

Università degli Studi di Bari “Aldo Moro” – Dottorato in Fisica XXXI ciclo

# Relazione attività dottorato

## Secondo Anno

Dottorando: *Francesco Di Lena*

Tutor: *Milena D’Angelo*  
*Saverio Pascazio*

### 1 Introduzione

Durante il primo anno di dottorato ho realizzato il primo esperimento di Correlation Plenoptic Imaging (CPI) con luce caotica. L’esperimento ha dimostrato che la CPI è in grado di raggiungere profondità di campo maggiori dei sistemi di imaging standard ed in particolare della plenoptic imaging (PI), la tecnica ottica dalla quale la CPI trae ispirazione. Inoltre, è stato dimostrato che, a differenza della plenottica standard, con la tecnica CPI è possibile conservare, nel piano oggetto, la risoluzione al limite di diffrazione.

Questi esperimenti sono stati effettuati utilizzando dei fotodiodi amplificati, montati su traslatori micrometrici motorizzati. I fotodiodi, per quanto veloci (i Thorlabs PDA36A-EC utilizzati hanno bandwidth massima di  $10\text{ MHz}$ ), sono privi di risoluzione spaziale. I traslatori sono quindi stati utilizzati per scansionare trasversalmente i piani di interesse e misurare le informazioni spaziali ed angolari necessarie ad una misura di CPI. Tutto ciò ha richiesto tempi di acquisizione estremamente lunghi (alcune ore) e di fatto ha limitato le misure ad oggetti con struttura unidimensionale.

L’evoluzione dei sensori con alte risoluzioni spaziali come CMOS (complementary metal-oxide semiconductor), ICCD (intensified charge-coupled device), EMCCD (electron-multiplying charge-coupled device), ha reso possibile utilizzare questi sensori anche in esperimenti di correlation imaging [1].

Durante il secondo anno ho progettato e realizzato un nuovo esperimento di CPI mediante l’utilizzo di una CMOS. Questo esperimento non solo ha prodotto le prime immagini bidimensionali mai ottenute con questa tecnica, ma ha anche portato la CPI a risoluzioni più elevate, avvicinandola ad applicazioni nel campo della microscopia.

In parallelo ho iniziato la progettazione del setup di CPI con fotoni entangled, accompagnata da alcuni esperimenti preliminari di test della camera e dei cristalli birifrangenti a disposizione. È interessante notare che è stato dimostrato che i fotoni entangled provenienti da SPDC possono consentire l’imaging sub-shot-noise, con potenziali applicazioni biomediche. Si cerca di sfruttare

questo ulteriore vantaggio delle coppie di fotoni SPDC per ridurre al minimo il rumore anche nella tecnica CPI [2, 3].

## 2 Prime CPI bidimensionali

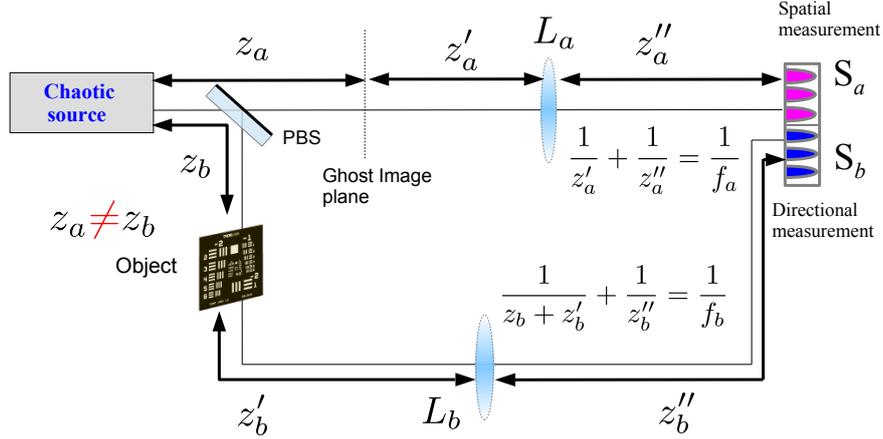


Figura 1: Setup sperimentale utilizzato per il nuovo esperimento di CPI. I sensori spaziali e angolari  $S_a$  e  $S_b$  sono regioni diverse di una camera sCMOS. Rispetto al setup precedente è stato necessario aggiungere la lente  $L_a$  per riprodurre il piano del ghost image sul sensore  $S_a$ .

Nel corso del secondo anno di dottorato è stato ripetuto l'esperimento di CPI con luce caotica sostituendo la coppia di fotodiodi montati su traslatori motorizzati del primo esperimento con una camera CMOS. Il nuovo setup è mostrato in figura 1. La sorgente caotica è ottenuta a partire da un laser CW a singolo modo di lunghezza d'onda  $\lambda = 532 \text{ nm}$  e potenza variabile fino a  $5 \text{ W}$  (Azur Light Systems ALS-532nm-SF). Il fascio, dopo aver attraversato un beam expander che ne aumenta la deviazione standard trasversale a  $\sigma = 1.08 \text{ mm}$ , passa attraverso un filtro polarizzatore, per poi raggiungere un disco di vetro smerigliato rotante a  $0.05 \text{ Hz}$ , a distanza di circa  $4 \text{ cm}$  dal centro. La luce diffusa attraverso il disco viene divisa per mezzo di un beam splitter polarizzatore (PBS); la combinazione di polarizzatore e PBS consente di bilanciare le intensità sui sensori  $S_a$  e  $S_b$ , che sono regioni diverse della stessa camera sCMOS (Hamamatsu ORCA-Flash 2.8 camera C11440-10C), allo scopo di massimizzare il rapporto segnale rumore. Il fascio riflesso passa attraverso l'oggetto di interesse (1951 USAF resolution test target), posto a distanza  $z_b$  dal disco, e si propaga attraverso una lente ( $L_b$ ) di lunghezza focale  $f_b = 300 \text{ mm}$ , per poi raggiungere il sensore angolare  $S_b$  sul quale è riprodotta l'immagine della sorgente con ingrandimento  $M_b = 1$ . Il fascio trasmesso si propaga attraverso una lente ( $L_a$ ) di lunghezza focale  $f_a = 125 \text{ mm}$ , riproducendo sul sensore spaziale  $S_a$ , l'immagine del piano immagine della GI con ingrandimento  $M_a = 1$ . Il piano immagine della GI si trova a  $z_a = 92 \text{ mm}$  dalla sorgente e coincide con il piano oggetto di  $L_a$ . La camera è caratterizzata da pixel di lato pari a  $3.6 \mu\text{m}$ , che sono molto più piccoli della risoluzione spaziale data dal limite

di diffrazione associato all'apertura numerica (NA) più piccola tra quella della sorgente e di  $L_a$ . Altrettanto è vero per la risoluzione angolare, che dipende dalla diffrazione prodotta dai dettagli dell'oggetto ( $\Delta u = \lambda z_b/a$ ), e quindi dall'oggetto scelto e dalla sua posizione assiale  $z_b$ . È stato quindi eseguito un binning dei pixel della fotocamera per abbinare i pixel effettivi  $\delta_x$  (spaziale) e  $\delta_u$  (angolare) con le risoluzioni spaziale e angolare. In particolare, durante l'acquisizione di dati, abbiamo eseguito un binning  $2 \times 2$ , per ottenere  $\delta_x = 7.2 \mu m \simeq \Delta x^f/2$ , con  $\Delta x^f = 14 \mu m$ . Si osserva che la risoluzione del setup precedente era di  $\Delta x^f = 120 \mu m$ .

In fase di elaborazione dei dati, è stato eseguito un ulteriore binning  $10 \times 10$  sulla regione del sensore della camera dedicato alla misura angolare, ottenendo così  $\delta_u = 72 \mu m < \Delta u/2$ . Sono stati acquisiti 50 000 fotogrammi per ciascuna misura ad un frame rate di  $45.4 s^{-1}$ , con un tempo di esposizione pari a  $t_{exp} = 21 \mu s$ . Questo valore corrisponde al tempo minimo consentito dalla fotocamera ed è circa 100 più piccolo del tempo di coerenza della luce prodotta dalla sorgente.

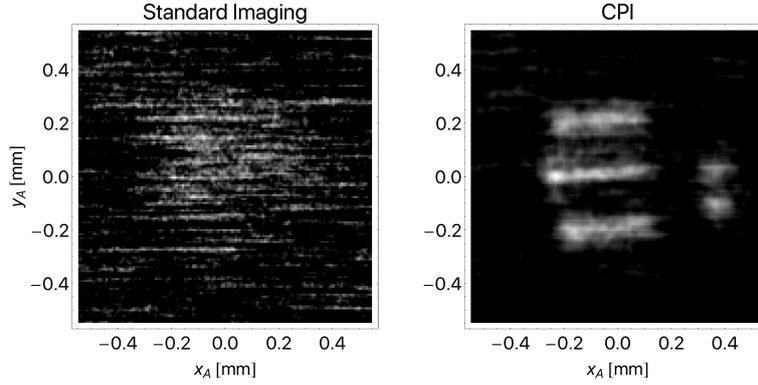


Figura 2: Confronto sperimentale tra l'immagine fuori fuoco ottenuta mettendo l'oggetto (elemento 3 del gruppo 2 del test target USAF 1951) in  $z_b - z_a = 21 mm$  (a sinistra), e la corrispondente immagine CPI rifocalizzata (a destra). In figura 4 questo scenario sperimentale è indicato come misura B.

I fotogrammi acquisiti sono stati elaborati per valutare la correlazione spazio-temporale. La teoria sviluppata prevede che la funzione di correlazione per il setup considerato debba essere [4]:

$$\langle I_a(\boldsymbol{\rho}_a) I_b(\boldsymbol{\rho}_b) \rangle = \left| \int d^2 \boldsymbol{\rho}_o \int d^2 \boldsymbol{\rho}_s A(\boldsymbol{\rho}_o) F(\boldsymbol{\rho}_s) G(\boldsymbol{\rho}_s) \left[ \frac{\omega}{c} \left( \frac{1}{z_b} - \frac{1}{z_a} \right) \right] e^{-i \frac{i\omega}{cz_b} [(\boldsymbol{\rho}_o - \frac{z_b}{z_a} \boldsymbol{\rho}_a) \cdot \boldsymbol{\rho}_s + \boldsymbol{\rho}_o \cdot \frac{\boldsymbol{\rho}_b}{M}]} \right|^2 \quad (1)$$

ottenuta calcolando la parte non banale della funzione di correlazione per il setup di figura 1. A questi dati è stato applicato l'algoritmo di rifocalizzazione [4]:

$$\Sigma^{\text{ref}}(\boldsymbol{\rho}_a) := \int d^2 \boldsymbol{\rho}_b \langle I_a(\boldsymbol{\rho}_a) I_b(\boldsymbol{\rho}_b) \rangle \left( \frac{z_a}{z_b} \boldsymbol{\rho}_a - \frac{\boldsymbol{\rho}_b}{M} \left( 1 - \frac{z_a}{z_b} \right), \boldsymbol{\rho}_b \right), \quad (2)$$

mediante il quale sono state ottenute le immagini rifocalizzate. In figura 2 (destra - misura B) l'elemento 3 del gruppo 2 ( $d = 0.198 mm$ ) del test target è stato posizionato in  $z_b = 103 mm$ .

In figura 3 vengono rifocalizzate le immagini dell'elemento 3 del gruppo 2 posto in  $z_b = 46 \text{ mm}$  (misura A figura 3 sinistra) e l'elemento 4 del gruppo 1 ( $d = 0.354 \text{ mm}$ ) posto in  $z_b = 133 \text{ mm}$  (misura C in figura 3 destra). Dallo studio di figura 4 si capirà meglio la motivazione alla base di queste scelte. Il SNR della misura A è inferiore perché le immagini coerenti misurate in  $z_b = z_a/2$  sono due volte più grandi dell'oggetto, e distribuite su una regione più ampia di quella della regione illuminata; le immagini coerenti sono quindi spesso influenzate da un basso SNR, che si riflette sull'immagine rifocalizzata finale. Per evitare questo problema, la divergenza della sorgente luminosa deve essere progettata per tenere conto di tale spostamento e allargamento.

In Figura, 4(c) la curva tratteggiata bianca e nera rappresenta la predizione dell'ottica geometrica dell'intervallo di perfect refocusing in CPI in fuazione "risoluzione spaziale", valutata come rapporto tra la distanza  $d$  tra due fenditure (di larghezza  $a = d/2$ ) e la risoluzione dell'immagine a fuoco  $\Delta x^f$ .

$$\left| 1 - \frac{z_a}{z_b} \right| < \frac{\Delta x}{\Delta u} = \frac{dz_a/z_b}{\max[\lambda z_b/a, 2\lambda/(M_b NA_b), 2\delta_u/M]} \quad (3)$$

dove  $\Delta x$  è la risoluzione sul sensore  $S_a$  e  $\Delta u$  la risoluzione sul sensore  $S_b$ . Nel lato destro dell'equazione la risoluzione  $\Delta x = dz_a/z_b$  è definita dalla proiezione geometrica dell'immagine della maschera sul piano del sensore. La risoluzione  $\Delta u$  è definita dal più grande tra i contributi associati alla diffrazione dell'oggetto ( $\lambda z_a/a$ ), all'apertura numerica di  $L_b$  e la dimensione del pixel  $\delta_u$  di  $S_b$ . Questi due ultimi termini entrano in gioco solo nel caso di oggetti molto vicini alla sorgente (ad esempio, per  $z_b = 2a/(M_b NA_b)$  e  $z_b = 2\delta_u a/(M\lambda)$ , rispettivamente). La disequazione nella formula 3 rappresenta la condizione di perfect refocusing in plenottica [5] e resta la medesima anche in CPI [4].

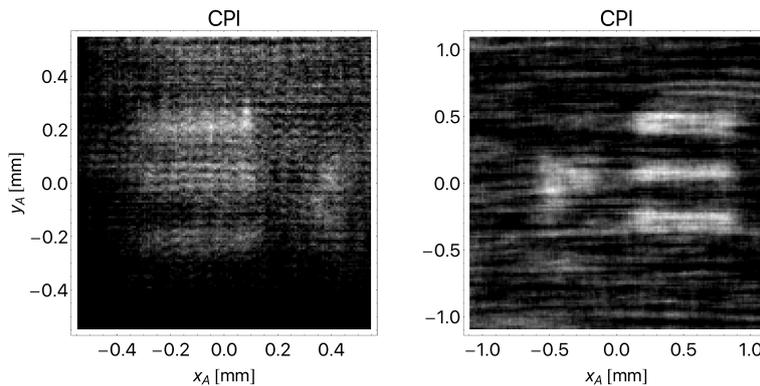


Figura 3: Immagini rifocalizzate ottenute nelle misure A e C della figura 4.

Il density plot in figura 4(c) riporta la visibilità  $V(z_b - z_a, d/\Delta x^f)$  delle immagini di doppie fenditure rifocalizzate mediante CPI. Per confrontare la nuova tecnica sia con l'imaging standard 4(a) che con la plenottica tradizionale (PI) 4(b), è ragionevole ipotizzare che standard imaging e plenottica abbiano una lente principale con apertura numerica uguale a quella della

sorgente caotica, in modo gli elementi di focalizzazione dei sistemi di imaging confrontati abbiano la stessa risoluzione. Per la PI, si considera il caso in cui ci siano  $3 \times 3$  pixel ( $N_u = 3$ ) alle spalle di ciascuna microlente per evitare di compromettere eccessivamente la risoluzione a fuoco. Il confronto delle figure 4 (a), (b) e (c) indica che la CPI combina al meglio i vantaggi dell'immagine standard e plenottica: conserva la risoluzione dell'immagine standard mentre aumenta la DOF anche al di là dei valori tipici di PI standard. I punti A, B e C della Figura 4 rappresentano gli scenari sperimentali corrispondenti ai risultati riportati nelle figure 2 e 3. In tutti e tre i punti la CPI chiaramente garantisce un vantaggio significativo della DOF. In particolare, l'oggetto corrispondente a A e B può essere rifocalizzato da CPI in un intervallo di ampiezza 7 volte superiore rispetto a quanto si possa fare con un sistema di imaging standard, e 2.5 superiore di un dispositivo PI standard caratterizzato da una risoluzione spaziale peggiore di tre volte ( $N_u = 3$ ). Per l'oggetto più ampio, corrispondente al punto C, la DOF massima raggiungibile con la CPI è 4 volte più grande che con un'immagine standard e due volte più grande di quella della plenottica con  $N_u = 3$ .

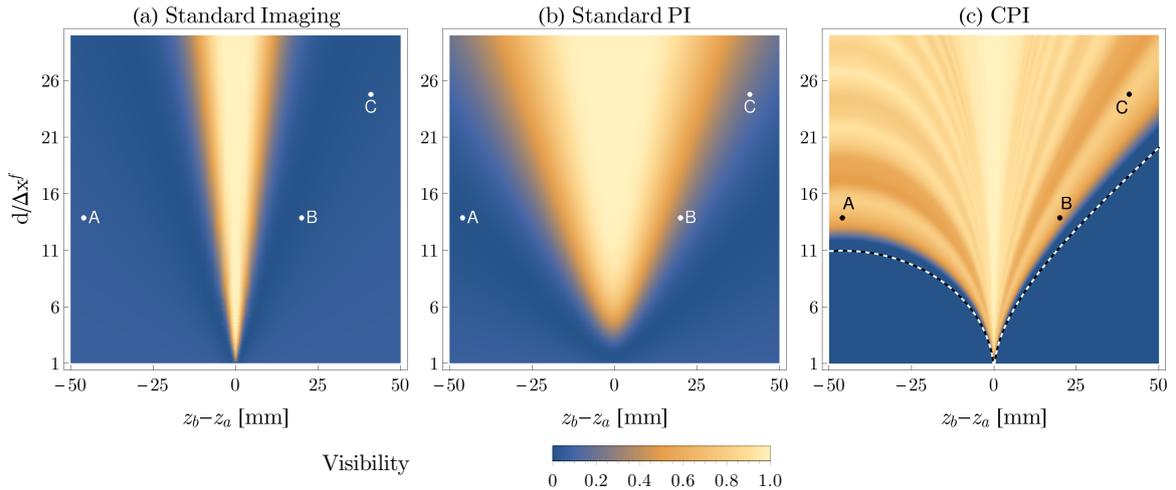


Figura 4: Analisi dell'intervallo di perfect refocusing nel caso di una doppia fenditura ( $d = 2a$ ); la distanza  $d$  tra le fenditure è normalizzata alla risoluzione a fuoco  $\Delta x^f$ . Viene calcolata la visibilità dell'immagine nei casi di immagine standard (a), plenottica tradizionale (b) con  $N_u = 3$  e CPI (c) partendo dalla stessa  $NA$  dell'esperimento. I punti A, B e C corrispondono agli scenari sperimentali riportati nelle figure 2 e 3, mentre la curva tratteggiata in bianco e nero rappresenta il limite geometrico di perfect refocusing.

### 3 CPI con fotoni entangled

Alcuni anni fa il gruppo di ricerca guidato da M. Genovese ha realizzato una serie di esperimenti allo scopo di dimostrare che è possibile superare i limiti dell'imaging classico facendo uso delle proprietà spaziali degli stati quantistici della luce, ed in particolare delle correlazioni quantistiche (entanglement) tra due fasci. In particolare è stato dimostrato che queste correlazioni permettono di ottenere immagini con SNR irraggiungibili dai sistemi classici [2]. L'applicazione

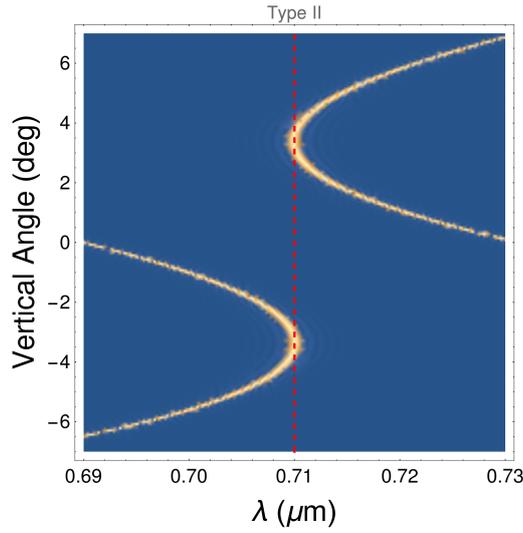


Figura 5: Tuning curves di un cristallo BBO di spessore tagliato per lavorare in modalità beam like con un laser di pompa di lunghezza d’onda pari a  $\lambda = 355 \text{ nm}$ : L’asse ottico è inclinato rispetto alla direzione del fascio di pompa di un angolo pari a  $\theta = 49.5^\circ$ .

di quanto fatto da questo gruppo di ricerca alla CPI è attualmente oggetto di studio, anche grazie ad una collaborazione con due membri del gruppo di ricerca di Genovese. L’esperienza di CPI con fotoni entangled è attualmente in fase di realizzazione.

I fotoni entangled verranno prodotti mediante spontaneous parametric down conversion (SPDC) tipo II, in configurazione “beam like”. In breve il processo di SPDC comporta l’invio di un fascio laser, detto di pompa, su un cristallo birifrangente con asse ottico opportunamente inclinato rispetto al laser. Con un’efficienza compresa tra  $10^{-8}$  e  $10^{-10}$ , l’interazione non lineare all’interno del cristallo porta all’annichilazione del fotone di pompa e alla creazione di una coppia di fotoni (detti signal ed idler) che soddisfano la condizione di corrispondenza di fase:

$$\begin{aligned}\omega_p &= \omega_s + \omega_i \\ \mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i\end{aligned}\tag{4}$$

dove i pedici  $p$ ,  $s$  e  $i$  sono riferiti a pump, signal e idler. In figura 5 sono mostrate distribuzioni di intensità di signal ed idler in funzione dell’angolo di emissione e della lunghezza d’onda, nella configurazione che verrà utilizzata nell’esperienza. Queste curve (dette planar tuning curves) sono calcolate imponendo il phase matching nel piano individuato dall’asse ottico del cristallo e dal laser di pompa. Quando i due fotoni creati sono in stati di polarizzazione tra loro ortogonali il processo è detto di tipo II. Esiste una particolare configurazione di SPDC tipo II, detta “beam like” nella quale le coppie di fotoni signal e idler sono emesse come due fasci circolari separati piuttosto che come coni divergenti. Il vantaggio immediato di questa configurazione rispetto alle altre configurazioni, nelle quali sono richieste piccole aperture per selezionare modi spazialmente coniugati, è che possono essere raccolti quasi tutti i fotoni [6].

Il setup sperimentale è stato progettato utilizzando in parte risultati teorici dell'articolo [7] ed è mostrato in figura 6. Il braccio spaziale ha lo scopo di acquisire l'immagine del piano di messa a fuoco dell'obiettivo, mentre il braccio angolare misura la ghost image della lente dell'obiettivo, che è l'elemento focalizzante del setup. Così come nel caso del esperimento con luce caotica, anche con fotoni entangled, verrà utilizzata una camera singola per raccogliere la luce dai due bracci del setup. La scelta è ricaduta su una EMCCD per via della alta efficienza quantica, del basso rumore, e della possibilità di lavorare vicino al regime di conteggio di fotoni.

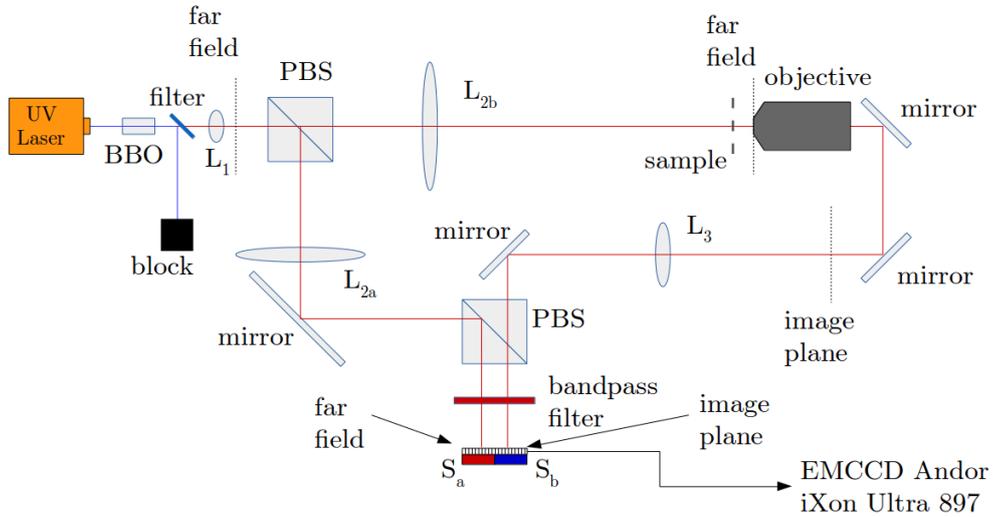


Figura 6: Setup sperimentale progettato per l'esperimento di CPI con fotoni entangled. Come in figura 1 i sensori spaziali  $S_b$  ed angolare  $S_a$  sono regioni diverse di una camera EMCCD. Sul sensore angolare si forma la ghost image della prima lente dell'obiettivo, mentre su quello spaziale l'immagine del piano oggetto dell'obiettivo.

Il laser di pompa  $\lambda = 355 \text{ nm}$ , CW con  $P_{max} = 100 \text{ mW}$  (Coherent Genesis CX 355-10 SLN) incide su un cristallo Borato di Bario ( $BaB_2O_4$ , abbreviato BBO) di profondità (lungo l'asse ottico) di  $7 \text{ mm}$  e dimensioni trasversali  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$  per poi essere fermato da un filtro riflettente. Le coppie di signal ed idler formatesi nel cristallo passano attraverso la lente  $L_1$  di focale  $f_1 = 10 \text{ mm}$ , per poi raggiungere un polarizing beam splitter (PBS) che trasmette i fotoni polarizzati orizzontalmente (per convenzione signal) e riflette quelli polarizzati verticalmente (idler). Le lenti  $L_{2a}$  ed  $L_{2b}$ , di focale  $f_2 = 50 \text{ mm}$  hanno lo scopo di riprodurre l'immagine di far field di  $L_1$  sul sensore della camera (braccio  $a$ ) e sull'obiettivo (braccio  $b$ ), rispettivamente con ingrandimento  $M = 2$ . L'ampiezza dei fasci di signal e idler nel piano focale di  $L_1$  è circa  $1.2 \text{ mm}$  che diventano  $2.4 \text{ mm}$  sul lato angolare del sensore della camera, e sull'obbiettivo. Davanti all'obbiettivo è posizionato il campione da studiare, rappresentato in figura da una doppia fenditura. Infine il piano immagine dell'obiettivo viene spostato da  $L_3$  sul sensore.

Per scegliere i limiti di profondità di campo in base alla risoluzione richiesta si ricorre allo studio (mediante simulazioni) della visibilità  $V$  delle immagini prodotte dalla CPI in funzione della loro posizione assiale e della dimensione dei dettagli che si vogliono risolvere. Queste visibilità

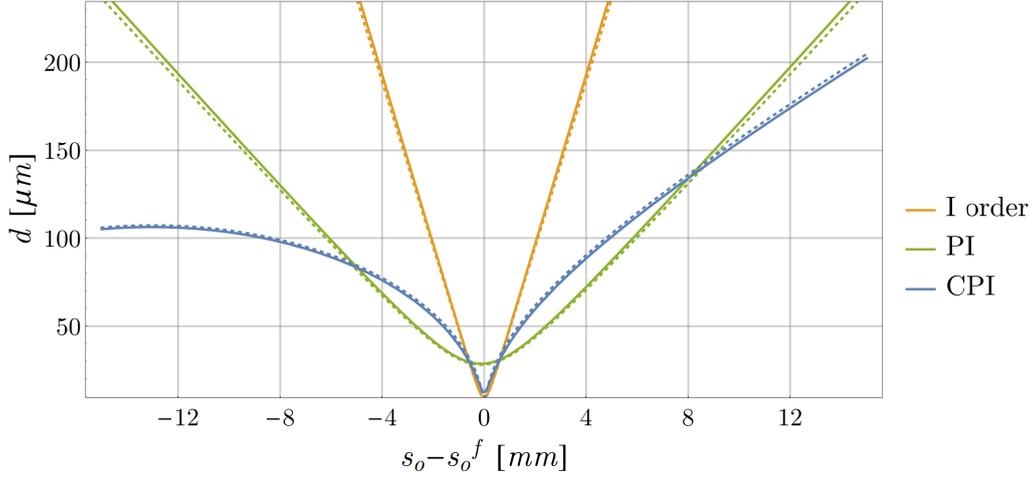


Figura 7: Risoluzione in funzione della posizione assiale dell’oggetto, nel caso dell’immagine al prim’ordine, (giallo), della plenottica, (verde) e della CPI (blu). Le curve continue sono le linee di livello 0.1 della funzione  $V(\Delta z, d)$  dove  $V$  è la visibilità delle immagini di una doppia fenditura ( $a = d/2$ , larghezza = metà della distanza) calcolata per via numerica. Le curve tratteggiate rappresentano invece la larghezza delle PSF. Le tre tecniche vengono confrontate a parità di apertura numerica dell’elemento ottico che focalizza l’immagine.

vengono poi confrontate con quelle calcolate nel caso di immagine al prim’ordine e della plenottica (anche in questo caso a parità di NA). A partire da queste funzioni  $V(s_o - s_o^f, d/\Delta x^f)$  si tracciano le curve di livello che soddisfano  $V = 0.1$ . Il valore 0.1 è scelto in questo modo: dato un sistema ottico che ha risoluzione pari a  $\Delta x$  secondo il criterio di Rayleigh, si vede che sostituendo la PSF sombrero con una gaussiana, a parità di visibilità, la deviazione standard della gaussiana verifica  $\Delta x \simeq 2.8 \sigma_{PSF}$ . Data questa PSF ed una doppia fenditura con distanza tra le fenditure  $d = \Delta x$  ed  $a = d/2$  la visibilità dell’immagine risulta pari al 10%.

Con l’obiettivo considerato nel setup ( $4\times$  con  $NA = 0.1$ ) la risoluzione a fuoco prevista è  $\Delta x^f \simeq 9\mu m$ . Questo valore è ottenuto considerando l’apertura numerica della sola superficie di lente bagnata dal fascio di luce. Da questa risoluzione è stata ottenuta la deviazione standard della PSF gaussiana “equivalente” in base al criterio appena descritto.

In figura 7 sono mostrate queste curve nel caso dell’immagine al primo ordine, della plenottica con  $3 \times 3$  ( $N_u = 3$ ) pixel per microlente e della CPI. Queste sono state confrontate con le risoluzioni previste dalle PSF. Nel caso dell’immagine al primo ordine risulta:

$$\Delta x = 2.8 \frac{\lambda s_o}{2\sqrt{2}\pi\sigma} \sqrt{1 + \frac{4\pi^2\sigma^4}{\lambda^2} (s_o - s_o^f)^2} \quad . \quad (5)$$

Nel caso dell’imaging plenottico questa equazione va modificata con  $\sigma \rightarrow \sigma/N_u$ . In altre parole la plenottica è caratterizzata dalla stessa risoluzione e DOF di un sistema non plenottico, ma con apertura numerica ridotta di un fattore  $N_u$ . Nel caso della CPI risoluzione e DOF sono definite dalla PSF coerente [8]. La figura 7 mostra come la risoluzione della CPI ottenuta per via numerica (curva blu continua) sia, almeno fuori fuoco, collegata (fuori fuoco) alla larghezza del picco centrale della PSF, dato da:

$$\sqrt{\frac{\lambda}{\pi} |s_o - s_o^f|} \quad . \quad (6)$$

Si vede che la risoluzione della CPI, quando l’oggetto non è messo a fuoco dall’obiettivo non dipende dalla deviazione standard dell’apertura dell’obiettivo stesso, a differenza di quanto avviene nell’imaging tradizionale. Inoltre spostando la doppia fenditura fuori fuoco, la risoluzione della CPI peggiora in funzione della radice di  $s_o - s_o^f$  invece che linearmente.

La figura 7 mostra che, sia l’equazione 5 (curve tratteggiate gialla e verde) che l’equazione 6 (curva tratteggiate blu), sono in accordo con le visibilità delle immagini ottenute per via numerica. Così come con luce caotica, anche con le correlazioni di SPDC la CPI ha la profondità di campo nettamente migliore dell’imaging standard, e superiore anche alla plenottica, pur conservando la risoluzione a fuoco al limite di diffrazione.

## 4 Prospettive future

Da quanto visto nei precedenti capitoli i passi successivi possono essere sintetizzati in:

- Studio della CPI con luce caotica applicata alla microscopia.
- Realizzazione dell’esperimento CPI con fotoni entangled.

## 5 Sintesi del secondo anno

Pubblicazioni:

- ✓ Francesco V. Pepe, [Francesco Di Lena](#), Augusto Garuccio, Milena D’Angelo, “Correlation Plenoptic Imaging” *Proc. SPIE*, 10333, 26 June 2017.
- Francesco V. Pepe, [Francesco Di Lena](#), Aldo Mazzilli, Eitan Edrei, Augusto Garuccio, Giuliano Scarcelli, and Milena D’Angelo, “Diffraction-limited plenoptic imaging with correlated light ” *In fase di revisione (Physical Review Letters)*.

Scuole:

- ✓ “Correlation Plenoptic Imaging” (poster), “International Training School - Beyond Conventional Tissue Imaging”, Bari 22 - 24 febbraio 2017.
- ✓ “Correlation Plenoptic Imaging” (poster), “9<sup>th</sup> Optoelectronics and Photonics Winter School” Folgaria (TN) 26 Marzo - 01 aprile 2017.

Conferenze:

✓ “Imaging plenottico con misure di correlazione” (presentazione), 103 congresso nazionale della SIF, Trento 14 - 15 settembre 2017.

✓ Partecipazione al 37 congresso SISFA, Bari 26 - 29 settembre 2017.

Altre attività:

✓ Visita guidata ai laboratori imaging e quantum technologies, Conferenza Italiana Studenti di Fisica, Bari 11 - 12 maggio 2017.

✓ Esami terminati.

## Riferimenti bibliografici

- [1] G. Brida, L. Caspani, A. Gatti, M. Genovese, A. Meda, and I. R. Berchera, “Measurement of sub-shot-noise spatial correlations without background subtraction,” *Physical Review Letters*, vol. 102, no. 21, p. 213602, 2009.
- [2] G. Brida, M. Genovese, and I. R. Berchera, “Experimental realization of sub-shot-noise quantum imaging,” *Nature Photonics*, vol. 4, no. 4, pp. 227–230, 2010.
- [3] A. Meda, E. Losero, N. Samantaray, F. Scafirimuto, S. Pradyumna, A. Avella, I. Ruo-Berchera, and M. Genovese, “Photon-number correlation for quantum enhanced imaging and sensing,” *J. Opt.*, vol. 19, no. 094002, p. 094002, 2017.
- [4] M. D’Angelo, F. V. Pepe, A. Garuccio, and G. Scarcelli, “Correlation plenoptic imaging,” *Physical Review Letters*, vol. 116, no. 22, p. 223602, 2016.
- [5] R. Ng, M. Levoy, M. Brédif, G. Duval, M. Horowitz, and P. Hanrahan, “Light field photography with a hand-held plenoptic camera,” *Computer Science Technical Report CSTR*, vol. 2, no. 11, pp. 1–11, 2005.
- [6] Y.-H. Kim, “Quantum interference with beamlike type-ii spontaneous parametric down-conversion,” *Physical Review A*, vol. 68, no. 1, p. 013804, 2003.
- [7] F. V. Pepe, F. Di Lena, A. Garuccio, G. Scarcelli, and M. D’Angelo, “Correlation plenoptic imaging with entangled photons,” *Technologies*, vol. 4, no. 2, p. 17, 2016.
- [8] F. V. Pepe, G. Scarcelli, A. Garuccio, and M. D’Angelo, “Plenoptic imaging with second-order correlations of light,” *Quantum Measurements and Quantum Metrology*, vol. 3, no. 1, pp. 20–26, 2016.