferiore (ovvero tale da assorbire meno segnale). Per le catene ottiche delle LOS in espansione questo è pari a $A \times \Omega_l = 4 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{srad}$ mentre per i segnali delle LOS nel driver è $A \times \Omega_d = 2.7 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{srad}$. Questi valori sono solitamente troppo elevati per gli spettrografi impiegati su SPIDER (poiché hanno tempi di integrazione $\sim 100 \text{ ms}$), quindi si aggiunge un filtro neutro $D1$, che attenua di un fattore $T = 0.1$. Tale fattore viene integrato nel valore dell' $A \times \Omega$,

ottenendo i valori riportati in tabella 1.2. Infine è da considerare anche la presenza di un fattore di trasmissione legato al passaggio della luce nel mezzo ottico della fibra e attraverso i connettori, che per le fibre utilizzate (di lunghezza $\sim 30 m$ divise in tre segmenti) è pari a $T = 0.7$, nonché l'eventuale presenza di filtri interferenziali che introduce ulteriori fattori di attenuazione.

Utilizzando queste informazioni è possibile stimare la potenza raccolta da una singola linea di vista e portata agli strumenti di misura: definiamo una quantità fisica nota come **brillanza** ε , misurata in $[\varepsilon] = [\frac{W}{m^2 \cdot srad}]$, come l'intensità di energia emessa da una sorgente a simmetria sferica per unità di tempo [3], quindi

$$\varepsilon = I_{sphere} = \frac{dP}{d\Sigma} = \frac{dP}{r^2 \sin\varphi \cdot d\varphi \cdot d\theta}, \quad (1.3)$$

dove si vede immediatamente che tale definizione coincide con la derivata della potenza emessa rispetto alla superficie, espressa in coordinate sferiche a raggio costante. Considerando che i fotoni a lunghezza d'onda λ hanno energia pari a $E_f = \frac{hc}{\lambda}$, e che è possibile definire il numero di fotoni come $N_f = \frac{E}{E_f}$ a partire da una certa E energia, si ha che la brillanza può essere interpretata come il numero di fotoni al secondo emessi su una certa area sferica ($[\varepsilon] = [\frac{ph}{s \cdot m^2 \cdot srad}]$): tale valore dipende dalla densità di fotoni per unità di tempo ϵ con una relazione non nota. Assumendo che la densità di emissione ϵ in $[\frac{ph}{sm^3 \cdot srad}]$ sia omogenea lungo una linea di vista, possiamo concludere che la brillanza superficiale del plasma corrisponde semplicemente alle densità emissive, riportate nella tabella 1.1, moltiplicate per l'estensione del plasma, che per l'osservazione con le LOS laterali è $l_{exp} \sim 0.85 m$ e per quelle dei driver è $l_{driver} \sim 0.15 m$, e convertite in $[\frac{J}{sm^3 \cdot srad}]$ moltiplicando per l'energia E_f dei fotoni.

Noti i valori delle lunghezze l ed i fattori di assorbimento dell'ottica $A \times \Omega$ e T per le due zone della sorgente è possibile calcolare, partendo dalle densità di fotoni fornite nella tabella 1.1, la potenza assorbita dalla catena ottica in funzione della lunghezza d'onda come

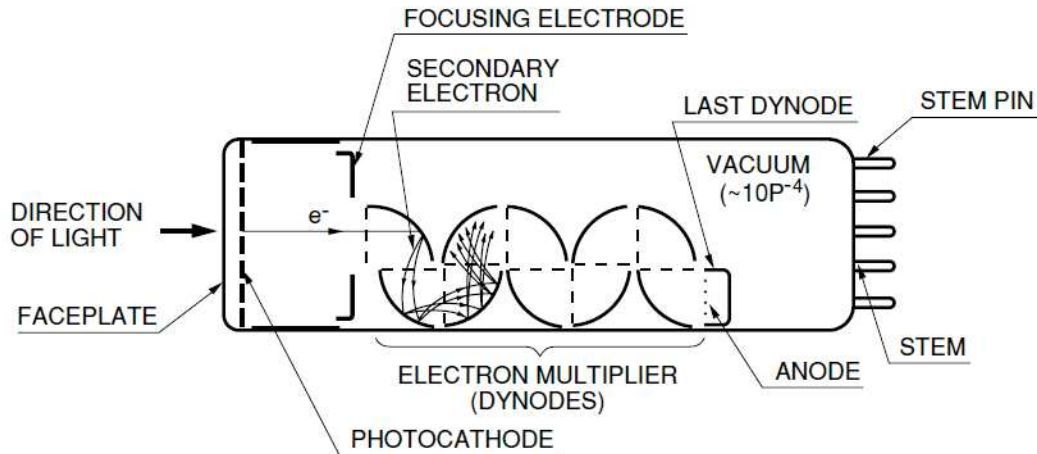
$$P = \varepsilon \cdot A \times \Omega \cdot T. \quad (1.4)$$

Si riportano nella seguente tabella i risultati di tale stima:

Posizione delle LOS	$A \times \Omega [m^2 srad]$	λ	$\epsilon_\sigma [\frac{ph}{sm^2 \cdot srad}]$	$E_f [J]$	$\varepsilon [\frac{W}{m^2 \cdot srad}]$	P [pW]
Driver	2.5×10^{-11}	H_α	$\sim 3 \times 10^{21}$	3.03×10^{-19}	~ 908	~ 16000
		H_β	$\sim 4.5 \times 10^{19}$	4.09×10^{-19}	~ 18	~ 320
		H_γ	$\sim 7.5 \times 10^{18}$	4.57×10^{-19}	~ 3.4	~ 60
Espansione	4×10^{-11}	H_α	$\sim 4.3 \times 10^{20}$	3.03×10^{-19}	~ 130	~ 3600
		H_β	$\sim 4.3 \times 10^{19}$	4.09×10^{-19}	~ 18	~ 500
		H_γ	$\sim 8.5 \times 10^{18}$	4.57×10^{-19}	~ 4	~ 110

Tabella 1.2: Calcolo della potenza assorbita dai rivelatori per linea di vista. Si nota che la brillanza è riportata sia come densità superficiale di fotoni che come intensità emissiva.

1.3 Fotomoltiplicatori



THBV3_0201EA

Figura 1.5: Schema riassuntivo della struttura di un fotomoltiplicatore tubolare presentato sul manuale Hamamatsu [3].

I fotomoltiplicatori studiati sono composti da un fotocatodo semiconduttivo multialcalino, con struttura dei dinodi tubolare (fig. 1.5) [4]. Per comprendere le operazioni di misurazione trattate in seguito risulta utile riassumere il funzionamento dei fotomoltiplicatori, che impiegano l'effetto fotoelettrico e la ionizzazione tramite collisioni per convertire un fascio di fotoni incidenti sul catodo in una corrente elettronica. Quando un'onda elettromagnetica raggiunge il fotocatodo può essere riflessa, trasmessa o assorbita, e solo quest'ultima parte partecipa al processo di emissione elettronica; nello specifico i metalli tendono a riflettere gran parte della luce nello spettro del visibile, mentre i semiconduttori hanno una frazione di assorbimento superiore nello stesso intervallo di lunghezze d'onda [10]. Tale fenomeno dipende da un fattore noto come probabilità di assorbimento $\alpha(\nu)$, proporzionale all'energia E_f dei fotoni incidenti: il numero di riflessioni interne aumenta l'assorbimento del flusso e, in caso di spessore sufficientemente elevato rispetto alla lunghezza d'onda, e definito $r(\nu)$ fattore di riflessione, si ha che il flusso di fotoni all'interno del materiale varia secondo la seguente legge esponenziale, definita nel manuale [10], in funzione di $\alpha(\nu)$ e della posizione x ,

$$\Phi(x, \nu) = \Phi_{0,\nu}(1 - r(\nu))e^{-\alpha(\nu) \cdot x} . \quad (1.5)$$

Una volta assorbiti, i fotoni eccitano gli elettroni nella banda di valenza, portandoli ad un'energia superiore all'energia E_C della banda di conduzione: qui, ad una certa energia E_{vl} , è presente una barriera di potenziale, dovuta all'interazione nucleo-elettroni, nota come livello di vuoto (*vacuum level*), che impedisce agli elettroni di superare la banda di conduzione ed essere emessi come elettroni liberi. Con ciò è possibile definire la "larghezza della banda di conduzione" o affinità elettronica (*electron affinity*) come $E_{EA} = E_{vl} - E_C$, e da questo si deduce che, per un semiconduttore, l'energia di soglia che un elettrone in valenza deve superare per essere liberato è data da $W_{ph} = E_G + E_{EA}$ con $E_G = E_C - E_V$ larghezza del band gap (fig. 1.6), generalmente tra 4 eV e 6 eV nei semiconduttori e tra 1.4 eV e 6 eV nei metalli [10].

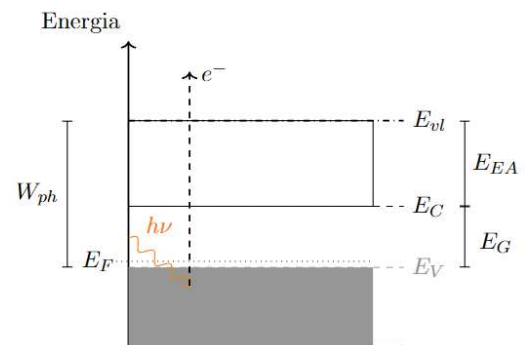


Figura 1.6: Diagramma dei livelli energetici per il semiconduttore del fotocatodo.

Data la natura quantistica dell'effetto fotoelettrico, gli elettroni possono propagare la loro funzione d'onda attraverso la barriera ed essere emessi dal catodo come fotoelettroni con una probabilità definita dal fattore $\eta(\nu)$ noto come *quantum efficiency*, ovvero il rapporto fra fotoelettroni emessi N_e e

fotoni incidenti N_f in funzione della frequenza della radiazione

$$\eta(\nu) = \frac{N_e}{N_f} = T \frac{P_f}{\alpha(\nu) + 1/l} \cdot P_s(\nu), \quad (1.6)$$

con T coefficiente di transizione, P_f probabilità che un elettrone attraversi il band gap, $\alpha(\nu)$ coefficiente di assorbimento dei fotoni nel materiale, l cammino libero medio per gli elettroni e $P_s(\nu)$ probabilità che gli elettroni vengano eccitati con energia superiore a quella del livello di vuoto, dipendente dalla frequenza e dal valore di E_{EA} [3].

Quest'ultimo può essere difficile da stimare partendo da quantità comunemente misurabili e quindi si preferisce sostituirlo con una grandezza nota come *radiant sensitivity* Rs_λ ($[Rs] = [\frac{A}{W}]$), che corrisponde al numero di fotoelettroni (corrente I_p) prodotti dal catodo in funzione della potenza del fascio di fotoni P ad una certa lunghezza d'onda λ , da cui $Rs_\lambda = \frac{I_p}{P}$, e l'equazione per la *quantum efficiency* si può riscrivere come

$$\eta(\nu) = \eta(\lambda) = \frac{N_e}{N_f} = \frac{E_f I_p}{P e} = \frac{hc}{\lambda e} \cdot Rs_\lambda = \frac{1240 \text{ J} \cdot \text{nm} \cdot \text{C}^{-1}}{\lambda} \cdot Rs_\lambda; \quad (1.7)$$

dove non si fa altro che trasformare la potenza P in numero di fotoni incidenti N_f e la corrente I_p in numero di elettroni emessi N_e [3].

Se il semiconduttore del fotocatodo è accoppiato ad un differente tipo di semiconduttore alcalino, allora si verifica un fenomeno noto come *Negative Electron Affinity* (fig.1.7), per il quale il profilo energetico della barriera di potenziale si modifica, scendendo verso la banda di valenza e riducendo il potenziale di vuoto al di sotto dell'energia di conduzione $E_{vl} < E_C$: questo implica che $W_{ph} \simeq E_G$, sicché un numero superiore di elettroni può raggiungere il livello di vuoto con un'energia tale da attraversare la barriera, aumentando il valore di $\eta(\nu)$ e di conseguenza il numero di fotoelettroni prodotti. Questo effetto influenza principalmente i fotoni con lunghezza d'onda vicina all'infrarosso, che in condizioni normali non avrebbero energia sufficiente a generare effetto fotoelettrico. In particolare, l'insieme dei quattro semiconduttori utilizzati per i PMT in esame consente di avere produzione significativa di elettroni da onde elettromagnetiche con lunghezze d'onda che vanno dal vicino ultravioletto ($\sim 200 \text{ nm}$) al vicino infrarosso ($\sim 850 \text{ nm}$)[4][5], dove tali valori sono detti rispettivamente *short wavelength limit* λ_{swl} e *long wavelength limit* λ_{lwl} . λ_{swl} è la lunghezza d'onda maggiore ad essere assorbita dal vetro, ed il suo valore è determinato dalla composizione del vetro che scherma il fotocatodo, invece λ_{lwl} corrisponde alla lunghezza d'onda minore per la quale il valore di *radiant sensitivity* diminuisce sotto l'1% del massimo, ovvero $Rs_{\lambda_{lwl}} = 0.01 \cdot Rs_\lambda^{max}$ [3].

Una volta prodotti i fotoelettroni, il PMT amplifica la corrente emessa dal catodo per rendere il segnale visibile ad una successiva catena elettronica: per ottenere questa amplificazione sono utilizzate una serie di superfici semiconduttive dette *dinodi*, posizionate fra catodo ed anodo e poste ad una elevata differenza di potenziale ($\mathcal{O} [10^3] \text{ V}$), così da generare un effetto valanga nella produzione elettronica. Tali elementi sono caratterizzati da un coefficiente di emissione secondaria δ , che rappresenta il numero di elettroni emessi da una singola interazione con un elettrone incidente, o il rapporto fra il flusso di elettroni di emissione primaria e quello degli elettroni secondari; δ è dipendente dall'energia degli elettroni emessi e dal semiconduttore usato, nonché dalla tensione fra stazioni di amplificazione, e risulta generalmente costante, così che l'amplificazione totale di un fotomoltiplicatore con N_d dinodi sia pari a δ^{N_d} .

Quando un fascio di elettroni liberi colpisce la superficie di un dinodo essi vengono assorbiti (con una frazione pari a circa il 10% che viene riflessa) con variazione dell'energia dipendente dall'energia E_p

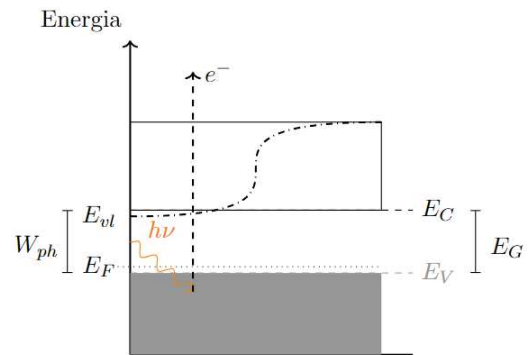


Figura 1.7: Diagramma dei livelli energetici per il semiconduttore drogato in condizioni di *Negative Electron Affinity*.

del fascio e data da

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{E_p}{R}, \quad (1.8)$$

dove il parametro R è la distanza di penetrazione, dipendente dalle caratteristiche del semiconduttore e dalla sua energia di ionizzazione [10]. Gli elettroni bersaglio ai quali è stata trasferita sufficiente energia da superare la barriera di potenziale sono liberati, ed attraversano il semiconduttore sino ad arrivare alla sua superficie, collidendo con ulteriori elettroni e generando **emissione secondaria**, che aumenta il numero di elettroni totali: alla fine del processo la densità di elettroni emessi per unità di lunghezza è pari a

$$\frac{dn}{dx} \propto \left| \frac{dE}{dx} \right| = \frac{E_p}{R} \quad (1.9)$$

nel caso in cui si consideri la massima distanza percorsa nel materiale [10].

Nella struttura di amplificazione descritta la dispersione del fascio di elettroni incidente è determinata principalmente da un fattore α , noto come *collection efficiency*, il quale rappresenta la probabilità che un fotoelettrone collida con l'area attiva del primo dinodo senza essere riflesso: nel caso della prima collisione il valore di α dipenderà molto dalla tensione fra fotocatodo e primo dinodo e dalla geometria dei due, mentre per le successive amplificazioni l'energia degli elettroni moltiplicati ed il loro numero è tale da rendere gli altri $\alpha_j \sim 1$.

Si verifica empiricamente che il valore della costante di emissione secondaria dipende direttamente dalla tensione fra dinodi V_d elevata ad un fattore emissivo adimensionale k ($k \in [0.7; 0.8]$) [3], per cui

$$\delta = a \cdot V_d^k \quad \text{per } a \text{ costante.} \quad (1.10)$$

Similmente si può prendere la definizione di δ e scriverla usando le correnti in ingresso ed uscita per il j -esimo dinodo

$$\delta_j = \frac{I_j}{I_{j-1}}, \quad (1.11)$$

e da questo si ha che la corrente che raggiunge l'anodo, considerando anche il fattore di assorbimento α , è pari a

$$I_{tot} = I_p \cdot \alpha \delta^{N_d} \implies I_{tot} = I_p \cdot \alpha (a V_d^k)^{N_d} = I_p \cdot \alpha a^{N_d} \left(\frac{V_{tot}}{N_d + 1} \right)^{k N_d} = I_p \cdot \mu V_{tot}^{k N_d} = G \cdot I_p, \quad (1.12)$$

con V_{tot} tensione totale tra catodo ed anodo del PMT e guadagno $G = \mu V_{tot}^{k N_d}$. Il valore del guadagno è generalmente compreso fra 10^3 e 10^8 , mentre nel caso specifico dei PMT utilizzati è compreso fra 5×10^3 e 4×10^6 (a seconda della tensione di pilotaggio fornita al PMT) [4][5]: infine il valore dell'effettiva corrente in uscita è influenzato dalla sensibilità al segnale (*luminous sensitivity*) dell'anodo.

Capitolo 2

Misure preliminari

Obiettivo delle verifiche preliminari condotte è quello di descrivere il comportamento dei fotodiodi, registrandone le quantità numeriche fondamentali, sicché possano essere confrontate con i risultati ottenuti dal set di fotomoltiplicatori. I PDA utilizzati sono composti da un diodo a giunzione SiPIN e da uno stadio di amplificazione variabile connesso, come riportato dal datasheet [11]. Il diodo ha una corrente stazionaria tipica $I_{stat} \in [0.25, 2] \text{ nA}$ [11], ottenuta in condizioni di assenza di luce incidente sulla zona di svuotamento del diodo: quando un fascio luminoso incide sulla giunzione si genera una corrente negativa I_c proporzionale al numero di fotoni incidenti e alla loro energia [14].

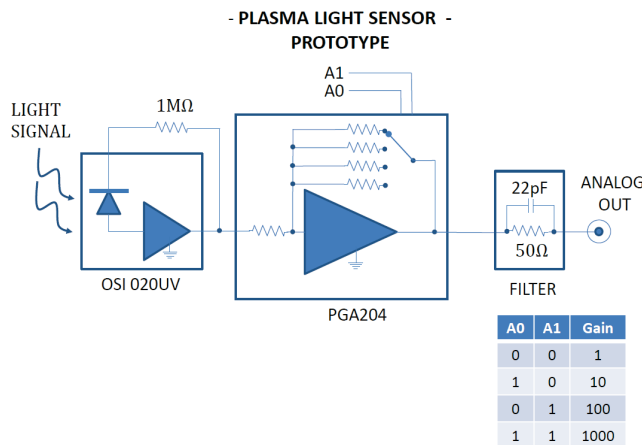


Figura 2.1: Schema della catena elettronica di acquisizione per i PDA.

di 10 kHz , per poi stimare il valore medio V_{bias} del segnale, l'incertezza sulla misura come RMS , il rapporto segnale rumore $S/N = |V_{med}/RMS|$ e la dispersione V_{pp} data dalla differenza fra tensione massima e tensione minima misurata.

Guadagni	1	10	100	1000
$V_{bias} [mV]$	4.000 ± 0.002	3.80 ± 0.01	2.9 ± 0.04	-5.4 ± 0.06
$RMS [mV]$	0.4	1.6	7.4	18.0
$V_{disp} [mV]$	3.81 ± 0.5	13.6 ± 2.3	66 ± 10	156 ± 25
S/N	10	2.4	0.4	0.3

Tabella 2.1: Tabella riassuntiva delle misure principali per i segnali di bias dei PDA.

Nella figura 2.2 si è deciso di utilizzare l' RMS in qualità di incertezza sulla media, in quanto più rappresentativo del grado di indeterminazione della misura, supportata anche dal valore del rapporto

segnale rumore, il quale si è notato tende a diminuire con il crescere del guadagno.

Il bias misurato presenta un leggero decremento ed un segnale negativo per $G = 1000$: questo comportamento può essere giustificato con la presenza di oscillazioni nella corrente interna al fotodiode.

Successivamente sono state effettuate misure volte a validare l'andamento dell' RMS in funzione del guadagno con un segnale non nullo: i dati sono stati raccolti misurando il segnale prodotto da una sfera integratrice con sorgente a filamento (descritta nel capitolo 3) ed emissione di intensità $\varepsilon_{max}^* = 33.047 \times 10^3 \frac{cd \cdot A}{m^2}$, ovvero la massima possibile per questa sorgente. Al segnale misurato è stato rimosso il fondo precedentemente registrato e sono stati raccolti i dati della tensione media di uscita V_{out} , dell' RMS ed del rapporto segnale/rumore S/N (fig. 2.3 e tab. 2.2).

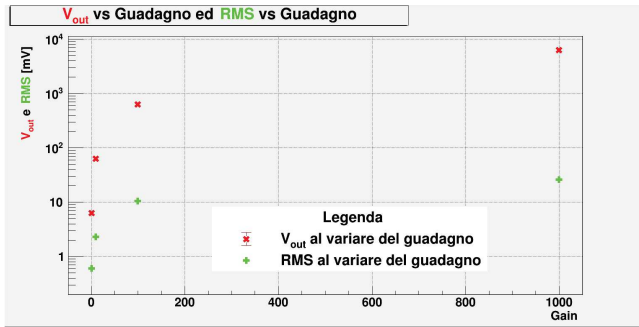


Figura 2.3: Grafico delle misure del segnale in funzione del guadagno nei PDA: in rosso è rappresentata la V_{out} ed in verde il valore dell' RMS .

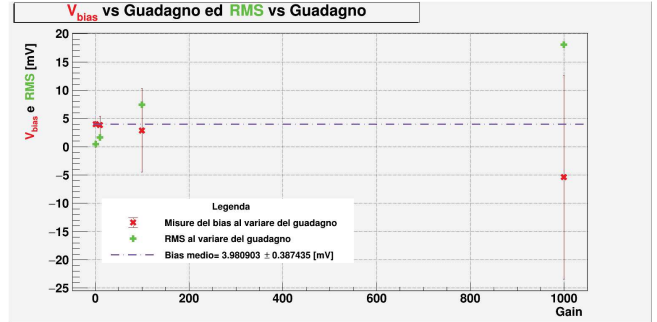


Figura 2.2: Grafico delle misure del bias in funzione del guadagno nei PDA: in rosso è rappresentata la tensione di bias ed in verde il valore dell' RMS .

Guadagni	V_{out} [mV]	RMS [mV]	S/N
1	6.301 ± 0.003	0.6	10.7
10	62.69 ± 0.01	2.3	27.4
100	627.30 ± 0.06	10.5	59.7
1000	6273.9 ± 0.1	25.9	241.5

Tabella 2.2: Principali risultati delle misure di tensione nei fotodiode.

Capitolo 3

Misure sui PMT

In questo capitolo si descriveranno i test di caratterizzazione effettuati sui fotomoltiplicatori ed i relativi risultati, presentando per ognuna di queste misure le conclusioni tratte e le eventuali modifiche del sistema che queste hanno permesso di implementare. I PMT testati sono componenti *Hamamatsu photoelectronics* della serie H10721, costituiti da un fotomoltiplicatore tubolare a vista frontale non amplificato e da un generatore di tensione ad alto voltaggio, e della serie H10722, costituiti invece da un fotomoltiplicatore tubolare a vista frontale provvisto di amplificatore in transimpedenza dal guadagno $G_{ti} = 10^6 \frac{V}{A}$ [5] e da un generatore di tensione ad alto voltaggio.

Tali fotomoltiplicatori hanno un'amplificazione esponenziale controllata da una tensione di pilotaggio $V_p \in [0.5, 1.1] V$, una corrente massima di $100 \mu A$ e $400 \mu A$, rispettivamente nel caso senza amplificatore interno e con amplificatore interno, prodotta per $V_p = 1 V$, un intervallo di sensibilità per lunghezze d'onda $\lambda \in [230, 920] nm$ ed una sensibilità massima a lunghezze d'onda attorno a $\lambda = 630 nm$ [4][5]. Da queste informazioni abbiamo che il valore massimo di *radiant sensitivity* per gli strumenti utilizzati è $Rs(630 nm) = 0.08 A/W$, e la massima *quantum efficiency* è $\eta(630 nm) \sim 16\%$.

Il principale apparato utilizzato per le misure di caratterizzazione delle quantità fisiche dei fotomoltiplicatori è una **sfera integratrice** a filamento, impiegata come sorgente di luce controllabile: questa è costituita da una sorgente a filamento che emette fotoni per effetto termoionico, da una sfera in metallo con aperture, da uno shutter regolabile con range di $20.00 mm$ e risoluzione di $5 \mu m$ che separa la sfera dalla lampada e da un fotodiodo usato per misurare la brillantezza prodotta $\epsilon^* \text{ }^1$ in $[\frac{cd \cdot A}{m^2}]$. Si sceglie di utilizzare questo strumento poiché la geometria sferica permette di ottenere una sorgente omogenea ed isotropa, dove la potenza generata si distribuisce uniformemente su tutta la sfera e, per ogni superficie considerata su di essa e colpita dalla luce del filamento, il valore del *flusso radiante*, e quindi dell'intensità della luce, sarà proporzionale al rapporto fra area colpita e superficie della sfera [7].

La lettura delle misurazioni ottenute dallo strumento è stata effettuata tramite oscilloscopio digitale, avente incertezza dell'1.5% sulla misura letta ed errore uniforme sul rapporto $V/divisione$, con il quale sono stati misurati i parametri di tensione media V_{out} , *RMS* sul segnale in uscita e differenza di tensione fra picco massimo e picco minimo del segnale V_{pp} (dispersione del segnale).

Infine, la catena ottica utilizzata per la trasmissione del segnale luminoso dalla sorgente al fotomoltiplicatore consta di un telescopio con lunghezza focale $f = 120 mm$ e diametro della lente di $8 mm$, posto all'uscita della sfera, una fibra ottica con connettori FC/PC ed attenuazione del segnale del 5% ed un piccolo telescopio con lente collimatrice, seguita da un filtro ottico per la lunghezza d'onda dell' H_α con larghezza di banda pari a $l_{H_\alpha} \simeq 10 nm$, posto all'ingresso del fotocatodo.

¹Ci si riferirà con questa simbologia alla brillantezza in unità $[\frac{cd \cdot A}{m^2}]$, mentre per ϵ si intenderà la brillantezza in unità $[\frac{W}{m^2 \cdot srad}]$ o $[\frac{ph}{s \cdot m^2 \cdot srad}]$.

3.1 Elettronica

La scheda utilizzata per l'acquisizione del segnale è stata sviluppata dai servizi tecnici del Consorzio RFX, ed è costituita da tre stadi che compongono un'unica catena elettronica: una prima sezione di amplificazione in transimpedenza connessa al fotomoltiplicatore che ne è sprovvisto, una seconda sezione di disaccoppiamento ed infine un modulo di digitalizzazione controllato da un processore Arduino, tramite il quale è possibile utilizzare la scheda da remoto, modificando la tensione di pilotaggio e leggendo il segnale in uscita.

Il primo stadio può essere ulteriormente diviso in due sezioni (schematizzate in figura 3.1): una di amplificazione e una di filtro. La sezione di amplificazione è costituita da un amplificatore invertente a transimpedenza, con una **resistenza di feedback** variabile fra $R_{100k} = 100\text{ k}\Omega$ e $R_{1M} = 1\text{ M}\Omega$ che ne definisce il guadagno², una capacità di feedback C_F con valore diverso a seconda della R_F scelta ($C_{F,100k} = 2\text{ pF}$ e $C_{F,1M} = 0.5\text{ pF}$), posta in parallelo alla resistenza di guadagno, e una resistenza $R_{10} = 10\text{ M}\Omega$ in parallelo al ramo di feedback per attenuare le distorsioni. All'uscita dell'operazionale è posto il filtro RC, composto da una resistenza $R_f = 1\text{ k}\Omega$ ed da una capacità $C_f = 10\text{ pF}$ e con una frequenza di taglio $f_{t_{\text{filtro}}} \simeq 15\text{ MHz}$ sufficientemente elevata da far sì che il valore della frequenza di taglio complessiva sia dominato dalla sezione di amplificazione. In una seconda fase tale filtro sarà modificato, aumentando la capacità a 10 nF e la resistenza a $4.5\text{ k}\Omega$, al fine di ridurre il rumore RMS sul segnale, rendendo la frequenza di taglio $f_t \simeq 3.5\text{ kHz}$, soddisfacendo così il teorema di Nyquist ed eliminando parte del rumore prodotto dall'amplificatore.

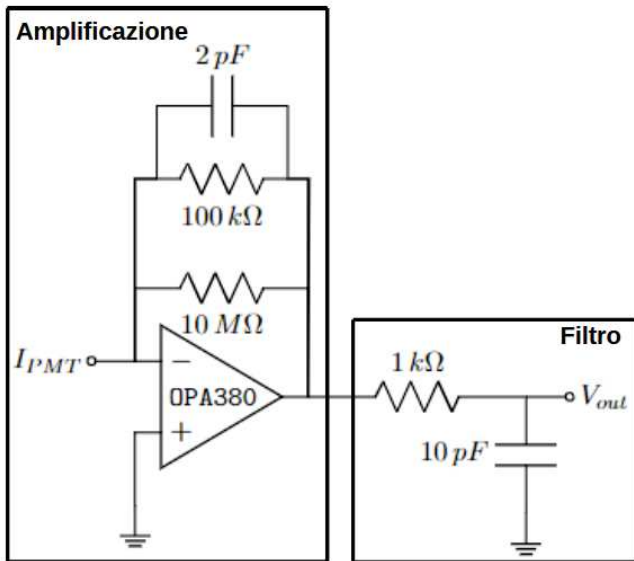


Figura 3.1: Schema elettrico del primo stadio della scheda di acquisizione utilizzata sui PMT. Sono riportati i valori delle componenti nel caso in cui la resistenza di amplificazione sia R_{100k} e la capacità di filtro $C_f = 10\text{ pF}$.

Il secondo stadio assolve alla funzione di disaccoppiatore del segnale tramite un amplificatore di buffer, con guadagno 1, che permette di isolare la sezione di digitalizzazione dal primo stadio o dal fotomoltiplicatore con amplificazione interna, evitando così la propagazione di eventuale rumore legato all'interferenza tra segnale in uscita e segnale in ingresso al sistema di digitalizzazione: anche in questo caso si utilizza un integrato alimentato a $\pm 5\text{ V}$. Infine, la fase di amplificazione interna del PMT serie H10722 ha una transimpedenza fornita di $R_{ti} = 1\text{ M}\Omega$ ed un bias $V_{B,ti} = 1\text{ mV}$ [5].

La corrente in uscita dall'anodo del PMT entra nel nodo negativo dell'amplificatore, generando una tensione di uscita data da

$$V_{out} = -|Z|I_{PMT} \simeq -\frac{R_F}{\sqrt{1 + (f/f_t)^2}}I_{PMT} \quad (3.1)$$

con f_t frequenza di taglio $f_t = 1/(2\pi C_F R_F)$ ed approssimando $R_F \ll R_{10}$. La frequenza di taglio per $R_F = R_{100k}$ ha un valore attorno a $f_t \sim 1\text{ MHz}$ e per $R_F = R_{1M}$ ha valore $f_t \sim 300\text{ kHz}$, dunque molto inferiori alle alte risposte raggiungibili da questi sensori (i datasheet riportano valori fino a $f_t > 1\text{ GHz}$), ma sufficienti a seguire fenomeni legati all'RF utilizzata su SPI-DER. Come amplificatore si è scelto un circuito integrato alimentato con tensione compresa fra i $\pm 5\text{ V}$ e con bias fissato tramite partitore di tensione a $V_B = 0.4\text{ V}$, così da evitare che la tensione sia troppo prossima allo zero, creando oscillazioni associate ad una scarsa definizione della misura.

Il secondo stadio assolve alla funzione di disaccoppiatore del segnale tramite un amplificatore di buffer, con guadagno 1, che permette di isolare la sezione di digitalizzazione dal primo stadio o dal fotomoltiplicatore con amplificazione interna, evitando così la propagazione di eventuale rumore legato all'interferenza tra segnale in uscita e segnale in ingresso al sistema di digitalizzazione: anche in questo caso si utilizza un integrato alimentato a $\pm 5\text{ V}$. Infine, la fase di amplificazione interna del PMT serie H10722 ha una transimpedenza fornita di $R_{ti} = 1\text{ M}\Omega$ ed un bias $V_{B,ti} = 1\text{ mV}$ [5].

²Nelle sezioni successive ci si riferirà alle quantità misurate con amplificazione ad $R_{100k} = 100\text{ k}\Omega$ con il pedice "100k", a quelle misurate con amplificazione di $R_{1M} = 1\text{ M}\Omega$ con pedice "1M" e a quelle misurate con PMT a transimpedenza interna con il pedice "ti"

3.2 Misure dirette su un PMT

Prima di collegare il sensore PMT alla scheda di amplificazione e acquisizione si è deciso di testarne le caratteristiche connettendolo direttamente all'ingresso dell'oscilloscopio tramite una resistenza $R = 100 \text{ k}\Omega$, per poi effettuare un profilo di linearità della risposta per tensioni di pilotaggio di 0.8 V e 1 V e la mappa del guadagno.

Partendo dalle informazioni fornite sul datasheet [4] ci si aspetta che la corrente media prodotta dal PMT ad una tensione di pilotaggio $V_p = 1 \text{ V}$ sia $I_{out}^{max} = 100 \mu\text{A}$, il che implica una tensione in uscita pari a $V_{out}^{max} = R \cdot I_{out}^{max} = 10 \text{ V}$: si è quindi deciso di limitare le misurazioni ad una $V_{out} \leq 10 \text{ V}$, sebbene operativamente il sensore possa raggiungere tensioni di molto superiori. Perciò per la mappatura del guadagno è stata fissata un'intensità della sfera tale da generare tensioni in uscita inferiori a 10 V , mentre per le misure di linearità sono state impiegate intensità per le quali il segnale in uscita $V_{out} \in [0.1; 5] \text{ V}$, così da rispecchiare le tensioni ottenibili all'uscita della scheda di acquisizione.

Le misure per l'andamento lineare sono state effettuate fissando la tensione di pilotaggio e variando l'apertura dello shutter, così da modificare l'intensità della luce emessa dal filamento in modo noto e riproducibile, per poi registrare via via i valori della brillantezza, della tensione in uscita, dell'RMS e della tensione di dispersione V_{pp} . Da quanto mostrato nel grafico 3.2 si nota un comportamento perfettamente lineare in tutto l'intervallo di variazione del segnale. Il bias registrato è pari a $V_b = 4 \pm 4 \text{ mV}$ per entrambe le tensioni di pilotaggio.

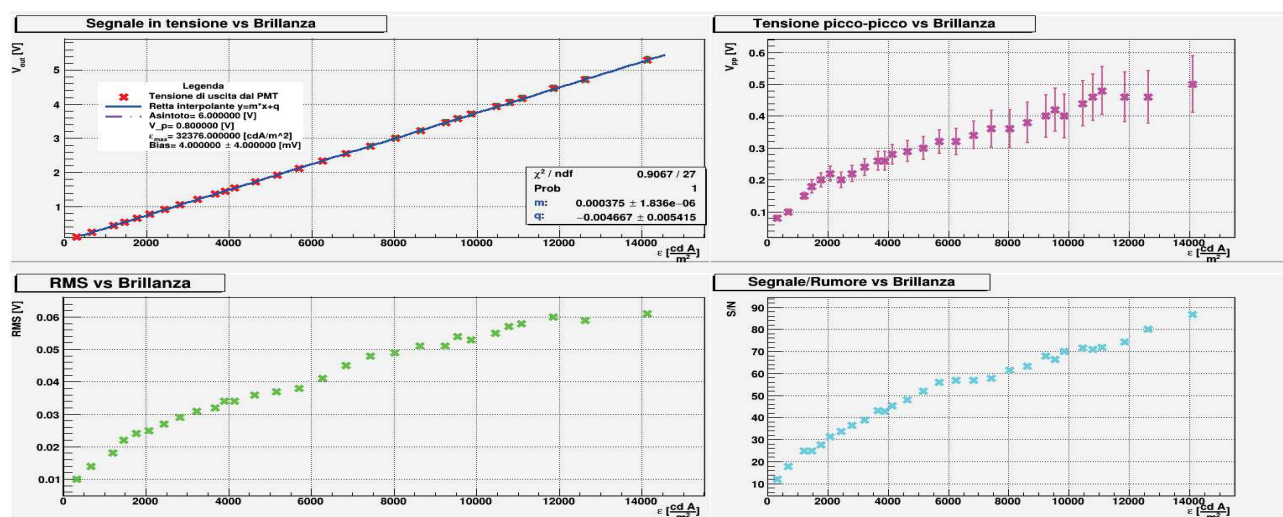


Figura 3.2: Grafici per la stima della linearità con pilotaggio $V_p = 0.8 \text{ V}$, si riportano V_{out} , RMS , V_{pp} e rapporto segnale rumore $S/N = V_{out}/RMS$.

Per la mappa del guadagno la tensione in uscita è stata mantenuta ad un valore $V_{out} \in [0.1; 10] \text{ V}$. Fissata un'intensità luminosa pari a $\epsilon^* = 3.911 \times 10^3 \frac{\text{cd}\cdot\text{A}}{\text{m}^2}$, si è misurato l'andamento del segnale prodotto dal sensore al variare della tensione di pilotaggio, fra 0.6 V ed 1 V . Dalle misure registrate (figura 3.3) si nota un incremento della tensione in uscita di tipo esponenziale, confermando così l'andamento del guadagno in funzione della tensione di pilotaggio riportato nel datasheet [4].

Utilizzando le informazioni ottenute da questa misura è possibile effettuare una stima operativa dell'amplificazione fornita dai dinodi del PMT in funzione della tensione di controllo. Si utilizza quanto riportato nelle sezioni 1.2 e 1.3, definendo il guadagno come il rapporto fra corrente in uscita e corrente in ingresso

$$G = \frac{I_{out}}{I_{in}} \quad \text{con} \quad I_{out} = \frac{V_{out}}{R} \quad \text{e} \quad I_{in} = P_{in} \cdot Rs, \quad (3.2)$$

dove Rs è il valore di *radiant sensitivity* del fotocatodo (fattore che valuta la sensibilità dell'emissione di elettroni in funzione della potenza fornita al catodo) e P_{in} è la potenza in ingresso al sensore, fornita dalla sorgente e passante attraverso la catena ottica.

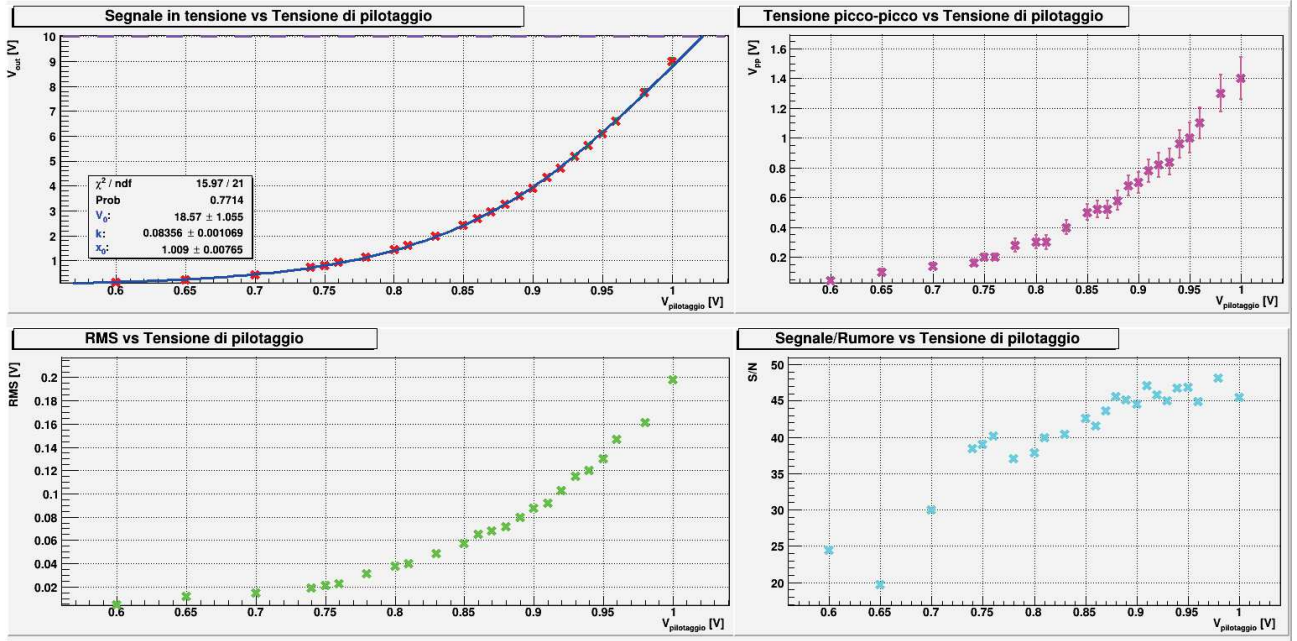


Figura 3.3: Mappatura del guadagno nel caso di PMT direttamente collegato all'oscilloscopio.

Il valore di Rs nel caso di luce con $\lambda_{H_\alpha} = 656.3 \text{ nm}$ è fornito dal datasheet [4] e corrisponde al valore massimo nella curva di sensibilità del catodo $Rs_{H_\alpha} = 0.08 \frac{A}{W}$.

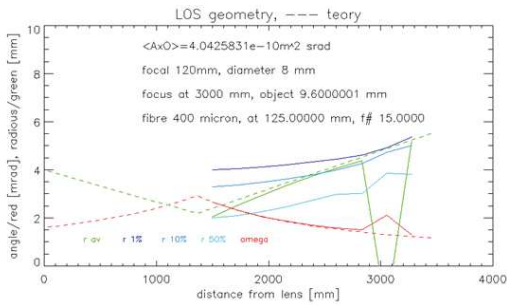


Figura 3.4: Grafico di simulazione dell'andamento dell'angolo sferico sotteso e della dimensione trasversale di una linea di vista lungo il propagarsi della stessa, nel caso di una lente con focale a 120 mm e diametro 8 mm , utilizzato per stimare il valore dell'accettanza del telescopio $A \times \Omega$.

D'altra parte, il valore della potenza fornita è ottenibile dal valore della brillantezza, tramite l'equazione 1.4, nella quale l'accettanza per il telescopio utilizzato è $A \times \Omega = 4 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{srad}$ (fig. 3.4), ed il fattore T di attenuazione è il prodotto fra frazione del segnale uscente dalla fibra (95%) e frazione del segnale uscente dal filtro dell' H_α (85%) $T = T_{fibra} \cdot T_{H_\alpha}$. Infine, il valore della brillantezza è stimabile nota l'intensità massima prodotta dalla sfera in $\frac{cd \cdot A}{m^2}$ e la *spectral radiance* della sorgente, valore che rappresenta l'intensità emissiva per una data λ sulla larghezza della banda del filtro: in questo caso $\varepsilon_{max}^* = 32.376 \times 10^3 \frac{cd \cdot A}{m^2}$, mentre la *spectral radiance* riportata per l' H_α è $Sr = 0.07117 \frac{mW}{cm^2 \cdot \text{srad} \cdot \text{nm}}$, e da ciò

$$\varepsilon_{max} = Sr \cdot l_{H_\alpha} \implies \varepsilon = \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon_{max}^*} \varepsilon_{max} = 0.86 \frac{W}{m^2 \cdot \text{srad}}; \quad (3.3)$$

allora $P_{in} \simeq 2.8 \times 10^{-10} \text{ W}$ ed $I_{in} \simeq 2.2 \times 10^{-5} \text{ A}$.

La corrente in uscita varia a seconda della tensione di controllo, ed è quindi possibile stimare l'andamento del guadagno in funzione della tensione di pilotaggio. Nella stima in figura 3.5 non sono presenti misure con tensione di pilotaggio inferiore a 0.6 V poiché il segnale prodotto era inferiore al limite di 0.1 V . Il guadagno ottenuto risulta sovrastimato di un fattore ~ 2 rispetto a quanto riportato nel datasheet [4], tuttavia tali risultati non sono contraddittori, in quanto i valori riportati in [4] sono frutto di una misura media su varie lunghezze d'onda con differente

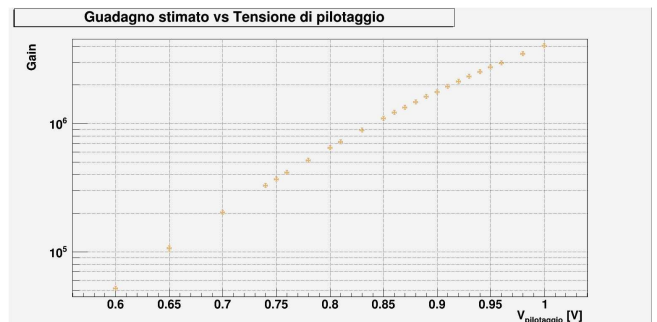


Figura 3.5: Grafico della stima del guadagno dei fotomoltiplicatori al variare della tensione di pilotaggio.

sensibilità, mentre la stima qui effettuata è specifica del setup utilizzato.

3.3 Caratterizzazione della scheda con capacità di filtro $C_f = 10\text{pF}$

3.3.1 Tempi caratteristici

I tempi di latenza dei fotomoltiplicatori risultano essere generalmente molto ridotti rispetto ad altri detector simili e dipendono in larga parte dalla fase di moltiplicazione elettronica: infatti è la conformazione geometrica dei dinodi a rendere estremamente rapida la trasmissione del segnale [3]. Questo porta a concludere che la rapidità della risposta dei canali di acquisizione sarà principalmente dipendente dalle specifiche dell'amplificazione in transimpedenza.

Per stimare il valore di questi tempi per la scheda con frequenza di taglio maggiore si è deciso di inviare un segnale in onda quadra con frequenza variabile all'ingresso del fotomoltiplicatore, impostando tensioni di pilotaggio $V_p = 0.5\text{V}$ (fig. 3.6) e $V_p = 0.7\text{V}$, per poi misurarne la tensione in uscita e stimare, attraverso interpolazione, i tempi caratteristici di salita e caduta τ_r e τ_f e i valori complessivi dei tempi di salita e discesa t_r e t_f , definiti rispettivamente come il tempo che impiega la tensione V_{out} a passare dal 10% della tensione massima al 90% della tensione massima e viceversa

$$t_r = t(90\%V_{out}^{MAX}) - t(10\%V_{out}^{MAX}) \quad e \quad t_f = t(10\%V_{out}^{MAX}) - t(90\%V_{out}^{MAX}). \quad (3.4)$$

L'onda quadra è generata tramite un generatore di funzioni e fornita al fotomoltiplicatore attraverso un LED impulsato con frequenza massima di emissione $f_{LED} \sim 500\text{MHz}$, molto superiore ai tempi caratteristici previsti per il sistema e quindi tale da avere intervalli di carica e scarica trascurabili rispetto a quelli da misurare. Il segnale prodotto dal LED è stato collimato attraverso un telescopio con lente non filtrata posto in uscita dal diodo, per poi essere trasferito tramite un cavo di fibra ottica alla lente collimatrice posta di fronte al PMT: la posizione del telescopio è stata modificata rispetto al LED così da mantenere le tensioni massime a valori simili fra loro (mentre per le misure ad $1\text{M}\Omega$ si è utilizzato un filtro neutro D2.0 sulla lente del LED, per attenuare il segnale altrimenti in saturazione). Le funzioni utilizzate per il fit ricalcano quelle note per la carica e la scarica di un condensatore

$$\text{rise curve: } V_{out}(t) = V_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}}), \quad \text{fall curve: } V_{out}(t) = V_0(e^{-\frac{t}{\tau_f}}), \quad (3.5)$$

mentre, noti i valori di t_r , è possibile stimare la velocità di risposta dei PMT come $f_r = \frac{1}{t_r}$. Interpolando le funzioni 3.5 ai dati acquisiti tramite oscilloscopio si ha che:

Primo stadio	$f_{LED} [kHz]$	$V_p [V]$	Curva	$\tau [\mu s]$	tempo $[\mu s]$	$f_r [MHz]$
R_{100k}	500	0.5	Rise	0.182 ± 0.001	0.34 ± 0.02	2.9 ± 0.2
			Fall	0.188 ± 0.001	0.41 ± 0.02	
		0.7	Rise	0.31 ± 0.01	0.26 ± 0.02	3.8 ± 0.3
			Fall	0.190 ± 0.001	0.39 ± 0.02	
R_{1M}	50	0.5	Rise	1.88 ± 0.01	4.28 ± 0.02	0.234 ± 0.001
			Fall	2.104 ± 0.003	4.48 ± 0.02	
		0.7	Rise	1.47 ± 0.04	3.18 ± 0.02	0.314 ± 0.002
			Fall	2.23 ± 0.01	4.55 ± 0.02	
Transimpedenza interna	20	0.5	Rise	5.6 ± 0.1	12.90 ± 0.04	0.0775 ± 0.0002
			Fall	7.12 ± 0.04	5.53 ± 0.04	
		0.7	Rise	3.5 ± 0.1	10.14 ± 0.04	0.0986 ± 0.0004
			Fall	7.6 ± 0.1	6.76 ± 0.04	

Tabella 3.1: Tabella riassuntiva dei risultati per la misura dei tempi caratteristici della scheda ad $f_t = 1\text{MHz}$.

Da tali risultati si nota che i valori ottenuti sulla stessa curva e con lo stesso integrato, ma per tensioni di pilotaggio differenti, risultano simili: stimando l'indice di compatibilità si hanno misure compatibili

per curve di rise e di fall nel caso di amplificatore R_{100k} ($r_{c_{100k}} < 3^3$ sempre) e amplificatore R_{1M} ($r_{c_{1M}} > 3$ solo per la curva di rise, tuttavia le misure per $V_p = 0.7 V$ presentano un disturbo nella zona di salita della tensione e quindi non sono considerate attendibili), invece per il PMT con amplificatore interno le misure non risultano compatibili. Per quanto riguarda le risposte in frequenza, si osserva che la scheda con feedback a $100 k\Omega$ ha una velocità di risposta notevolmente superiore a quella delle altre schede, e quindi più adatta a studiare fenomeni con frequenze vicine a quella della scarica RF usata su SPIDER, mentre la scheda con $R = 1 M\Omega$ ha una frequenza maggiore di quella con amplificazione interna, a parità di resistenza di feedback impiegata.

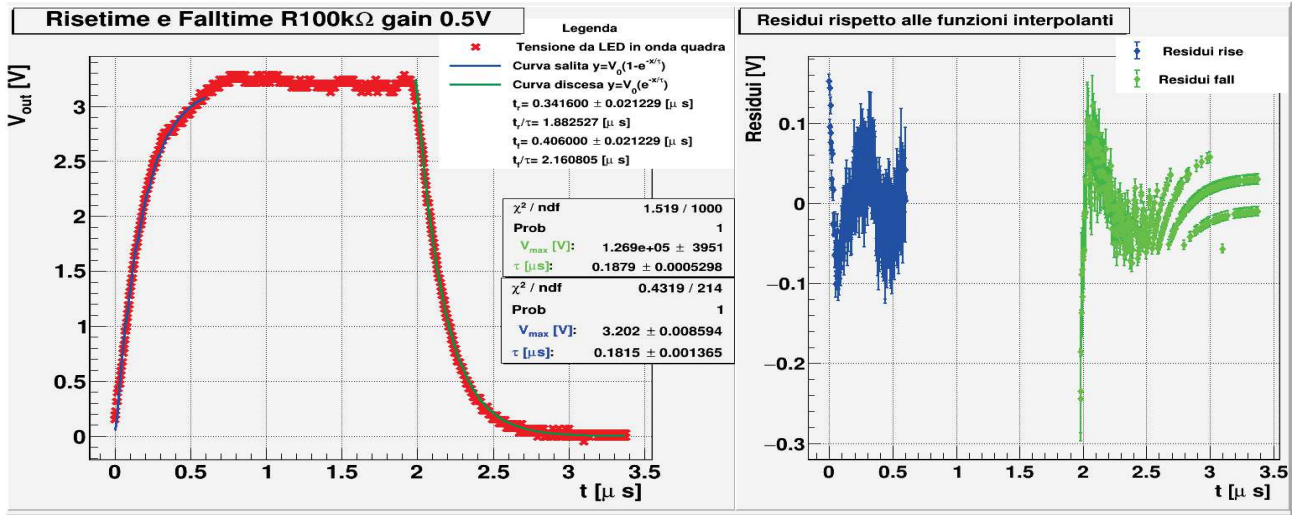


Figura 3.6: Grafico della risposta in frequenza del PMT con resistenza di feedback di $100 k\Omega$ e pilotaggio a $0.5 V$.

Per comparare questo risultato con i tempi di salita nei PDA si cerca di individuare un guadagno comune fra i due sensori, in quanto si è notato che il valore di t_r varia in funzione al guadagno: nella fattispecie, i fotodiodi hanno guadagno compreso fra 1 e 10^3 , mentre i PMT hanno guadagno 5×10^3 quanto la tensione di pilotaggio è $0.5 V$. Si sceglie di confrontare solo i tempi caratteristici dei PDA con guadagno 1000, per entrambe le resistenze di amplificazione, con i risultati ottenuti per $V_p = 0.5 V$. I tempi caratteristici dei PDA sono noti da precedenti misure: per R_{100k} $t_r^{PDA} = 274 \mu s$, per R_{5M} $t_r^{PDA} = 307 \mu s$.

Allora i tempi caratteristici dei fotomoltiplicatori sono inferiori di un fattore $t_r^{PDA}/t_r^{PMT} \sim 800$ se l'amplificatore ha $R = 100 k\Omega$, e di un fattore $t_r^{PDA}/t_r^{PMT} \sim 70$ se l'amplificatore ha $R = 1 M\Omega$.

3.3.2 Bias

Per misurare la tensione di buio dei fotomoltiplicatori è stato posto il setup ottico in condizioni di completa oscurità (minimizzando la luce ambientale ed ocludendo l'ingresso del telescopio), per poi effettuare misure della tensione di uscita variando la tensione di pilotaggio fra $0.5 V$ e $1.1 V$ ad intervalli di $0.05 V$. Da quanto noto sull'elettronica degli amplificatori ci si aspetta un bias di $\sim 0.4 V$ per i canali amplificati esternamente, mentre da datasheet [5] il canale con amplificazione interna ha un bias di $1 mV$. Di seguito si presentano i grafici dei dati registrati per tensione in uscita ed incertezza della misura in funzione della variazione del guadagno, con interpolazione lineare sul valore di V_{out} per valutarne la costanza attorno al bias previsto:

³ r_c indice di compatibilità

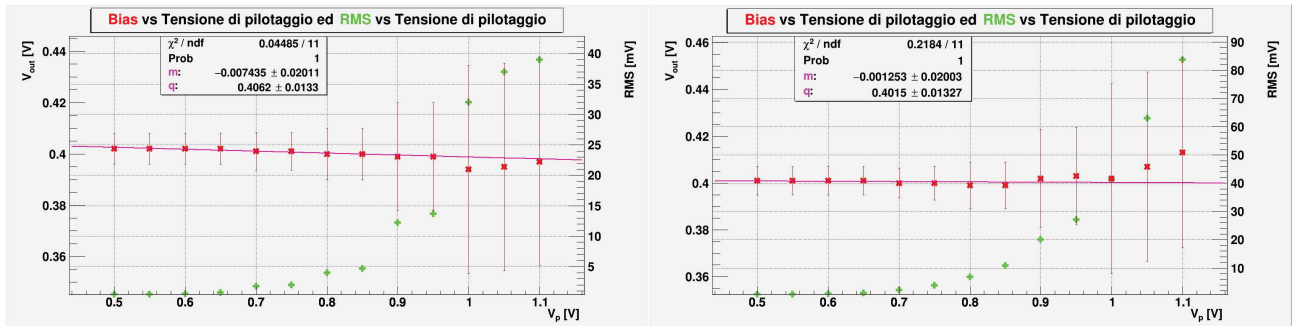
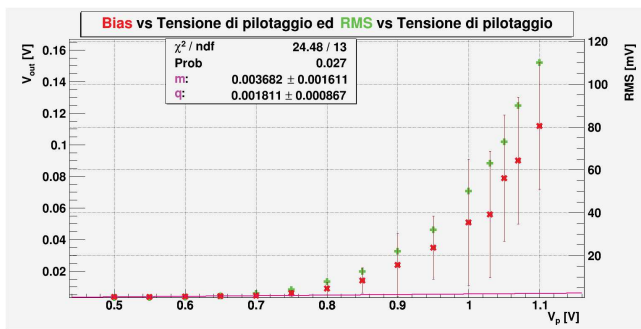

 (a) Bias con amplificazione esterna e guadagno $R = 100\text{ k}\Omega$. (b) Bias con amplificazione esterna e guadagno $R = 1\text{ M}\Omega$.

Figura 3.7: Grafici delle misure di bias: sull'asse delle ordinate a sinistra è rappresentata la V_{out} in V, sull'asse delle ordinate a destra l' RMS in mV.


 Figura 3.8: Bias con amplificazione interna e guadagno $R = 1\text{ M}\Omega$.

I grafici 3.7a e 3.7b mostrano un bias pressoché costante attorno ad una tensione di $\sim 0.4\text{ V}$ per i canali con amplificazione esterna: in particolare si ha che $Bias_{100k} = 400 \pm 3\text{ mV}$ e $Bias_{1M} = 402 \pm 4\text{ mV}$, che risultano compatibili con indice $r_c = 0.4$, per cui il bias stimato per il circuito con operazionale esterno è $Bias = 401 \pm 2\text{ mV}$. Si riscontra inoltre un aumento progressivo del valore dell'incertezza, legato all'amplificazione esponenziale del rumore con l'aumentare della tensione di pilotaggio; si riportano i valori per $V_p = 0.5\text{ V}$ per i due PMT: $RMS_{R100k} = 0.44\text{ mV}$ e $RMS_{R1M} = 0.64\text{ mV}$. Per il PMT con transimpedenza interna (fig. 3.8)

si nota un andamento crescente e non lineare della tensione di fondo, che per i guadagni maggiori supera i 100 mV , progredendo in maniera simile al valore dell' RMS : questo fenomeno può essere dovuto alla presenza di effetti di campo nella sezione di moltiplicazione del PMT, che generano correnti di bias dipendenti dalla tensione sui dinodi (e quindi dal guadagno, come sottolineato dall'andamento esponenziale) e che verrebbero mascherati dal bias più alto nei rilevatori con amplificazione esterna. Per questa ragione, nelle misurazioni successive, si preferirà utilizzare solamente sensori con bias costante.

3.3.3 Linearità

Come visto nell'equazione 1.12, l'amplificazione generata dal PMT dipende da una relazione lineare, ed anche l'amplificatore in transimpedenza utilizzato per ottenere la V_{out} sfrutta una relazione lineare (eq. 3.1). Ci si aspetta dunque che la corrente in uscita dal fotocatodo abbia una dipendenza lineare con il segnale da misurare, ovvero che la tensione prodotta in uscita vari linearmente con la variazione dell'intensità luminosa, come si è dimostrato in precedenza (sez. 3.2). Tuttavia la scheda di acquisizione ha un'alimentazione massima di 5 V e, sottraendo il bias precedentemente stimato e tenendo conto di altri fattori limitanti, si può supporre che la tensione in uscita tenda a saturare già intorno ai 4 V . Nei test seguenti si cerca di individuare quale sia la tensione di inizio del regime di saturazione osservando l'allontanamento dalla risposta lineare. Le misure sono state svolte fissando opportunamente la tensione di pilotaggio ed effettuando una scansione della tensione in uscita facendo variare l'intensità della sorgente. I risultati sono stati poi interpolati (dopo la sottrazione del bias) con una retta nella regione di non saturazione: la tensione di saturazione massima ottenuta è di $V_{out}^{MAX} = 4.2\text{ V}$, mentre la soglia del regime di saturazione varia a seconda della tensione di pilotaggio. Si nota subito che le misure con $V_p = 0.5\text{ V}$ hanno amplificazione troppo ridotta perché il segnale generi una V_{out} superiore a 3 V , quindi saranno ignorate per le successive analisi di linearità, focalizzando l'attenzione sui dati registrati a $V_p = 0.8\text{ V}$ e $V_p = 1\text{ V}$. Nella tabella 3.2 sono riportati i principali risultati:

Resistenza di feedback [$k\Omega$]	V_p [V]	V_{out}^l [V]	RMS^{max} [mV]	S/N a V_{out}^l
100	0.8	3.9 ± 0.2	383	~ 16
	1	3.0 ± 0.6	586	~ 5.5
1000	0.8	3.7 ± 0.3	388	~ 14
	1	3.1 ± 0.6	755	~ 5

Tabella 3.2: Tabella dei risultati delle misure di linearità: V_{out}^l è la massima tensione di linearità, RMS^{max} è il massimo errore RMS e S/N a V_{out}^l è il valore del rapporto segnale/rumore per la tensione V_{out}^l .

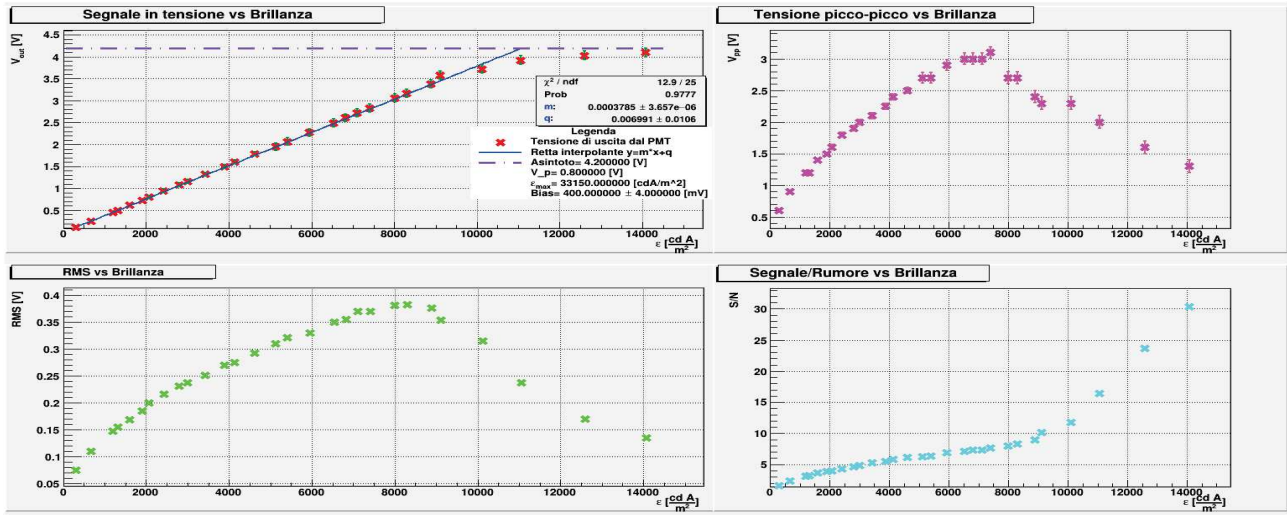


Figura 3.9: Grafico della linearità per scheda con R_{100k} . Sono rappresentate le misure con fit lineare, le misure dell'RMS, della V_{pp} e del rapporto S/N in funzione del variare della brillanza della lampda, espressa in $\frac{cd \cdot A}{m^2}$.

Dai dati ottenuti si nota come una tensione di pilotaggio di $0.8 V$ (fig. 3.9) garantisca linearità fino ad una tensione molto vicina alla massima raggiungibile, mentre aumentando sino alla massima tensione di pilotaggio il range lineare diminuisce di quasi $1V$: questo porta ad ipotizzare che la scheda di lettura e acquisizione utilizzata abbia una zona di lavoro ideale attorno a $V_p = 0.8 V$, idea valutata e confermata nella sezione 3.3.4. Si nota inoltre che, fissata una tensione di pilotaggio, i risultati di V_{out}^l per le due diverse resistenze di feedback sono abbastanza simili; tuttavia l'alto valore dell'RMS, dovuto all'elevata frequenza di taglio, non consente di trarre conclusioni circa la loro compatibilità.

3.3.4 Mappa del guadagno

Le operazioni di mappatura del guadagno consentono di stimare la variazione della tensione in uscita V_{out} in funzione della tensione di pilotaggio V_p del PMT: poiché il valore di V_p determina il guadagno del sensore con una relazione esponenziale, ci si aspetta un andamento esponenziale del valore di V_{out} , troncato attorno ai $4.2 V$ dalla saturazione dell'amplificatore.

Per eseguire le misure è stata utilizzata una sfera integratrice come sorgente, ed è stata fissata un'intensità emissiva tale che, pur variando la tensione di pilotaggio fino al valore massimo di $1 V$, la tensione in uscita al sensore restasse sempre sotto la soglia massima di saturazione. In particolare per $R_{100k} \implies \varepsilon_{100k}^* = 6.988 \times 10^3 \frac{cd \cdot A}{m^2}$ e per $R_{1M} \implies \varepsilon_{1M}^* = 723 \frac{cd \cdot A}{m^2}$.

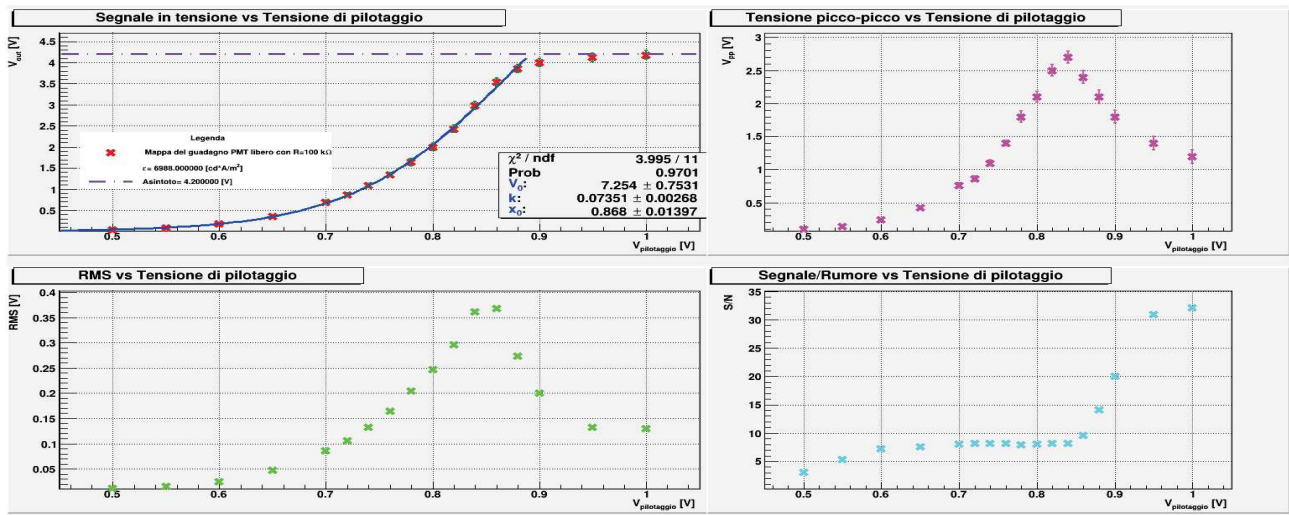


Figura 3.10: Grafico del segnale in funzione della tensione di pilotaggio per la scheda con R_{100k} in feedback e tensione di pilotaggio $V_p = 0.8V$.

Fissata la brillantezza è stata effettuata una scansione a diverse tensioni di pilotaggio, registrando i valori di V_{out} , dell'errore RMS, della differenza di tensioni fra picchi massimi e minimi V_{pp} ed è stato calcolato il rapporto segnale rumore $S/N = V_{out}/RMS$. Quest'ultimo valore sarà utilizzato per individuare la tensione di saturazione, poiché si nota nelle misure (figura 3.10) che il valore di S/N ha un andamento quasi costante in corrispondenza delle tensioni di pilotaggio vicine all'inizio del regime di saturazione. Si definisce una zona di lavoro, con $V_p \in [0.6, 0.9[V$, come l'intervallo della tensione di pilotaggio nel quale il segnale si separa sufficientemente dal bias, ma non è tale da rientrare nel regime di saturazione dell'amplificatore, e corrisponde, come previsto, alla zona con massima linearità citata precedentemente. Per rappresentare l'andamento esponenziale, le misure sono state interpolate con una funzione logistica del tipo $V_{out} = \frac{V_0}{1 + e^{-\frac{V_p - V_{p,0}}{k}}}$ per k costante e $V_{p,0}$ tensione di pilotaggio con massima linearità (curva in blu in figura 3.10). Nella seguente tabella si riportano i risultati principali

Resistenza di feedback [$k\Omega$]	RMS a $V_p = 0.5V$ [mV]	RMS^{max} [mV]	S/N_{med}	ΔV_p [V]
100	37	368	8.2 ± 0.2	0.26
1000	44	396	7.61 ± 0.04	0.24

Tabella 3.3: Risultati principali della mappatura del guadagno: RMS^{max} è il valore massimo dell'errore, S/N_{med} è il valore medio del rapporto segnale/rumore in zona di lavoro e ΔV_p è la larghezza della zona di lavoro.

Osservando il grafico si nota, inoltre, che il valore dell'RMS varia con V_p , aumentando inizialmente, raggiungendo un massimo nella zona di lavoro e riducendosi in regime di saturazione: questo è dovuto al fatto che, avvicinandosi al bias o alla saturazione, i picchi del segnale vengono tagliati qualora superino la tensione di bias o la tensione massima, riducendo la dispersione del segnale e di conseguenza la sua deviazione dal valore medio. Perciò la zona di lavoro corrisponde anche all'insieme di tensioni di pilotaggio per le quali il segnale risulta interamente visibile (questo fenomeno è confermato dall'andamento della dispersione V_{pp}).

3.4 Caratterizzazione della scheda con capacità di filtro $C_f = 10 \text{ nF}$

A questo punto è possibile confrontare il valore dell'RMS dei fotomoltiplicatori a $V_p = 0.5V$ con il corrispettivo RMS nei fotodiodi a guadagno 1000: dalle misure riportate nella tabella 2.1 e da precedenti misurazioni effettuate sui PDA [13], si ha che con transimpedenza a $100k\Omega$ $RMS_{pda} = 2.8mV$ e con transimpedenza a $5M\Omega$ $RMS_{pda} = 19mV$, valori superiori rispetto a quelli registrati per i fotomoltiplicatori (sez. 3.3.2) di un fattore $RMS_{pda}/RMS_{100k} \sim 6$ e $RMS_{pda}/RMS_{1M} \sim 30$.

Il risultato sembra mostrare una maggiore precisione dei PMT rispetto ai fotodiodi, tuttavia, come si nota dalla tabella 3.3 e dalla figura 3.10, per tensioni di pilotaggio più elevate (e più adatte alla misurazione) l'incertezza nella misura dei primi aumenta esponenzialmente.

Per questo motivo si decide di modificare il filtro RC del primo stadio di amplificazione, sostituendo la capacità con una nuova $C_f = 10 \text{ nF}$ e con una nuova resistenza $R_f = 4.5 \text{ k}\Omega$, così da portare la frequenza di taglio ad $f_t = 3.5 \text{ kHz}$: tale modifica ha lo scopo di ridurre la dispersione del segnale e quindi la sua imprecisione, a scapito di un inferiore velocità di acquisizione.

3.4.1 Tempi caratteristici

Si misurano nuovamente i tempi caratteristici della scheda utilizzando un LED in onda quadra come sorgente di segnale, per poi individuare i valori di t_r e t_f interpolando le curve 3.5 sui dati della tensione registrati: dal momento che la frequenza di taglio è $\sim 3.5 \text{ kHz}$ i tempi caratteristici attesi saranno dell'ordine di $\sim 100 \mu\text{s}$ (come visibile dalla tabella 3.4 e dalla figura 3.11).

Primo stadio	Frequenza [kHz]	V_p [V]	Curva	τ [μs]	tempo [μs]
R_{100k}	2	0.8	Fall	44.5 ± 0.1	96.5 ± 0.1
			Rise	38.4 ± 0.2	81.0 ± 0.1
R_{1M}	2	0.8	Fall	51.2 ± 0.1	113.0 ± 0.1
			Rise	40.3 ± 0.3	103.0 ± 0.1

Tabella 3.4: Tabella riassuntiva dei risultati per la misura dei tempi caratteristici della scheda ad $f_t = 3.5 \text{ kHz}$.

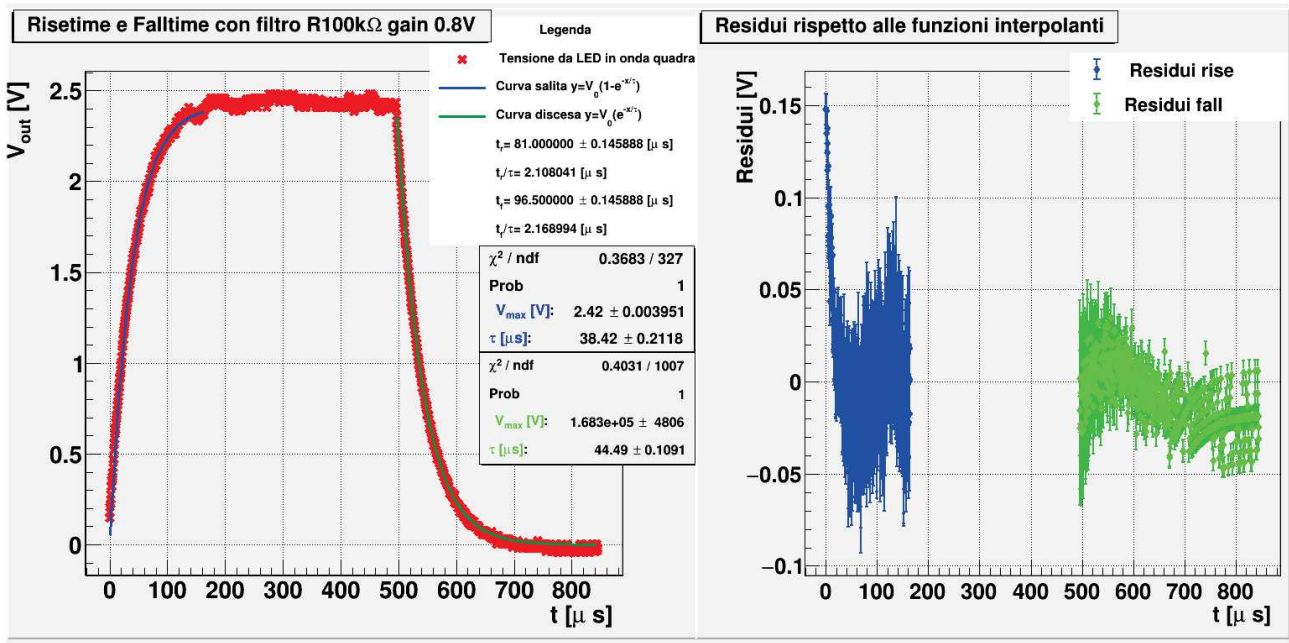


Figura 3.11: Grafico delle misure per la stima dei tempi caratteristici del PMT con filtro ad $f_t = 3.5 \text{ kHz}$ e resistenza di feedback $100 \text{ k}\Omega$.

Dai risultati riportati in tabella 3.4 si nota che i tempi caratteristici rispettano quanto inizialmente previsto, con una frequenza di risposta di $f_{R_{1M}} \simeq 9.71 \pm 0.01 \text{ kHz}$ o $f_{R_{100k}} \simeq 12.34 \pm 0.02 \text{ kHz}$.

3.4.2 Mappa del guadagno

Per osservare la variazione delle caratteristiche del segnale elaborato dalle schede modificate, sono state ripetute le analisi precedentemente effettuate, con particolare attenzione ai parametri di incertezza sulla misura, come valore dell' RMS e del rapporto S/N . Per ripetere lo studio del guadagno è stata utilizzata la sfera integratrice come sorgente, fissando la brillantezza a $\varepsilon_{100k}^* = 4.615 \times 10^3 \frac{\text{cdA}}{\text{m}^2}$ con feedback

R_{100k} ed a $\varepsilon_{1M}^* = 723 \frac{\text{cdA}}{\text{m}^2}$ con feedback R_{1M} , ed è stata variata la tensione di pilotaggio tra 0.5 V ed 1 V , per poi registrare il valore della tensione in uscita, dell' RMS , della dispersione V_{pp} e del rapporto segnale/rumore (fig. 3.12).

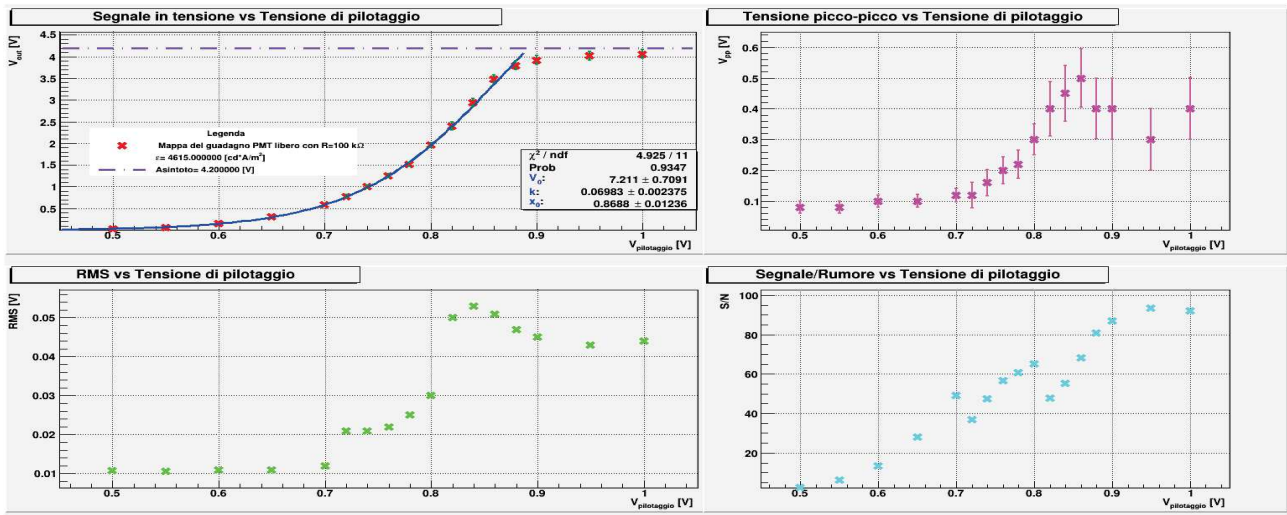


Figura 3.12: Grafico della mappatura del guadagno per scheda di acquisizione filtrata con feedback a $100 \text{ k}\Omega$. Nelle misure di V_{out} è stato riportato il fit logistico utilizzato per rappresentare l'andamento esponenziale dell'amplificazione.

Resistenza di feedback [$k\Omega$]	RMS a $V_p = 0.5 \text{ V}$ [mV]	RMS^{max} [mV]	S/N_{med}	ΔV_p [V]
100	10.7	53	54 ± 3	0.16
1000	3.5	92	32.3 ± 0.7	0.25

Tabella 3.5: Risultati principali della mappatura del guadagno: RMS^{max} è il valore massimo dell'errore, S/N_{med} è il valore medio del rapporto segnale/rumore in zona di lavoro e ΔV_p è la larghezza della zona di lavoro.

Confrontando i risultati presentati in tabella 3.5 con quelli presenti in tabella 3.3 è evidente come l'aumento della capacità di filtro abbia comportato una netta riduzione del rumore nel segnale, con una riduzione di un fattore ~ 7 sul valore massimo del rumore ad R_{100k} e di un fattore ~ 4 con R_{1M} ; le altre caratteristiche rimangono invece invariate, con la dispersione del segnale che presenta un massimo in corrispondenza delle tensioni di pilotaggio che compongono la zona di lavoro precedentemente individuata, ed una progressione esponenziale della V_{out} fuori dal regime di saturazione.

3.4.3 Linearità

L'utilizzo di un RC più filtrante non modifica le caratteristiche del sensore anche per quanto riguarda la risposta in potenza del PMT, andando a ridurre, tuttavia, l'incertezza presente nella misurazione. Per verificare la linearità della risposta, la tensione di pilotaggio è stata fissata nuovamente a 0.8 V (fig. 3.13) e a 1 V , per poi eseguire una scansione variando l'intensità dalla sfera per osservare l'intero range di tensioni V_{out} disponibili.

Primo stadio	V_p [V]	V_{out}^l [V]	RMS^{max} [mV]	RMS^{max}/RMS^{max}	S/N a V_{out}^l	V_{bias} [mV]
R_{100k}	0.8	3.80 ± 0.05	51	~ 7.5	~ 82	399 ± 4
	1	2.96 ± 0.06	69	~ 8.5	~ 48.5	399 ± 11
R_{1M}	0.8	3.75 ± 0.05	95	~ 4	~ 75	400 ± 4
	1	3.1 ± 0.1	161	~ 5	~ 27	401 ± 6

Tabella 3.6: Tabella dei risultati delle misure di linearità con filtro ad $f_t = 3.5 kHz$: V_{out}^l è la massima tensione di linearità, RMS^{max} è il massimo errore RMS, RMS^{max}/RMS^{max} è il rapporto fra errore massimo con filtro precedente ed errore massimo con il nuovo filtro, S/N a V_{out}^l è il valore del rapporto segnale/rumore per la tensione V_{out}^l e V_{bias} è la tensione di bias registrata.

Da quanto mostrato in tabella 3.6 si nota un sostanziale decremento del rumore ed un aumento del rapporto S/N , a fronte di caratteristiche di linearità invariate per entrambe le tensioni di pilotaggio.

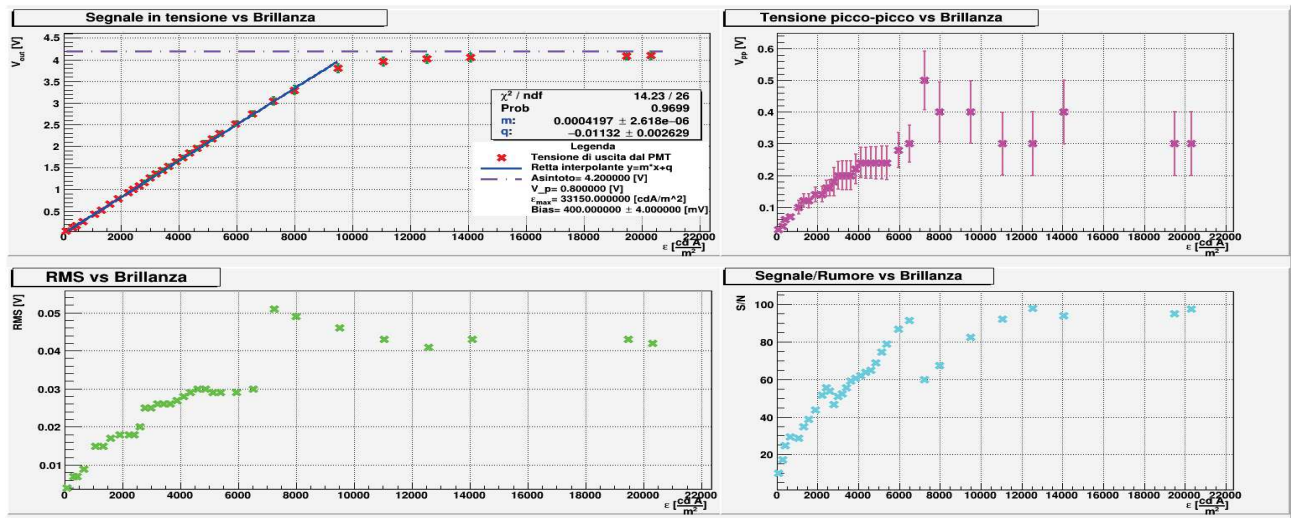


Figura 3.13: Grafico dell'andamento lineare per scheda di acquisizione filtrata con feedback a $100 k\Omega$ e tensione di pilotaggio $V_p = 0.8 V$.

Infine si confronta la tensione di bias per entrambe le V_p , ottenendo risultati compatibili con quanto riportato nelle misure iniziali 3.3.2, ma un valore dell' RMS notevolmente inferiore per i guadagni più alti, come riportato in tabella 3.7.

Primo stadio	V_p [V]	$RMS_{vecchiofiltro}$ [mV]	$RMS_{nuovofiltro}$ [mV]	RMS/RMS
R_{100k}	0.8	4	4	~ 1
	1	32	11	~ 3
R_{1M}	0.8	6.8	4	~ 2
	1	41.3	6	~ 7

Tabella 3.7: Tabella del confronto fra rumore di bias nella scheda iniziale e rumore di bias nella scheda filtrata a $3.5 kHz$.

Riassumendo quanto visto nel corso dell'analisi, le condizioni di utilizzo del sistema di acquisizione a PMT che garantiscono di effettuare misure ripetibili, riproducibili e lineari prevedono l'impiego di tensioni di pilotaggio $V_p \in [0.6, 0.9[V$ e il mantenimento della tensione in uscita $V_{out} \leq 4 V$. Per misurazioni su fenomeni con frequenza $\leq 10 kHz$ è preferibile utilizzare la scheda di acquisizione con capacità di filtro $C_f = 10 nF$, per l'ottima soppressione del rumore e la frequenza di risposta appropriata di $\sim 10 kHz$, mentre fenomeni con frequenze più elevate impongono l'utilizzo della configurazione con $C_f = 10 pF$, nonostante l'elevata quantità di rumore RMS.

Capitolo 4

Misure sulla sorgente di plasma MINION

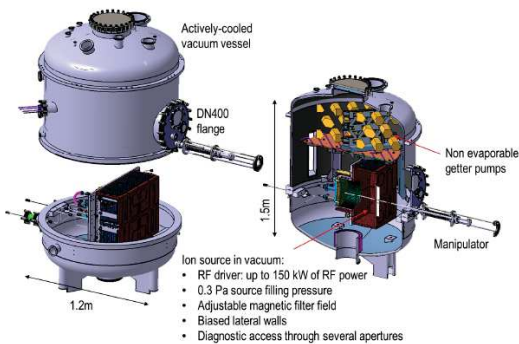


Figura 4.1: Grafico isometrico di MINION.

A conclusione dello studio condotto sui fotomoltiplicatori si è potuta testare la nuova diagnostica su una sorgente simile a SPIDER: i fotomoltiplicatori studiati sono stati inclusi nella strumentazione utilizzata per l'analisi spettrale del plasma prodotto nell'esperimento MINION (Magnetized ICP for Negative Ion Operation in NBI).

MINION (fig. 4.1) è una sorgente ICP costituita da un singolo driver, del tutto simile a quelli utilizzati per SPIDER, e da una camera di espansione, posti all'interno di un *vacuum vessel* cilindrico. Il driver e la camera di espansione sono circondati da un campo magnetico di filtro (*filter field*), prodotto da magneti permanenti e utilizzato per rallentare la diffusione del plasma verso la PG. Il driver è

circondato da un'altra serie magneti permanenti rimovibili ed incapsulato in un guscio in materiale ferromagnetico: mentre quest'ultimo isola il driver, i magneti producono un *multi-cusp field* attorno ai bordi, riducendo la perdita di elettroni sulle pareti del driver e dunque la differenza di potenziale di plasma fra driver e camera di espansione, responsabile dell'accelerazione degli ioni positivi dal driver alla camera di espansione. Il plasma è composto da gas idrogeno iniettato all'interno del driver e della camera di espansione alla pressione di $\sim 0.3 Pa$, e ionizzato dalla forza elettromotrice indotta dalla potenza RF, compresa fra i $30 kW$ e i $60 kW$ [9].

La diagnostica testata in MINION è costituita da due PMT con amplificatore esterno, resistenza di feedback $R = 100 k\Omega$ e capacità di filtro $C_f = 10 pF$ per un canale di acquisizione (definito in seguito "canale non filtrato") e $C_f = 10 nF$ per l'altro (definito in seguito "canale filtrato"): in questo modo è possibile confrontare il comportamento delle due configurazioni della scheda di acquisizione analizzate in precedenza (sez. 3.4 e sez. 3.3). La catena ottica usata dai PMT è composta da un telescopio con lunghezza focale $f = 50 mm$ e accetanza $A \times \Omega = 3.3 \times 10^{-9} m^2 \cdot srad$, posto nella LOS vicina al bordo del driver, da una fibra ottica con connettori FC/PC e da due sdoppiatori, ognuno con coefficiente di trasmissione $T = 0.4$, che separano la luce inviandola ai due PMT, e da un bicchierino collimatore con un filtro neutro D1.0 a coefficiente di trasmissione $T=0.1$, usato per attenuare ulteriormente il segnale, ed un filtro H_α a coefficiente di trasmissione $T=0.95$ e larghezza di banda $l_{H_\alpha} \simeq 10 nm$.

L'obiettivo della misura, oltre a verificare il corretto funzionamento del controllo remoto e dell'elettronica di acquisizione in ambiente ricco di interferenze elettromagnetiche, è di confrontare i segnali registrati dai PMT con l'integrale della riga dell' H_α misurata da uno spettrografo Hamamatsu a stato solido ¹, che riceve segnale luminoso da una seconda LOS (posta al centro del driver) e tramite una catena ottica distinta, verificando che l'irradianza registrata da spettrografo e PMT, in condizioni di

¹Lo spettrografo Hamamatsu verrà indicato come "HMS" nel resto dell'analisi.

plasma a profilo radiale piatto, sia compatibile.

Canale	V_p [V]	V_{out} [V]	V_{bias} [V]	k [$\frac{ph}{s \cdot m^2 \cdot V}$]
Filtrato	0.8	2.40 ± 0.02	0.39	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{20}$
	0.75	1.37 ± 0.01	0.39	$(2.15 \pm 0.02) \times 10^{20}$
	0.7	0.75 ± 0.01	0.39	$(3.93 \pm 0.05) \times 10^{20}$
Non filtrato	0.8	1.7 ± 0.2	0.39	$(1.8 \pm 0.2) \times 10^{20}$
	0.75	1.0 ± 0.1	0.39	$(2.9 \pm 0.3) \times 10^{20}$
	0.7	0.57 ± 0.07	0.39	$(5.2 \pm 0.6) \times 10^{20}$

Tabella 4.1: Misure di calibrazione dei fotomoltiplicatori e del setup ottico utilizzato per misurare l'intensità della riga dell' H_α nel driver di MINION. La tensione in uscita V_{out} è riportata dopo la sottrazione del bias. Si sottolinea che le tensioni di pilotaggio utilizzate sono fra quelle comprese nella zona di lavoro individuata durante l'analisi.

L'apparato di misura è stato calibrato per stimare il fattore di conversione k fra tensione in uscita dai sensori ed **irradianza** della sorgente (flusso di fotoni emessi per unità di tempo, espressa in [ε^i] = [$\frac{ph}{s \cdot m^2}$] [3]) secondo la relazione $\varepsilon^i = k \cdot V_{out}$, che è verificata per $V_{out} \in [0, 4]$ a causa del rapporto lineare fra tensione e brillantezza. Le misure di calibrazione sono state effettuate tramite sfera integratrice ed utilizzando la catena di acquisizione ottica impiegata per le successive misure su MINION. La sorgente è stata utilizzata alla sua massima intensità, con irradianza $\varepsilon^i = 2.95 \times 10^{20} \frac{ph}{s \cdot m^2}$. Sono state effettuate tre misure per entrambi i canali, variando la tensione di pilotaggio fra quelle impiegate per le rilevazioni sulla sorgente (tabella 4.1).

Canale	V_p [V]	V_{out} [V]	P_{RF} [kW]	ε_{HMS}^i [$\frac{ph}{s \cdot m^2}$]	ε_{PMT}^i [$\frac{ph}{s \cdot m^2}$]	r_c
Filtrato	0.8	2.1 ± 0.1	55	2.34×10^{20}	$(2.6 \pm 0.1) \times 10^{20}$	2.6
		2.9 ± 0.1	60	3.69×10^{20}	$(3.5 \pm 0.2) \times 10^{20}$	0.9
		2.8 ± 0.1	60	3.65×10^{20}	$(3.5 \pm 0.1) \times 10^{20}$	1
		2.6 ± 0.1	60	3.12×10^{20}	$(3.2 \pm 0.1) \times 10^{20}$	0.8
	0.75	3.03 ± 0.09	40	6.33×10^{20}	$(6.5 \pm 0.2) \times 10^{20}$	0.9
		2.9 ± 0.1	40	6.27×10^{20}	$(6.3 \pm 0.2) \times 10^{20}$	0.2
		3.59 ± 0.07	50	7.42×10^{20}	$(7.7 \pm 0.2) \times 10^{20}$	1.4
Non filtrato	0.8	2.16 ± 0.09	30	4.81×10^{20}	$(4.7 \pm 0.2) \times 10^{20}$	0.8
		1.5 ± 0.2	55	2.34×10^{20}	$(2.6 \pm 0.5) \times 10^{20}$	0.5
		2.0 ± 0.2	60	3.69×10^{20}	$(3.6 \pm 0.6) \times 10^{20}$	0.2
		2.0 ± 0.2	60	3.65×10^{20}	$(3.5 \pm 0.6) \times 10^{20}$	0.3
	0.75	1.8 ± 0.2	60	3.12×10^{20}	$(3.2 \pm 0.6) \times 10^{20}$	0.2
		2.2 ± 0.2	40	6.33×10^{20}	$(6.4 \pm 0.9) \times 10^{20}$	0.1
		2.1 ± 0.2	40	6.27×10^{20}	$(6.18 \pm 0.8) \times 10^{20}$	0.1
		2.6 ± 0.2	50	7.42×10^{20}	$(7.6 \pm 1) \times 10^{20}$	0.2
		1.6 ± 0.1	30	4.81×10^{20}	$(4.6 \pm 0.7) \times 10^{20}$	0.3

Tabella 4.2: Misure dell'emissione H_α del plasma di MINION registrate dai due canali della scheda di acquisizione PMT. Si riportano la tensione in uscita V_{out} , la potenza RF P_{RF} , l'emissione registrata dallo spettrografo ε_{HMS}^i e l'emissione ε_{PMT}^i stimata tramite il coefficiente di calibrazione k a partire dai dati raccolti con i PMT, a diverse tensioni di pilotaggio. r_c è l'indice di compatibilità fra le misure.

Durante le misurazioni sul plasma la tensione di pilotaggio è stata variata al fine di mantenere la tensione di uscita fuori dal regime di saturazione ($V_{out} < 4V$ come proposto al termine dell'analisi) per tutto il tempo di scarica. I valori di V_{out} sono stati acquisiti ad una frequenza di $10 kHz$, quindi non è possibile individuare significative differenze in termini di fenomeni osservati fra i due canali di elaborazione: tuttavia è evidente che, per un'osservazione globale dell'emissione luminosa durante

tutte le fasi dell'accensione del plasma, il PMT con scheda maggiormente filtrata risulta più adatto, sia per la maggiore attenuazione del rumore che per la frequenza vicina a quella di acquisizione, che evita eventuali fenomeni di *aliasing*. In tabella 4.2 si riportano alcuni segnali acquisiti dai PMT, confrontati con quanto registrato dallo spettrografo.

Dalla tabella 4.2 è evidente che vi sia una buona compatibilità fra le stime dell'emissione di fotoni H_α ottenute tramite i segnali registrati dai PMT e le misure effettuate tramite HMS. Si nota, inoltre, che le misurazioni del canale non filtrato mantengono un rumore RMS decisamente incompatibile con la precisione sperimentale necessaria (fig. 4.2): perciò le misure riportate nel seguito si riferiranno solamente a segnali acquisiti tramite canale filtrato.

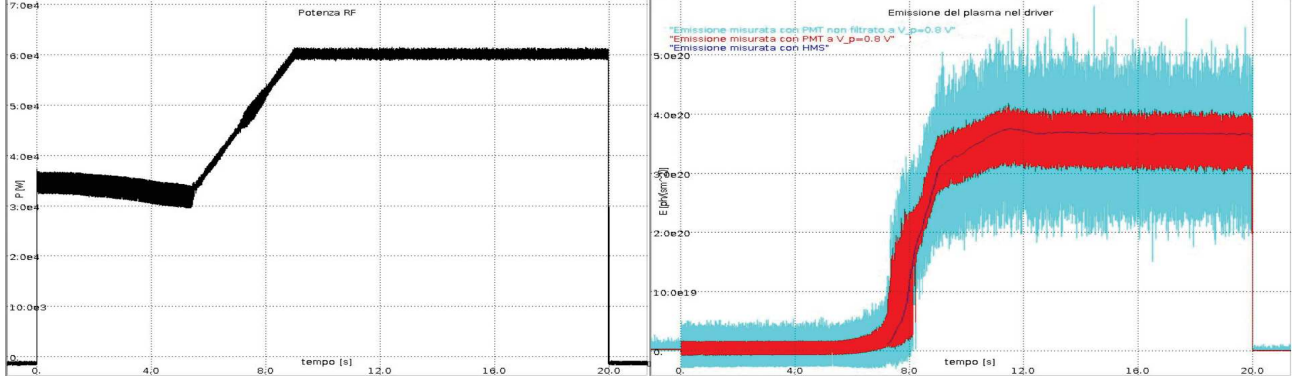


Figura 4.2: Grafico dell'intensità di emissione in condizioni di profilo radiale piatto della densità elettronica: nella finestra a sinistra è rappresentato l'andamento temporale della potenza RF in [W], mentre a destra sono rappresentati il segnale di emissione raccolto dall'HMS al centro del driver e i segnali di emissione raccolti dai due canali della scheda di acquisizione PMT al bordo, misurati in $\frac{ph}{sm^2}$.

Durante la sperimentazione con MINION, sono state eseguite varie campagne sperimentali cambiando la configurazione del driver, modificando il numero di magneti permanenti, rimuovendo il *multi-cusp field*, rimuovendo il guscio ferromagnetico ed infine rimuovendo anche il *filter field*. Nel caso in cui non erano presenti i campi magnetici di contenimento si è osservata una variazione del profilo emissivo del plasma, e un aumento dell'intensità registrata dai PMT al bordo del driver rispetto a quanto registrato dallo spettrografo al centro. Nella tabella 4.3 e in figura 4.3 si riporta un esempio delle misure effettuate in assenza dei campi di filtro, con le quali è possibile stimare il rapporto fra emissioni al bordo e al centro del driver.

V_p [V]	P_{RF} [kW]	ε_{HMS}^i [$\frac{ph}{s \cdot m^2}$]	ε_{PMT}^i [$\frac{ph}{s \cdot m^2}$]	q
0.8	30	1.4×10^{20}	$(2.29 \pm 0.07) \times 10^{20}$	1.63 ± 0.05
	30	1.29×10^{20}	$(2.12 \pm 0.06) \times 10^{20}$	1.45 ± 0.04
	40	2.44×10^{20}	$(3.5 \pm 0.1) \times 10^{20}$	1.55 ± 0.04
	40	2.54×10^{20}	$(3.9 \pm 0.1) \times 10^{20}$	1.64 ± 0.05
0.75	30	1.18×10^{20}	$(3.0 \pm 0.1) \times 10^{20}$	1.63 ± 0.05
	40	4.01×10^{20}	$(7.0 \pm 0.2) \times 10^{20}$	1.76 ± 0.05
	50	3.1×10^{20}	$(4.7 \pm 0.1) \times 10^{20}$	1.51 ± 0.03
	60	3.74×10^{20}	$(5.8 \pm 0.1) \times 10^{20}$	1.55 ± 0.03
0.7	60	6.76×10^{20}	$(11.5 \pm 0.3) \times 10^{20}$	1.69 ± 0.04
	60	6.69×10^{20}	$(11.8 \pm 0.3) \times 10^{20}$	1.76 ± 0.04
	60	6.91×10^{20}	$(12.2 \pm 0.3) \times 10^{20}$	1.76 ± 0.04
	60	7.0×10^{20}	$(12.6 \pm 0.3) \times 10^{20}$	1.8 ± 0.04

Tabella 4.3: Misure dell'emissione H_α del plasma di MINION registrate dal canale filtrato in condizioni di profilo radiale diffuso. Si riportano la potenza dell'impulso RF P_{RF} , l'emissione registrata dallo spettrografo ε_{HMS}^i , l'emissione stimata a partire dai dati raccolti con il PMT ε_{PMT}^i ed il rapporto tra queste ultime, $q = \varepsilon_{PMT}^i / \varepsilon_{HMS}^i$, a diverse tensioni di pilotaggio.

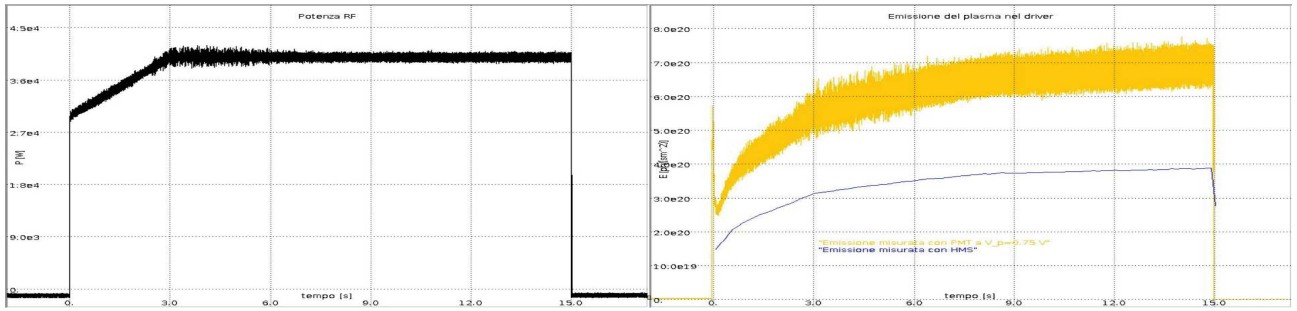
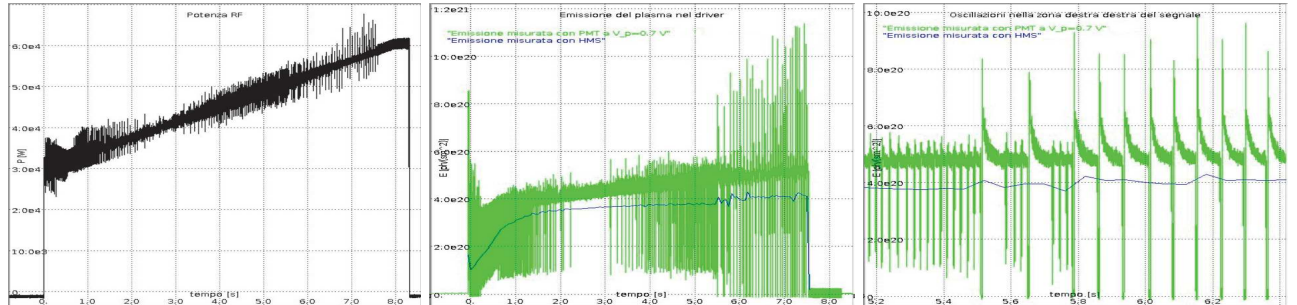


Figura 4.3: Grafico dell'intensità di emissione in condizioni di profilo radiale della densità elettronica piccato: nella finestra a sinistra è rappresentato l'andamento temporale della potenza RF in W, nella finestra a destra sono rappresentati il segnale di emissione raccolto dall'HMS al centro del driver e il segnale di emissione raccolto vicino al bordo del driver dal canale filtrato della scheda di acquisizione PMT, misurato in $\frac{ph}{s \cdot m^2}$.

Questa discrepanza può essere causata dal passaggio del profilo radiale degli ioni da una configurazione piatta ad una caratterizzata da un picco di densità al centro del plasma: il plasma si muove più liberamente all'interno del volume del driver e, poiché la maggior parte della potenza trasferita dall'RF al plasma è assorbita nello strato esterno del gas, questo porta ad un aumento della temperatura elettronica nella regione di bordo, mentre la densità elettronica aumenta al centro del driver. L'incremento dell'emissione di fotoni misurato dai fotomoltiplicatori è dovuto alla diretta proporzionalità fra le sezioni d'urto di eccitazione dell'idrogeno e la T_e , spiegando il segnale più alto misurato al bordo del plasma dal PMT.

Infine, come visibile in figura 4.4, esperimenti con disturbi della corrente RF mostrano che la grande velocità di risposta dei PMT consente di osservare sia variazioni nell'emissione dovute a oscillazioni della scarica RF, sia modulazioni dell'emissione H_α difficilmente individuabili tramite HMS.



(a) Grafico dell'andamento temporale della potenza RF in [W]. (b) Grafico dell'andamento temporale dei segnali di emissione, misurati da HMS e PMT in $[\frac{ph}{s \cdot m^2}]$. (c) Grafico delle oscillazioni dell'emissione nella zona destra del segnale, misurate da PMT e HMS in $[\frac{ph}{s \cdot m^2}]$.

Figura 4.4: Grafici che mostrano un segnale con modulazioni dell'emissione del plasma.

Nel grafico 4.4b si nota come la modulazione del plasma appena visibile nel segnale registrato tramite spettrografo venga risolta meglio dal PMT. Dal segnale dell'HMS si distinguono tre zone di oscillazione dell'emissione luminosa (a sinistra, al centro e a destra del segnale): focalizzandosi sulla zona a destra (fig. 4.4c), la presenza di modulazione nel segnale HMS permette di escludere che le oscillazioni registrate dal PMT siano dovute ad interferenze dell'elettronica della diagnostica, dal momento che l'emissione misurata dallo spettrografo corrisponde all'integrale della riga H_α nello spettro registrato, ed eventuali errori di acquisizione sarebbero rimossi. La corrispondenza fra picchi HMS ed oscillazioni del segnale PMT, invece, induce a pensare che la variazione di emissione indichi oscillazioni dovute ad una forte instabilità del plasma, evidente sia dalla forma delle oscillazioni osservate dal PMT nel grafico 4.4c che dalla presenza di valori dell'emissione prossimi allo zero per $t \in [\sim 5.5, \sim 7.5] s$, osservate dai PMT grazie alla loro migliore risoluzione temporale.

Conclusioni

La presente tesi riporta le operazioni di studio e messa in servizio di un sistema di diagnostica OES basato su fotomoltiplicatori e filtri interferenziali, con l'obiettivo di misurare le principali caratteristiche dei sensori impiegati e del sistema di acquisizione dei segnali in varie configurazioni di utilizzo.

I sensori utilizzati sono fotomoltiplicatori tubolari con un intervallo di lunghezze d'onda sensibili che va dal vicino infrarosso al vicino ultravioletto ($\lambda \in [230, 920] \text{ nm}$) e guadagno a valori continui $G \in [5 \times 10^3, 4 \times 10^6]$, comandato da una tensione di pilotaggio $V_p \in [0.5, 1.1] \text{ V}$ [4]. La scheda di acquisizione è composta da un amplificatore operazionale invertente a transimpedenza, alimentato da una tensione di $\pm 5 \text{ V}$ e con due resistenze di feedback intercambiabili dal valore $R_{100k} = 100 \text{ k}\Omega$ e $R_{1M} = 1 \text{ M}\Omega$, e da un filtro RC con due possibili frequenze di taglio: $f_t = 15 \text{ MHz}$ o $f_t = 3.5 \text{ kHz}$.

Si è verificato che i sensori PMT impiegati hanno una relazione lineare fra brillantezza e tensione in uscita V_{out} valida almeno per $0.1 \text{ V} < V_{out} \leq 5 \text{ V}$, e un andamento esponenziale del guadagno in funzione della tensione di pilotaggio per guadagni compresi fra 5×10^4 e 4×10^6 . Collegando i fotomoltiplicatori alla scheda di acquisizione è stato verificato, per tutte le configurazioni della scheda, che la tensione di bias abbia valore costante $V_{bias} \simeq 400 \pm 2 \text{ mV}$ e che l'andamento esponenziale della relazione amplificazione-tensione di pilotaggio sia conservato al di fuori del regime di saturazione dell'amplificatore; si individua un intervallo di lavoro per le tensioni di pilotaggio $V_p \in [0.6, 0.9[$, nel quale il rapporto $S/N = V_{out}/RMS$ resta costante, mentre il valore del rumore RMS raggiunge un massimo al termine di questo intervallo. La linearità della relazione fra segnale luminoso e tensione in uscita dalla scheda è verificata, tuttavia la massima tensione V_{out} per cui la relazione è valida varia in funzione alla tensione di pilotaggio fino ad un massimo di $\sim 4 \text{ V}$, osservato per tensioni di pilotaggio comprese nella zona di lavoro. Parallelamente è stata misurata la risposta in frequenza per entrambi i filtri ed entrambe le resistenze di feedback, misurando il tempo di salita di un segnale in onda quadra fornito tramite un led impulsato.

Successivamente sono state confrontate le caratteristiche del sistema basato sui fotomoltiplicatori con quelle note per il preesistente sistema basato su fotodiodi: dal confronto emerge che la diagnostica a PMT ha un range dinamico ed una sensibilità superiore a quella garantita dal sistema di acquisizione a PDA, grazie alla maggiore amplificazione. Osservando i tempi di risposta delle due diagnostiche, impostati simili valori del guadagno, si nota che la frequenza di acquisizione dei PMT supera quella dei PDA di un fattore ~ 800 con feedback $R = 100 \text{ k}\Omega$ e di un fattore ~ 70 con feedback $R = 1 \text{ M}\Omega$. Focalizzandosi, invece, sul rumore RMS prodotto dai sensori e dall'apparato di acquisizione si ha che, a parità di guadagno e in condizioni di assenza di luce, il rapporto fra RMS misurato nei PDA ed RMS misurato nei PMT ha valore $RMS_{pda}/RMS_{pmt} \sim 6$ per resistenza di feedback $R = 100 \text{ k}\Omega$ e $RMS_{pda}/RMS_{pmt} \sim 30$ per resistenza di feedback $R = 1 \text{ M}\Omega$.

Comparando fra loro i risultati ottenuti per le due resistenze di feedback e le due configurazioni del filtro RC si ha che il sistema di acquisizione con feedback R_{100k} e frequenza di taglio $f_t = 15 \text{ MHz}$ ha una risposta in frequenza superiore di un fattore ~ 12 rispetto al corrispettivo con feedback R_{1M} , mentre il sistema con $f_t = 3.5 \text{ kHz}$ ha un rapporto fra le frequenze di risposta $f_{R_{100k}}/f_{R_{1M}} \sim 1.3$. Come riportato in tabella 3.7 e 3.6, l'introduzione di un filtro RC con f_t inferiore ha permesso di attenuare notevolmente il rumore RMS sulla misura, in particolare per i valori più elevati del guadagno. In ultimo si è provato che il sistema di diagnostica a fotomoltiplicatori, nella sua configurazione a resistenza di feedback $R = 100 \text{ k}\Omega$ e frequenza di taglio $f_t = 3.5 \text{ kHz}$, è in grado di effettuare misurazioni ripetibili e riproducibili dell'intensità emissiva della riga H_α per la sorgente di plasma MINION, dimostrando anche il corretto funzionamento del controllo da remoto e dell'acquisizione dei segnali in

presenza di interferenze elettromagnetiche. Le misure di irradianza acquisite sono state utilizzate sia per confermare quanto misurato tramite uno spettrografo a stato solido (HMS) utilizzato in parallelo sulla stessa sorgente, che per studiare la variazione del profilo radiale del plasma nella sorgente, al variare dalla configurazione dei campi magnetici di confinamento, attraverso il confronto fra l'intensità emissiva registrata da PMT e HMS su LOS posizionate rispettivamente al bordo e al centro del driver di MINION. Il sistema studiato è stato in grado, infine, di osservare modulazioni nell'intensità emissiva del plasma con una precisione superiore a quanto possibile con lo spettrografo impiegato.

A seguito dello studio effettuato, i fotomoltiplicatori potranno essere installati su SPIDER in tempo per la ripresa delle attività sperimentali, al fine di indagare le proprietà del plasma negli 8 driver e nella camera di espansione con una risoluzione ed una sensibilità superiori a quanto possibile con i precedenti sistemi a sensori filtrati. Come mostrato nel capitolo 4, i PMT e la scheda di acquisizione utilizzata hanno una risoluzione temporale tale da consentire l'osservazione e lo studio delle instabilità del plasma a bassa frequenza: con opportune modifiche delle componenti elettroniche per ampliare la banda di acquisizione fino a $\sim 10\text{ MHz}$, sarà possibile sfruttare i fotomoltiplicatori per studiare anche eventuali fluttuazioni veloci del plasma, a frequenze paragonabili a quella della potenza RF.

Bibliografia

- [1] P. Agostinetti e al. «Physics and engineering design of the accelerator and electron dump for SPIDER». In: *Nuclear Fusion* 51 (2011).
- [2] P. Chabert, T. V. Tsankov e U. Czarnetzki. «Foundations of capacitive and inductive radio-frequency discharges». In: *Plasma Sources Science and Technology* 30 (2021).
- [3] Hamamatsu Photonics K.K. «Photomultiplier Tubes Basics and Applications». In: Hamamatsu Photonics K.K., Electron Tube Division, 2007.
- [4] Hamamatsu Photonics K.K. *Photosensor modules H10720/H10721 series*. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/H10720_H10721_TPM01062E.pdf.
- [5] Hamamatsu Photonics K.K. *Photosensor modules H10722 series*. URL: https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/H10722_TPM01063E.pdf.
- [6] R. Koch. «Fast Particle Heating». In: *Fusion Science and Technology* 61 (2012), pp. 173–183.
- [7] Labsphere. *Integrating sphere theory and applications*. 2017. URL: <https://www.labsphere.com/wp-content/uploads/2021/09/Integrating-Sphere-Theory-and-Applications.pdf>.
- [8] D. Marcuzzi e al. «Detail design of the beam source for the SPIDER experiment». In: *Fusion Engineering and Design* 85 (2010), pp. 1792–1797.
- [9] I. Mario et al. «Optimizing the ITER NBI ion source by dedicated RF driver test stand». In: *Journal of Physics; Conference Series* (2023).
- [10] C. Marminier e S.O. Flyckt. «Photomultiplier tubes: Principle Applications». In: Photonis, 2002. Cap. 1.
- [11] OSI Optoelectronics. *Photops Photodiode Amplifier Hybrids*. URL: <https://osioptoelectronics.com/media/pages/products/photodetectors/photodiodes-amplifier-hybrids-operational-amplifier-specifications/osi-515/2475ba6fff-1675100420/photops.pdf> (visitato il 2019).
- [12] R. Pasqualotto e al. «Progress on development of SPIDER diagnostics». In: *Fifth International Symposium on Negative Ions, Beams and Sources, AIP Conference Proceedings* 1869 (2017), 030020-1–030020-10.
- [13] R. Pasqualotto et al. «Plasma light detection in the SPIDER beam source». In: *Fusion Engineering and Design, Elsevier* 146 (2019), p. 711.
- [14] Hamamatsu Photonics. «Si photodiodes manual». In: *Hamamatsu Photonics literature* (2023), pp. 3–10.
- [15] J.E. Sansonetti e W. C. Martin. «Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data». In: American Institute of Physics., 2013. Cap. 2, p. 1764.
- [16] G. Serianni e al. «SPIDER in the roadmap of th ITER neutral beams». In: *Fusion Engineering and Design, Elsevier* 146 (2019), pp. 2539–2546.
- [17] B. Zaniol, R. Pasqualotto e E. Gazza. *Source Emission Spectroscopy diagnostic on SPIDER System Description*. URL: https://portal.igi.cnr.it/diskr/note_interne/note_interne/gruppo_spider/RFX-SPIDER-TN-124rev1.pdf.