

UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA



DIPARTIMENTO  
DI INGEGNERIA  
DELL'INFORMAZIONE

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE  
CORSO DI LAUREA IN INGEGNERIA INFORMATICA

# Test di un sistema di ottica adattiva per comunicazioni ottiche

CANDIDATO

**Marco Nardi**

RELATORE

**Dr. Francesco Vedovato**

CORRELATRICE

**Dr.ssa Ilektra Karakosta-Amarantidou**

CORRELATORE

**Dr. Francesco Picciariello**

ANNO ACCADEMICO 2021/2022  
Data di Laurea: 25 Novembre 2022



## Sommario

Un futuro network di comunicazioni quantistiche prevede l'utilizzo combinato di molti canali, alcuni realizzati in fibra ottica e alcuni in free-space, a seconda delle necessità e della distanza tra i terminali di comunicazione. Di conseguenza, queste diverse tecnologie devono essere il più possibile compatibili tra di loro, per esempio, in termini di lunghezza d'onda. Tuttavia riuscire ad iniettare un fascio laser in una fibra ottica dopo la propagazione in free-space porta con sé alcune difficoltà tecniche, dovute principalmente all'introduzione di aberrazioni ottiche del fronte d'onda a causa della turbolenza. Nella tesi verrà analizzato un sistema di correzione delle aberrazioni del primo ordine causate dalla turbolenza, sviluppato dal gruppo Quantum Future del Dipartimento di ingegneria dell'Informazione.



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1	Comunicazione Quantistica . . . . .	1
1.2	Comunicazione quantistica in free space . . . . .	2
1.3	Esperimenti di QKD in free-space . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Ottica atmosferica</b>	<b>5</b>
2.1	Fasci Gaussiani . . . . .	5
2.2	Turbolenza atmosferica ed effetti su un fascio gaussiano . . . . .	7
2.2.1	Assorbimento atmosferico . . . . .	8
2.2.2	Modello di Kolmogorov . . . . .	9
2.2.3	Efficienza di accoppiamento in fibra . . . . .	11
2.2.4	Efficienza ottica . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Descrizione del MEPID</b>	<b>15</b>
3.1	Setup . . . . .	15
3.2	Fast steering mirror . . . . .	16
3.3	Position sensitive detector . . . . .	17
3.4	Controllore Pid . . . . .	17
3.4.1	KPA101 . . . . .	18
3.4.2	MEPID . . . . .	18
3.4.3	Prestazioni MEPID . . . . .	19
3.4.4	Confronto MEPID-KPA101 . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Test del sistema con simulatore di turbolenza</b>	<b>23</b>
4.1	Simulazione della turbolenza in laboratorio . . . . .	23
4.1.1	Phase Plate . . . . .	23
4.1.2	Analisi della turbolenza prodotta dal simulatore . . . . .	24
4.2	Test del sistema di controllo . . . . .	26
4.2.1	Controllore pid e risposta all'impulso . . . . .	26

## INDICE

4.2.2	Test con turbolenza . . . . .	27
4.2.3	Confronto con KPA101 . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>35</b>
	<b>Referenze</b>	<b>37</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>39</b>



# Introduzione

## 1.1 COMUNICAZIONE QUANTISTICA

La meccanica quantistica ha permanentemente cambiato il modo in cui l'uomo approccia non solo la fisica, ma anche molti altri campi come la comunicazione. La crittografia (insieme dei metodi per rendere un messaggio non comprensibile da terze parti) ha una parte molto importante in tutta la storia umana ed è un campo in continua evoluzione ancora oggi. La meccanica quantistica gioca un ruolo inaspettato nella comunicazione; infatti, Peter Shor nel 1994 dimostrò che il problema di fattorizzazione di numeri interi era efficientemente risolvibile su un computer quantistico [1]. L'algoritmo di Shor rappresenta un punto molto importante per la sicurezza di sistemi crittografici, che si basano sulla fattorizzazione del prodotto di numeri primi, come ad esempio il sistema RSA che è vastamente utilizzato. La meccanica quantistica non rappresenta solo il punto di "rottura" della crittografia classica, ma anche la nascita di una nuova soluzione che non si basa su assunzioni matematiche ma su principi fisici della meccanica quantistica. La distribuzione quantistica di chiavi (*Quantum key distribution, QKD*) permette di produrre e distribuire delle chiavi casuali; tale distribuzione assume delle caratteristiche molto particolari grazie all'intervento della meccanica quantistica.

Il primo protocollo di QKD la cui sicurezza è dimostrabile, è il BB84 e si basa sul teorema di non clonazione quantistica, e l'esistenza di un canale classico autenticato [2, 3].

## 1.2 COMUNICAZIONE QUANTISTICA IN FREE SPACE

Successivamente al BB84, sono stati ideati molti altri protocolli di QKD; tuttavia l'obiettivo attuale è quello di rendere questa tecnologia utilizzabile in scala globale. In un sistema di comunicazione la scelta del canale per il trasporto del segnale è molto importante. I canali più comuni sono la fibra e il free space. La trasmissione diretta in fibra ha come problema l'attenuazione, in quanto per mantenere un *key rate* (una metrica che indica la velocità di generazione della chiave) abbastanza grande per lo sviluppo, sono necessarie lunghezze inferiori ai 100km [4]. Esistono soluzioni al problema, come l'utilizzo di quantum repeaters; ma queste non sono fattibili in quanto è improbabile che la tecnologia richiesta sia disponibile nel prossimo futuro. La trasmissione in free space, invece, ha un'attenuazione molto minore del segnale. Questo canale, però, soffre di perdite a causa di fenomeni atmosferici come le turbolenze, variando in intensità a seconda dell'altitudine, con attenuazioni più alte ad altitudini basse [4].

I requisiti chiave sono:

1. funzionalità durante il giorno
2. compatibilità con la tecnologia in fibra a lunghezze d'onda tra 1300 e 1550 nm ( la cosiddetta *banda C* )
3. un accoppiamento stabile del segnale free space in una fibra a singolo modo (un tipo di fibra ottica ideata per trasportare un singolo raggio luminoso) permette l'utilizzo di rivelatori dall'area piccola in quanto il diametro della fibra è intorno ai  $10\mu\text{m}$ .

La funzionalità durante il giorno e l'utilizzo di un'onda della banda C, hanno come vantaggi la possibilità di utilizzare componenti già commercialmente disponibili per la comunicazione in fibra. [5]

L'efficienza di accoppiamento in fibra è molto sensibile alle aberrazioni introdotte dalla turbolenza atmosferica, richiedendo quindi l'introduzione all'interno di un ricevitore QKD di un sistema di ottica adattiva [6]. L'utilizzo di una fibra singolo modo permette di utilizzare *single photon detectors* i quali sono lo standard per QKD in fibra [5].



### 1.3 ESPERIMENTI DI QKD IN FREE-SPACE

Negli ultimi anni sono stati svolti diversi esperimenti di QKD durante il giorno con i requisiti elencati sopra. Uno dei più recenti è il sistema di QKD chiamato "QCoSOne", realizzato a Padova. La distanza tra il ricevitore e la sorgente nell'esperimento è di 145m e, per mantenere il segnale concentrato sul ricevitore, viene utilizzato un sistema di feedback in retroazione basato sull'utilizzo di un Fast Steering Mirror (uno specchio che può essere mosso), e un sensore di posizione (position sensitive detector, PSD). Il segnale di feedback è dato dall'utilizzo di un altro laser a 1064nm, del quale viene misurato il centroide dal PSD, ottenendo la posizione del laser che viene corretta dallo specchio [5].

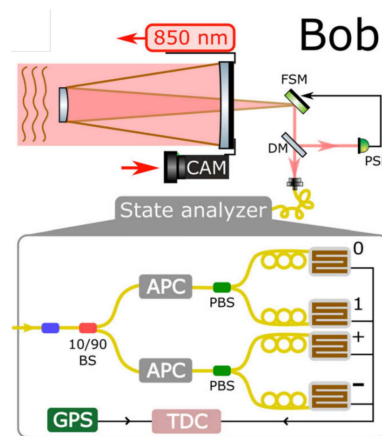


Figura 1.1: Figura del ricevitore di QCoSOne [5]: si può vedere il FSM e il PSD collegati in retroazione per correggere le aberrazioni causate dalla turbolenza.

Come vedremo successivamente, è necessario prima un'analisi del grado di turbolenze presenti per poter scegliere un sistema di correzione adeguato. In questo caso il livello di turbolenze atmosferiche era abbastanza basso da garantire una connessione stabile semplicemente con la correzione dell'inclinazione [5]. Per altri esperimenti potrebbe essere necessario l'utilizzo di sistemi più complessi. Ad esempio, in un esperimento realizzato presso alcune università cinesi, con un collegamento lungo 8km, si è dovuto usare uno specchio deformante per correggere turbolenze di ordine maggiore, in quanto la correzione dell'inclinazione non bastava a garantire una connessione stabile [7].



# 2

## Ottica atmosferica

Questo capitolo contiene un'introduzione agli elementi di ottica atmosferica necessari, per l'esperimento e un'analisi della letteratura sugli effetti della turbolenza

### 2.1 FASCI GAUSSIANI

Per rappresentare la propagazione della luce in atmosfera è necessario un modello che non interpreti la luce come un raggio luminoso che si muove in linea retta, ma che descriva la luce come un'onda la quale è rappresentata da una funzione d'onda del tipo:

$$\nabla^2 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

Se consideriamo l'onda monocromatica, le soluzioni dell'equazione (2.1) hanno la seguente forma:

$$E(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (2.2)$$

con  $\vec{r} = (x, y, z)^T$  e dove  $E_0(\vec{r})$  è detta ampiezza complessa dell'onda e  $\omega$  la velocità angolare. Sostituendo (2.2) dentro (2.1) otteniamo l'equazione di Helmholtz:

$$\nabla^2 E_0 + k^2 E_0 = 0 \quad (2.3)$$

dove  $k = \omega/c$  è il numero d'onda. Un tipo di soluzioni dell'equazione (2.3) sono le onde parassiali. Le onde sono dette parassiali se le normali dei propri fronti d'onda formano angoli piccoli con la direzione dell'asse ottico del

## 2.1. FASCI GAUSSIANI

sistema. Appartengono alla categoria delle onde parassiali fasci gaussiani. Essi sono quelli che idealmente più si avvicinano all'idealizzazione di onda parassiale e sono dati dalla seguente formula:

$$E(r) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} e^{-\frac{\rho^2}{W^2(z)}} e^{ikz + ik \frac{\rho^2}{2R(z)} - i\zeta(z)} \quad (2.4)$$

dove gli unici parametri indipendenti sono  $E_0$  e  $z_0$ .  $E_0$  rappresenta l'ampiezza all'origine mentre  $z_0$  è chiamato lunghezza di Rayleigh; questa lunghezza rappresenta la distanza, lungo l'asse di propagazione, dove la larghezza del fascio diventa  $\sqrt{2}$  volte la larghezza originale, come si può vedere nella figura 2.1. I parametri restanti sono dati dalle seguenti formule:

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (2.5)$$

$$\rho^2 = x^2 + y^2 \quad (2.6)$$

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2} \quad (2.7)$$

$$R(z) = z \left( 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (2.8)$$

$$\zeta(z) = \arctan \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad (2.9)$$

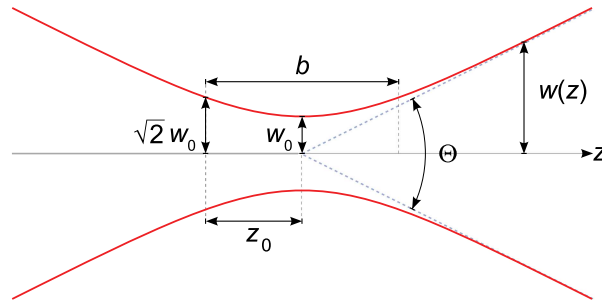


Figura 2.1: Larghezza  $W(z)$  di un fascio gaussiano in funzione della distanza  $z$

Due misure importanti per i fasci gaussiani sono l'intensità e la potenza. L'intensità, definita come potenza per unità di superficie è data dalla seguente formula:

$$I(\rho, z) = |E(\rho, z)|^2 = I_0 \left( \frac{W_0}{W(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}} \quad (2.10)$$

con  $I_0 = |E_0|^2$ ; tenendo  $z$  fissata si nota che l'intensità segue una curva gaussiana. Invece, tenendo  $\rho = 0$  si ottiene:

$$I(0, z) = \frac{I_0}{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (2.11)$$

E quindi l'intensità decresce quadraticamente con la distanza

La potenza ottica in generale è definita così:

$$P(t) = \int_S I(r, t) ds \quad (2.12)$$

Che nel caso del fascio gaussiano diventa un integrale sul piano trasversale alla direzione di propagazione:

$$P = \int_0^\infty I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2). \quad (2.13)$$

Risulta più utile nel mondo reale conoscere la percentuale di potenza racchiusa all'interno di una circonferenza di raggio  $\rho_0$  ad una distanza  $z$ , che è data da:

$$\frac{1}{P} \int_0^{\rho_0} I(\rho, z) 2\pi\rho d\rho = 1 - e^{-\frac{2\rho_0^2}{W^2(z)}} \quad (2.14)$$

## 2.2 TURBOLENZA ATMOSFERICA ED EFFETTI SU UN FASCIO GAUSSIANO

Come accennato nel primo capitolo, una rete QKD deve garantire la compatibilità del segnale free space con la fibra in singolo modo; questo passaggio, detto accoppiamento in fibra, soffre molto degli effetti della turbolenza atmosferica che sono descritti qui in seguito. La propagazione della luce avviene attraverso un mezzo con un determinato indice di rifrazione  $n$ ; tuttavia per quanto riguarda l'atmosfera, piccoli cambiamenti di temperatura, umidità, vento e altri fattori fanno sì che convenga considerare l'indice di rifrazione come una variabile casuale  $n(\vec{r}, t)$  dipendente dalla posizione spaziale  $\vec{r}$  e dal tempo  $t$ . Queste variazioni nell'indice di rifrazione distorcono l'onda trasmessa, e l'equazione per  $W(z)$  in Eq. (2.7) non vale più.

### 2.2.1 ASSORBIMENTO ATMOSFERICO

Uno dei primi effetti che va considerato è l'assorbimento atmosferico che causa un'attenuazione del segnale per un collegamento orizzontale di lunghezza  $z$ , la cui efficienza è definita da[6] :

$$\eta_A = 10^{-A(\lambda)z} \quad (2.15)$$

Come si vede l'assorbimento dipende dalla lunghezza d'onda usata. Il pacchetto software LOWTRAN permette di calcolare questo assorbimento per diverse lunghezze d'onda come si vede nella figura 2.2.

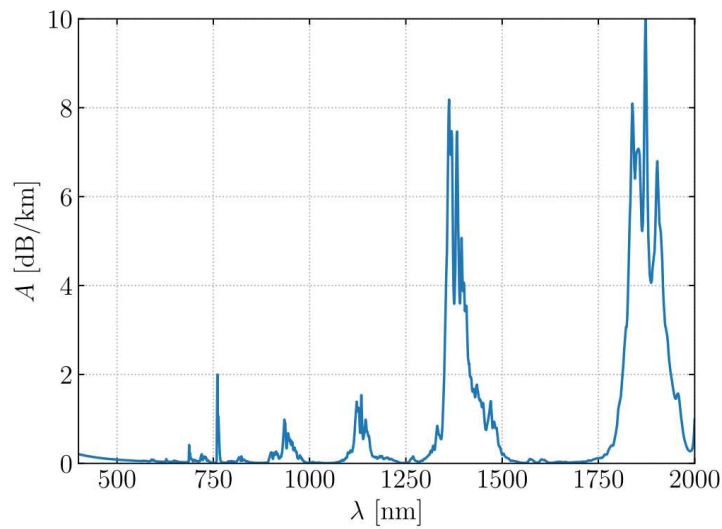


Figura 2.2: Coefficiente di assorbimento atmosferico calcolato da LOWTRAN[6]: come si vede la lunghezza d'onda di 1550nm scelta per gli esperimenti come QCoSOne[5] garantisce un assorbimento basso

## 2.2.2 MODELLO DI KOLMOGOROV

### PARAMETRO DI FRIED E ALLARGAMENTO DEL FASCIO

Secondo la teoria della turbolenza di Kolmogorov [8], quando l'onda si propaga attraverso una turbolenza l'indice di rifrazione può essere espresso come nella seguente formula:

$$n(\vec{r}, t) = n_0 + \delta n(\vec{r}, t) \quad (2.16)$$

dove  $n_0$  è il valore medio dell'indice di rifrazione e  $\delta n(\vec{r}, t)$  rappresenta la deviazione casuale dal valore medio. Dalla precedente equazione è possibile calcolare la funzione di covarianza dell'indice di rifrazione in due punti distinti, da cui si arriva all'espressione dello spettro (che è in sostanza la trasformata di Fourier della funzione di covarianza). Per il modello di Kolmogorov si assume che lo spettro sia dato da

$$\Phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \kappa^{-11/3}, \quad (2.17)$$

dove  $\kappa$  rappresenta una frequenza spaziale,  $C_n^2$  è la costante di struttura dell'indice di rifrazione [8] e rappresenta la forza delle fluttuazioni dell'indice di rifrazione. Si noti che, nel caso di collegamenti orizzontali,  $C_n^2$  può essere considerato costante.

L'effetto di riduzione di coerenza del fascio, propagatosi per una distanza  $z$  in orizzontale, si può esprimere come [6]:

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(1 + \frac{2W_0^2}{\rho_0^2(z)}\right) \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2}\right)^2} \quad (2.18)$$

dove

$$\rho_0(z) = (0.55 C_n^2 k^2 z)^{-3/5} \quad (2.19)$$

è chiamato raggio di coerenza spaziale e  $k = 2\pi/\lambda$  è il numero d'onda. Più  $\rho_0$  è grande più il fascio si può considerare coerente, cioè imperturbato, e quindi  $\rho_0$  indica la forza della turbolenza. Un parametro ad esso collegato è il cosiddetto parametro di Fried, definito come

$$r_0 = 2.1 \rho_0, \quad (2.20)$$

che viene tipicamente utilizzato per descrivere gli effetti della turbolenza in

relazione all'apertura del telescopio ricevitore  $D_{Rx}$ , come vedremo in seguito.

Nell'ipotesi senza turbolenza un  $W_0$  alto permette di avere una divergenza più bassa:  $\theta_0 = \lambda/\pi W_0$ , mentre in presenza di turbolenza, un rapporto  $W_0/\rho_0$  alto significa avere una perdita di coerenza più alta. I due effetti si "cancellano" per distanze molto grandi ( $z \gg 1$ ), e la grandezza del fascio tende al valore:

$$W(z) \sim \frac{\lambda\sqrt{2}}{\pi} (0,55C_n^2 k^2)^{3/5} z^{8/5} \quad (2.21)$$

### EFFICIENZA DI COLLEZIONE

L'efficienza di collezione del segnale al ricevitore, causata da divergenza e allargamento del fascio, è data dalla seguente formula[6]:

$$\langle \eta_{RX} \rangle = 1 - e^{-\frac{D_{Rx}^2}{2W^2(z)}} \quad (2.22)$$

Che corrisponde all'integrale di una distribuzione gaussiana di deviazione standard  $W(z)/2$  su un'area circolare di diametro  $D_{Rx}$ . Il metodo più semplice per ottimizzare l'efficienza è aumentare il diametro del telescopio ricevitore. Tuttavia questa strategia diminuisce l'efficienza di accoppiamento in fibra, e richiede telescopi più grandi con componenti ottici a loro volta più costosi.

### FLUTTUAZIONI DELL'ANGOLO DI ARRIVO

Uno degli effetti più importanti introdotti dalla turbolenza sulla propagazione di un fascio è che, anche assumendo un perfetto puntamento tra trasmettitore e ricevitore, al ricevitore l'immagine (a fuoco) del fascio raccolto apparirà *ballare* sul piano focale. Questo ballamento dell'immagine sul piano focale è dovuto al fatto che, per effetto della turbolenza, il fascio incide sull'apertura del ricevitore con un angolo  $\alpha_{in}$  con media nulla (i.e.  $\langle \alpha_{in} \rangle = 0$ ), ma con una varianza non nulla ( $\langle \alpha_{in}^2 \rangle \neq 0$ ).

Assumendo la focale equivalente di un telescopio di lunghezza  $f_{tel}$ , è noto dall'ottica geometrica (e in approssimazione di angoli di incidenza piccoli) che un fascio incidente sull'apertura del telescopio con un certo angolo  $\alpha_{in}$  provoca una traslazione dell'immagine sul piano focale alla distanza

$$\delta = f \alpha_{in} . \quad (2.23)$$



Dal modello di Kolmogorov è possibile ricavare [8] una stima della varianza  $\langle \alpha_{in}^2 \rangle$  delle fluttuazioni dell'angolo di arrivo aspettate, secondo

$$\langle \alpha_{in}^2 \rangle = 1.09 C_n^2 z (D_{Rx})^{-1/3} . \quad (2.24)$$

Per esempio, nel caso di un link di  $z = 18$  km con un  $C_n^2 = 1.1 \cdot 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$  (parametri realistici per l'esperimento di comunicazione ottica tra il Montegrande e il DEI) e un telescopio  $D_{Rx} = 410$  mm (come quello installato sul tetto del DEI) si ottiene una stima per la radice della varianza pari a  $\sqrt{\langle \alpha_{in}^2 \rangle} \approx 50 \mu\text{rad}$ . Dato che il sistema presentato nel capitolo successivo mira proprio a correggere le fluttuazioni di angolo di arrivo, questa stima è importante per valutare se il sistema di test è in prima approssimazione adeguato.

### 2.2.3 EFFICIENZA DI ACCOPPIAMENTO IN FIBRA

L'efficienza di accoppiamento in fibra può essere divisa in[6]:

$$\eta_{SMF} = \eta_0 \eta_{AO} \eta_S \quad (2.25)$$

Nella formula (2.25)  $\eta_0$  è l'efficienza ottica del telescopio ricevitore,  $\eta_{AO}$  è l'efficienza causata dalle perturbazioni che possono essere corrette da un sistema di ottica adattiva e  $\eta_S$  è l'efficienza causata dalla struttura spaziale della scintillazione atmosferica.

### 2.2.4 EFFICIENZA OTTICA

Il termine  $\eta_0$  misura l'accoppiamento tra un fascio non perturbato e il *Mode field diameter* (MFD) di una fibra a singolo modo. Il *Mode field diameter* è il doppio dell'equivalente *Mode field radius*, il quale è la distanza dal centro per cui l'intensità del campo elettrico è ridotta ad 1/e del suo valore massimo.  $\eta_0$  è determinato dalle ottiche presenti al ricevitore e ha la seguente formula:

$$\eta_0(\alpha, \beta) = 2 \left[ \frac{\exp(-\beta^2) - \exp(-\beta^2 \alpha^2)^2}{\beta \sqrt{1 - \alpha^2}} \right]^2 \quad (2.26)$$

i due parametri che lo controllano sono  $\alpha = D_{Obs}/D_{Rx}$ , che è il rapporto tra il diametro di oscurazione e l'apertura del telescopio  $D_{Rx}$ , e  $\beta = \frac{\pi D_{Rx}}{4\lambda} \frac{MFD}{f}$ , con  $f$  lunghezza focale effettiva del sistema, MFD *Mode field diameter* della fibra

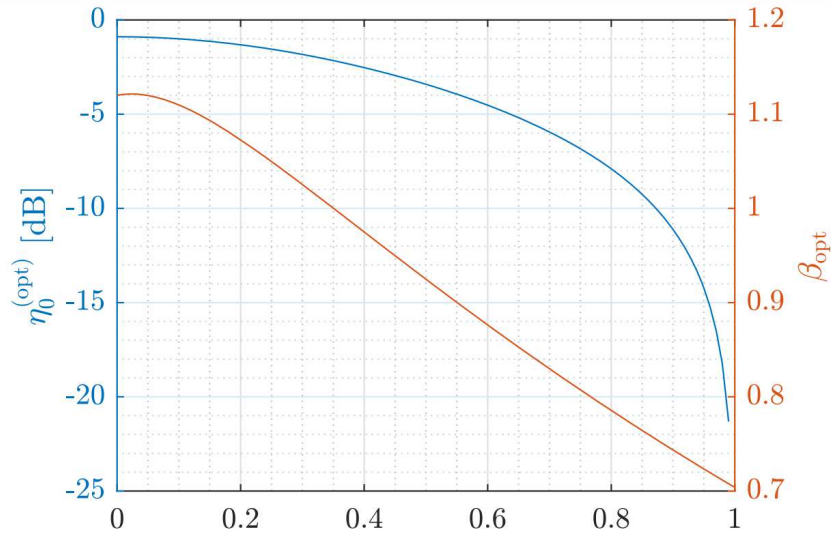


Figura 2.3: Grafico che mostra come conoscendo  $\alpha$  si possa ottenere un  $\beta$  che ottimizza l'efficienza[6]

in uso. Dato un  $\alpha$  è possibile determinare il  $\beta$  che permette di ottimizzare l'efficienza ottica, come mostrato nella figura 2.3 [6].

#### EFFICIENZA DOVUTA ALL'OTTICA ADATTIVA

Sull'apertura del ricevitore è possibile misurare le perturbazioni istantanee del fronte d'onda  $\Psi(\vec{r}, t)$ ; è possibile decomporre quest'effetto in una somma di polinomi di Zernike[9], usando un sistema di coordinate polari normalizzato rispetto a  $D_{Rx}$ :  $(r, \varphi)$  con  $r = 2|\vec{r}|/D_{rx}$ . Il fronte d'onda può, quindi, essere decomposto così:

$$\Psi(r, \varphi, t) = \sum_{n,m} b_n^m(t) Z_n^m(r, \varphi) \quad (2.27)$$

Dove  $Z_n^m$  è il termine polinomiale di grado radiale  $n$  e grado azimutale  $m$ ,  $b_n^m$  è un peso del corrispondente termine che varia nel tempo. La varianza di questi coefficienti:  $\langle b_n^{m2} \rangle$  rappresenta l'intensità di un certo ordine di aberrazione, e dipendono dalla seguente formula:

$$\langle b_n^{m2} \rangle = \left( \frac{D_{Rx}}{r_0} \right)^{\frac{5}{3}} \frac{n+1}{\pi} \frac{\Gamma(n - \frac{5}{6}) \Gamma(\frac{23}{6}) \Gamma(\frac{11}{6}) \sin(\frac{5}{6}\pi)}{\Gamma(n + \frac{23}{6})} \quad (2.28)$$

Una formula per l'efficienza istantanea è invece data da:

$$\eta_{Ao} = \exp \left[ - \sum_{n,m} b_n^m(t)^2 \right] \quad (2.29)$$

È possibile, quindi, calcolare l'efficienza media della (2.29) grazie al fatto che i coefficienti di Zernike sono variabili aleatorie indipendenti con media 0 e varianza data dalla equazione (2.28). Pertanto è possibile approssimarle a distribuzioni normali di media 0 e varianza  $\langle b_n^{m2} \rangle$ . L'efficienza media è quindi data da:

$$\langle \eta_{A0} \rangle = \prod_{n,m} \frac{1}{\sqrt{1 + 2\langle b_n^{m2} \rangle}} \quad (2.30)$$

L'equazione (2.30) rende il calcolo dell'efficienza di accoppiamento in fibra di un determinato sistema di ottica adattiva molto semplice: basta calcolarla usando l'equazione (2.30) eliminando i coefficienti  $n \leq n_{max}$  che il sistema riesce a correggere. Dalla Figura 3.3 si nota come la correzione del solo tip-tilt possa aumentare considerevolmente l'accoppiamento in fibra se il rapporto  $D_{Rx}/r_0$  è minore di 5.

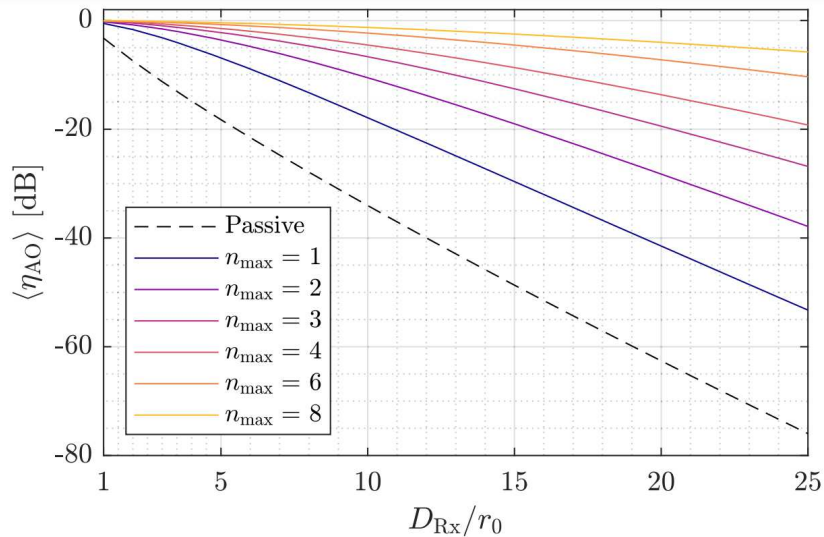


Figura 2.4: efficienza dell'accoppiamento  $\langle \eta_{A0} \rangle$  in funzione del rapporto tra apertura e larghezza di coerenza atmosferica per diversi ordini di correzione [6]





## Descrizione del MEPID

### 3.1 SETUP

Per testare il sistema di ottica adattiva è stato usato il seguente sistema per il ricevitore:

- Segnale ottico (laser) che arriva dal trasmettitore; questo segnale è quello che durante il percorso subisce diverse aberrazioni di tipo atmosferico.
- Fast Steering Mirror (FSM): uno specchio controllabile da un controllore che ci permette di correggere l'angolo di arrivo del laser, noto anche come *tip-tilt correction*.
- Un sensore di posizione (*Position Sensitive detector, PSD*) che permette di vedere la posizione di arrivo del laser e, quindi, capire quanto distante è dal centro.
- Il controllore, cioè il dispositivo che effettua il controllo, ricevendo in input la posizione dal PSD, e fornendo in output di quanto muovere lo specchio FSM per portare il laser al centro. In laboratorio sono stati eseguiti test sia con una board nuova ideata in laboratorio *MEPID*, che con un componente commercialmente disponibile che è il KPA101.

Nel ricevitore, il laser arriva su un fast steering mirror (FSM), che permette di controllare l'angolazione, e successivamente raggiunge il position sensitive detector (PSD), che permette di conoscere la posizione del laser, e quindi di poter correggere il tip-tilt.

### 3.2. FAST STEERING MIRROR

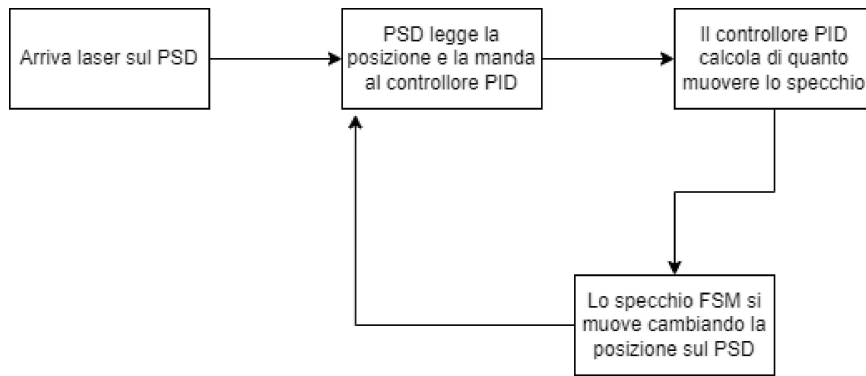


Figura 3.1: Schema del funzionamento del setup

## 3.2 FAST STEERING MIRROR

Il Fast steering mirror è uno specchio posto su una montatura nella quale c'è del materiale piezoelettrico, che permette alla montatura di muoversi. La piezoelettricità è la proprietà di certi materiali di generare una differenza di potenziale elettrico quando subiscono deformazioni meccaniche; questo effetto può essere sfruttato in maniera inversa: fornendo un potenziale elettrico è possibile deformare in modo elastico il materiale. Questa proprietà permette al FSM di muoversi in modo rapido e preciso. Più precisamente, quello utilizzato nell'esperimento ha un intervallo di movimento di  $\pm 2.5^\circ$  e una velocità angolare di  $15^\circ/\text{s}$  [10].



Figura 3.2: Immagine del fast steering mirror smaract STT-25.4 [10]

Il FSM è stato testato singolarmente prima di essere usato, ed è stata derivata la seguente caratterizzazione. Come si vede dal grafico 3.3 lo specchio si muove alla stessa velocità per diverse frequenze: per esempio, a 100 Hz con

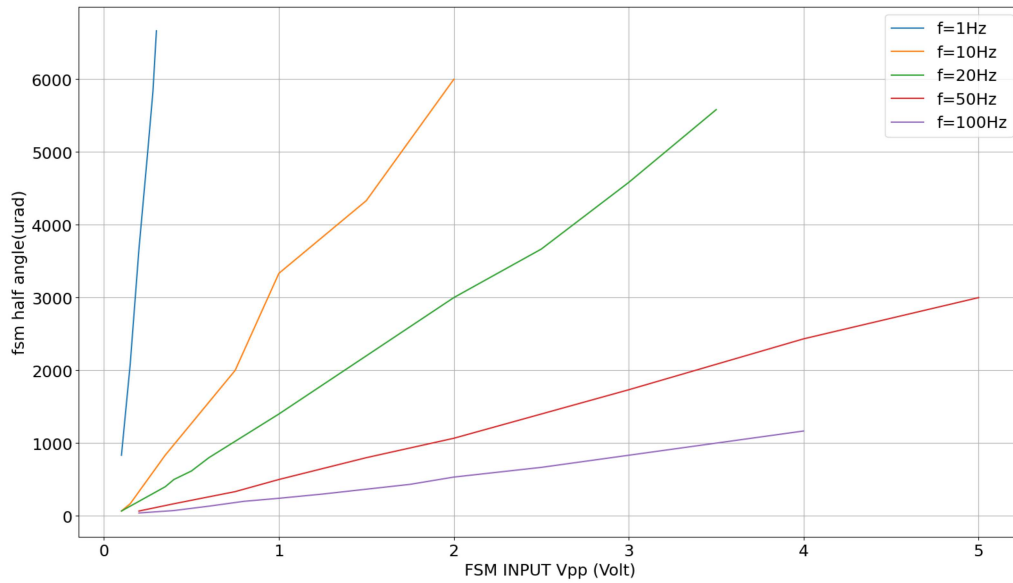


Figura 3.3: Nel grafico si vede il mezz'angolo di apertura del FSM dando in input delle sinusoidi di ampiezza  $V_{pp}$  e frequenza  $f$ .

un certo  $V_{pp}$  si ha un'apertura  $x$ , a 50 Hz, cioè la metà, abbiamo un'apertura doppia e quindi la stessa velocità. La velocità del FSM potrebbe essere un possibile collo di bottiglia negli esperimenti più estremi come vedremo nel capitolo successivo.

### 3.3 POSITION SENSITIVE DETECTOR

Il position sensitive detector (PSD) è un dispositivo che permette di misurare la posizione del punto luminoso sull'area del sensore; questo è possibile grazie all'utilizzo di fotodiodi, che sono dei semiconduttori che producono corrente quando assorbono fotoni. Questa corrente, poi, passa ad un position sensing amplifier che si occupa di amplificarla e renderla utile al nostro utilizzo. Il psd in laboratorio ha un'area di  $4mm^2$  e mappa 1mm in 5V di output, quindi per esempio l'output  $x=2.5V$   $y=2.5V$  ha come posizione  $x=0.5mm$  e  $y=0.5mm$ .

### 3.4 CONTROLLORE PID

L'uscita del PSD è mandata in input al controllore pid. Nei nostri esperimenti abbiamo usato sia MEPID che il KPA101 della Thorlabs per confrontare le prestazioni del prototipo con un prodotto commerciale. Il controllore si oc-

### 3.4. CONTROLLORE PID



Figura 3.4: Foto del KPA101

cupa semplicemente di fare un controllo pid, e controllare il fast steering mirror attraverso un driver che trasforma gli input del controllore in differenze di potenziale utili per il FSM.

#### 3.4.1 KPA101

Il KPA101 è un dispositivo creato dalla Thorlabs e fa parte della loro linea di controllori di fascia alta. Permette di leggere gli output di un psd e di agire in retroazione. È presente anche una porta usb per interfacciarsi con un computer, e viene fornito un pacchetto di software per rendere il controllo e la modifica delle impostazioni molto semplice. Dal punto di vista tecnico il KPA101 rappresenta i valori x e y con 16 bit, accettando in input valori da -10V a +10V, avendo quindi 0.3mV per bit.

#### 3.4.2 MEPID

Il MEPID è un dispositivo di controllo creato dal gruppo Quantum future del DEI per svolgere il controllo sistema. Si basa su due dispositivi:

- ESP32: un microcontrollore dual core



- MAX11300: un dispositivo configurabile che si occupa di eseguire conversioni da analogico a digitale e viceversa

L'esp32 (in particolare trattasi di *Adafruit HUZZA32*) è un microcontrollore dual core a 240MHz e 600DMIPS. Dal punto di vista tecnico il MEPID rappresenta i valori x e y con 12 bit, accettando in input valori da -5V a +5V, avendo quindi 2.4mV per bit. È stato scelto un dual core in quanto un core si occupa del controllo pid, mentre l'altro si occupa della comunicazione via seriale e lettura dei dati. I due dispositivi comunicano tra di loro attraverso la serial peripheral interface (SPI), dove più dispositivi, un master e molteplici slave, comunicano utilizzando 3 linee:

- SCK: Serial Clock, segnale mandato dal dispositivo master (esp32) che sincronizza la trasmissione dei dati
- MOSI (Master out slave in): linea dove il master manda i dati
- MISO (Master in slave out): linea dove il master riceve i dati

Dal punto di vista del codice vengono usate le librerie di arduino, e una libreria per il pid chiamata FastPid [11], che permette di eseguire il pid molto velocemente.

Prima di provare MEPID nel sistema completo, abbiamo fatto qualche test da solo per valutarne le prestazioni.

### 3.4.3 PRESTAZIONI MEPID

Uno dei primi test eseguiti è stato quello di fornire, in input, una sinusoide da un generatore di funzioni, e vedere come MEPID riusciva a replicarla. La figura 3.5 mostra come MEPID riesce a seguire la sinusoide da 100Hz molto bene. È presente del rumore, che con una sinusoide di ampiezza picco-picco di 4V si nota poco; invece, nel caso di una sinusoide più piccola, per esempio con ampiezza picco-picco di 0.5V (figura 3.6), questo rumore diventa più notevole. Nel test del sistema completo questo rumore sembra però essere negligibile.

### 3.4.4 CONTRONTO MEPID-KPA101

Nel confronto tra KPA101 e il MEPID, quest'ultimo è leggermente peggiore in termini di risoluzione e discretizzazione del segnale; questo può essere determinato dal fatto che MEPID opera a 12 bit mentre il KPA101 a 16, offrendo una risoluzione maggiore. Dalla figura 3.7 si notano come la frequenza a cui opera il KPA101 sia leggermente maggiore, e gli intervalli di discretizzazioni più piccoli. Oltre ai test con sinusoidi, a cui i dispositivi operano facilmente,

### 3.4. CONTROLLORE PID

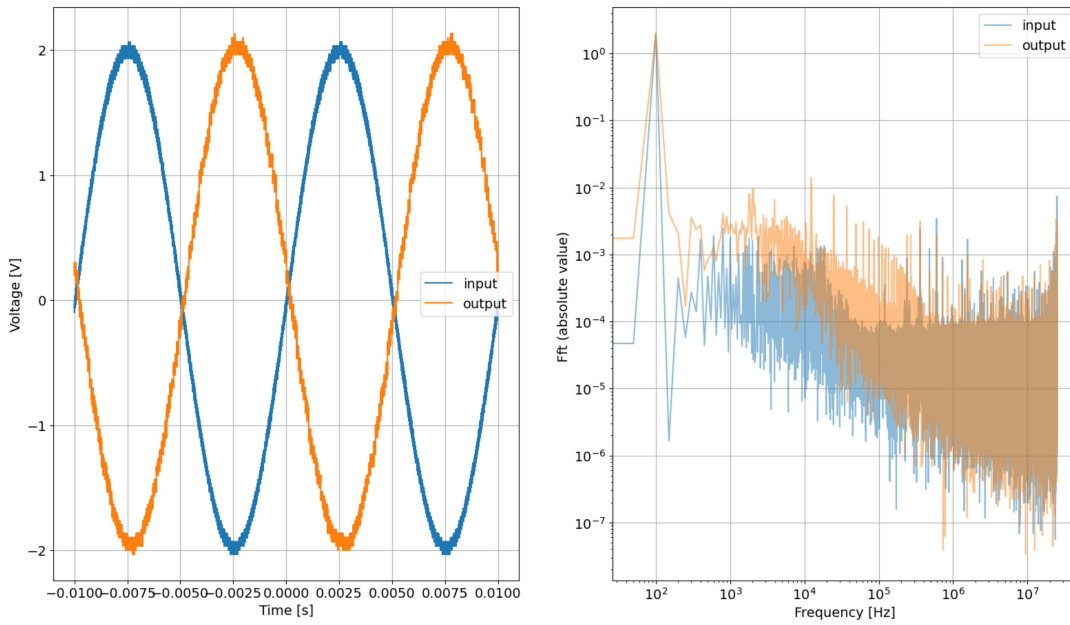


Figura 3.5: Grafico input-output di MEPID con  $p=1$  e una sinusoide di ampiezza picco-picco di 4V

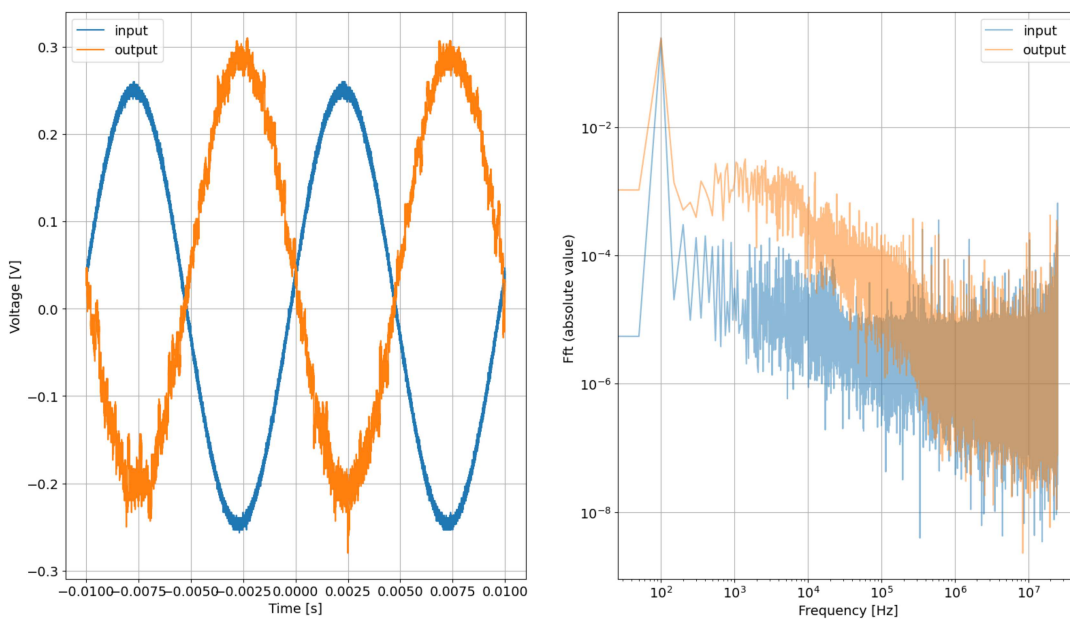


Figura 3.6: Grafico input(blu)-output(arancione) di MEPID con  $p=1$  e una sinusoide di ampiezza picco-picco di 0.5V

abbiamo testato anche l'operazione a voltaggi molto bassi e frequenze molto alte. Si vede dalla figura 3.8, che il MEPID con sinusoidi a 1.7kHz inizia a faticare molto al contrario del KPA101. A potenziali molto piccoli come 40mV il rumore del MEPID diventa molto più notevole come si vede dalla figura 3.9.

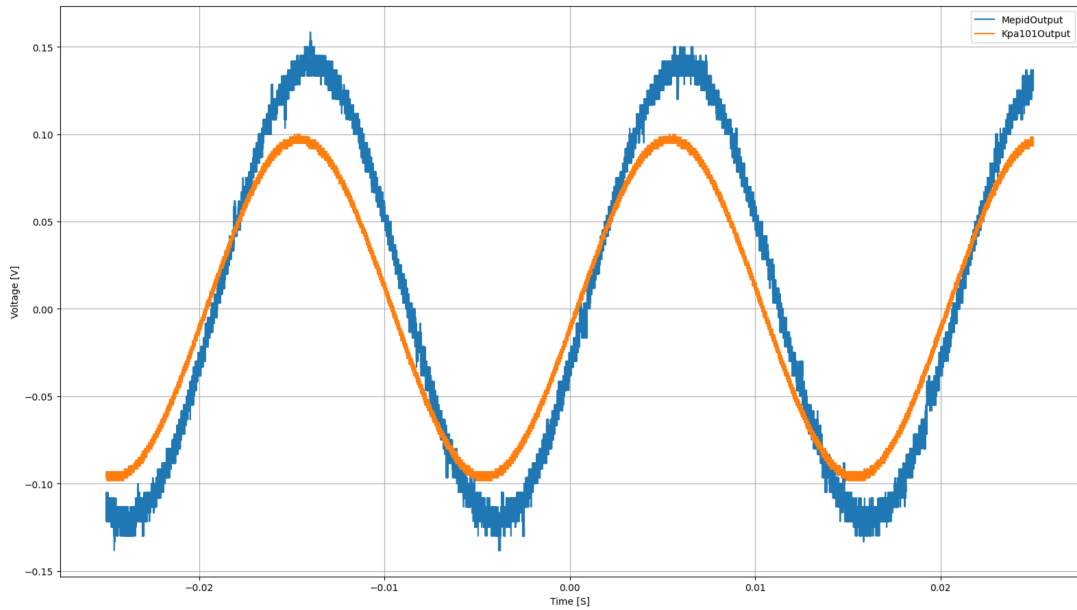


Figura 3.7: grafico di output del MEPID (blu) e del KPA101 (arancione) dando in input la stessa sinusoide da 50Hz

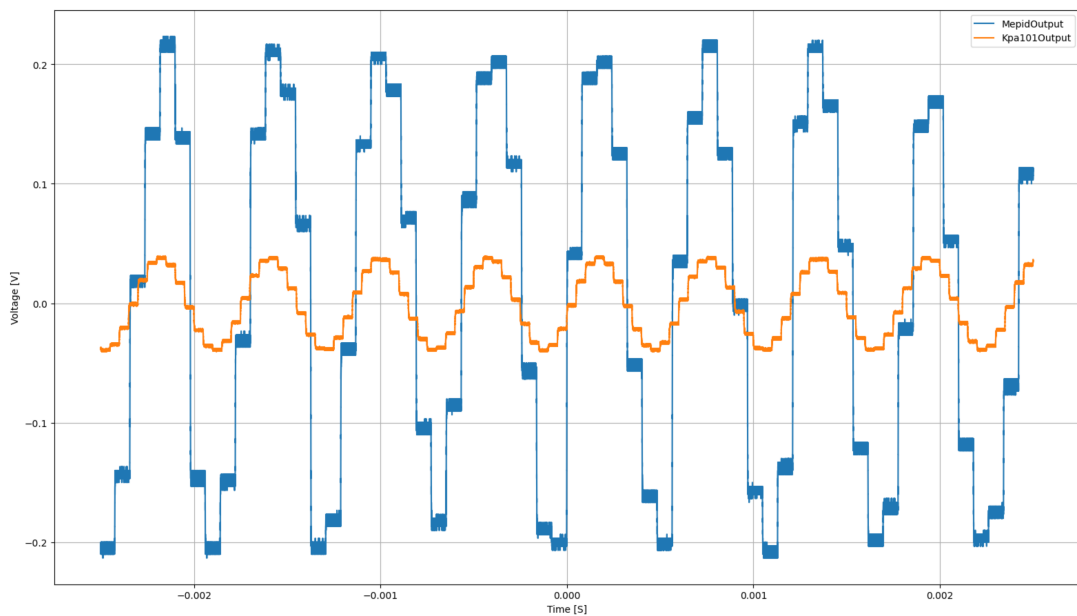


Figura 3.8: KPA101 (arancione) e MEPID (blu) con in input una sinusoide a 1.7KHz

### 3.4. CONTROLLORE PID

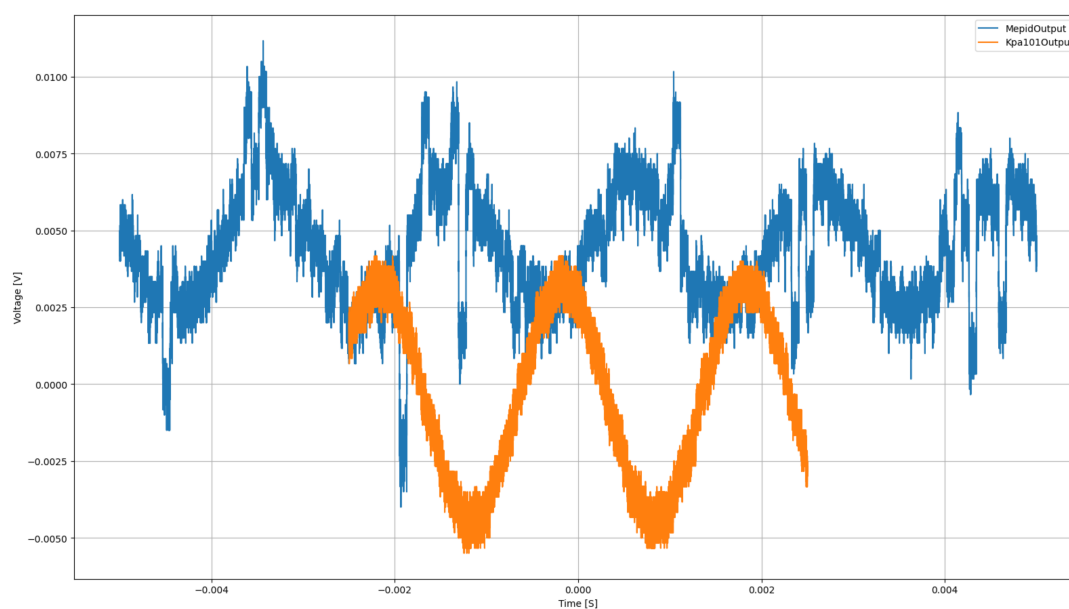


Figura 3.9: KPA101 (arancione) e MEPID (blu) con in input una sinusoide a di ampiezza picco-picco di 40mV

# 4

## Test del sistema con simulatore di turbolenza

### 4.1 SIMULAZIONE DELLA TURBOLENZA IN LABORATORIO

#### 4.1.1 PHASE PLATE

Per poter testare l'efficacia del sistema di controllo sviluppato, è prima necessario capire come simulare della turbolenza in laboratorio. Come visto nella sezione 2.2, la turbolenza può essere vista come una piccola variazione dell'indice di rifrazione dell'aria; quindi, per simulare della turbolenza possiamo far passare il laser attraverso dei materiali con una variazione di indice di rifrazione: più strati possiamo mettere più casuale risulterà la turbolenza. Per questo scopo vengono usate le *phase plates*. Una phase plate è costruita usando due materiali con indici di rifrazione  $n_1$  e  $n_2$  leggermente diversi come mostrato dalla figura 4.1.

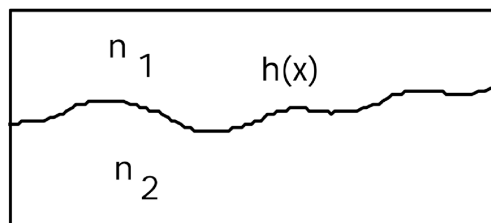


Figura 4.1: Sezione laterale della phase plate, dove due materiali con indici di rifrazione diversi vengono usati per simulare diversi tipi di turbolenze [12]



Figura 4.2: Montature della phase plate con un motore elettrico per poterla ruotare a diverse velocità

La phase plate viene poi fatta ruotare su una montatura come quella in figura 4.2, e con diverse geometrie si ottengono diversi effetti. La velocità di rotazione corrisponde a diverse velocità del vento. Da dei test svolti in laboratorio è stato trovato che la turbolenza generata dalla phase plate corrisponde ad un  $r_0 = 0.6 \pm 0.1$  mm. Nel nostro setup useremo solo una phase plate, in altri esperimenti ne vengono usate diverse in successione [13].

#### **4.1.2** ANALISI DELLA TURBOLENZA PRODOTTA DAL SIMULATORE

Il setup per la turbolenza è rappresentato in figura 4.3. Esso è costituito da un laser in fibra a 980 nm che viene collimato ed espanso (con un beam expander variabile) fino ad una dimensione di circa 20 mm. In seguito, il fascio passa attraverso la phase-plate in movimento e poi incide sul ricevitore. Il ricevitore è composto dai pezzi descritti nel capitolo precedente. L'apertura del ricevitore è una lente di un pollice di focale  $f_1 = 150$  mm a cui segue una lente (sempre da un pollice) di focale  $f_2 = 40$  mm. Il fascio è quindi ridotto di un fattore  $m = 150/40 = 3.7$  ad una dimensione di circa 5.4 mm. Il fascio luminoso viene poi fatto incidere sul FSM, che lo direziona verso un altro specchio e successivamente su una lente di focale  $f_{PSD} = 1$  m. Il fascio focalizzato dalla lente viene raccolto da un PSD. I segnali in output del PSD sono utilizzati come input per il MEPID che regola il funzionamento del FSM in retroazione.

Per valutare l'efficacia del setup nel simulare la turbolenza che effettivamente appare nella realtà, abbiamo raccolto dei dati con solamente la phase plate che girava e senza controllo attivo, ottenendo il grafico riportato in figura 4.4. Da questi dati è possibile calcolare la radice della varianza degli spostamenti registrati dal PSD sul piano focale per i due assi ottenendo:

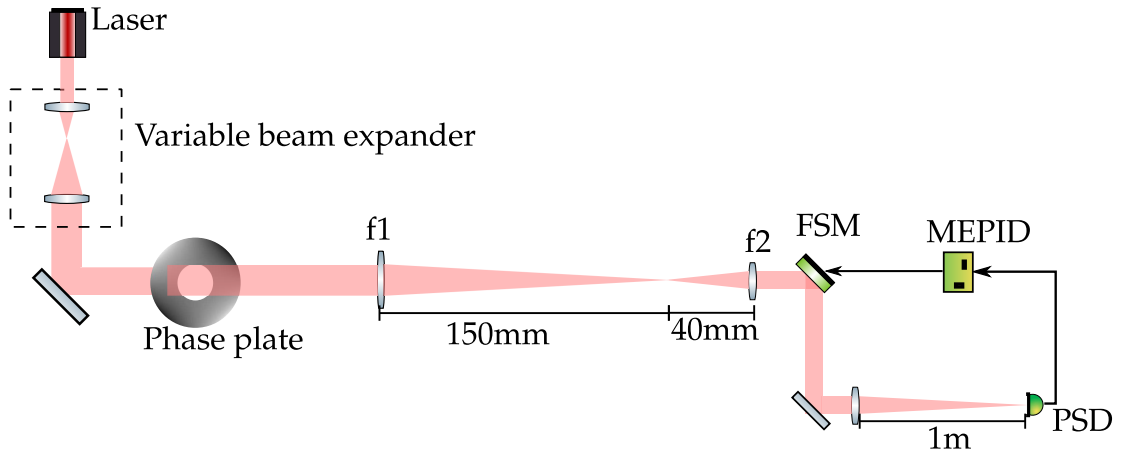


Figura 4.3: Setup utilizzato

$$\sigma_{\delta_x} = \sqrt{\langle \delta_x^2 \rangle} = 0.629 \text{ mm} \quad (4.1)$$

$$\sigma_{\delta_y} = \sqrt{\langle \delta_y^2 \rangle} = 0.488 \text{ mm} \quad (4.2)$$

Tramite la formula

$$\delta = f_{PSD} \alpha_{FSM} \quad (4.3)$$

è possibile calcolare a che angolo di spostamento (inteso sempre come radice della varianza) sul FSM corrispondono queste misure:

In questo modo si arriva alle fluttuazioni

$$\sigma_{\alpha_{inx}} = 167 \mu\text{rad} \quad (4.4)$$

$$\sigma_{\alpha_{iny}} = 130 \mu\text{rad} \quad (4.5)$$

Si nota quindi che le fluttuazioni dell'angolo di arrivo sono almeno due volte superiori di quelle, dell'ordine dei  $50 \mu\text{rad}$  aspettate nel link Montegrande-DEI. Questo fa sì che il setup, con la phase-plate, permetta di testare una situazione che è addirittura più detrimente rispetto a quella che ci si aspetta nel vero esperimento, in cui il controllore MEPID sarà utilizzato.

## 4.2. TEST DEL SISTEMA DI CONTROLLO

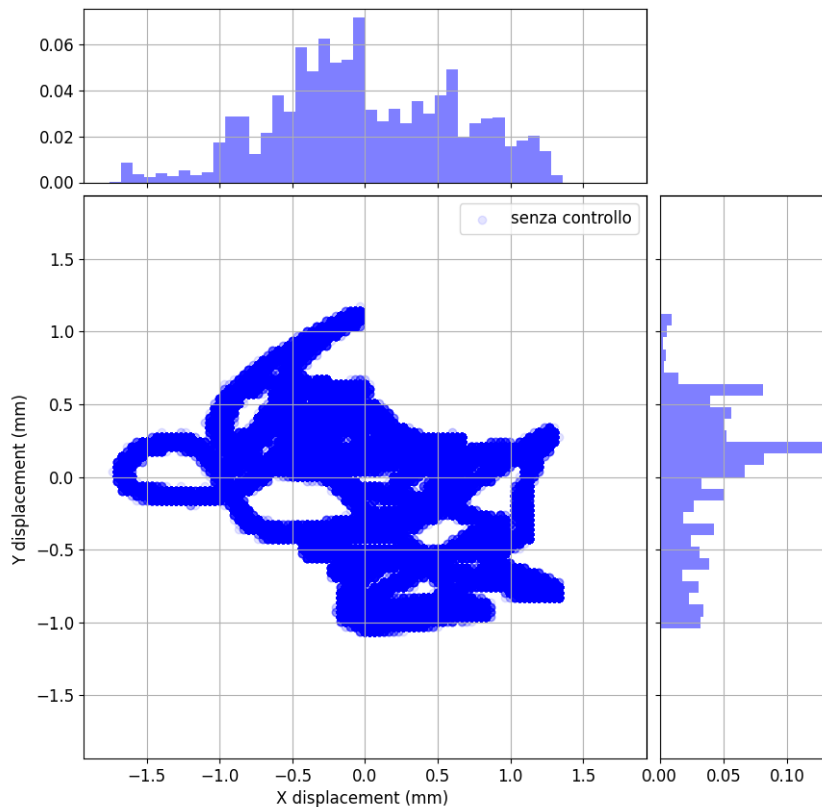


Figura 4.4: Scatter plot che mostra la distribuzione dei punti sul psd con la phase plate attiva e senza controllo

## 4.2 TEST DEL SISTEMA DI CONTROLLO

Ora andremo ad analizzare come performa il sistema di controllo MEPID, valutandone le prestazioni e confrontandole anche con il KPA101

### 4.2.1 CONTROLLORE PID E RISPOSTA ALL'IMPULSO

Durante i nostri test abbiamo trovato che utilizzare un controllore proporzionale e integrativo, con  $p = 0.6$ ,  $i = 0.00001$ , permette di ottenere il maggior rendimento, mentre andando oltre il sistema inizia ad oscillare. Non usiamo il parametro derivativo in quanto rende il sistema instabile; questo può essere dato dal fatto che il segnale ha un certo grado di rumore.

Abbiamo fatto un grafico della risposta all'impulso del MEPID per testare diversi parametri e, come si vede dalla figura 4.5, per parametri con  $p$  inferiori abbiamo un controllo migliore dell'impulso. Il problema deriva dal fatto che, come vedremo, l'impulso non è una buona rappresentazione del tipo di con-



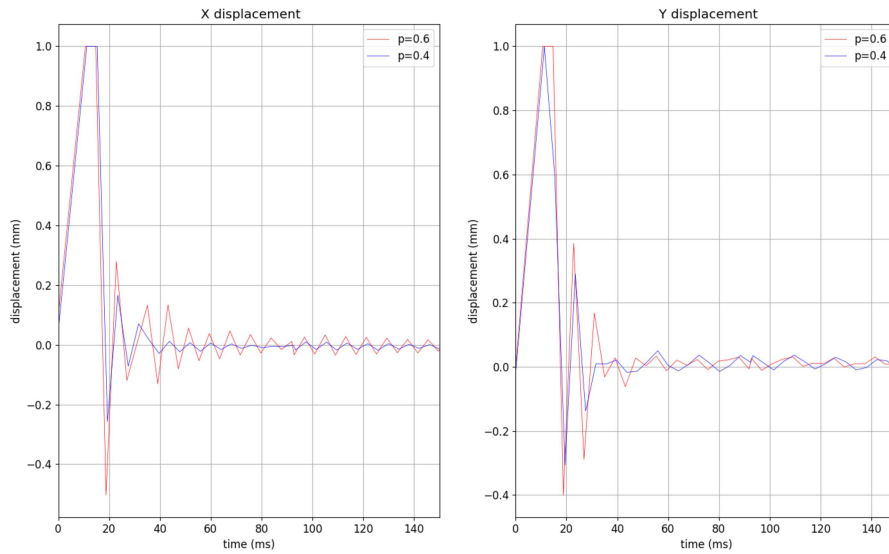


Figura 4.5: Risposta all'impulso per  $p=0.6$  (in blu) e  $p=0.4$  (in rosso), entrambi con  $i=0.00001$

trollo che MEPID deve fare, e nei test di turbolenza avremo risultati migliori con valori di  $p$  più alti.

#### 4.2.2 TEST CON TURBOLENZA

Valutiamo ora le prestazioni del MEPID con la phase plate attiva: In figura 4.6 si vede un esempio con la phase plate che ruota a 60rpm (giri al minuto). Abbiamo i seguenti dati:

$$\begin{aligned}
 \sigma_{\delta_x} &= 0.063mm \\
 \sigma_{\delta_y} &= 0.055mm \\
 \sigma_{\alpha_{in_x}} &= 16\mu rad \\
 \sigma_{\alpha_{in_y}} &= 13\mu rad
 \end{aligned}
 \tag{4.6}$$

Si vede, quindi, che rispetto ai dati senza controllo descritti nella sezione precedente, riusciamo a diminuire le variazioni dell'angolo di arrivo al ricevitore di circa 10 volte. Un'analisi temporale e in frequenza si vede nelle figure 4.7, 4.8, 4.9; in particolare, nell'analisi in frequenza, si nota come il rumore a frequenze più alte sia maggiore con il controllo attivo che senza.

Con la phase plate che ruota a 120rpm (figura: 4.10) abbiamo un calo delle performance, poiché la variazione degli angoli accade più velocemente di quanto si riesce a correggere; questo può essere causato dalla limitata velocità

## 4.2. TEST DEL SISTEMA DI CONTROLLO

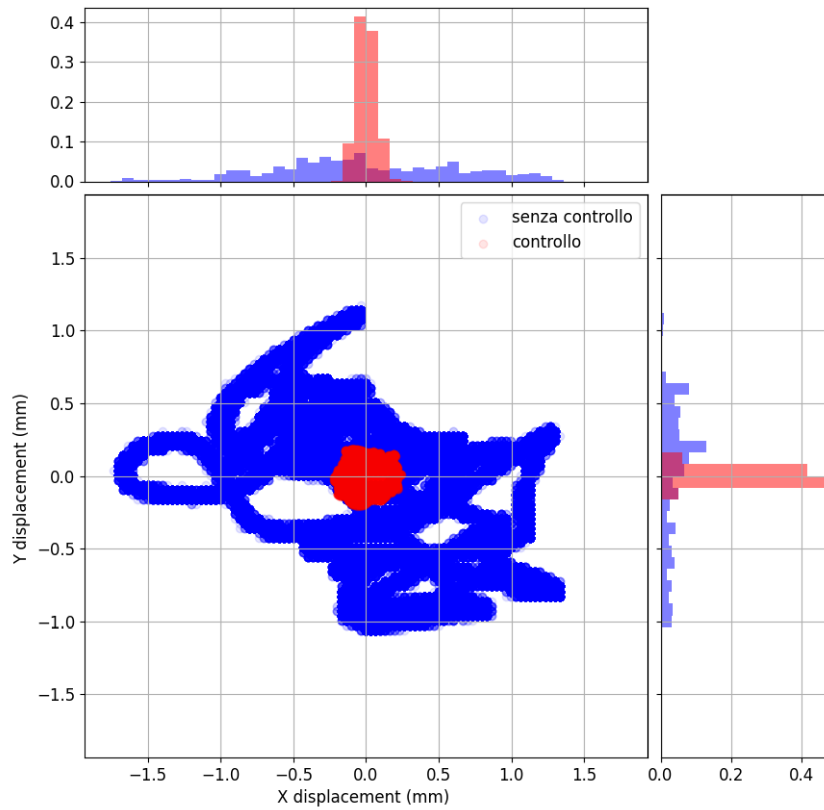


Figura 4.6: scatter plot che mostra la differenza tra con controllo attivo (rosso) e senza controllo attivo (blu)

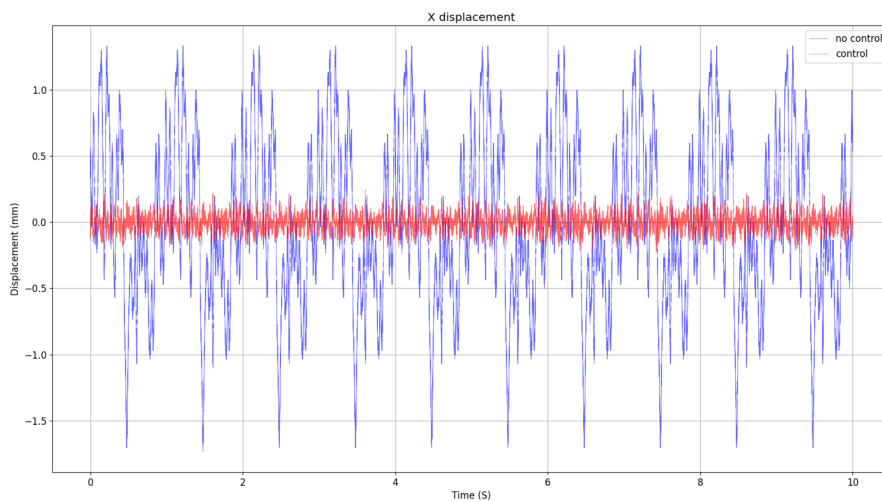


Figura 4.7: spostamento sull'asse x, in rosso con controllo attivo e in blu senza controllo attivo

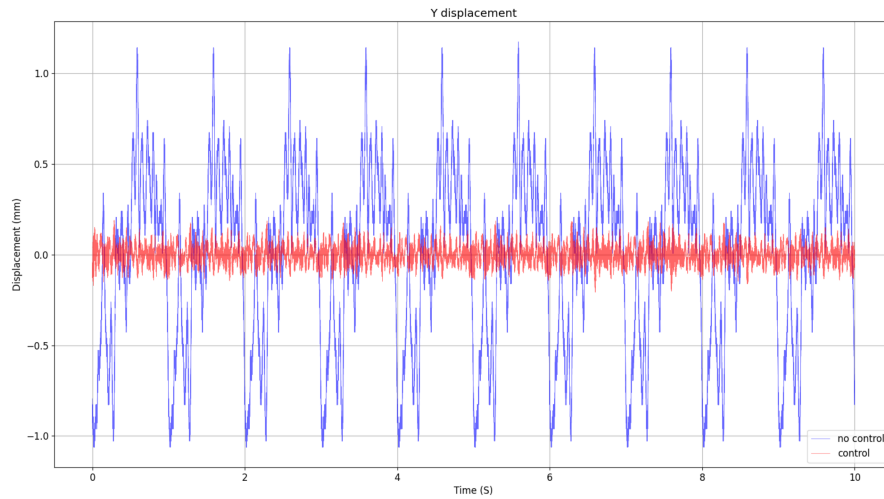


Figura 4.8: spostamento sull'asse y, in rosso con controllo attivo e in blu senza controllo attivo

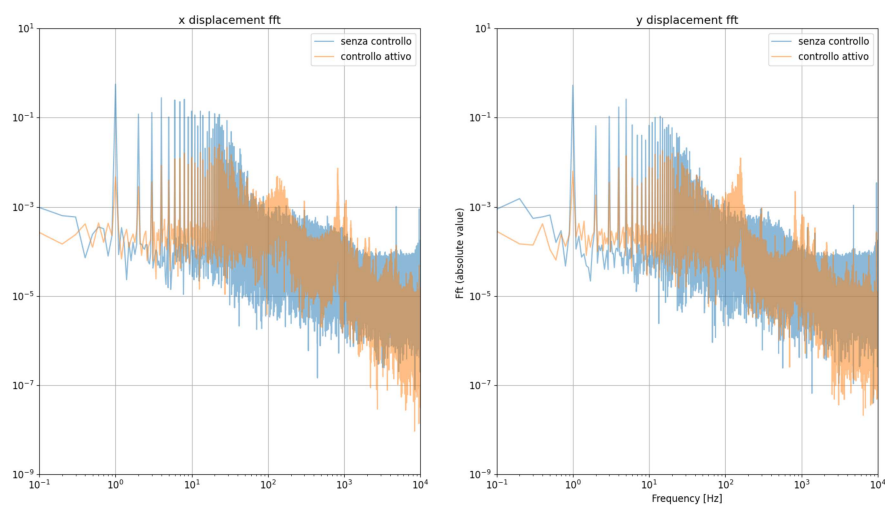


Figura 4.9: trasformata di fourier dei dati a 60 rpm, a sinistra x e a destra y, in blue senza controllo, arancione con controllo attivo

## 4.2. TEST DEL SISTEMA DI CONTROLLO

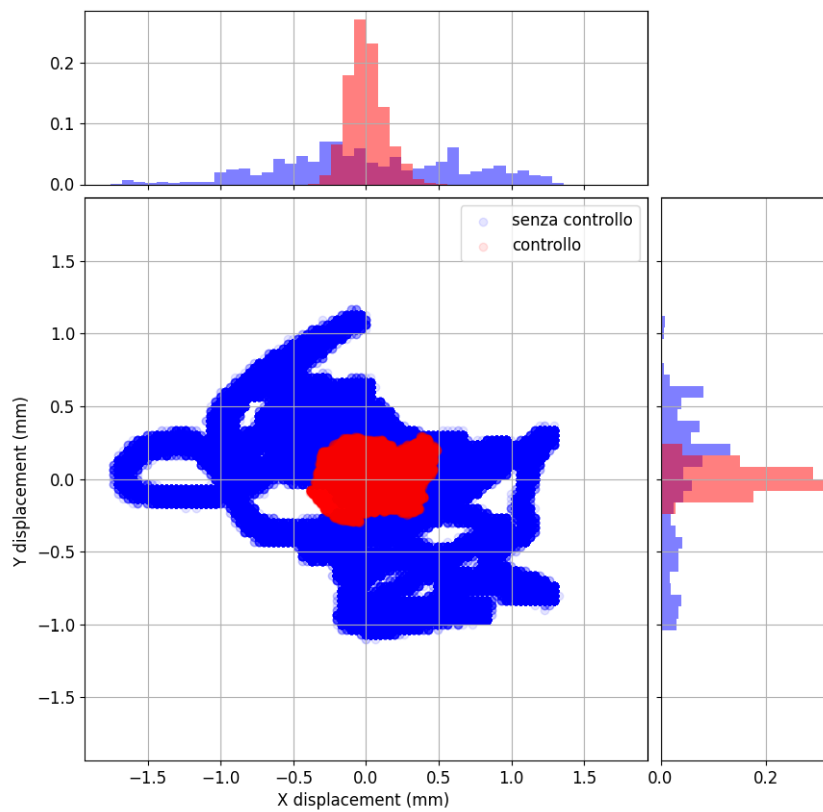


Figura 4.10: scatter plot che mostra la differenza tra con controllo attivo (rosso) e senza controllo attivo (blu) a 120rpm

del fsm, e dalla frequenza del MEPID che non è abbastanza alta. I dati, sotto riportati, sono comunque promettenti, in quanto con il controllo abbiamo una diminuzione negli angoli di arrivo di un fattore 5:

$$\begin{aligned}\sigma_{\delta_x} &= 0.123mm \\ \sigma_{\delta_y} &= 0.091mm \\ \sigma_{\alpha_{inx}} &= 32\mu rad \\ \sigma_{\alpha_{iny}} &= 24\mu rad\end{aligned}\tag{4.7}$$

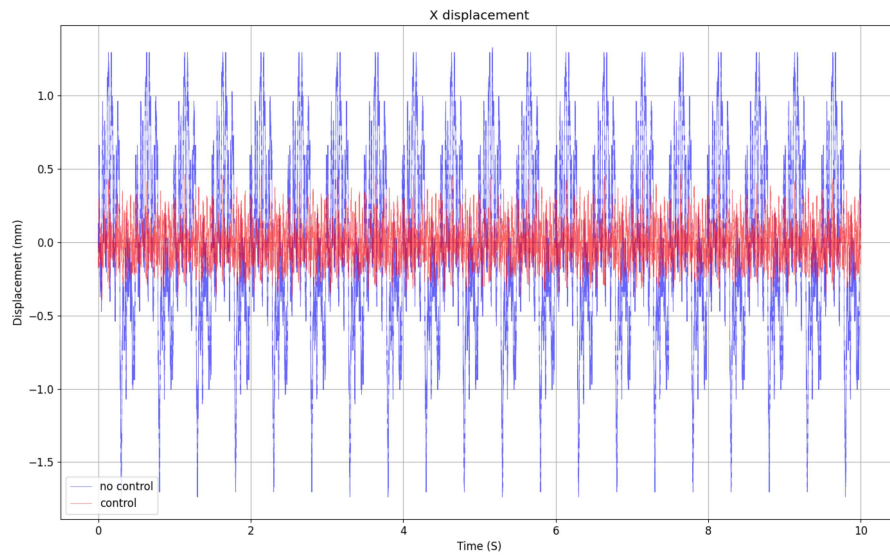


Figura 4.11: spostamento sull'asse x, in rosso con controllo e in blu senza

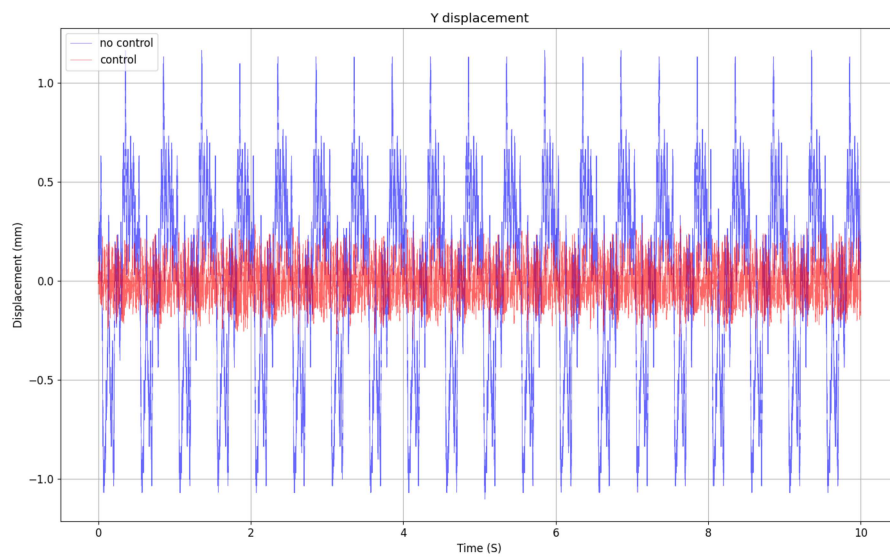


Figura 4.12: spostamento sull'asse y, in rosso con controllo e in blu senza

## 4.2. TEST DEL SISTEMA DI CONTROLLO

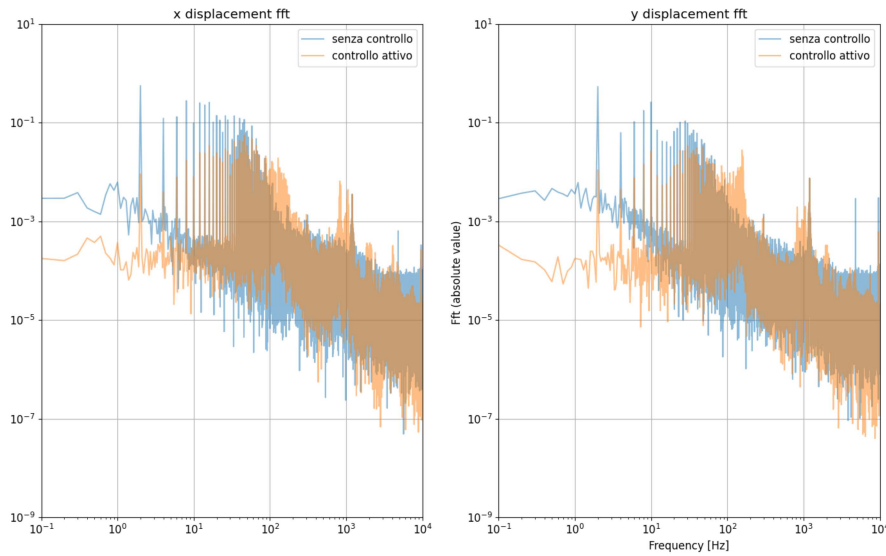


Figura 4.13: trasformata di fourier dei dati a 120 rpm, a sinistra x e a destra y, in blue senza controllo, arancione con controllo attivo

### 4.2.3 CONFRONTO CON KPA101

Il KPA101, grazie alla sua precisione maggiore e alla frequenza più alta vista nella sezione 3.4.4, riesce a superare i risultati del MEPID. Con un setup leggermente diverso (fattore di riduzione  $m = 150/75 = 2$  e  $f_{psd} = 1$  m) e la phase plate che ruota a 60rpm otteniamo i seguenti dati:

$$\begin{aligned}\sigma_{\delta_x} &= 0.023mm \\ \sigma_{\delta_y} &= 0.019mm \\ \sigma_{\alpha_{in_x}} &= 12\mu rad \\ \sigma_{\alpha_{in_y}} &= 9\mu rad\end{aligned}\tag{4.8}$$

Che sono migliori rispetto al MEPID ma di un margine piccolo come si vede dalla figura 4.14

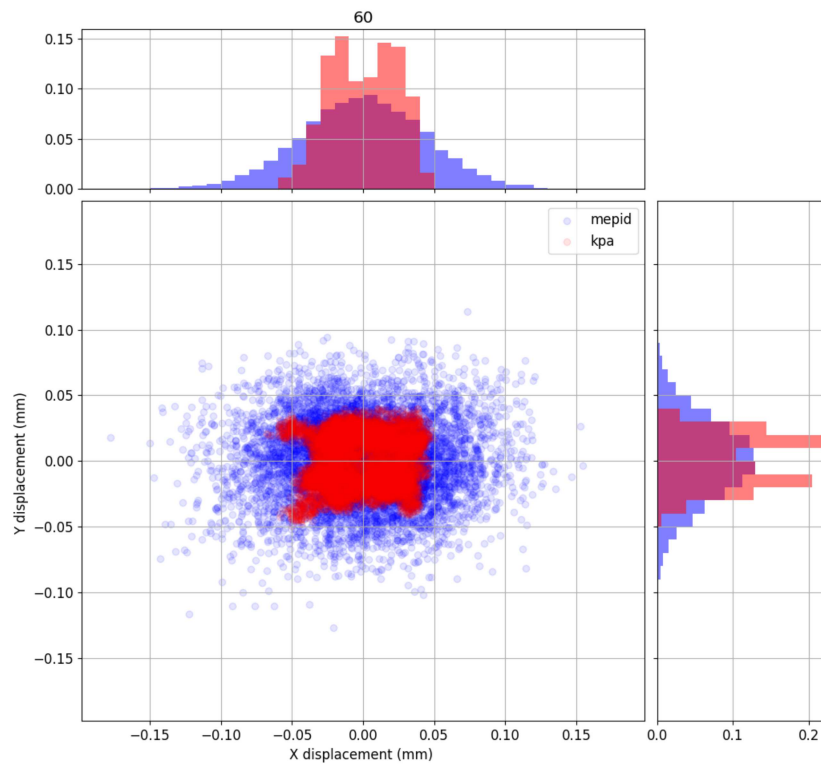


Figura 4.14: scatter plot che mostra la differenza tra KPA101 (rosso) e MEPID (blu) a 60rpm







## Conclusioni

In questa tesi, dopo aver studiato la propagazione di fasci Gaussiani in atmosfera e gli effetti della turbolenza, si è testato un sistema (chiamato MEPID) di correzione tip-tilt sviluppato dal gruppo QuantumFuture e si sono paragonati i risultati ottenuti rispetto a un prodotto commerciale (il KPA101 di Thorlabs).

Si è visto come il MEPID sia un buon punto di inizio per un sistema di correzione degli angoli di arrivo in un ricevitore. Non è ancora in grado di raggiungere i risultati di dispositivi commerciali come il KPA101, tuttavia si possono applicare delle migliorie al sistema per una futura versione:

- Frequenza del pid: dato che il fsm è un dispositivo analogico, avere una frequenza più alta possibile permette di ottenere una risposta più veloce. Oltre ad aggiornamenti dal punto di vista hardware, una pulizia del codice, con una successiva analisi temporale di un ciclo di iterazione, può migliorare le prestazioni.
- Ampliare il numero di bit di precisione nella conversione da digitale ad analogico e viceversa. Nel confronto con il KPA101, che utilizza 16 bit per rappresentare input e output, si è visto che avere più di 12 bit rappresenta un vantaggio nel produrre un segnale più pulito e preciso.
- Velocità del fsm: avere un fsm più veloce permette di correggere fluttuazioni che variano molto temporalmente, permettendo al sistema di lavorare meglio in casi più estremi



## Referenze

- [1] P.W. Shor. «Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring». In: (1994), pp. 124–134. DOI: 10.1109/SFCS.1994.365700.
- [2] Charles H. Bennett e Gilles Brassard. «Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing». In: *Theoretical Computer Science* 560 (dic. 2014), pp. 7–11. DOI: 10.1016/j.tcs.2014.05.025. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.tcs.2014.05.025>.
- [3] Cyril Branciard et al. «Security of two quantum cryptography protocols using the same four qubit states». In: *Physical Review A* 72.3 (set. 2005). DOI: 10.1103/physreva.72.032301. URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysreva.72.032301>.
- [4] Robert Bedington, Juan Mantilla e Alexander Ling. «Progress in satellite quantum key distribution». In: *npj Quantum Information* 3 (lug. 2017). DOI: 10.1038/s41534-017-0031-5.
- [5] M. Avesani et al. «Full daylight quantum-key-distribution at 1550 nm enabled by integrated silicon photonics». In: *npj Quantum Information* 7.1 (giu. 2021). DOI: 10.1038/s41534-021-00421-2. URL: <https://doi.org/10.1038%2Fs41534-021-00421-2>.
- [6] Alessia Scriminich et al. «Optimal design and performance evaluation of free-space Quantum Key Distribution systems». In: (2021). DOI: 10.48550/ARXIV.2109.13886. URL: <https://arxiv.org/abs/2109.13886>.
- [7] Yun-Hong Gong et al. «Free-space quantum key distribution in urban daylight with the SPGD algorithm control of a deformable mirror». In: *Optics Express* 26 (lug. 2018), p. 18897. DOI: 10.1364/OE.26.018897.
- [8] Ronald L. Phillips Larry C. Andrews. *Laser Beam Propagation through Random Media, Second Edition*. 2005. DOI: <https://doi.org/10.1117/3.626196>.

## REFERENZE

- [9] D. L. Fried. «Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion». In: *J. Opt. Soc. Am.* 55.11 (nov. 1965), pp. 1427–1435. DOI: 10.1364/JOSA.55.001427. URL: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-55-11-1427>.
- [10] *STT-25.4 - Tip-Tilt-Mirror Mount*. URL: <https://www.smaract.com/en/opto-mechanics/product/stt-25-4>.
- [11] URL: <https://github.com/mike-matera/FastPID>.
- [12] *Lexitek: Pseudo-random phase plates*. URL: <http://lexitek.com/pdfs/PhasePlatePaper.pdf>.
- [13] Marie-Thérèse Velluet et al. «PICOLO: turbulence simulator for adaptive optics systems assessment in the context of ground-satellite optical links». In: *Environmental Effects on Light Propagation and Adaptive Systems III 11532* (set. 2020), p. 1153207. DOI: 10.1117/12.2573954. URL: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03037592>.

# Ringraziamenti

Questo spazio è dedicato alle persone che mi hanno permesso di arrivare fin qui, supportandomi in questo percorso di crescita.

Un sentito grazie al mio relatore Francesco Vedovato per la grande disponibilità, e per avermi fornito materiale e conoscenze utili alla stesura dell'elaborato.

Ringrazio anche i due correlatori, Francesco Picciariello e Ilektra Karakosta-Amarantidou, per avermi guidato negli esperimenti in laboratorio ed essere sempre disponibili nel caso qualcosa andasse storto.

Grazie a tutti gli altri membri del laboratorio luxor e del gruppo Quantum-Future per i consigli e i momenti passati assieme.

Un ringraziamento speciale a mia nonna Rita, mi hai guidato nella mia vita sin da piccolo, supportandomi ed insegnandomi cosa è giusto e cosa non, consolandomi ed incoraggiandomi se qualcosa andava male; grazie per essere una figura importante nella mia vita.

Grazie ai miei genitori, senza di voi non sarei qua e il vostro supporto ha un valore inimmaginabile per me.

Grazie a mio fratello per sopportarmi in camera quando faccio rumore mentre dorme, spero di essere un buon supporto nella tua vita.

Grazie a tutti i parenti e famigliari che mi hanno seguito in questo percorso, il vostro sostegno mi è molto caro.

Ad Anna e Blerina, le mie amiche più care, è difficile esprimere a parole (soprattutto per uno come me) quanto siete importanti per me; grazie per essere sempre al mio fianco e per i momenti condivisi assieme.

A Nicola, grazie per essere il mio compagno di avventure, per sopportarmi da "*tiltato*" e per tutte le risate fatte assieme, spero continueranno per sempre.

A Matteo, grazie al caso che ci ha fatti incontrare su "*csgo*", la tua personalità solare e tutte le battute rallegrano i momenti più tristi.

A Niccolò, grazie per l'ospitalità e la disponibilità che hai sempre mostrato nei miei confronti, uscire con te è sempre un piacere.

Ad Aster, grazie per esserti aperto con noi, la tua fiducia è molto importante per me e mi ha reso molto felice.

A Giuseppe, grazie per essere un buon amico sempre disponibile, i momenti assieme sono sempre divertenti e spensierati.

A Letizia, grazie per essere stata la mia compagna di bevute, mi sono sempre divertito molto; ti auguro buona fortuna per la tua laurea anche se è solo un'ora dopo la mia!

Grazie al gruppo di compagni di corso, nonostante il covid i momenti passati assieme sono stati molto importanti per me e spero ne passeremo altri.

Grazie a coloro che non scrivo in questo documento per questioni di lunghezza, ma che mi hanno appoggiato nel corso della mia vita, il vostro contributo è estremamente importante per me.