

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA

Corso di Laurea in Ingegneria delle Telecomunicazioni

PS-OCT

(TOMOGRFIA A COERENZA OTTICA SENSIBILE ALLA
POLARIZZAZIONE)

Laureando

Paolo Rossignoli

Relatore

Prof. Luca Palmieri

ANNO ACCADEMICO 2014/2015

Indice

1	Introduzione alla tecnologia OCT	1
2	Principi fisici	5
2.1	Coerenza	5
2.2	Interferometria e interferometro di Michelson	8
2.2.1	Interferenza di un'onda monocromatica	9
2.2.2	Interferenza di due onde monocromatica	12
2.2.3	Coerenza parziale con sorgente a frequenze continue	14
2.3	Onde elettromagnetiche	17
2.3.1	Spettro elettromagnetico	17
2.3.2	Polarizzazione	17
2.3.3	Sfera di Poncairé	22
2.3.4	Fibre ottiche	25
3	Tomografia a coerenza ottica	31
3.1	Swept Source OCT	33
3.2	OCT sensibile alla polarizzazione	36
3.2.1	Proprietà di polarizzazione del tessuto	36
4	Progetto e setup sperimentale	39
4.1	Descrizione dei componenti	39
4.1.1	Lenti	39
4.1.2	Optical Backscatter Reflectometer (OBR)	41
4.1.3	Dispositivo di traslazione	43
4.1.4	Controllore di polarizzazione	43
4.1.5	Circolatore a tre porte	44
4.1.6	Beam splitter	45
4.2	Tipi di implementazione	46
4.2.1	Modalità di misura sensibile alla polarizzazione	46
4.2.2	Principi teorici	50
4.3	Setup sperimentale	53

4.3.1	Interferometro ad-hoc a tre percorsi	53
4.3.2	Interferometro con controllore di polarizzatore	55
4.4	Caratterizzazione della PMD	56
5	Risultati sperimentali PS-OCT	65
5.1	PS-OCT su scotch con l'interferometro 1	67
5.2	PS-OCT su scotch con l'interferometro 2	73
5.3	PS-OCT su zebrafish con l'interferometro 1	77
5.4	PS-OCT su sezioni di zebrafish con l'interf. 1	82
5.4.1	Scansione della sezione 1	82
5.4.2	Scansione della sezione 2	85
6	Conclusioni	89
	Bibliography	92

Sommario

La tomografia a coerenza ottica sensibile alla polarizzazione (PS-OCT) è un'estensione funzionale della convenzionale tomografia a coerenza ottica (OCT) e può valutare la birifrangenza dei tessuti oltre all'intensità. La maggior parte dei sistemi PS-OCT esistenti sono relativamente complessi e la loro traslazione clinica risulta difficile. In questa tesi verrà presentato un sistema PS-OCT tutto in fibra, semplice e robusto, basato sulla tecnologia a sorgente sintonizzabile (swept source). Il sistema è stato dimostrato prima con un campione di scotch, di cui si conosce la proprietà di birifrangenza, e successivamente su un campione di zebrafish.

Capitolo 1

Introduzione alla tecnologia OCT

La tomografia a coerenza ottica (OCT) è una tecnica di imaging trasversale ad alta risoluzione per i tessuti biologici con diversi vantaggi, quali la non invasività e la misurazione senza contatto. Le diverse applicazioni cliniche sono ad esempio l'oftalmologia, la cardiologia e la dermatologia [1]. Questa modalità di imaging è consolidata per la diagnosi di malattie oculari. In aggiunta all'OCT oftalmico, l'OCT può essere utilizzato con un catetere tramite l'utilizzo di sonde in fibra ottica; questo è diventato rapidamente uno strumento utile nell'imaging cardiovascolare per la diagnosi di malattie arteriose coronariche e nell'imaging endoscopico per la valutazione di patologie gastrointestinali. L'OCT convenzionale genera immagini di intensità e quindi ha una capacità limitata a differenziare direttamente i tipi di tessuto. L'OCT sensibile alla polarizzazione (PS-OCT) è un'estensione funzionale dell'OCT e può valutare le proprietà di polarizzazione della luce in profondità per fornire un contrasto addizionale al tessuto in esame. Infatti il ritardo di fase tra le polarizzazioni cambia nei tessuti birifrangenti, mentre non cambia in quelli non birifrangenti. Lo stroma corneale, la sclera e gli strati di fibra dei nervi della retina, così come il muscolo, tendini, nervi, ossa, cartilagine e denti sono noti per esporre birifrangenza. L'alterazione della birifrangenza dei tessuti è spesso associata con la progressione di malattie. Per esempio, la perdita della birifrangenza degli strati di fibra dei nervi della retina è osservata durante la fase iniziale del glaucoma, una delle principali cause di cecità. Il PS-OCT ha trovato molte applicazioni, includendo l'imaging dell'occhio anteriore e posteriore, della pelle, la valutazione dei danni termici e bruciature, l'imaging dentale e la caratterizzazione di placche aterosclerotiche [2].

Sin dalla prima dimostrazione nel 1992, sono stati sviluppati differenti sistemi PS-OCT. Generalmente i sistemi PS-OCT possono essere divisi in due categorie, a seconda della conoscenza esatta dello stato di polarizzazione

della luce incidente sul campione [2].

La prima categoria, il PS-OCT di tipo 1, controlla precisamente lo stato di polarizzazione della luce incidente sul campione. La configurazione più comune è illuminare il campione con luce polarizzata circolarmente. Utilizzando un rilevatore sensibile alla polarizzazione, l'informazione della birifrangenza dei tessuti può essere estratta dal rapporto di intensità tra i canali di polarizzazioni orizzontale e verticale rilevati. Il PS-OCT di tipo 1 è adatto per implementazioni nello spazio libero perchè è più semplice controllare gli stati di polarizzazione. Invece, per quanto riguarda i sistemi basati su fibra, gli stati di polarizzazione di ingresso e uscita sono generalmente sconosciuti a causa della birifrangenza nelle fibre a singolo modo (SM), e può variare durante la procedura di imaging. Una possibile soluzione è l'uso di fibre a mantenimento di polarizzazione (PM) e accoppiatori PM per preservare gli stati della luce incidente e di uscita. Tuttavia, le fibre PM introducono un ritardo della dispersione dei modi di polarizzazione (PMD) tra le componenti di polarizzazione lungo gli assi lento e veloce. Si renderà quindi necessaria una compensazione che può essere fatta via hardware o via software post-processing.

In confronto, nel PS-OCT di tipo 2 il campione è illuminato con due o più stati di polarizzazione senza la conoscenza dell'esatto stato di polarizzazione (SOP) della luce incidente, ed è particolarmente adatto per sistemi OCT basati su fibra. I diversi SOPs possono essere acquisiti sequenzialmente [3] o simultaneamente attraverso l'uso di modulatori elettro-ottici [4] o traslatori di frequenza acusto-ottici [5]. L'acquisizione sequenziale sacrifica la velocità di imaging e richiede una stabilità della birifrangenza nel sistema tra i successivi A-scan. Misure simultanee dei diversi segnali polarizzati superano queste limitazioni, sebbene ci sia un livello segnale-rumore (SNR) maggiore. Recentemente è stata dimostrata la moltiplicazione di polarizzazione passiva, attraverso la codifica degli stati di polarizzazioni su diverse profondità con un singolo A-Scan [6], [7]. La moltiplicazione passiva non richiede componenti di modulazione attivi o controlli di sincronizzazione sofisticati, ed è semplice da implementare.

La commercializzazione dell'OCT e traslazioni cliniche hanno già avuto un grande successo durante gli ultimi 20 anni, specialmente nel campo dell'imaging oculare e cardiovascolare. Tuttavia, nonostante l'avanzamento tecnologico e l'interesse clinico, la traslazione clinica del PS-OCT ha avuto difficoltà e la commercializzazione del PS-OCT è rara. Una delle ragioni è l'alta complessità dei sistemi PS-OCT esistenti. Per esempio, il PS-OCT in spazio libero è suscettibile a disallineamenti rendendo difficile l'operato nell'ambiente clinico. I sistemi PS-OCT di tipo 2 richiedono tipicamente sofisticati controlli di sincronizzazione, e hanno alti requisiti per la stabilità

della fase e dell'SNR del sistema. Questi fattori limitano la traslazione clinica del PS-OCT.

In questa tesi viene presentato un sistema PS-OCT tutto in fibra, semplice e robusto, basato sulla tecnologia a sorgente tunabile (SS-PS-OCT). Per questo, vengono descritti prima i principi fisici che stanno alla base del funzionamento della strumentazione, poi viene descritto come è stato ottenuto il setup sperimentale. Poi verranno spiegati i principi che stanno dietro alla rilevazione della birifrangenza per infine testare il sistema su un composto inorganico, lo scotch, e un piccolo pesce, lo zebrafish.

Capitolo 2

Principi fisici

In questo capitolo si vogliono presentare i principi fisici di elettromagnetismo che stanno alla base della tecnica OCT e che influenzeranno le prestazioni del sistema finale.

Verrà innanzitutto introdotto il concetto di coerenza, condizione necessaria per lo studio dell'interferenza tra onde. Verranno poi scritti alcuni richiami delle onde elettromagnetiche, in particolare dei modelli usati per valutarne polarizzazione. Infine si parlerà della radiazione in fibra ottica.

2.1 Coerenza

La coerenza è un argomento complesso, ma una condizione che deve essere soddisfatta nel progetto di un OCT. In questa sezione verrà fatto un quadro generale del fenomeno [8].

Un inizio ragionevole è la seguente definizione:

...l'ampiezza e la fase della luce subiscono fluttuazioni molto più rapide da seguire per l'occhio o rivelatori fisici ordinari. Se due fasci sono originati da una stessa sorgente, le loro fluttuazioni sono in genere correlate, e i due fasci sono detti completamente o parzialmente coerenti, a seconda che la correlazione sia completa o parziale. [9]

Detto in modo meno accurato, la coerenza può anche essere immaginata come il grado di correlazione che esiste tra le fluttuazioni di due fasci interferenti. La conoscenza della generazione della luce è utile nella comprensione della coerenza. Le sorgenti di luce nel mondo reale sono complicate e non sono mai perfettamente monocromatiche: le sorgenti laser sono quasi monocromatiche. Le ragioni di questo sono diverse e richiedono di capire come viene generata la luce. In generale, la luce è prodotta dalla transizione di un elettrone di

una molecola o di un atomo da uno stato energetico più alto ad uno più basso. Inizialmente l'energia deve essere assorbita per raggiungere questo stato energetico più alto. L'emissione della luce non è continua ma occorre su un periodo tra circa 10^{-8} a 10^{-9} secondi. Queste piccole pulsazioni oscillanti vengono riferite a "treni di onde".

Una delle ragioni della non completa monocromaticità della luce è che, mentre gli atomi sono nello stato eccitato, loro stanno collidendo. L'effetto di queste collisioni generalmente si traduce nella perdita (o in qualche caso guadagno) di energia. Dato che la frequenza della luce è direttamente proporzionale all'energia ($E = hf$), le collisioni comportano modifiche nella frequenza della luce emessa, generando quindi luce policromatica o contenente frequenze (lunghezze d'onda) multiple. Un altro meccanismo attraverso il quale è ampliato l'intervallo delle frequenze della luce emessa è l'effetto Doppler, che si verifica con l'iterazione della luce con un oggetto in movimento. Dato che gli atomi, nell'emissione della luce, sono in movimento in varie direzioni, la frequenza della luce emessa non è sempre la stessa. Queste sono le due ragioni principali del perché la luce non si propaga mai con un'unica lunghezza d'onda (o un'unica frequenza).

Per un approccio qualitativo della coerenza, si osservi l'emissione di due treni d'onda. Questi sono emessi da due differenti atomi in tempi leggermente diversi così da avere qualche sovrapposizione, ma non completa (figura 2.1 (a)). C'è anche una piccola differenza nelle frequenze. Se le misure sono fatte ai punti B, C e D, si trova un risultato identico. Invece, il risultato sulle misure ai punti A e E è diverso. Il periodo di tempo sul quale la misura è costante è conosciuto come il tempo di coerenza. La distanza percorsa dalla luce entro questo tempo, che è data dal prodotto del tempo di coerenza e la velocità della luce, è chiamata lunghezza di coerenza.

Ora osserviamo i quattro treni d'onda nella figura 2.1 (b). Ancora, i treni d'onda sono della stessa lunghezza ma emessi in tempi differenti e tutti con frequenze leggermente diverse. Ora, il periodo di tempo sul quale una misura sulle caratteristiche del fascio dà lo stesso risultato è diminuito (solo nei punti C e D). Quindi, si dice che il tempo e la lunghezza di coerenza sono minori rispetto ad (a).

In una sorgente di onde continua reale (cw - continuous wave) usata per l'OCT, la luce è emessa da molti atomi in modo che l'intensità media totale sia relativamente costante. Così, dato che l'intensità non varia drasticamente, è l'ammontare delle frequenze e fasi differenti del fascio che influenza la lunghezza di coerenza. Una sorgente con un piccolo numero di frequenze, come un laser, avrà un tempo di coerenza molto alto, simile all'emissione da due atomi. Una sorgente con un ampio intervallo di frequenze (sorgenti a

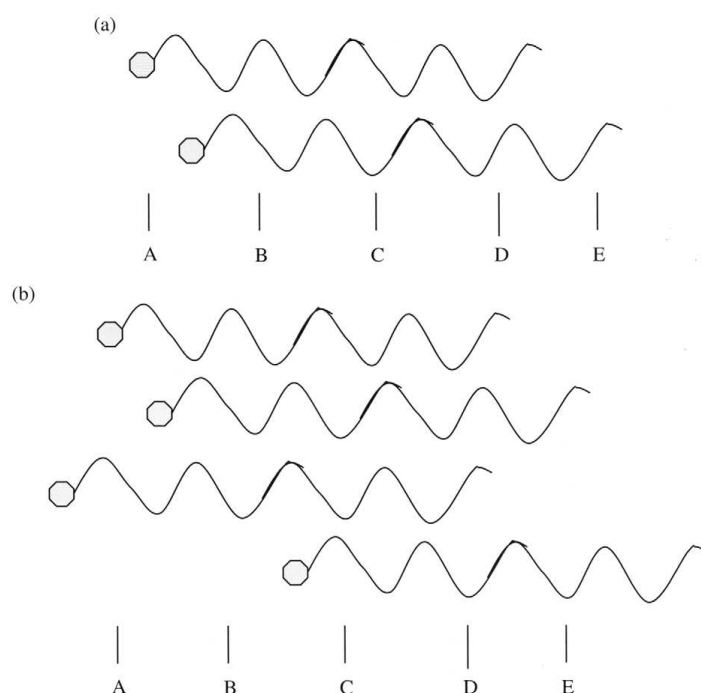


Figura 2.1: Questa è un'illustrazione semplificata dei principi che stanno dietro la lunghezza di coerenza. In (a), sono mostrate due sovrapposizioni di treni d'onda con frequenze leggermente differenti nel tempo. Le misure tra B e D producono risultati identici mentre non lo è tra A e E. La distanza tra B e D è essenzialmente la distanza di coerenza. In (b), sono mostrati quattro treni d'onda sovrapposti con frequenze leggermente differenti, ma le misure sono ora costanti tra C e D. Questo è perché la lunghezza di coerenza si è ridotta all'incremento della larghezza di banda (intervallo di lunghezze d'onda e fasi).

banda larga) avrà invece un tempo di coerenza minore.

Concludendo, le proprietà del fascio rimangono relativamente costanti solo nella lunghezza di coerenza. Quello che è importante sapere è che la sorgente di luce negli OCT garantisce una lunghezza di coerenza del fascio nelle situazioni di applicazione.

2.2 Interferometria e interferometro di Michelson

L'OCT misura l'interferenza piuttosto della riflessione diretta, attraverso l'uso di un interferometro. Esso è costituito da un braccio di riferimento, necessario a causa dell'impossibilità di misurare direttamente l'intensità retro-riflessa dal campione per l'elevata velocità associata alla propagazione della luce. Così l'OCT usa indirettamente l'intensità di interferenza per valutare l'intensità retroriflessa. Per introdurre il concetto dell'interferometria e in definitiva della coerenza, verrà mostrato un interferometro di Michelson [8]. Uno schema dell'interferometro è mostrato in figura 2.2.

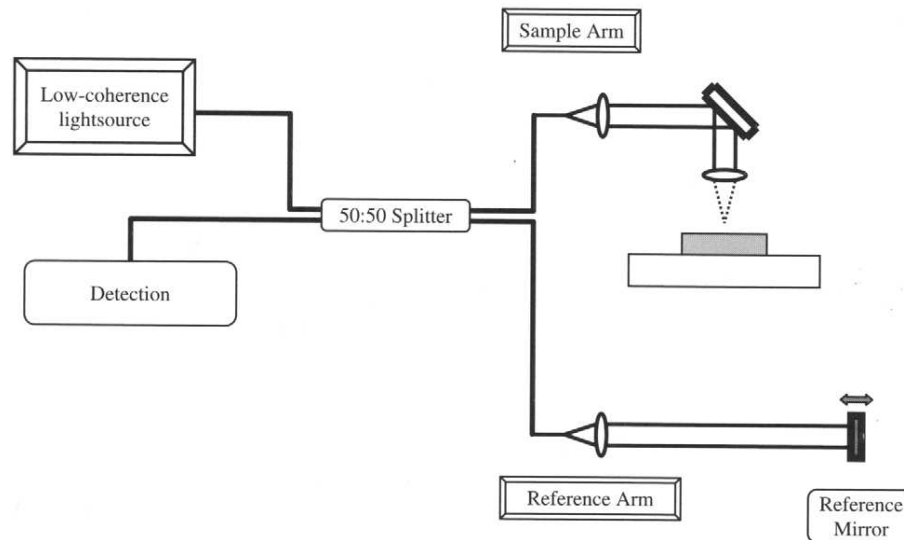


Figura 2.2: Uno schema semplificato di un interferometro. La luce dalla sorgente è divisa da un beam splitter. Metà della luce è diretta al campione (nella figura è uno specchio), mentre l'altra metà è diretta verso uno specchio che può muoversi nel braccio di riferimento. La luce è retroriflessa da entrambi gli specchi ed è ricombinata al beam splitter, dove interferisce. Parte della luce è diretta ad un rivelatore.

La luce dalla sorgente è divisa da un beam splitter. Metà della luce è diretta ad uno specchio nel fascio del braccio del campione mentre l'altra metà è diretta verso uno specchio mobile nel braccio di riferimento. La luce si riflette in entrambi gli specchi ed è ricombinata nell'accoppiatore dove interferisce. Parte della luce è poi diretta nel rivelatore.

In seguito verranno esaminati alcuni casi:

1. luce introdotta nell'interferometro con frequenza singola (monocromatica)
2. due onde monocromatiche con frequenze differenti
3. luce con un ampio intervallo di frequenze continue (come nel caso dell'OCT)

2.2.1 Interferenza di un'onda monocromatica

Nell'interferometro, la luce dalla sorgente, espressa in termini di campo elettrico E_{so} , è diretta al beam splitter. Esso divide la luce in E_r e E_s , che sono rispettivamente i campi elettrici del braccio di riferimento e del campione. Queste due onde piane monocromatiche complesse hanno uguale frequenza e fase. Per il momento, viene ignorato qualsiasi perdita che si verifica all'interno dell'interferometro dovuta alla diffusione o ad altre forme di attenuazione. Viene assunto inoltre che la riflettività di entrambi gli specchi sia del 100%. Dopo la riflessione dei due specchi, la luce si ricombina nell'accoppiatore, così il campo elettrico nel rivelatore risulta:

$$E_D = \frac{1}{\sqrt{2}}E_r + \frac{1}{\sqrt{2}}E_s \quad (2.1)$$

La ragione del termine $1/\sqrt{2}$ è che metà dell'intensità (e quindi la radice del campo elettrico) torna indietro alla sorgente, mentre l'altra metà va al rivelatore. Viene esaminato ora cosa succede quando la luce monocromatica nei due rami attraversa distanze differenti. Dato che la costante di propagazione è $k = \frac{\omega}{c}$, rappresentiamo queste onde come:

$$E_r(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}E_{so}e^{j\omega\frac{x_r}{c}} \quad (2.2)$$

$$E_s(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}E_{so}e^{j\omega\frac{x_s}{c}} \quad (2.3)$$

Si noti che, per semplificare i calcoli, viene ignorato il cambiamento di fase indotto dalle componenti dell'interferometro. La sola differenza tra le due onde è la distanza che hanno percorso. Così E_D è uguale a:

$$E_D(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}E_r(x) + \frac{1}{\sqrt{2}}E_s(x) \quad (2.4)$$

$$E_D(x) = \frac{1}{2}E_{so}e^{j\omega\frac{x_r}{c}} + \frac{1}{2}E_{so}e^{j\omega\frac{x_s}{c}} \quad (2.5)$$

Il rivelatore misura non il campo elettrico ma l'intensità, che è data dal quadrato del campo elettrico mediato nel tempo. Questo è rappresentato da $I = \text{cost} \cdot \langle EE^* \rangle$. Con le regole dei numeri complessi (ignoriamo la costante) questo si traduce in:

$$I_D(x) \propto \langle E_D E_D^* \rangle = \frac{1}{2} \langle E_r E_r^* \rangle + \frac{1}{2} \langle E_s E_s^* \rangle + \frac{1}{2} \langle E_r E_s^* \rangle + \frac{1}{2} \langle E_s E_r^* \rangle \quad (2.6)$$

E_r^* e E_s^* sono rispettivamente i campi elettrici complessi coniugati dei rami del riferimento e del campione. Questo diventa:

$$\begin{aligned} I_D(x) \propto \langle E_D E_D^* \rangle &= \\ &= \frac{1}{2}I_r(x) + \frac{1}{2}I_s(x) \\ &+ \frac{1}{4} \left(E_{so}^* e^{-j\omega\frac{x_r}{c}} \cdot E_{so} e^{j\omega\frac{x_s}{c}} + E_{so}^* e^{-j\omega\frac{x_s}{c}} \cdot E_{so} e^{j\omega\frac{x_r}{c}} \right) \end{aligned} \quad (2.7)$$

In quest'ultima equazione i primi due termini rappresentano rispettivamente l'intensità del braccio del campione e del riferimento (che non trasportano alcuna informazione):

$$I_r(x) \propto \langle E_r E_r^* \rangle \quad (2.8)$$

$$I_s(x) \propto \langle E_s E_s^* \rangle \quad (2.9)$$

Quindi:

$$I_D(x) = \frac{1}{2}I_r(x) + \frac{1}{2}I_s(x) + \left\langle \text{Re} \left(\frac{1}{2}E_{so}E_{so}^* e^{j(\omega\frac{x_r}{c} - \omega\frac{x_s}{c})} \right) \right\rangle \quad (2.10)$$

Attraverso relazioni del coseno note, è possibile scrivere l'equazione nella forma:

$$I_D(x) = \frac{1}{2}I_r(x) + \frac{1}{2}I_s(x) + \frac{1}{4} \langle E_r E_s^* \rangle \cos\theta \quad (2.11)$$

Ricodiamo che E_r e E_s sono quantità complesse. I termini $I_r(x)$ e $I_s(x)$ sono i termini continui di oscillazioni rapide regolari del campo elettrico delle onde originali, mentre il terzo termine è un termine di interferenza. Quando θ è 0 o un multiplo di $\pm 2\pi$, il valore del coseno è massimo a 1. Il valore del termine di interferenza è così $\frac{1}{4} \langle E_r E_s^* \rangle$. Questo succede quando l'interferenza costruttiva è totale e le onde sono dette essere in fase. Quando il valore di θ è un multiplo di $\pm\pi$, il valore del coseno è -1 e $I_D(x)$ raggiunge un minimo. Questa situazione è chiamata interferenza distruttiva totale. Dalle

2.2. INTERFEROMETRIA E INTERFEROMETRO DI MICHELSON 11

equazioni 2.8 e 2.9, quando la riflettività è uguale nei due bracci è noto che $I_r(x) = I_s(x) = \frac{1}{2} \langle E_{so} E_{so}^* \rangle = \frac{1}{2} I_{so}$. L'equazione precedente 2.11 diventa:

$$\begin{aligned} I_D &= \frac{1}{2} I_{so} + \frac{1}{2} I_{so} \cos\theta \\ &= \frac{1}{2} I_{so} (1 + \cos\theta) \end{aligned} \tag{2.12}$$

Quando θ è uguale a 0, l'intensità diventa I_{so} . Quando θ è $\pm\pi$ l'intensità è 0. Ci sarà maggiore o minore intensità a seconda del tipo di interferenza [8].

2.2.2 Interferenza di due onde monocromatica

Con l'OCT, un interferometro di Michelson è il più comunemente utilizzato con una sorgente continua a banda larga. Prima di muoverci nell'interferometro con sorgente continua a banda larga, vengono fatti dei passi intermedi in modo da osservare il comportamento di un interferometro con onde monocromatiche a frequenze differenti [8].

A differenza dell'interferenza tra onde con la stessa frequenza, l'interferenza tra onde con frequenze diverse genera modulazione in ampiezza (battimento). Conviene partire dall'equazione 2.12 vista nella sezione precedente, che mostra come interferiscono onde monocromatiche al rivelatore:

$$I_D = \frac{1}{2}I_{so}(1 + \cos\theta) \quad (2.13)$$

Quindi vengono sommate insieme i due fasci con frequenze diverse, per ottenere così:

$$\begin{aligned} I_D &= I_{D1} + I_{D2} \\ &= \frac{1}{2}I_{so1} \left[1 + \cos\left(\omega_1 \frac{x}{c}\right) \right] + \frac{1}{2}I_{so2} \left[1 + \cos\left(\omega_2 \frac{x}{c}\right) \right] \\ &= \frac{1}{2}I_{so1} + \frac{1}{2}I_{so2} + \frac{1}{2} \left[I_{so1} \cos\left(\omega_1 \frac{x}{c}\right) + I_{so2} \cos\left(\omega_2 \frac{x}{c}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.14)$$

dove gli indici $so1$ e $so2$ rappresentano le due frequenze delle onde provenienti dalla sorgente e gli indici $D1$ e $D2$ rappresentano le componenti delle due frequenze al rivelatore. Se $I_{D0} = \frac{1}{2}I_{so1} + \frac{1}{2}I_{so2}$, racchiudendo cioè costanti o termini con continua, allora l'equazione 2.14 può essere riscritta come:

$$I_D = I_{D0}(1 + \gamma_u(x)) \quad (2.15)$$

dove $\gamma_u(x)$ è uguale a:

$$\gamma_u(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{I_{so1}}{I_{D0}} \cos\left(\omega_1 \frac{x}{c}\right) + \frac{I_{so2}}{I_{D0}} \cos\left(\omega_2 \frac{x}{c}\right) \right] \quad (2.16)$$

Questa funzione normalizzata $\gamma(x)$ è chiamata grado di coerenza parziale ed è una misura sull'interferenza più che della coerenza.

2.2. INTERFEROMETRIA E INTERFEROMETRO DI MICHELSON 13

Si possono dividere diversi casi:

- Quando $\gamma_u(x)$ è uguale a 1, I_D è allora massimo con un valore di $2I_{D0}$. Questa è la completa coerenza dei due fasci di luce.
- Quando $\gamma_u(x) = 0$, non c'è interferenza e I_D è minimo (solo segnale continuo) con un valore di I_{D0} . Questa è la non coerenza completa dei due fasci di luce.
- Qualsiasi valore tra i due è detto a coerenza parziale.

La relazione tra ω_1 e ω_2 è critica per stabilire $\gamma_u(x)$ o il grado di coerenza. Assumendo che $I_{s01} = I_{s02}$, allora l'equazione 2.16 può essere riscritta, attraverso un'identità trigonometrica, come:

$$\gamma_u(x) = \frac{I_{s02}}{I_{D0}} \cos \left[(\omega_1 + \omega_2) \frac{x}{2c} \right] \cos \left[(\omega_1 - \omega_2) \frac{x}{2c} \right] \quad (2.17)$$

Il primo termine coseno non diventa mai uguale a zero (perchè non ci sono frequenze negative) e ha un'oscillazione molto veloce. Il secondo termine coseno è il termine che oscilla piano e quando è uguale a zero, $\gamma(x)$ è uguale a zero. Si tratta dell'involuppo complesso. Il secondo termine è uguale a zero quando:

$$(\omega_1 - \omega_2) \frac{x}{2c} = \pm \frac{\pi}{2} \quad (2.18)$$

Perciò la caratteristica chiave è che usando due onde con diversa frequenza si trova modulazione di ampiezza (fenomeno del battimento) diversamente da quello che accade con onde monocromatiche (visto nella sezione precedente).

2.2.3 Coerenza parziale con sorgente a frequenze continue

Non è una sorpresa che con l'uso di un numero finito di frequenze, come nella sezione precedente, l'ampiezza fluttua in modo periodico. Questo suggerisce che se è usato uno spettro continuo, si ottiene un funzione non periodica o finita. Questo è l'argomento di questa sezione. Nella discussione che segue [8], si assumono tutte le quantità stazionarie. La stazionarietà significa che il tempo medio è indipendente dalla scelta del tempo di origine. Così andiamo a modificare l'equazione 2.17 in modo che contenga un infinito numero di lunghezze d'onda separate da un intervallo infinitesimo:

$$I_D = \frac{1}{2} \int_0^\infty I_{so}(k)(1 + \cos\theta)dk \quad (2.19)$$

Dal momento che ω e k sono proporzionali uno all'altro, per convenienza si è passati al dominio spaziale (k) dato che tipicamente l'OCT è descritto così in letteratura. Usando un'identità del coseno e lasciando θ essere uguale a kx , dove x è la differenza della lunghezza di percorso, l'equazione 2.19 può essere divisa in:

$$\begin{aligned} I_D &= \frac{1}{2} \int_0^\infty I_{so}(k)dk + \frac{1}{4} \int_0^\infty I_{so}(k)(e^{ikx} + e^{-ikx})dk \\ &= \frac{1}{2}I_{so} + \frac{1}{4} \int_{-\infty}^\infty I_{so}(k)e^{ikx}dk \end{aligned} \quad (2.20)$$

$I_{so}(k)$ è la potenza della sorgente ad un dato valore di k e la potenza totale I_{so} è uguale a $\int_0^\infty I_{so}(k)dk$. L'integrale $\int_{-\infty}^\infty I_{so}(k)e^{ikx}dk$ è denominato funzione autocorrelazione (Γ_{11}). L'OCT misura la funzione di autocorrelazione per calcolare l'intensità della retroriflessione. La funzione di autocorrelazione può anche essere rappresentata equivalentemente come:

$$\Gamma_{11} = \langle E_r(t)E_s^*(t + \tau) \rangle \quad (2.21)$$

dove τ è il ritardo di tempo tra i due bracci dell'interferometro. La sua relazione al grado di coerenza parziale è:

$$\gamma_{11}(x) = \frac{\Gamma_{rs}}{\sqrt{I_r I_s}} \quad (2.22)$$

Esiste una relazione tra la funzione di autocorrelazione e la potenza spettrale (o la funzione di densità spettrale). La potenza spettrale è lo spettro in funzione della frequenza (distribuzione della frequenza all'interno del fascio)

della luce misurata da un elettroscopio ideale. La relazione è che la funzione di autocorrelazione di un processo causale stazionario e la potenza spettrale del processo formano una coppia di trasformate di Fourier:

$$\Gamma_{11}(x) = \int P(\omega)e^{-i\omega\frac{x}{c}}d\omega \quad (2.23)$$

Cosa significa questo da un punto di vista pratico? $\Gamma_{11}(x)$ può essere vista in due modi diversi:

- la trasformata di Fourier della potenza spettrale
- quanto bene due porzioni distinte di luce ondulano correlate

L'involuppo del termine correlazione può essere scritto in termini del grado della coerenza parziale $\gamma_{11}(x)$ moltiplicando la funzione autocorrelazione di $\sqrt{I_r I_s}$. Ovvero l'equazione 2.20 diventa:

$$I_D = \frac{1}{2}I_r + \frac{1}{2}I_s + Re\gamma_{11}(x)\sqrt{I_r I_s} \quad (2.24)$$

Questa è una funzione normalizzata così che la parte reale ha valori da 0 a 1. I valori dei gradi di coerenza sono classificati come segue:

- $|\gamma_{11}(x)| = 1$: limite di coerenza;
- $|\gamma_{11}(x)| = 0$: limite di incoerenza;
- $0 < |\gamma_{11}(x)| < 1$: coerenza parziale.

Come è legata $\gamma_{11}(x)$ alle differenze delle lunghezze di percorso dell'interferometro? Ritornando al concetto di tempo di coerenza, si è affermato che la luce rimane costante nelle misure per un periodo di tempo (tempo di coerenza), poi subisce un cambiamento in fase (figura 2.1). La distanza percorsa dalla luce durante il tempo di coerenza è chiamata lunghezza di coerenza (l_c) ed è calcolata moltiplicando il tempo di coerenza per la velocità della luce. La relazione tra la lunghezza di coerenza l_c e $\langle\gamma_{11}(x)\rangle$ è:

$$\langle\gamma_{11}(x)\rangle = 1 - \frac{l}{l_c} \quad (2.25)$$

dove $l < l_c$ e l è la differenza di percorso tra i due specchi. Quando $l > l_c$, il valore della funzione è zero. Questo ci dice che quando la differenza della distanza percorsa dei due bracci (di riferimento e del campione) è inferiore alla lunghezza di coerenza, otteniamo nel ricevitore una componente oscillante AC in aggiunta alla componente continua DC. Quando la distanza è

più grande della lunghezza di coerenza, è notato solo il segnale DC. Supponiamo che sia possibile misurare la componente AC. Si può osservare che, se si conosce la distanza percorsa dalla luce nel braccio di riferimento, si può determinare che lo specchio nel campione è alla stessa distanza entro la lunghezza di coerenza. Entro la lunghezza di coerenza significa che, se la lunghezza di coerenza fosse $30 \mu\text{m}$, allora quando abbiamo un segnale AC, i due specchi sono allineati (uguale lunghezza del percorso ottico) entro $30 \mu\text{m}$. In pratica si usa il braccio di riferimento per rilevare la posizione del braccio del campione. Se si decrementa la lunghezza di coerenza a $10 \mu\text{m}$ (aumentando la larghezza di banda), aumenta la risoluzione sulla distanza dello specchio di un fattore tre.

2.3 Onde elettromagnetiche

La natura della luce è complessa ed è stata sorgente di dibattito per secoli. Evidenze sperimentali, in conflitto tra loro, suggerivano il comportamento sia ondulatorio che corpuscolare della luce. La storia di questo dibattito può essere trovata in molti libri di testo e non sarà discussa qui.

La particella di luce è chiamata fotone. L'energia di un fotone è proporzionale alla sua frequenza, $E = h\nu$, dove h è la costante di Plank con valore di $6.63 \cdot 10^{-34} J \cdot s$. Comunemente la luce, quando è coinvolto un grande numero di fotoni, si comporta in modo ondulatorio e può essere trattata come un'onda classica.

2.3.1 Spettro elettromagnetico

Per un'onda elettromagnetica nel vuoto [8], la frequenza e la lunghezza d'onda sono legate alla velocità della luce secondo la formula $c = \lambda f$. Un'onda elettromagnetica è classificata attraverso la sua frequenza (o lunghezza d'onda). Il termine luce è generalmente usato per indicare un'onda elettromagnetica con frequenze della regione del visibile. Qui la definizione è estesa per includere la regione vicino agli infrarossi, dove viene eseguito l'imaging dell'OCT. In figura 2.3, è mostrato lo spettro elettromagnetico, ovvero la classificazione della radiazione basata sulla frequenza. La regione di alta energia dello spettro, che è la regione delle alte frequenze, comprende raggi gamma e raggi X. La regione del visibile si trova nell'intervallo delle lunghezze d'onda approssimativamente tra i 400 nm e i 700nm. L'imaging dell'OCT nei tessuti non trasparenti viene tipicamente eseguita nella regione vicino agli infrarossi a 1300 nm. Nella parte di bassa energia dello spettro si trovano invece onde radio e microonde.

2.3.2 Polarizzazione

La polarizzazione è un'importante proprietà della radiazione elettromagnetica [8]. L'OCT, per il rilevamento della polarizzazione, utilizza un rilevatore sensibile alla polarizzazione. La luce può essere rappresentata come campi elettromagnetici trasversi oscillanti. Se la si osserva propagarsi nella direzione z con il campo elettrico trasverso esclusivamente nella direzione x , il campo elettrico può essere rappresentato come:

$$\mathbf{E}_x(z, t) = \hat{\mathbf{x}}E_{0x}\cos(kz - \omega t) \quad (2.26)$$

Se abbiamo un'onda simile con il suo campo elettrico esclusivamente nella direzione y e alla stessa frequenza ma non necessariamente nella stessa fase,

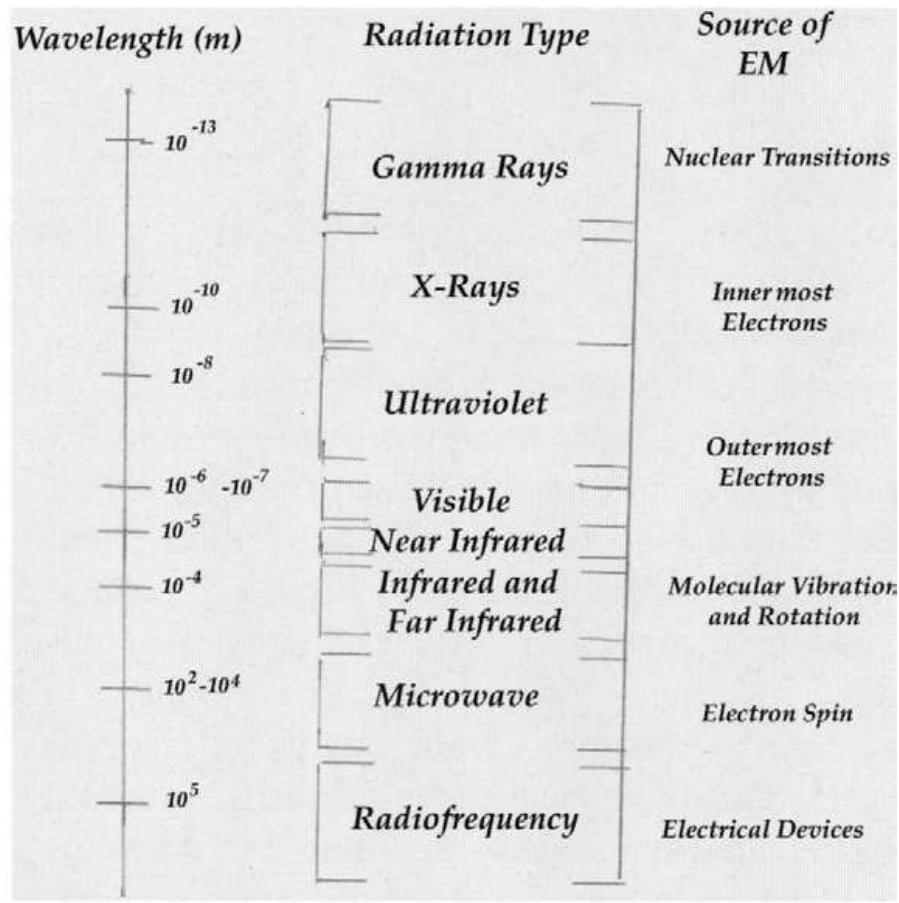


Figura 2.3: Lo spettro elettromagnetico o la classificazione basata sulla lunghezza d'onda ed esempi di sorgente

allora:

$$\mathbf{E}_y(z, t) = \hat{\mathbf{y}}E_{0y}\cos(kz - \omega t + \epsilon) \quad (2.27)$$

Si osserverà in seguito come le equazioni 2.26 e 2.27 possono essere sommate insieme (ad esempio, per determinare lo stato di polarizzazione).

Primo, se assumiamo che ϵ è zero o un intero multiplo di 2π (che è equivalente), allora la somma dei due campi è:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) &= \mathbf{E}_x(z, t) + \mathbf{E}_y(z, t) \\ &= \hat{\mathbf{x}}E_{0x}\cos(kz - \omega t) + \hat{\mathbf{y}}E_{0y}\cos(kz - \omega t) \\ &= (\hat{\mathbf{x}}E_{0x} + \hat{\mathbf{y}}E_{0y})\cos(kz - \omega t) \end{aligned} \quad (2.28)$$

Il campo elettrico rimane quindi orientato in modo costante con un angolo relativo all'asse x; da una semplice trigonometria l'angolo è dato da:

$$\frac{\text{sen}\phi}{\text{cos}\phi} = \tan \phi = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \quad (2.29)$$

Quando $E_{0x} = E_{0y}$, il risultato è luce polarizzata rettilinearmente, la cui posizione dall'asse è costante ed è ad un angolo di 45 gradi rispetto all'asse x. Ora, se assumiamo che ϵ è un multiplo di $-\pi$, con $E_{0y} = E_{0x}$, dato che il secondo coseno è uguale a -1, $\mathbf{E}(x, t)$ è dato da:

$$\mathbf{E}(x, t) = (\hat{\mathbf{x}}E_{0x} - \hat{\mathbf{y}}E_{0y})\text{cos}(kz - \omega t) \quad (2.30)$$

Questa è ancora luce polarizzata rettilinearmente ma con un asse differente rispetto all'equazione 2.28. L'angolo di questo asse è dato da:

$$\tan\phi = -\frac{E_{0y}}{E_{0x}} \quad (2.31)$$

Si tratta di un'onda polarizzata rettilinearmente a -45 gradi all'asse x, con uguali intensità. Così la luce è polarizzata linearmente quando la relazione di fase (ϵ) tra le due onde è 0 o un multiplo di $\pm n\pi$. Se i valori di E_{0y} o di E_{0x} non sono uguali, la luce è ancora polarizzata linearmente ma l'angolo non sarà più di 45 o -45 gradi rispetto all'asse x (equazioni 2.29 e 2.31).

Ora, se ϵ è $\frac{\pi}{2}$, il secondo coseno diventa un seno e l'equazione 2.28 diventa:

$$\mathbf{E}(z, t) = \hat{\mathbf{x}}E_{0x}\text{cos}(kz - \omega t) + \hat{\mathbf{y}}E_{0y}\text{sen}(kz - \omega t) \quad (2.32)$$

I massimi e i minimi delle due onde non sono più allineati. Se le due onde hanno intensità di picco uguale, $E_{0x} = E_{0y} = E$, allora:

$$\mathbf{E}(z, t) = E [\hat{\mathbf{x}}\text{cos}(kz - \omega t) + \hat{\mathbf{y}}\text{sen}(kz - \omega t)] \quad (2.33)$$

Il campo elettrico non ha più un angolo costante rispetto all'asse x: sta invece ruotando lungo gli assi x e y in funzione dell'asse z e del tempo. Quando $(kz - \omega t)$ è uguale a zero, il campo elettrico è allineato con l'asse x ed ha un'intensità di E lungo questo asse. Quando $(kz - \omega t)$ è uguale a $\frac{\pi}{2}$, il campo elettrico è completamente allineato con l'asse y con un'intensità di E lungo questo asse. Se si osserva la luce dalla sorgente, essa appare essere ruotata in senso orario intorno l'asse z. Si dice che la luce ha polarizzazione circolare destrorsa. Se ϵ è $-\frac{\pi}{2}$, il campo elettrico, per $E_{0x} = E_{0y} = E$, è dato da:

$$\mathbf{E}(z, t) = E [\hat{\mathbf{x}}\text{cos}(kz - \omega t) - \hat{\mathbf{y}}\text{sen}(kz - \omega t)] \quad (2.34)$$

Questa è un'onda con polarizzazione circolare che ruota in senso antiorario ed è chiamata luce con polarizzazione circolare sinistrorsa. La luce appare essere circolare perchè non è importante in quale angolo la luce si trovi in una posizione specifica, l'ampiezza è la stessa per ogni angolo. Quando le due onde ortogonali sono fuori fase e $E_{0x} \neq E_{0y}$, che rappresenta la maggior parte dei casi, è prodotta luce con polarizzazione ellittica. La luce polarizzata ellitticamente significa che nella rotazione intorno all'asse x e y, l'intensità varia a seconda dell'angolo. Quindi, guardando la luce venire dalla sorgente, si nota che essa ha un'apparenza ellittica rispetto alla rotazione intorno all'asse z. I tessuti possano cambiare lo stato di polarizzazione della luce. Gli

stati di polarizzazione, e i cambiamenti degli stati di polarizzazione, possono essere descritti quantitativamente con uno dei due approcci principali: quello di Jones o quello di Mueller.

Con l'approccio di Jones, lo stato della polarizzazione della luce è definito da un vettore conosciuto come vettore di Jones. Questo definisce il campo elettrico in termini di ampiezza e fase nelle componenti x e y. Il vettore di Jones è descritto come:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \cos(kz - \omega t) \\ E_{0y} \cos(kz - \omega t + \epsilon) \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Questo vettore è una descrizione dello stato di polarizzazione in cui si trova la luce. Gli stati di polarizzazione possono cambiare, per esempio attraverso un filtro o un tessuto biologico. Il cambiamento può essere descritto moltiplicando il vettore di Jones per una matrice di Jones, che è una matrice 2 x 2. Un esempio di matrice di Jones di un filtro a polarizzazione lineare è:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

Eseguendo la moltiplicazione matriciale del vettore di Jones (che rappresenta l'onda elettromagnetica) per la matrice 2 x 2 (che rappresenta il filtro polarizzante), si trova l'alterazione della polarizzazione della luce causata dal filtro. Un modo alternativo all'approccio di Jones è quello di Mueller, dove lo

stato di polarizzazione è descritto in termini di vettori di Stokes al posto dei vettori di Jones. Le componenti del vettore di Stokes rappresentano quantità

misurate empiricamente:

$$S = \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = \{I \quad Q \quad U \quad V\} \quad (2.37)$$

Le quantità $\{I \quad Q \quad U \quad V\}$ rappresentano:

- I = intensità totale;
- $Q = I_0 - I_{90}$ (la differenza di intensità tra le componenti polarizzate linearmente orizzontale e verticale);
- $U = I_{+45} - I_{-45}$ (la differenza di intensità tra le componenti polarizzate linearmente orientate a $+45^\circ$ e -45°);
- $V = I_{rcp} - I_{lcp}$ (la differenza di intensità tra le componenti a polarizzazione circolare destrorsa e sinistrorsa).

La trasformazione degli stati di polarizzazione, da parte di un tessuto o di un filtro, è ora descritta in termini di matrici di Mueller, matrici di dimensione 4×4 . Un esempio di matrice di Mueller di un polarizzatore lineare è:

$$\frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

I vantaggi del calcolo di Mueller sono da una parte l'uso di quantità facilmente misurabili (come ad esempio l'intensità totale), diversamente dal vettore di Jones che è molto più difficile da misurare direttamente, dall'altra che può essere usato per valutare luce non polarizzata. Infatti, dato che la maggior parte delle sorgenti OCT sono parzialmente non polarizzate, l'approccio di Mueller ha un particolare vantaggio. Il vantaggio dell'approccio di Jones sono la semplicità dei calcoli (ma non le misure), particolarmente quando molte componenti sono coinvolte, come lenti, reticoli e fibre.

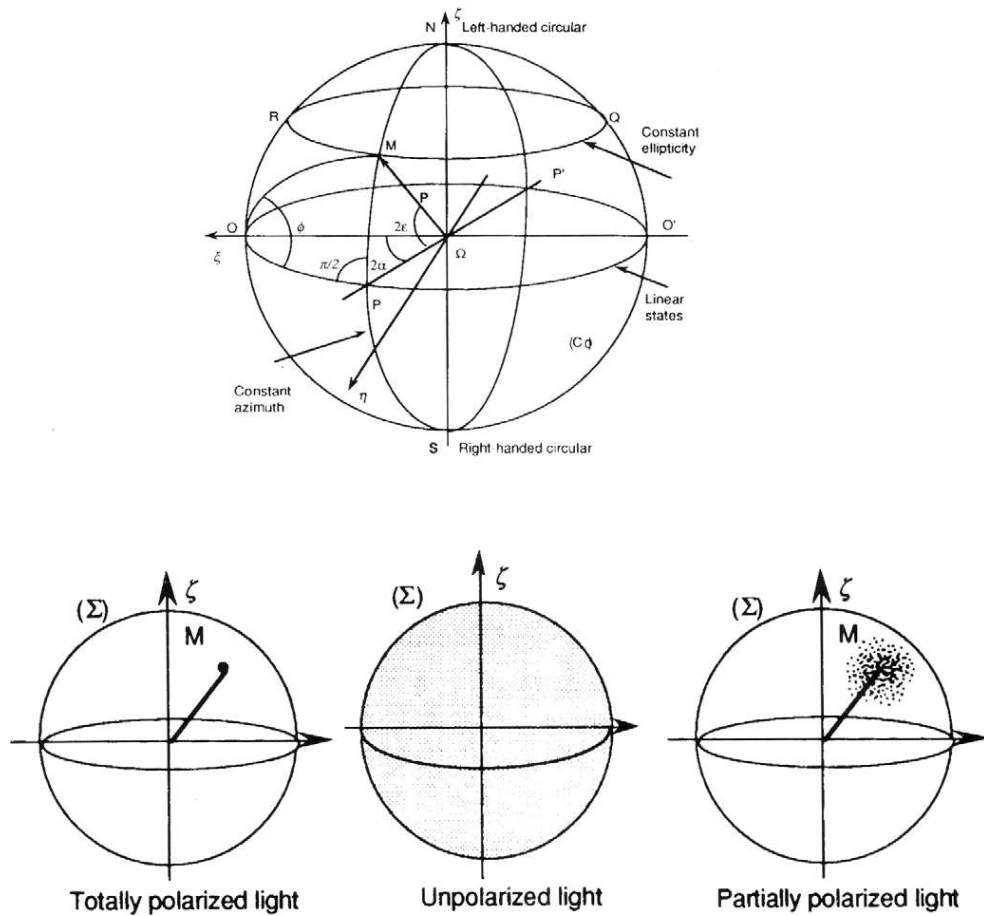


Figura 2.4: Sfera di Poncairé. (A) Dimostrazione del valore di punti differenti sulla sfera. (B) Rappresentazione di luce con proprietà di coerenza differenti sulla sfera.

2.3.3 Sfera di Poncairé

La sfera di Poncairé è un modo per rappresentare geometricamente lo stato di polarizzazione descritto dai vettori di Stokes [8], come viene mostrato in figura 2.4:

In questa rappresentazione, il piano equatoriale rappresenta stati di polarizzazione lineare in x o y . Il polo nord è lo stato di luce con polarizzazione circolare sinistrorsa mentre il polo sud rappresenta luce con polarizzazione circolare destrorsa. Tra i poli e l'equatore ci sono gli stati di polarizzazione ellittici. L'emisfero più in alto corrisponde a luce con polarizzazione ellittica sinistrorsa mentre l'emisfero inferiore è con polarizzazione ellittica destrorsa. Le immagini più in basso mostrano come è visualizzata sulla sfera la luce di

polarizzazioni differenti.

Si ritorni al vettore di Stokes, che è dato da:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle I_x + I_y \rangle \\ \langle I_x - I_y \rangle \\ \langle I_{+45} - I_{-45} \rangle \\ \langle I_L - I_R \rangle \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Qui, I_x e I_y sono le intensità medie degli stati di polarizzazione lineare x e y, I_L e I_R sono le intensità medie degli stati di polarizzazione circolare sinistrorsa e destrorsa, e I_{+45} e I_{-45} sono le intensità medie degli stati di polarizzazione lineare a +45 e -45 gradi. Questi parametri sono quantità misurabili con un singolo ricevitore applicando alcuni filtri. Si noti che i simboli P_0 , P_1 , P_2 e P_3 sono talvolta scritti come I , Q , U e V . I vettori di Stokes possono anche essere scritti come:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x^2 + A_y^2 \\ A_x^2 - A_y^2 \\ 2A_x A_y \cos \phi \\ 2A_x A_y \sin \phi \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

A_x e A_y sono i campi medi nelle direzioni x e y al rivelatore. L'angolo ϕ è la differenza di fase tra i due campi ortogonali.

La luce parzialmente polarizzata può essere rappresentata in modo matematico in forme diverse. La prima è nella forma dei vettori di Stokes ed è rappresentata dalla somma della luce polarizzata e non polarizzata:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \rho P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} (1 - \rho)P_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \mathbf{S}_P + \mathbf{S}_{UP} \quad (2.41)$$

Qui ρ è una misura del grado di coerenza ed è dato da $(P_1^2 + P_2^2 + P_3^2)/P_0$. Il primo vettore (\mathbf{S}_P) rappresenta la luce totale polarizzata mentre il secondo (\mathbf{S}_{UP}) la luce non polarizzata. Questa decomposizione è utile per come i vettori possano essere trasformati attraverso il sistema ottico, separandoli e poi sommandoli alla conclusione.

La luce parzialmente polarizzata non può sempre essere quantificata con i vettori di Jones come succede per i vettori di Stokes. In ogni caso, quando viene usato un interferometro, il grado di polarizzazione può essere determinato da una matrice di polarizzazione o di coerenza. In altre parole, la coerenza può essere usata per determinare il grado di polarizzazione con il vettore di Jones. La matrice di coerenza è discussa altrove in dettaglio, ma si vuole dare qualche proprietà generale qui. La matrice di coerenza è data da:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \langle E_x^*(t)E_x(t) \rangle & \langle E_x^*(t)E_y(t) \rangle \\ \langle E_y^*(t)E_x(t) \rangle & \langle E_y^*(t)E_y(t) \rangle \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

dove $E_x(t)$ e $E_y(t)$ sono i campi elettrici complessi nelle direzioni x e y rispettivamente. La traccia della matrice ci dà l'intensità totale:

$$\text{Tr} \mathbf{J} = J_{xx} + J_{yy} = \langle E_x^*(t)E_x(t) \rangle + \langle E_y^*(t)E_y(t) \rangle \quad (2.43)$$

Il grado di correlazione tra le componenti dei due campi ortogonali è dato da:

$$j_{xy} = |j_{xy}| e^{i\beta_{xy}} = \frac{J_{xy}}{(J_{xx})^{1/2}(J_{yy})^{1/2}} \quad (2.44)$$

dove il valore assoluto di j_{xy} varia tra 0 e 1. Il grado di polarizzazione è dato da:

$$p = 1 - \frac{4\det \mathbf{J}}{\text{Tr}(\mathbf{J})^2} \quad (2.45)$$

Il determinante di \mathbf{J} è:

$$\det \mathbf{J} = J_{xx}J_{yy} - J_{xy}J_{yx} \geq 0 \quad (2.46)$$

2.3.4 Fibre ottiche

Un altro importante componente è la fibra ottica [8], che oltre ad esser parte integrale dell'OCT, è usata in molte aree di applicazione incluso le telecomunicazioni. La fibra ottica è basata sul concetto di riflessione interna totale. La fibra che sarà considerata è quella che contiene due importanti componenti, il nucleo e il mantello, come mostrato in figura 2.5.

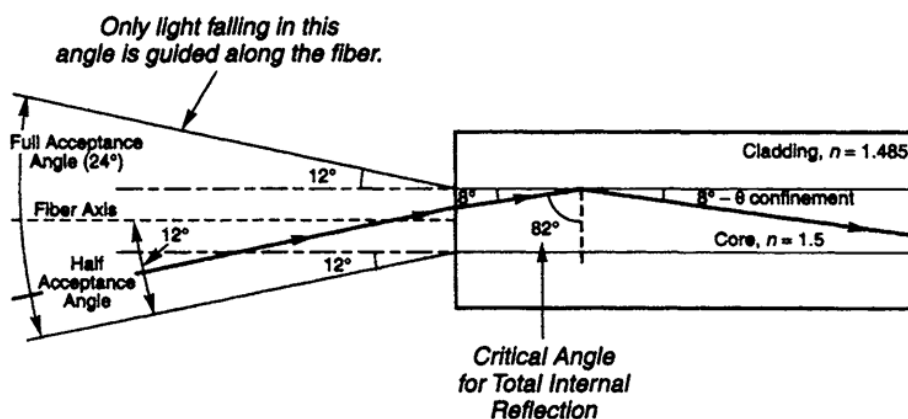


Figura 2.5: Una fibra ottica funziona sul concetto di riflessione totale interna. Questa sezione della fibra contiene due importanti componenti, il nucleo e il mantello. Viene mostrata la dipendenza angolare.

L'indice di rifrazione del mantello è minore dell'indice di rifrazione del nucleo in modo che possa accadere la riflessione totale interna nella loro interfaccia. Molte fibre sono fatte di vetro con impurità aggiunte per alterare leggermente l'indice di rifrazione. Non tutte le onde si propagano nella fibra e la propagazione dipende dall'angolo tra la luce e l'interfaccia tra nucleo e mantello. La luce deve colpire l'interfaccia nucleo-mantello o sotto l'angolo critico, altrimenti entrerà nel mantello. Questo diventa clinicamente rilevante, per esempio, con l'uso di cateteri ed endoscopi perchè nel passaggio attraverso il corpo cambia la curvatura della fibra e può condurre a perdite di luce. Le onde di luce con angoli minori dell'angolo critico sono trasmesse attraverso le pareti della fibra. Gli angoli appropriati possono essere derivati da una semplice geometria. L'angolo accettato Θ_i può essere trovato dall'angolo critico come segue:

$$\sin\Theta_c = \frac{n_t}{n_i} \quad (2.47)$$

dove Θ_c è l'angolo critico tra il mantello e il nucleo, n_t è l'indice di rifrazione del mantello e n_i è l'indice di rifrazione del nucleo.

La figura 2.6 e il testo che segue è per stabilire l'angolo della luce che colpisce la superficie della fibra necessario per la propagazione in fibra. Attraverso la

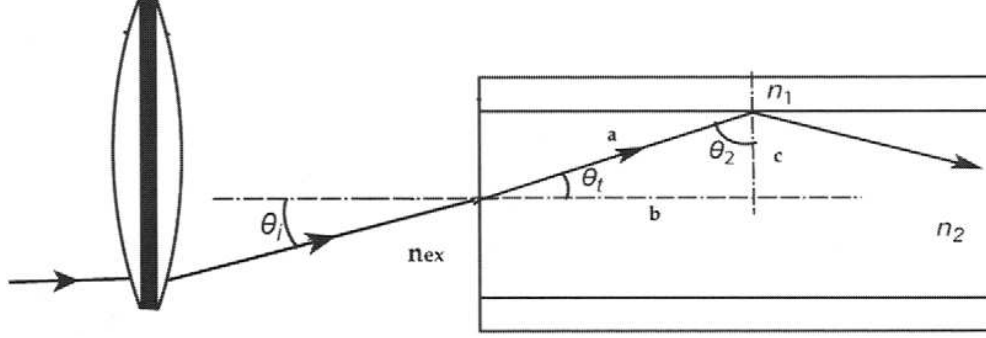


Figura 2.6: L'angolo col quale la luce deve colpire la superficie della fibra in modo che ci sia propagazione è critico. Le fibre a singolo modo hanno una risoluzione superiore alle fibre multimodo. Tuttavia, le fibre a singolo modo si accoppiano più difficilmente e tipicamente viene persa una potenza significativa. Comunque, a causa della loro alta risoluzione, sono le fibre usate più spesso quando viene trasmessa luce in sistemi OCT.

geometria si conosce che per il triangolo retto in figura, $a^2 = b^2 + c^2$. Allora, dividendo per a^2 , si ottiene:

$$1 = \left(\frac{b}{a}\right)^2 + \left(\frac{c}{a}\right)^2 \quad (2.48)$$

Dalla conoscenza della trigonometria, si conosce che $b/a = \sin\Theta_c$ e usando le equazioni 2.47 e 2.48, si ottiene:

$$\left(\frac{c}{a}\right)^2 = 1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2 = 1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2 \quad (2.49)$$

Ora, si osserva che c/a nel triangolo è il seno dell'angolo di trasmissione Θ_t , attraverso la faccia della fibra. Quindi:

$$\frac{c}{a} = \left(1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}} = \sin\Theta_t \quad (2.50)$$

Finora, si è collegato il diverso indice di rifrazione all'interfaccia mantello-nucleo per l'angolo di trasmissione alla faccia della fibra. Si vuole relazionarlo all'angolo di incidenza sulla fibra. Quindi,

$$\sin\Theta_i = \left(\frac{n_i}{n_{ex}}\right) \left(1 - \left(\frac{n_t}{n_i}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.51)$$

Questa formula mostra che la metà dell'angolo accettato sulla superficie della fibra è determinato attraverso l'indice di rifrazione del mantello, del nucleo e dello spazio esterno alla fibra. Per la maggior parte delle fibre, la differenza dell'indice di rifrazione tra il nucleo e il mantello è nell'ordine dell'1% (figura 2.5). Questo ci restituisce un angolo critico nell'ordine degli 80° . Un tipico mezzo angolo accettato è quindi 12° . Raddoppiando la metà dell'angolo accettato otteniamo l'angolo totale accettato. È importante ricordare che le fibre sono sensibili alla forte curvatura. Maggiore è la curvatura nella fibra, più probabile è che la luce venga persa nel mantello. Vista l'applicazione di cateteri e endoscopi, gli angoli acuti devono essere presi in considerazione nella progettazione delle fibre.

Le fibre a salto d'indice possono essere classificate in singolo modo o multimodo, come si può vedere nella figura 2.7. La propagazione della luce nella

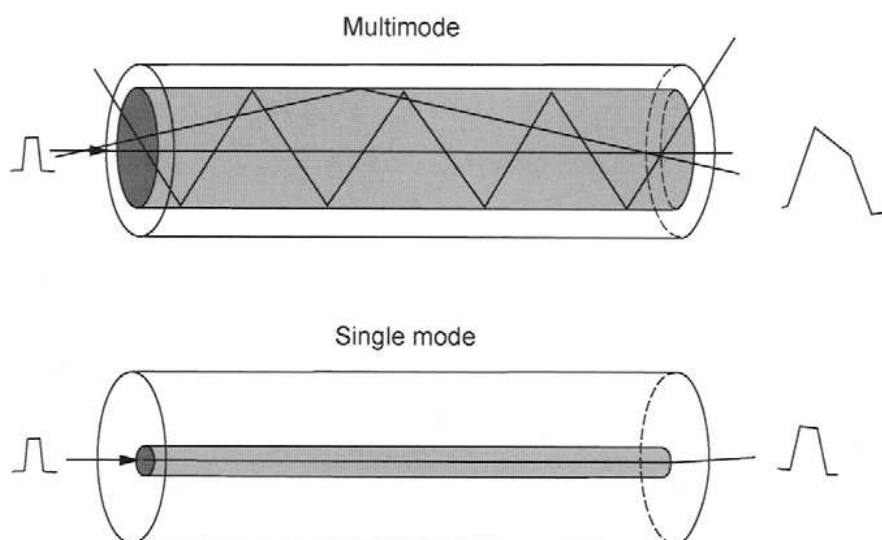


Figura 2.7: Questa figura illustra come è raggiunta l'alta risoluzione con fibre a singolo modo usando un diagramma a raggi. Può essere notato che in una fibra a multimodo, la luce appartenente a modi differenti viaggia con lunghezze di percorso differenti. Quando si combinano alla fine della fibra, il segnale risulta distorto per la differenza di tempo associata ad ogni raggio in fibra. In una fibra a singolo modo, assumendo solo uno stato di polarizzazione, tutti i fotoni hanno lo stesso tempo di percorrenza della fibra, permettendo un segnale di uscita simile a quello di ingresso.

fibra sarà esaminata inizialmente con diagrammi a raggi. A causa che una fibra multimodo accetta onde ad angolazioni maggiori, la propagazione risulta più lenta per le onde che entrano in fibra ad angoli maggiori, in altre parole

queste onde percorreranno distanze più lunghe rispetto a luci che incidono con un angolo piatto. Ognuno dei percorsi differenti è riferito a un modo. Questo può risultare in una dispersione modale, dato che le pulsazioni di ingresso impiegano tempi diversi per raggiungere la fine della fibra. Poiché i modi sono meno in una fibra monomodale rispetto ad una multimodo, si ottiene una risoluzione maggiore con le fibre monomodali, come raffigurato in figura 2.7.

Quando si vuole un'alta risoluzione, necessaria per l'OCT, è usata una fibra a singolo modo, che significa che la luce fa un solo percorso (assumendo che la luce sia polarizzata linearmente). Per raggiungere la propagazione di un singolo modo, il diametro del nucleo della fibra usato è molto piccolo. Quando vengono fatte immagini a 1300 nm, il diametro del nucleo della fibra è tipicamente di 9 μm con un diametro della fibra totale tipico di 124 μm . Il diametro del nucleo (D), per raggiungere un singolo modo, può essere trovato con la formula:

$$D \leq 2.4 \frac{\lambda}{\pi \nu \sqrt{n_i^2 - n_t^2}} \quad (2.52)$$

Da questa formula è ovvio che più lunga è la lunghezza d'onda, più grande è il diametro del nucleo. Sebbene le fibre a singolo modo abbiano una risoluzione superiore a quelle multimodo, le fibre a singolo modo sono più difficili da accoppiare e, come detto in precedenza, risulta tipicamente una significante perdita di potenza (figura 2.6).

Anche il passaggio di luce lungo una fibra a singolo modo può provocare perdite in risoluzione. Con una fibra a singolo modo, la dispersione spettrale (indici di rifrazioni differenti dipendenti dalla lunghezza d'onda) può essere la sorgente di perdita di risoluzione. Comunque, le fibre scelte hanno minima dispersione a 1310 nm, che è appropriato dato che l'imaging viene eseguito approssimativamente a 1300 nm. Sebbene l'attenuazione dalla dispersione all'interno della fibra è minimo ai 1550 nm, lo scattering è tenuto a un minimo.

Oltre alla dispersione spettrale e allo scattering, le fibre hanno un effetto significativo sulla polarizzazione della luce. Quando abbiamo discusso il singolo modo, in realtà stiamo parlando di due modi: i due stati di polarizzazione ortogonali. Lo stato di polarizzazione non ha molta importanza nelle fibre multimodo, dato che c'è tanta perdita della configurazione dello stato originale, ma questo effetto può avere effetti significativi in fibre a singolo modo. Questo effetto può essere immaginato come la propagazione indipendente negli stati x e y . Ci sono due importanti effetti di polarizzazione che accadono nelle fibre a singolo modo. Nel primo, le fibre non sono ideali così che possono non essere perfettamente simmetriche rispetto all'indice di

rifrazione. Quindi la luce in uno stato di polarizzazione può viaggiare una distanza diversa rispetto la luce nell'altro stato di polarizzazione. Nel secondo, l'effetto di polarizzazione cambia se la fibra è curvata: la luce in uno stato di polarizzazione viaggerà a distanza diversa rispetto alla luce nell'altro stato di polarizzazione (perchè percorrono assi differenti nella fibra). Entrambi questi fenomeni riducono la risoluzione e sono riferiti alla dispersione dei modi di polarizzazione (PMD).

Per completezza, si noti che il diagramma dei raggi usato era per uno scopo illustrativo. In realtà, dalle equazioni di Maxwell, l'energia è effettivamente trasportata non solo nel nucleo, ma anche leggermente nel mantello. Questo è mostrato nella figura 2.8 dove è raffigurato il fronte d'onda al posto dei raggi.

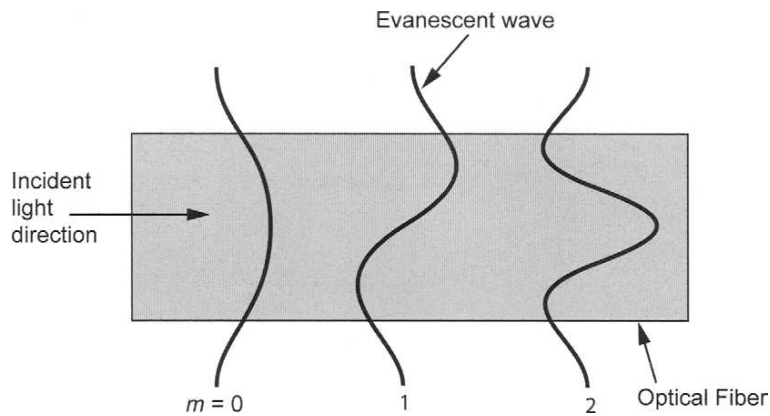


Figura 2.8: La propagazione in una fibra ottica, usando un fronte d'onda invece di un diagramma a raggi, è mostrato in figura. In questo schema, m è il modo dell'onda. Il modo zero è quello di una fibra a singolo modo. L'aumentare del modo, estende più energia nel mantello nella forma di un'onda evanescente.

Capitolo 3

Tomografia a coerenza ottica

In questo capitolo verranno esaminati i principali principi fisici riguardo imaging dell'OCT.

L'OCT è simile ad un'ecografia: al posto del suono, viene misurata l'intensità di ritorno della luce. Diversamente dagli ultrasuoni, l'intensità retroriflessa non può essere misurata con dispositivi elettrici comuni a causa dell'alta velocità associata alla propagazione della luce. Quindi l'OCT richiede l'uso di un interferometro. Qui sarà descritto con un interferometro di Michelson, mostrato in figura 3.1, rappresentando le forme di realizzazione più comuni. Esistono diverse tecniche di implementazione per l'OCT:

1. TD-OCT: Time Domain OCT;
2. FD-OCT: Fourier Domain OCT;
3. SS-OCT: Swept Source OCT.

Nel TD-OCT, la luce dalla sorgente è divisa attraverso il beam splitter: metà verso il campione e metà verso uno specchio mobile. (figura 3.1.A). La luce viene riflessa dallo specchio e dal campione. Se la lunghezza di percorso è entro la lunghezza di coerenza, si verificherà l'interferenza. L'OCT misura l'intensità dell'interferenza e la usa per rappresentare l'intensità retroriflessa. Nelle figure 3.1.B e C sono schematizzati rispettivamente l'OCT per il dominio di Fourier (FD-OCT) e l'OCT swept source, ovvero con sorgente tunabile (SS-OCT).

Nella parte sperimentale di questa tesi è stato utilizzato un sistema SS-OCT, perciò di seguito ci si focalizzerà su questo tipo di implementazione. I vantaggi dell'SS-OCT sono in particolare una migliore sensibilità con maggiore profondità di imaging [7].

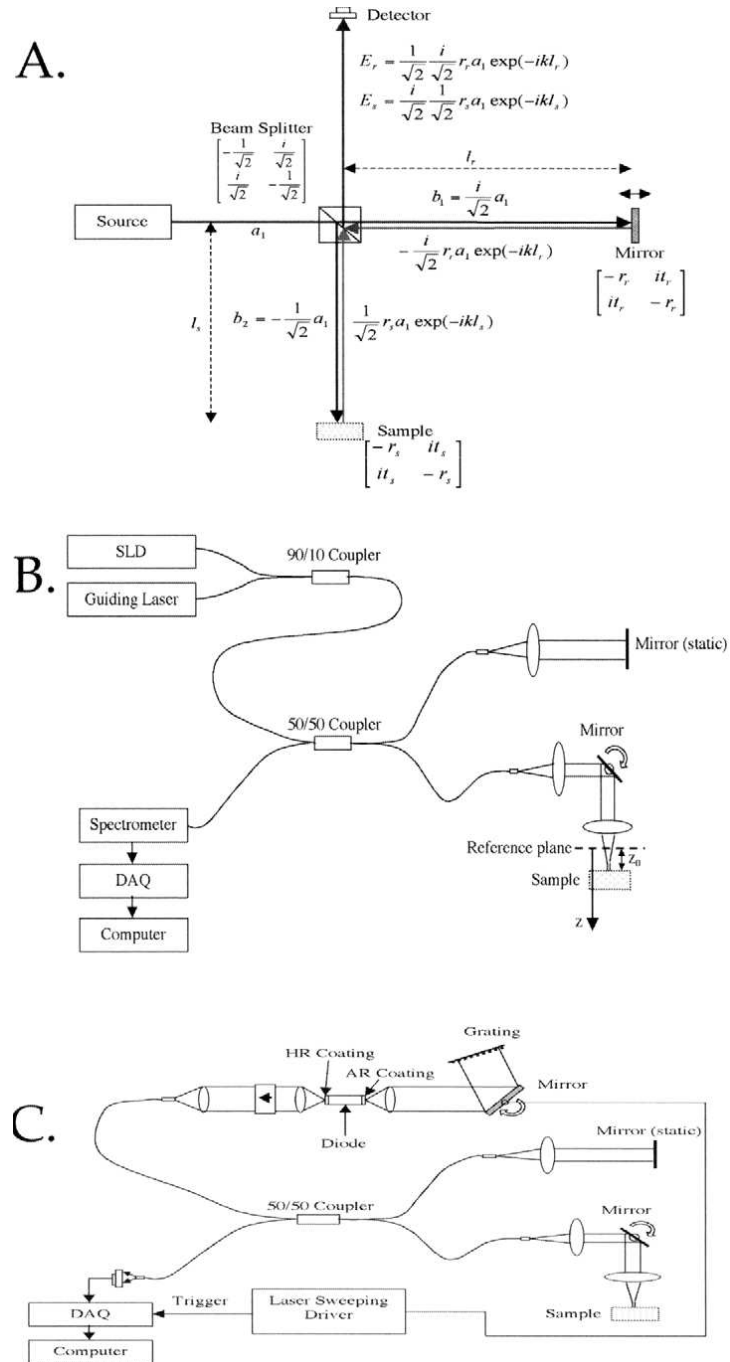


Figura 3.1: L'immagine A è uno schema dell'OCT nel dominio del tempo (TD-OCT). Le immagini B e C rappresentano rispettivamente uno schema dell'OCT nel dominio di Fourier (FD-OCT) e l'OCT con sorgente tunabile (SS-OCT).

3.1 Swept Source OCT

Nella configurazione dell'OCT, una tecnica che sfrutta l'interferometria nel dominio della frequenza è costituito dallo Swept Source OCT (SS-OCT) che, come l'SD-OCT, presenta tra i vantaggi una sensibilità maggiore rispetto al TD-OCT.

In questo caso, i dati di intensità sono ottenuti sequenzialmente, illuminando l'interferometro con un laser a banda stretta a frequenza tunabile e rilevando l'intensità di uscita dal sistema attraverso un singolo fotodiodo (o due fotodiodi nel caso si voglia determinare le componenti x e y del campo, come nel caso del PS-OCT).

I due rami dell'interferometro sono uno collegato allo specchio di riferimento, fisso, l'altro rivolto al campione da esaminare: al rivelatore viene sovrapposta la radiazione riflessa da questi due bracci. Poiché la lunghezza di coerenza del laser è molto più grande delle lunghezze in gioco nel sistema, le onde possono interferire costruttivamente e si genera così il fenomeno del battimento. A causa della modulazione (supposta lineare) della lunghezza d'onda della sorgente, le onde che giungono al rivelatore hanno frequenze che differiscono di una quantità proporzionale alla differenza della distanza percorsa. Questa differenza genera una frequenza di battimento, quella rilevata dal fotodiodo. Nel caso di riflessione singola da parte del campione, la posizione è rilevata attraverso picco nel dominio spettrale del segnale di battimento.

Il laser tunabile, dunque, genera un segnale la cui frequenza $\nu(t)$ varia linearmente nel tempo, detto segnale "chirp" [10] (figura 3.2):

$$\begin{aligned} E_{so}(t) &= E_{so} \cdot e^{j2\pi\nu(t)t} \\ &= E_{so} \cdot e^{j\omega(t)t} \end{aligned} \quad (3.1)$$

in cui la pulsazione $\omega(t)$ varia linearmente in un intervallo di lunghezza temporale T:

$$\omega(t) = \omega_{in} + mt \quad (3.2)$$

Le pulsazioni iniziale e finale si trovano agli estremi dell'intervallo $[0, T]$, ovvero:

- $\omega_{in} = \omega(0)$
- $\omega_{fin} = \omega(T)$

La velocità di variazione temporale della frequenza, chiamata "chirp rate", è:

$$m = \frac{d\omega}{dt} \quad (3.3)$$

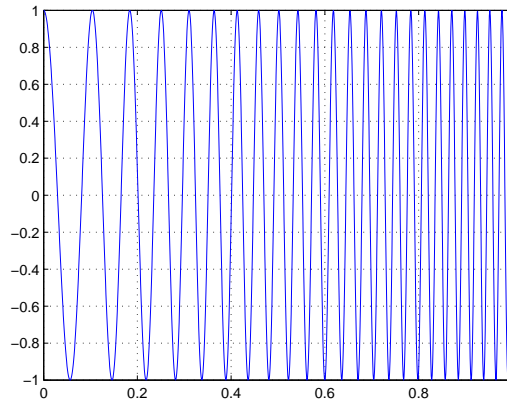


Figura 3.2: Andamento di un segnale “chirp”

Si consideri dunque lo schema di figura 3.3 in cui il campione si trova a distanza l_s dall'interferometro e da origine ad una sola riflessione. Lo specchio di riferimento si trova invece ad una distanza l_r e la differenza dei due percorsi è data da $\Delta l = |l_s - l_r|$:

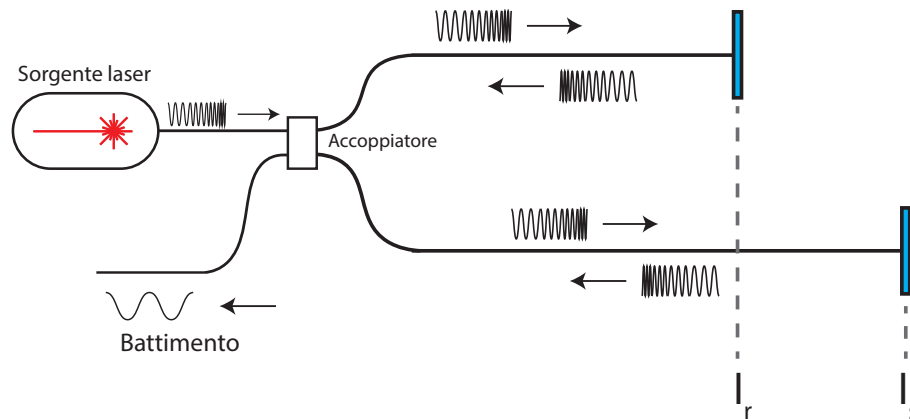


Figura 3.3: Funzionamento SS-OCT

All'istante $t = t_i$ il laser emette la pulsazione istantanea $\omega(t_i)$: una parte dell'onda associata a tale frequenza colpisce il campione, per ritornare poi all'interferometro all'istante $t = t_i + 2t_s$, essendo $2t_s$ il tempo impiegato per percorrere una distanza $2l_s$ (il 2 per considerare l'andata e il ritorno). All'interferometro l'onda proveniente dal campione collide con l'onda proveniente dallo specchio di riferimento, che percorre una distanza di $2l_r$. Essendo

la distanza percorsa diversa, le onde avranno diverse pulsazioni ω_s e ω_r :

$$\omega_s = \omega(t_i) \quad (3.4)$$

$$\omega_r = \omega(t_i + 2t_s - 2t_r) = \omega(t_i + \tau) \quad (3.5)$$

Il valore di τ corrisponde al tempo impiegato per percorrere la distanza $2\Delta l$ (andata e ritorno) alla velocità c :

$$\tau = \frac{2\Delta l}{c} \quad (3.6)$$

All'interferometro, all'istante $t = t_i + 2t_s$, si genera così il fenomeno del battimento e quindi la pulsazione di battimento risulta:

$$\begin{aligned} \omega_b &= \omega_r - \omega_s \\ &= [\omega_i n + m(t_i + \tau)] - (\omega_{in} + mt_i) \\ &= m\tau \\ &= m \cdot \frac{2\Delta l}{c} \end{aligned} \quad (3.7)$$

Il fotodiodo genererà quindi un segnale elettrico alla pulsazione ω_b ([11], [12]), il cui valore è proporzionale alla differenza del percorso Δl . Questa distanza può essere rilevata tramite la trasformata di Fourier. Infatti la posizione del picco risultante sull'asse delle frequenze di battimento ω_b determina tramite la 3.7 il valore di Δl , mentre la sua ampiezza determina la potenza di ritorno della riflessione, ovvero il modulo del coefficiente di riflettività dell'interfaccia in esame. Nel caso di più riflessioni dal campione, il segnale di interferenza conterrà più di una frequenza di battimento $\omega_{b,i}$, ognuna di esse collegata alla relativa differenza di percorso Δl_i dell' i -esima interfaccia di riflessione. Tramite la trasformata di Fourier sarà nuovamente possibile visualizzare nel dominio della frequenza i relativi picchi e per ognuno determinarne posizione e ampiezza.

3.2 OCT sensibile alla polarizzazione

Con l'OCT standard, l'imaging non è sensibile alla polarizzazione, cioè non ha importanza quale sia lo stato di polarizzazione della luce che incide al campione. Questo è dovuto al fatto che gli stati di polarizzazione vengono depolarizzati dalla struttura del tessuto, risultando così casuali. Tuttavia, il tessuto diventa sensibile allo stato di luce polarizzata quando contiene strutture altamente organizzate (particolarmente strutture lineari parallele). In altre parole, quando la luce passa attraverso il tessuto, il campione è in grado di generare uno stato alterato di luce polarizzata retroriflessa. La rivelazione di questi stati alterati è la base della tomografia a coerenza ottica sensibile alla polarizzazione (PS-OCT).

3.2.1 Proprietà di polarizzazione del tessuto

Sebbene la distinzione non sia critica, il PS-OCT è spesso descritto come una tecnica per migliorare il contrasto, ma può anche essere visto come una tecnica spettroscopica. Il PS-OCT aiuta a distinguere composizioni biochimiche piuttosto che definire più nettamente la struttura interna dell'immagine. Biomolecole altamente organizzate nei tessuti che alterano la polarizzazione della luce incidente comprendono collagene, cristalli di colesterolo, complessi actina-miosina, fibre di nervi (mielina), e idrossiapatite di calcio (smalto e dentina). Il collagene è una delle molecole più importanti e più studiate nell'alterazione di polarizzazione nel tessuto. Le sostanze biologiche possono fare effetto sulla polarizzazione della luce incidente attraverso almeno tre meccanismi separati:

- la birifrangenza
- il dicroismo
- rotazioni ottiche

La birifrangenza si riferisce a tessuti le cui velocità di propagazione della luce (attraverso l'indice di rifrazione) sono dipendenti dall'orientazione spaziale del campione. Il dicroismo del tessuto è invece il filtraggio di uno degli stati di polarizzazione (ad esempio viene attenuata solo la luce polarizzata linearmente in y e non polarizzata in x). Infine, alcune molecole, a causa delle loro strutture complesse come gli zuccheri, possono ruotare lo stato di polarizzazione, generando una rotazione ottica. La birifrangenza appare essere il più importante dei meccanismi di alterazione della polarizzazione e le tecniche basate in questa tesi sono atte a stimare questo parametro.

Tra i fattori che possono influenzare la birifrangenza vengono inclusi concentrazioni molecolari, composizioni chimiche delle molecole (come ad esempio il tipo collagene), bifirangenza intrinseca e di forma, alterazioni dell'ambiente circostante, organizzazioni molecolari, e la presenza di materiali birifrangenti multipli. Gli studi sono stati e vengono eseguiti per valutare se il PS-OCT può identificare questi fattori, che potrebbero essere utili nell'identificazione di stati patologici.

I cambiamenti della concentrazione o dell'organizzazione molecolare possono essere segni di una varietà di condizioni patologiche, includendo placche coronarie che rischiano la progressione dell'infarto del miocardio e dello sviluppo precoce di artrosi della cartilagine. Quindi, il PS-OCT potrebbe potenzialmente essere una tecnologia clinica potente.

La birifrangenza intrinseca è una caratteristica della molecola e risulta da indici di rifrazione differenti per la luce che viaggia parallelamente o perpendicolarmente all'asse della fibra. Essa è dovuta alla natura chimica delle molecole parallele. La birifrangenza di forma, invece, deriva dal fatto che il mezzo intorno la fibra si lega con un alto grado di organizzazione, che si traduce in un secondo profilo di indice di rifrazione parallelo alla fibra.

L'ambiente locale può alterare la proprietà di polarizzazione dei tessuti attraverso meccanismi diversi dalla birifrangenza di forma. Vedremo che ambienti locali differenti, come lipidi rispetto all'acqua, possono effettivamente alterare la bifirangenza intrinseca delle molecole attraverso il cambiamento delle loro microstrutture. Per esempio, catene corte di lipidi idrossilati cambiano il raggruppamento di collagene da quasi-pentagonale a quasi-esagonale, cambiando la birifrangenza intrinseca.

Capitolo 4

Progetto e setup sperimentale

4.1 Descrizione dei componenti

4.1.1 Lenti

La scelta per la composizione del sistema ottico è caduta su di una coppia di lenti uguali, AC254-060-C-ML (Thorlabs Inc.), le cui caratteristiche principali per ognuna sono:

- doppietto acromatico;
- diametro: $d = 25.4$ mm;
- lunghezza focale nominale: $f = 60$ mm;
- apertura numerica $N A = 0.22$;
- materiali N-LAK22/N-SF6HT;
- rivestimento anti-riflesso (AR) per le lunghezze d'onda nell'intervallo $\lambda \in [1050 \div 1620]$ nm.

Il rivestimento AR gioca un ruolo importante nella scelta delle ottiche in quanto le superfici delle lenti trattate con esso consentono di diminuire la parte di potenza inevitabilmente riflessa dalla superficie stessa, permettendo anche a piccoli segnali di passare attraverso il dispositivo senza considerevoli attenuazioni dovute a riflessioni indesiderate.

Le lenti utilizzate sono inoltre doppietti acromatici, formate cioè da due materiali diversi (vetro N-LAK22 seguito da vetro N-SF6HT) al fine di diminuire l'aberrazione cromatica che si avrebbe utilizzando un singolo elemento. Questo porta ad una diminuzione del cosiddetto “focal shift”, la traslazione del

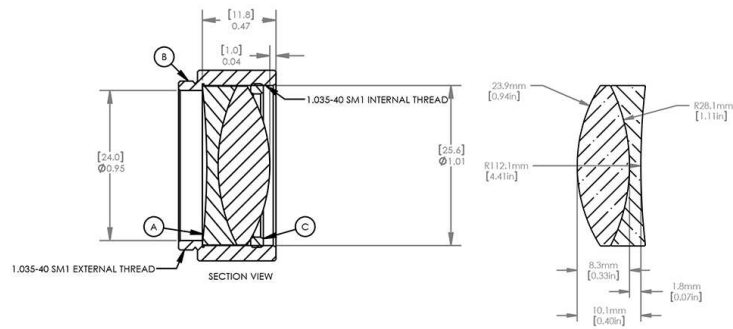


Figura 4.1: Dimensioni fisiche della lente

punto di fuoco in funzione della lunghezza d'onda incidente di lavoro. Dato che il sistema che si vuole costruire lavorerà su di un ampio range di lunghezze d'onda, questa proprietà è fondamentale per cercare di mantenere la posizione del waist del fascio incidente sul campione il più costante possibile. Il focal shift per ogni lente, dichiarato dalla casa costruttrice, è visualizzato in figura 4.3.

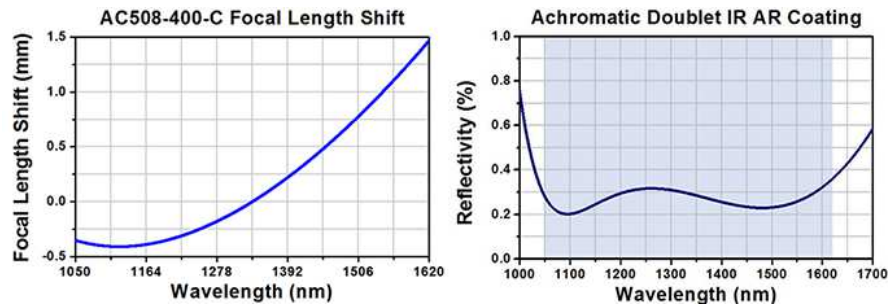


Figura 4.2: Grafici per focal shift (a sinistra) e rivestimento AR (a destra) per la singola lente

La posizione delle lenti è di fondamentale importanza per la risoluzione delle immagini che verranno ottenute. Come detto in precedenza, le lenti permettono la focalizzazione del fascio sul campione. In particolare, la loro posizione determina tre parametri:

1. la dimensione del waist (e quindi della risoluzione trasversale)
2. il valore del parametro confocale (ovvero due volte la distanza di Rayleigh, quella in cui la dimensione del fascio non supera $\sqrt{2}$ del waist)
3. la distanza tra lente e waist

Il campione verrà così posizionato sul waist e questo permetterà un buon accoppiamento fibra ottica-aria ma soprattutto l'accoppiamento inverso aria-fibra ottica, che caratterizza la propagazione del fascio retrodiffuso dal campione.

Si è quindi munito il sistema di una bretella in fibra ottica (di lunghezza 2 metri) di cui un capo è trattato con rivestimento anti-riflessione. Questa collega l'OBR con il sistema di lenti, minimizzando la riflessione aria-fibra ottica per la radiazione da esaminare. Il fascio uscente dalla fibra ottica ha diametro pari a circa quello del nucleo ($8.2 \mu\text{m}$) e di seguito diverge con un'apertura numerica pari a 0.14, ovvero con un semi-angolo planare di 8.05° . Questo fascio divergente verrà collimato dalla prima lente e quindi focalizzato dalla seconda. Per il principio di reversibilità, tale sistema permette anche al fascio retrodiffuso dal campione di rientrare nella fibra ottica per essere in seguito analizzato.

L'allineamento delle lenti è stato ottenuto montando le lenti e l'uscita della fibra ottica in appositi supporti (detti "cage plates"), tra loro collegati con 4 aste. Questo sistema garantisce che l'asse principale del sistema sia al centro di ciascun elemento e che quindi la direzione di propagazione del fascio sia prevedibile e coincidente con esso. Il tutto, posizionato ad un'altezza di circa 15 cm, è stato fissato ad un piano dotato di supporti anti-vibrazionali, per ridurre gli effetti meccanici indesiderati dovuti all'ambiente circostante.



Figura 4.3: Fotografia dell'allineamento tra fibra ottica e lenti

4.1.2 Optical Backscatter Reflectometer (OBR)

Il dispositivo OBR è stato sviluppato da Luna Technologies Inc. come strumento che utilizza un laser tunabile e la tecnica OFDR per rilevare riflessioni

e perdite all'interno di un collegamento in fibra ottica.

Semplificando, esso misura i tempi di ritorno delle riflessioni del fascio inviato nel campione in esame e li confronta con quelli di ritorno da un riferimento fisso. Effettuando la trasformata di Fourier del segnale sovrapposto (che genera un battimento) è possibile stabilire la distanza temporale tra riferimento e luogo della riflessione all'interno del campione in esame. Infatti la frequenza di battimento generata è proporzionale al tempo di ritardo τ . Questa misura temporale viene quindi convertita in misura spaziale tramite la relazione:

$$z = \frac{c}{2n}\tau \quad (4.1)$$

in cui c è la velocità della luce nel vuoto, n è l'indice di rifrazione del campione e z è la distanza all'interno del campione dove è avvenuta la riflessione.

Lo strumento fornisce sullo schermo del computer ad esso collegato la traccia in funzione della distanza o del tempo, evidenziando le posizioni delle varie riflessioni incontrate. L'indice di rifrazione n è quindi un parametro di cui



Figura 4.4: Computer e OBR

tener conto al fine di interpretare correttamente la misura, ovvero per una visualizzazione del campione corretta, in particolare il rapporto tra altezza e larghezza dell'immagine ottenuta.

L'indice di rifrazione gioca un ruolo fondamentale anche nella determinazione della risoluzione assiale, che per questo dispositivo è dichiarata essere pari a:

$$\Delta z = \frac{\lambda_{min}\lambda_{max}}{n\Delta\lambda} \quad (4.2)$$

corrispondente cioè ad una potenza costante nell'intervallo $\Delta\lambda$ durante la spazzolata.

Normalmente, essendo il dispositivo progettato per l'analisi di fibre ottiche, l'indice di rifrazione è costante lungo tutto il dispositivo in esame. Nell'applicazione OCT che si vuole sviluppare si interagisce invece con aria e campioni,

i quali possono avere strati interni con diverso indice di rifrazione. Un indice di rifrazione maggiore porterà una risoluzione assiale migliore.

Lo strumento è dotato di interfaccia per il controllo da remoto via IEEE 488 (detto anche protocollo GPIB).

4.1.3 Dispositivo di traslazione

Per l'applicazione OCT e per la generazione di un'immagine B-scan è necessario far incidere il fascio laser in posizioni diverse della superficie del campione. Questo può generalmente essere fatto in due modi:

- deviando il fascio tramite uno specchio galvanometrico;
- tenendo fisso il punto di focalizzazione del fascio ma spostando il campione di una quantità pari alla risoluzione trasversale.

Data la maggior semplicità di implementazione e la disponibilità, si è optato per l'utilizzo di traslatori piezoelettrici al fine di spostare il campione. In particolare, si è utilizzato un dispositivo Burleigh (figura 4.5) composto da:

- Translation stage TS-100, cioè la struttura su cui montare il campione;
- Attuatori Inchworm, i traslatori che movimentano le parti della struttura;
- Encoder, dispositivi che realizzano la lettura della distanza compiuta dai traslatori;
- Modulo CE-2000, che comanda tutte le parti.

Complessivamente questo metodo di traslazione permette un accurato controllo della posizione del campione, potendolo spostare di una distanza massima di 25mm in modo continuo o a passi di distanze preimpostate, il cui valore minimo è di $0.1 \mu\text{m}$.

Inoltre l'intero apparato è comandabile via GPIB da remoto e quindi è stata possibile la stesura di un codice Matlab per sincronizzare gli spostamenti del campione, le misure effettuate dall'OBR e l'elaborazione numerica dei dati.

4.1.4 Controllore di polarizzazione

In laboratorio è stato utilizzato l'Agilent 11896A, un controllore di polarizzazione, mostrato in figura 4.6. Il controllore di polarizzazione ha nel pannello frontale un ingresso e un'uscita in fibra. In pratica, permette di cambiare

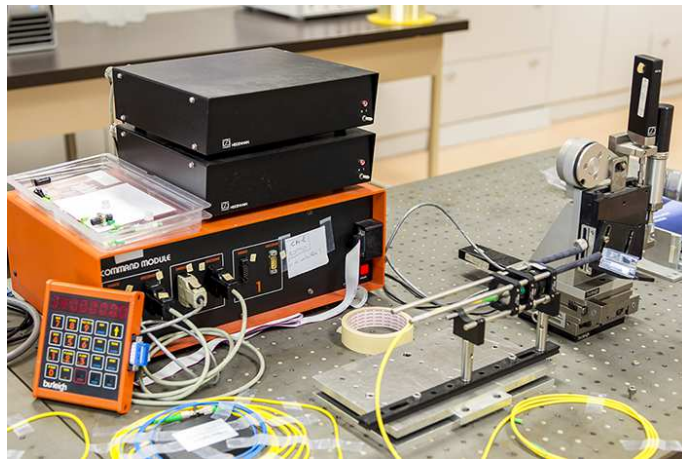


Figura 4.5: Fotografia del dispositivo di traslazione



Figura 4.6: Controllore di polarizzaione

lo stato di polarizzazione tra ingresso e uscita, variando i valori visualizzati nel display dei quattro anelli polarizzanti presenti. Lo strumento può essere comandato attraverso il protocollo GPIB.

4.1.5 Circolatore a tre porte

Sono stati usati due circolatori a tre porte (6015-3-APC), i cui parametri sono rappresentati nella seguente figura 4.7

THORLABS

Test Data
3 Ports Circulator

Name: _____
Model: 6015-3-APC
S/N: 10132916

Specifications

Wavelength Range		nm	1525-1610
Insertion Loss	Port 1→2	dB	0.66
	Port 2→3		0.52
PDL	Port 1→2	dB	0.02
	Port 2→3		0.05
Return Loss	Port 1	dB	60
	Port 2		60
	Port 3		60
Isolation at 1570nm	Port 2→1	dB	56
	Port 3→2		55
Directivity	Port 1→3	dB	60
	Port 3→1		60
PMD		ps	<-0.05
Operating Temperature	°C		0 to +70
Storage Temperature	°C		-40 to +85

Tested By: JXQ Date: 14-09-11
QA Approval: TM Date: 14-09-11

Figura 4.7: Circolatore

4.1.6 Beam splitter

Per il progetto di un interferometro ad hoc per il PS-OCT, sono stati utilizzati due beam splitter a tre vie, come mostrato in figura 4.8. Nelle tre uscite sono



Figura 4.8: Beam splitter a tre vie

dichiarati dalla casa costruttrice le seguenti perdite per inserzione:

- 5.86 dB (per la porta 1)
- 5.79 dB (per la porta 2)
- 5.77 dB (per la porta 3)

Inoltre l'intervallo di lunghezze d'onda di utilizzo dichiarato è 1550 ± 40 nm.

4.2 Tipi di implementazione

4.2.1 Modalità di misura sensibile alla polarizzazione

Per descrivere la configurazione del sistema, è utile valutare i dati necessari per una scansione sensibile alla polarizzazione.

In una scansione sensibile alla polarizzazione è necessario colpire il campione con più stati di polarizzazione (SOP). Analizzando le risposte dei diversi SOP è possibile infatti osservare cambiamenti di fase o di attenuazioni, così da valutare la birifrangenza del campione. L'analisi può essere fatta utilizzando l'approccio di Jones (con l'analisi dei vettori di Jones) oppure con l'approccio di Mueller (utilizzando i vettori di Stokes).

Prima di proseguire, è importante ricordare due tipologie di fibre:

1. fibre SM (a singolo modo)
2. fibre PM (a mantenimento di polarizzazione)

Nelle fibre SM gli stati di polarizzazione di ingresso e di uscita sono generalmente sconosciuti e possono variare nel tempo. Nelle fibre PM, invece, viene preservato il SOP della luce di input e di output (attraverso una forte asimmetria della sezione nella produzione della fibra), ma è introdotto un ritardo tra le componenti di polarizzazione lungo gli assi lento e veloce, a causa della dispersione dei modi di polarizzazione (PMD) [2]. Questa dispersione può essere osservata sinteticamente in figura 4.9:

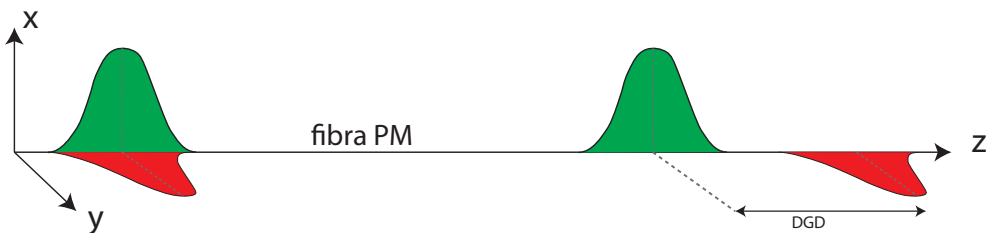


Figura 4.9: PMD

Il ritardo causato dalla PMD viene denominato ritardo di gruppo differenziale (DGD). Ora, si vuole mostrare cosa succede alla polarizzazione al propagarsi di una radiazione. Si immagini inizialmente che quest'onda sia polarizzata linearmente a 30° rispetto alla fibra PM e che entri incidendo su di essa. L'intensità si divide quindi per il 75% (il campo elettrico è $\cos 30 = \frac{\sqrt{3}}{2}$, l'intensità è $\frac{3}{4}$, ovvero il 75%) sull'asse veloce (che rappresenta il primo modo)

e il 25% sull'asse lento (che rappresenta il secondo modo). I modi viaggiano con velocità diverse a causa della PMD. Quindi, dopo un certo spazio x , le due onde associate ai due modi si troveranno in quadratura di fase, e dopo $2x$ saranno in opposizione di fase. Ci si accorge quindi che nella propagazione cambia la polarizzazione, precisamente:

- quando le onde sono in fase si ha una polarizzazione come quella di ingresso, ovvero lineare a 30° ;
- quando sono in quadratura di fase si ha polarizzazione ellittica (il rapporto tra asse maggiore e asse minore è $\sqrt{3}$);
- quando le onde sono in opposizione di fase si ha una polarizzazione opposta a quella di ingresso, ovvero a -30° .

Se viene tracciata nella sfera di Poncairé una linea in funzione della distanza, si osserveranno circonferenze centrate intorno all'asse s_1 . L'asse s_1 è chiamato autostato di polarizzazione. Le fibre PM hanno due autostati, quello associato alla polarizzazione orizzontale s_1 (ovvero quando l'onda viaggia solo lungo l'asse orizzontale) e quello associato a polarizzazione verticale ($-s_1$). In pratica, quando viene immesso in fibra un'onda coincidente con l'autostato di polarizzazione, l'onda si presenta in uscita senza distorsioni; in altre parole, è come se l'onda si propagasse attraverso uno solo dei modi x e y della fibra PM.

Un discorso diverso è fatto per le fibre SM. Esse sono idealmente a simmetria cilindrica, ma nelle fibre reali la simmetria è rotta sia durante la produzione (nucleo leggermente ellittico, eccentrico, anisotropo, . . .), sia durante l'uso (tipicamente a causa delle escursioni termiche e dei derivanti stress meccanici). Chiaramente queste asimmetrie variano lungo la fibra e nel tempo e lo fanno in modo aleatorio. Una breve sezione di fibra (non più lunga di qualche metro) presenta ancora una asimmetria omogenea ed i relativi autostati di polarizzazione, ma la fibra nel suo insieme non ha autostati di polarizzazione. A causa di questo problema, le fibre "standard" a singolo modo (ovvero non a mantenimento) non sono in grado di preservare la polarizzazione del campo elettromagnetico.

Considerando di avere a disposizione un OBR si è quindi cercato di realizzare uno SS-PS-OCT (OCT sensibile alla polarizzazione con sorgente tunabile).

Una prima implementazione del sistema può essere raggiunta aggiungendo un pezzo di fibra PM nel braccio del campione dell'interferometro [2]. Come si può osservare in figura 4.10, la scansione sensibile alla polarizzazione è raggiunta ritardando i due modi nella fibra PM. Così il fascio riferito al primo modo colpirà il campione prima del fascio riferito al modo più lento. Questo si traduce in una separazione dell'immagine dei due modi. In particolare, il segnale che sarà analizzato conterrà due immagini dello stesso campione in sequenza. La prima immagine è quella riferita al modo veloce, la seconda immagine è quella riferita al modo lento. Sovrapponendo queste due immagini sarà possibile studiare la birifrangenza locale. Essendo i due modi ortogonali tra di loro, è conveniente studiare il fenomeno attraverso l'analisi di Jones.

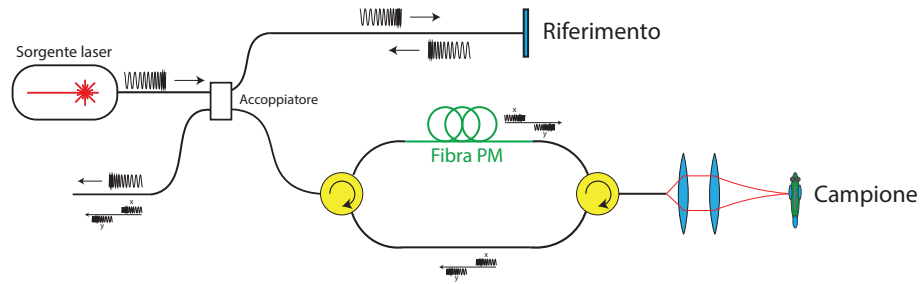


Figura 4.10: Prima possibile implementazione con l'uso della fibra PM per lo sdoppiamento dei modi.

Si è così analizzato quanto dovrebbe essere lunga la fibra PM per la scansione di un oggetto, andando alla profondità di circa 1cm. Il DGD (Differential Group Delay) di una fibra PM, provocato dalla PMD, è di pochi picosecondi/metro. Ad esempio, è stato preso come riferimento il valore di un'esperienza fatta in laboratorio durante il corso di "Fibre ottiche e laboratorio": $DGD = 1.72\text{ps/m}$. Si consideri che l'indice di rifrazione del campione in esame sia $n = 1.5$ e di voler separare l'immagine di $s_0 = 1\text{cm}$. Il tempo di percorrenza della luce ($c_0 \approx 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$) per attraversare 1cm è pari a:

$$\begin{aligned}
 t &= \frac{s_0}{c} = \frac{s_0 n}{c_0} \\
 &= \frac{0.01\text{m} \cdot 1.5}{3 \cdot 10^8 \text{m/s}} \\
 &= 50\text{ps}
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

Occorre quindi ritardare i due modi di 50 ps, e questo viene raggiunto con una lunghezza della fibra PM, l_{pm} , pari a:

$$l_{pm} = \frac{t}{DGD} = \frac{50ps}{1.72ps/m} \approx 29m \quad (4.4)$$

A causa della lunghezza considerevole della fibra PM e dell'impossibilità di modificare l'interferometro interno all'OBR, si è pensato ad altre soluzioni.

La seconda soluzione, quella effettivamente utilizzata per il progetto del PS-OCT di questa tesi, è stata presa da uno studio sulle misure polarimetriche distribuite per sensori in fibra ottica [13]. In questa analisi, i sensori sensibili alla polarizzazione sfruttano il fatto che la polarizzazione nelle fibre a singolo modo può facilmente essere influenzata e modificata dall'ambiente esterno. Effettivamente, qualsiasi piccola perturbazione che rompe la simmetria cilindrica di una fibra ideale può indurre mescolamenti tra i due modi fondamentali x e y, causando una variazione di polarizzazione. Questo effetto del cambiamento aleatorio della polarizzazione sarà usato per mandare al campione fasci luminosi con polarizzazioni casuali.

Indipendentemente dal tipo di riflettometro usato, possono essere considerati due approcci principali per la misura dello stato di polarizzazione, a seconda di voler recuperare informazioni parziali o complete della misurazione:

1. Nel caso semplice (fig 4.11.a), un polarizzatore è interposto tra il riflettometro e il campione in esame. In questo modo, sia la luce che va nel campione che la luce retroriflessa sono polarizzate, e le variazioni degli stati di polarizzazione retroriflessi sono convertiti in fluttuazioni di potenza. Si può dimostrare che la velocità di queste fluttuazioni è collegata alla birifrangenza locale. Tuttavia, altre proprietà come l'orientamento della birifrangenza non possono essere recuperate con questo schema.
2. Il secondo approccio (fig 4.11.b) mira alla misura completa dello stato di polarizzazione della luce retroriflessa. Questo può essere raggiunto separando il percorso di andata dal percorso di ritorno. L'OBR estrarrà poi le informazioni di fase e ampiezza delle due componenti di polarizzazione x e y, dati sufficienti per calcolare il SOP.

La caratterizzazione di polarizzazione completa del campione in esame può essere raggiunta misurando lo stato di polarizzazione per almeno due differenti SOPs di ingresso [14].

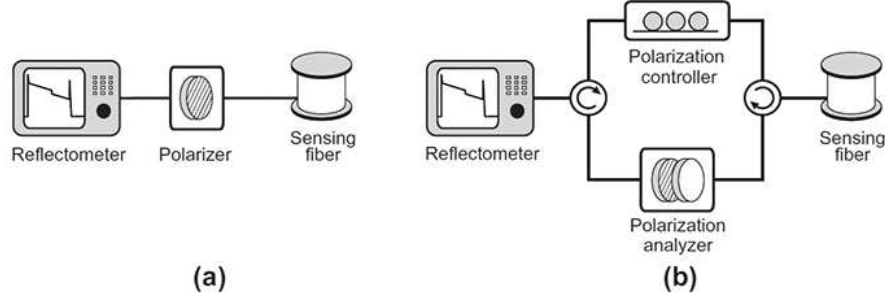


Figura 4.11: Due approcci possibili per una misura sensibile alla polarizzazione

4.2.2 Principi teorici

Per la comprensione dei limiti e dei potenziali di questo sistema, analizziamo ora i principi teorici nel dettaglio. Se trascuriamo le perdite dipendenti della polarizzazione, che sono trascurabili nelle fibre ottiche, lo stato di polarizzazione della luce può essere rappresentato in uno spazio reale a tre dimensioni di vettori di Stokes unitari. Di conseguenza, lo stato di polarizzazione della propagazione della luce di andata può essere espresso come:

$$\hat{s}(z) = \mathbf{F}(z)\hat{s}_0 \quad (4.5)$$

dove z è la coordinata longitudinale lungo la fibra, \hat{s}_0 e $\hat{s}(z)$ sono i vettori di Stokes unitari che rappresentano rispettivamente il SOP della fibra in ingresso e a z , e $\mathbf{F}(z)$ è la matrice di Mueller (3x3 reale) che rappresenta la propagazione di andata lungo la fibra. Si ricordi che le matrici di Mueller sono ortogonali e rappresentano rotazioni nello spazio di Stokes. Conseguentemente, la variazione di \mathbf{F} con z può essere scritta come:

$$\frac{d\mathbf{F}}{dz} = \bar{\beta}(z) \times \mathbf{F}(z), \quad \mathbf{F}(0) = \mathbf{I} \quad (4.6)$$

dove \mathbf{I} è la matrice identità, e $\bar{\beta}(z) = (\beta_1, \beta_2, \beta_3)^T$ è il vettore di birifrangenza, una quantità matematica che sintetizza gli effetti locali di tutte le perturbazioni che sono in atto nella fibra in z . In modo equivalente possiamo scrivere anche:

$$\frac{d\hat{s}}{dz} = \bar{\beta}(z) \times \hat{s}(z), \quad \hat{s}(0) = \hat{s}_0 \quad (4.7)$$

Il vettore di birifrangenza è la proprietà della fibra direttamente collegata con le variazioni indotte. Per convenienza, può essere decomposto come $\bar{\beta}(z) = \bar{\beta}_L(z) + \bar{\beta}_C(z)$, dove $\bar{\beta}_L(z) = (\beta_1, \beta_2, 0)^T$ è la componente lineare, e $\bar{\beta}_C(z) = (0, 0, \beta_3)^T$ è la componente circolare. Entrambe le componenti

possono essere modificate da perturbazioni esterne da tessuti birifrangenti. Lo stato di polarizzazione della luce retroriflessa può essere scritta come $\hat{s}_R = \mathbf{R}(z)\hat{s}_0$, dove la matrice di Mueller $\mathbf{R}(z)$ rappresenta la propagazione di round-trip, cioè dall'ingresso della fibra a z ($\mathbf{F}(z)$) e da z all'ingresso della fibra ($\mathbf{B}(z)$). La matrice può essere fattorizzata come:

$$\mathbf{R}(z) = \mathbf{B}(z)\mathbf{S}\mathbf{F}(z) \quad (4.8)$$

dove \mathbf{F} , \mathbf{S} e \mathbf{B} rappresentano rispettivamente la propagazione di andata fino ad un arbitrario punto z , la retroflessione del campione in quel punto, la propagazione di ritorno all'ingresso della fibra. Usando la stessa scrittura di riferimento per la propagazione di andata e di ritorno della luce, e trascurando il coefficiente di attenuazione che non influenza la polarizzazione, possiamo fissare $\mathbf{S} = \mathbf{I}$. Inoltre, se la fibra è reciproca possiamo scrivere:

$$\mathbf{B} = \mathbf{M}\mathbf{F}^T\mathbf{M}, \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (4.9)$$

Si noti che questa relazione non vale se la fibra non è reciproca, ovvero quando si è in presenza di un campo magnetico non trascurabile.

In modo simile alla propagazione di andata, è possibile introdurre un vettore di birifrangenza di roundtrip, $\beta_R(z)$, tale che:

$$\frac{d\mathbf{R}}{dz} = \bar{\beta}_R(z) \times \mathbf{R}(z), \quad \mathbf{R}(0) = \mathbf{I} \quad (4.10)$$

$$\frac{d\hat{s}_R}{dz} = \bar{\beta}_R(z) \times \hat{s}_R(z), \quad \hat{s}_R(0) = \hat{s}_0 \quad (4.11)$$

Si noti che $\hat{s}_R(z)$ è la quantità fisica che può essere misurata con un riflettometro sensibile alla polarizzazione. Da questa quantità, e sfruttando la conoscenza degli algoritmi [14] e [15], è possibile anche calcolare il vettore di birifrangenza di roundtrip $\bar{\beta}_R(z)$. Come il vettore di birifrangenza $\bar{\beta}(z)$, anche $\bar{\beta}_R(z)$ dipende dalle perturbazioni che ci sono in fibra. Ciò nonostante, la relazione precisa tra $\bar{\beta}_R(z)$ e $\bar{\beta}(z)$ non è evidente e necessita di diversi calcoli per arrivare a dimostrare che:

$$\bar{\beta}_R(z) = 2\mathbf{B}(z) [\bar{\beta}_L(z) + \eta(z)\hat{u}_3] \quad (4.12)$$

dove \hat{u}_3 rappresenta la terza componente ed è riferita a $\bar{\beta}_C(z)$, e $\eta(z) = 2VB(z) \cos \psi(z)$ rappresenta la rotazione di Faraday, effetto per cui vi è rotazione della polarizzazione del fascio causata dall'iterazione con un campo

magnetico esterno. Questa equazione è il cuore della misurazione della birifrangenza, e mette in evidenza le caratteristiche principali della tecnica. Prima di tutto, l'equazione 4.12 mostra che, a differenza di $\bar{\beta}(z)$, il vettore di birifrangenza di roundtrip $\bar{\beta}_R(z)$ non è una quantità locale; al contrario, attraverso il termine $\mathbf{B}(z)$ dipende dall'intera sezione di fibra compresa tra il punto di ingresso e il punto di riflessione. Secondo, è chiaro che in 4.12 non c'è una dipendenza esplicita sull'attività ottica della torsione indotta. Questo, comunque, non significa che la propagazione di round trip cancelli la birifrangenza circolare reciproca perchè questo termine colpisce implicitamente ancora $\bar{\beta}_R(z)$ attraverso $\mathbf{B}(z)$.

Nonostante la presenza di $\mathbf{B}(z)$ in 4.12, è ancora possibile recuperare un'informazione parziale della birifrangenza locale notando che $\mathbf{B}(z)$ è una matrice ortogonale e quindi:

$$|\bar{\beta}_R(z)| = 2\sqrt{|\bar{\beta}_L(z)|^2 + |\eta(z)|^2} \quad (4.13)$$

Questa relazione è particolarmente utile quando la rotazione di Faraday è trascurabile ($\eta \approx 0$) che è quasi comune. In realtà, in questo caso le equazioni 4.13 e 4.11 affermano che la velocità alla quale il SOP retroriflesso varia in una posizione arbitraria z (cioè $|d\hat{s}_R/dz|$) è proporzionale a due volte il modulo che la birifrangenza lineare ha in quella posizione. Dato che il vettore unitario $\hat{s}_R(z)$ è vincolato ad una superficie sferica (la sfera di Poncairé), la sua variazione consiste in generale in oscillazioni; quindi, la velocità di variazione, e quindi il modulo della birifrangenza lineare locale, può essere effettivamente recuperata con una semplice analisi spettrale.

4.3 Setup sperimentale

Per implementare il PS-OCT, si è pensato la realizzazione di due tipi di interferometro in grado di illuminare l'oggetto con SOPs diversi.

4.3.1 Interferometro ad-hoc a tre percorsi

Inizialmente si è voluto costruire un interferometro ad-hoc in modo da essere facilmente traslato ad altri sistemi. Si può osservare questo interferometro in figura 4.12.

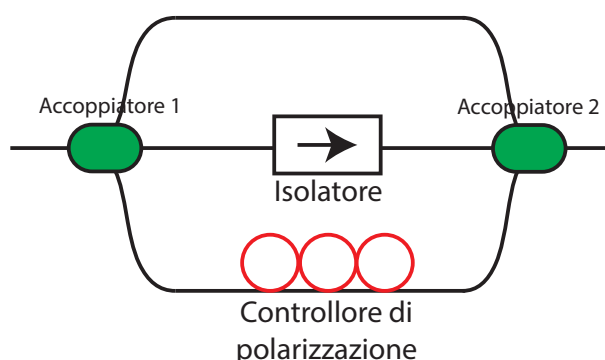


Figura 4.12: Realizzazione dell'interferometro a tre percorsi

Come si può osservare, sono stati utilizzati 2 beam splitter a tre vie, un isolatore e un controllore di polarizzazione. Attraverso questa configurazione, si è voluto creare un unico sistema in grado di mandare al campione in esame differenti SOPs. Nel particolare, l'interferometro, avendo tre diversi percorsi, colpisce il campione con tre SOPs casuali (come mostrato nelle precedenti sezioni). Si noti che non siamo interessati a conoscere con quali SOPs si va a colpire l'oggetto, ma siamo interessati solo ai SOPs ricevuti, attraverso i quali è possibile calcolare l'informazione di birifrangenza. Inoltre, l'interferometro è stato progettato per avere i 5 percorsi (tra andata e ritorno) separabili, ovvero ritardati in modo tale da avere in ricezione 5 segnali separati, ognuno riferito ad un certo SOP. Di seguito viene mostrata la figura 4.13 dei relativi SOP visti in ricezione, marcando 2 dei 5 SOPs (per non appesantire la figura) con i relativi percorsi di andata e ritorno.

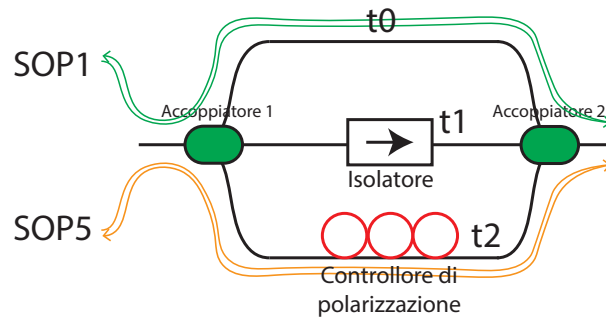


Figura 4.13: Marcatura di 2 SOP diversi, attraverso i diversi percorsi, e il ritardo associato ad ogni percorso, t_0 , t_1 e t_2 .

Per convenienza, denominiamo ogni SOP con un numero:

- SOP 1: relativo al percorso t_0 (andata) - t_0 (ritorno);
- SOP 2: relativo al percorso t_1 (andata) - t_0 (ritorno);
- SOP 3: relativo al percorso t_0 (andata) - t_2 (ritorno) e viceversa;
- SOP 4: relativo al percorso t_1 (andata) - t_2 (ritorno);
- SOP 5: relativo al percorso t_2 (andata) - t_2 (ritorno);

Il sistema è stato caratterizzato in frequenza: si è posizionato un riflettore al termine del percorso che si vuole caratterizzare, ricevendo come segnale un picco, cioè l'impulso riferito alla riflessione del riflettore. La caratterizzazione è stata eseguita per ogni picco di riflessione, sia per l'intensità totale che per le singole polarizzazioni x e y. In questo caso ogni picco di riflessione è stato ottenuto aggiungendo alla fine dell'interferometro a tre percorsi un pezzo di fibra ibrida; al termine di questo cavo si avrà una riflessione non trascurabile a causa del connettore FC/PC. Si può osservare questa caratterizzazione in figura 4.14.

In queste figure di caratterizzazione in frequenza dei picchi si può osservare che:

- Le distorsioni del picco 1 e il picco 5 sono accettabili. La polarizzazione viene conservata e troviamo una piccola attenuazione in funzione della lunghezza d'onda (o equivalentemente della frequenza) dell'intensità totale.
- Le distorsioni del picco 3 risultano accettabili ma si è preferito scartare questo dato, essendo la sovrapposizione di due percorsi di andata e ritorno diversi, risultando in una sovrapposizione di due SOPs distinti.

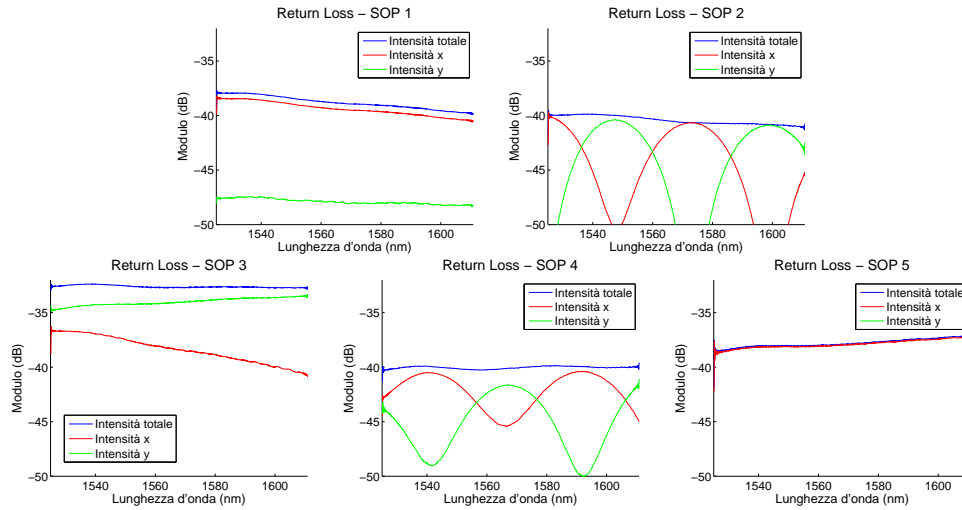


Figura 4.14: Return loss per ogni picco di riflessione

- Si nota invece una forte distorsione in polarizzazione nei picchi 2 e 4. Questo è dovuto all'isolatore che, nel percorso di andata, provoca PMD.

Si vuole ora misurare la dispersione della PMD dell'interferometro. La PMD ci dà l'informazione del DGD, cioè del ritardo tra i due modi x e y. In altre parole vogliamo calcolare la matrice di Mueller dell'interferometro a tre percorsi.

A questo scopo è necessario illuminare il dispositivo con diversi SOPs di ingresso. Analizzandoli sarà poi possibile ricostruire, attraverso [15], il vettore della PMD. In sintesi, [15] calcola la rotazione che intercorre tra i vari vettori passati come parametri. Se vengono passati i vettori di Stokes, dal calcolo delle rotazioni su diversi SOPs è possibile stimare la PMD Ω dell'equazione che la descrive:

$$\frac{d\hat{s}}{d\omega} = \Omega \times \hat{s} \quad (4.14)$$

A questo scopo il sistema è stato modificato interponendo prima dell'interferometro a tre percorsi un controllore di polarizzazione, l'Agilent 11896A, come in figura 4.15:

Questo nuovo interferometro è spiegato nella sezione successiva.

4.3.2 Interferometro con controllore di polarizzatore

L'interferometro è composto da due circolatori e il controllore di polarizzazione Agilent 11896A ed è stato costruito come in figura 4.16:

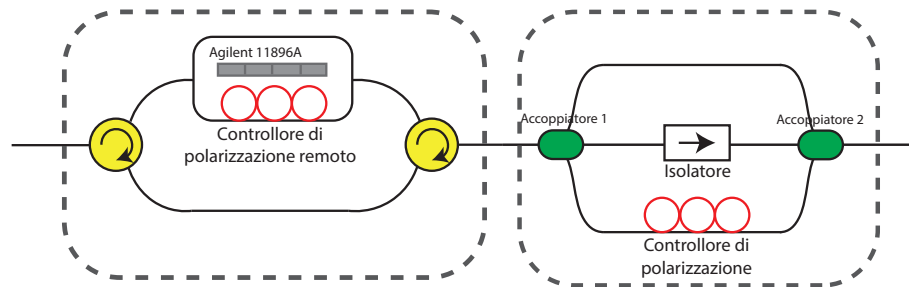


Figura 4.15: Sistema modificato per ricavare il vettore PMD

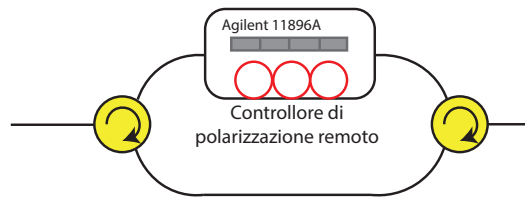


Figura 4.16: Interferometro con circolatori e controllore di polarizzatore

Il controllore di polarizzazione è comandabile da remoto e permette così di effettuare misure con diversi SOP senza iterare col sistema. Infatti il sistema deve rimanere immobile, essendo la polarizzazione in fibra sensibile a stress meccanici (e non solo) come spiegato in precedenza. Inoltre il polarizzatore è inserito solo nel ramo di andata, in modo da non cambiare la polarizzazione in fibra nel percorso di ritorno. In questo modo sarà possibile ricavare correttamente la matrice di Mueller e quindi il DGD.

Anche questo sistema è stato caratterizzato in frequenza ponendo in uscita un riflettore. Qui c'è un unico picco di riflessione e il comportamento in frequenza è stato trovato per una particolare polarizzazione dell'Agilent. Il risultato è in figura 4.17:

Si può notare che c'è una distorsione in polarizzazione. Questa è dovuta ai circolatori.

4.4 Caratterizzazione della PMD

Come detto nella sezione precedente, attraverso la configurazione in figura 4.15, è possibile ricavare il vettore PMD e quindi il valore del DGD dell'interferometro a tre percorsi.

Alla fine della configurazione è stato collegato il riflettore. Successivamente lo si è illuminato con diversi SOPs (nel particolare se ne sono scelti 5), agendo solo sul controllore di polarizzazione remoto.

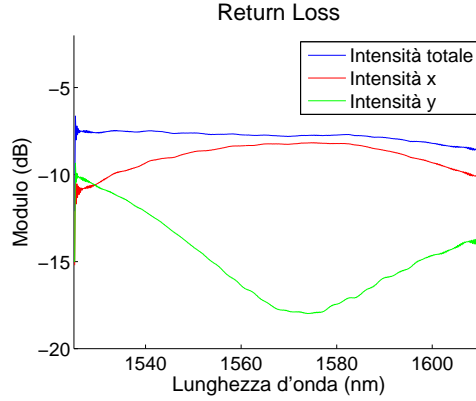


Figura 4.17: Caratterizzazione in frequenza dell'interferometro con circolatori e controllore di polarizzatore

Il vettore della PMD è ricavabile confrontando i vettori di Stokes dei diversi SOPs, grazie all'algoritmo di "calc_Rotation.m" [15], che restituisce il vettore v proporzionale al vettore di PMD:

$$v = \Omega \cdot df \quad (4.15)$$

Si è inizialmente caratterizzato in frequenza il valore del DGD dello schema in figura 4.16.

La caratterizzazione dell'interferometro composto dai due circolatori e dal controllore di polarizzazione Agilent, è stata eseguita con l'uso di 5 SOPs distinti, attraverso la modifica dei parametri dell'Agilent. Dopo la caratterizzazione in frequenza, mostrata in figura 4.18, si è calcolato per ogni SOP i vettori di Stokes in funzione della frequenza, partendo dai segnali complessi in frequenza. Successivamente si è riportato l'andamento dei vettori di Stokes sulla sfera di Poncairé per osservare come varia la polarizzazione in frequenza (figura 4.19).

I dati dei vettori di Stokes dei 5 SOPs sono stati passati come parametri alla funzione "calc_rotation" [15], ottenendo il vettore v descritto dalla 4.15. Questo vettore è stato diviso per il passo in frequenza per ottenere così il vettore di PMD:

$$\Omega = \frac{v}{df}, \quad \Omega = \left[\frac{1}{Hz} \right] = [s] \quad (4.16)$$

Il vettore Ω rappresenta il vettore di rotazione, come cioè sta avvenendo la rotazione nella sfera di Poncairé, calcolando quindi la velocità di variazione dei diversi stati di polarizzazione. Così, calcolando il modulo, ritroviamo il valore stimato del ritardo di gruppo differenziale DGD . Nella figura 4.20

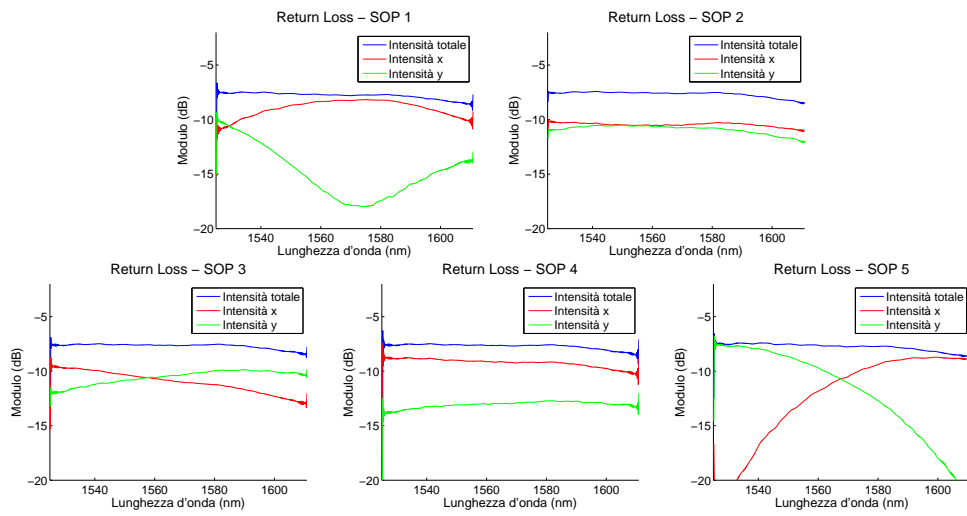


Figura 4.18: Return loss per ognuna dei 5 SOP all'uscita del primo interferometro

viene mostrato il DGD in funzione della frequenza. Si può osservare un DGD di soli circa 0.3ps.

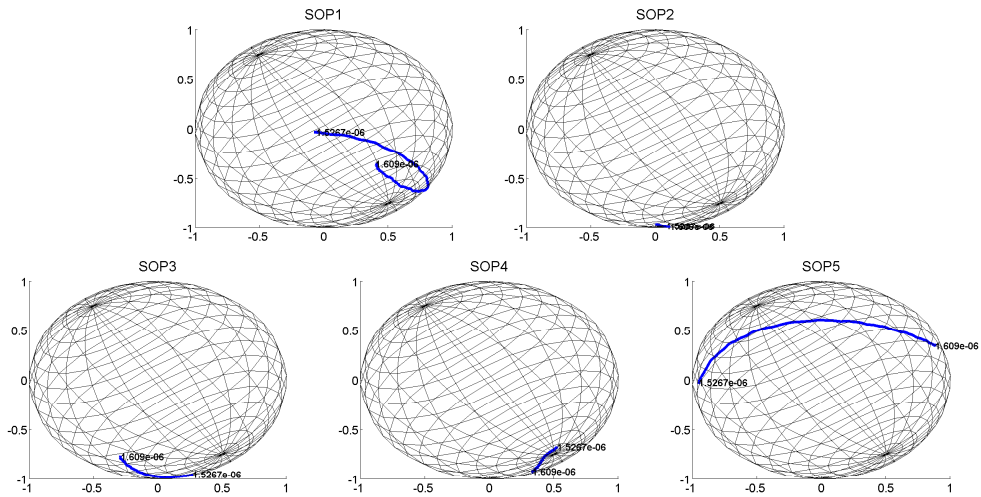


Figura 4.19: Andamento in frequenza dei vettori di Stokes per i 5 SOP all'uscita del primo interferometro

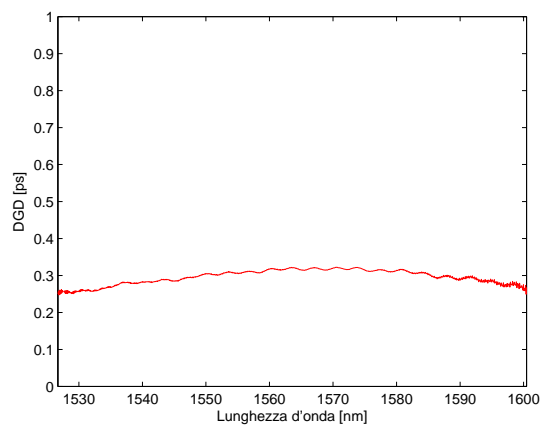


Figura 4.20: DGD calcolato del primo interferometro con corcolatori e controllore di polarizzazione Agilent

Lo stesso procedimento nella caratterizzazione in frequenza è stato fatto per l'intero sistema con i due interferometri in serie (figura 4.15). Come spiegato in precedenza, ci sono 5 picchi, associati ai diversi percorsi, da caratterizzare. Essendo simili il picco 1 e il picco 5, il picco 2 e il picco 4, e scartando il picco 3 per i motivi detti in precedenza, possiamo caratterizzare, senza perdita di informazioni, solo il picco 1 e il picco 2.

La caratterizzazione del picco 1 è nelle figure 4.21, 4.22 e 4.23. Invece la caratterizzazione del picco 2 è nelle figure 4.24, 4.25 e 4.26.

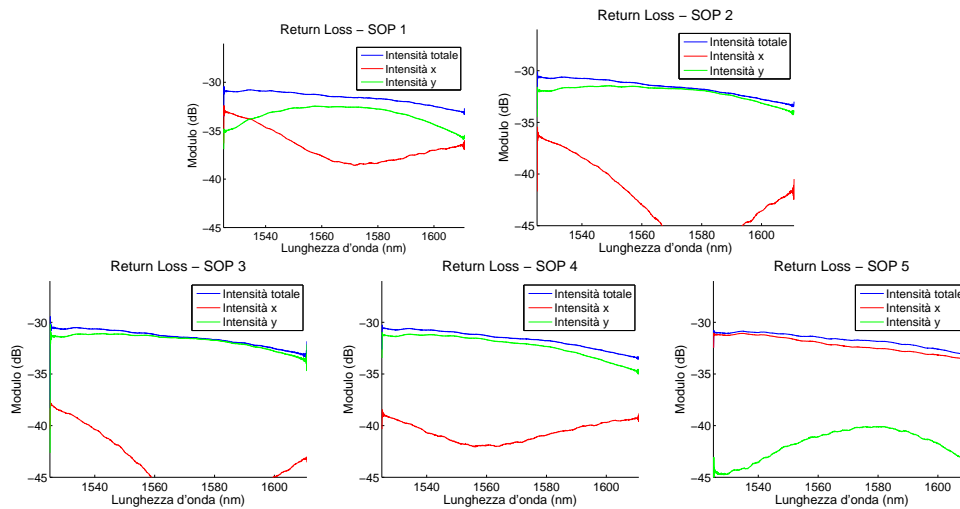


Figura 4.21: Return loss per ognuna dei 5 SOP del picco 1 dell'intero sistema

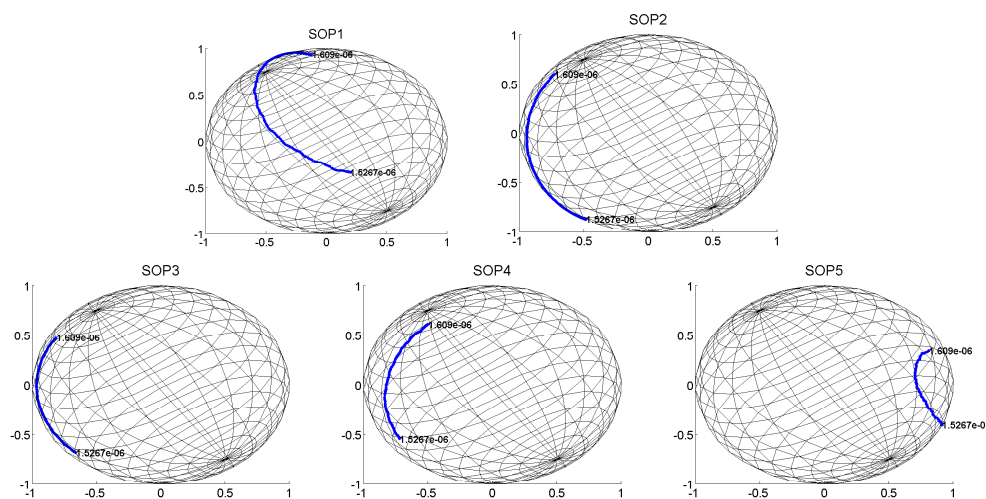


Figura 4.22: Andamento in frequenza dei vettori di Stokes per i 5 SOP del picco 1 dell'intero sistema

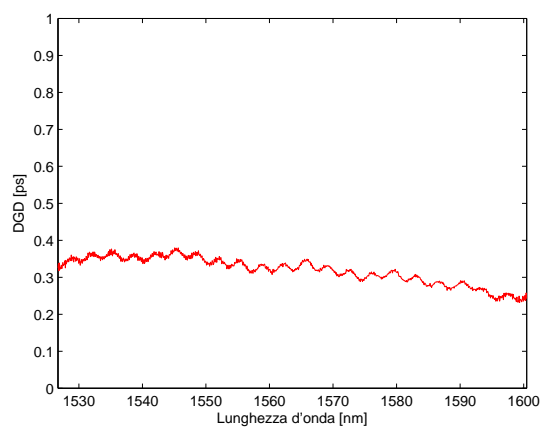


Figura 4.23: DGD del picco 1 calcolato dell'intero sistema

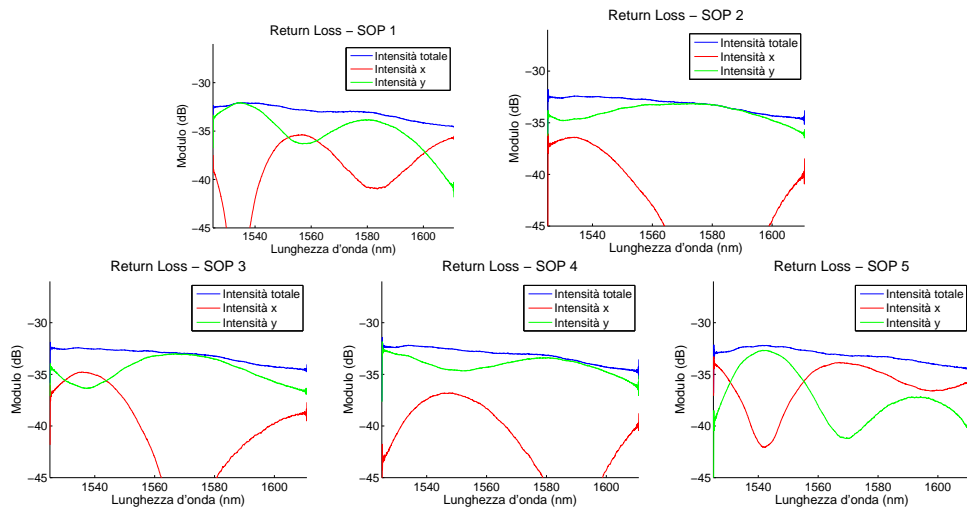


Figura 4.24: Return loss per ognuna dei 5 SOP del picco 2 dell'intero sistema

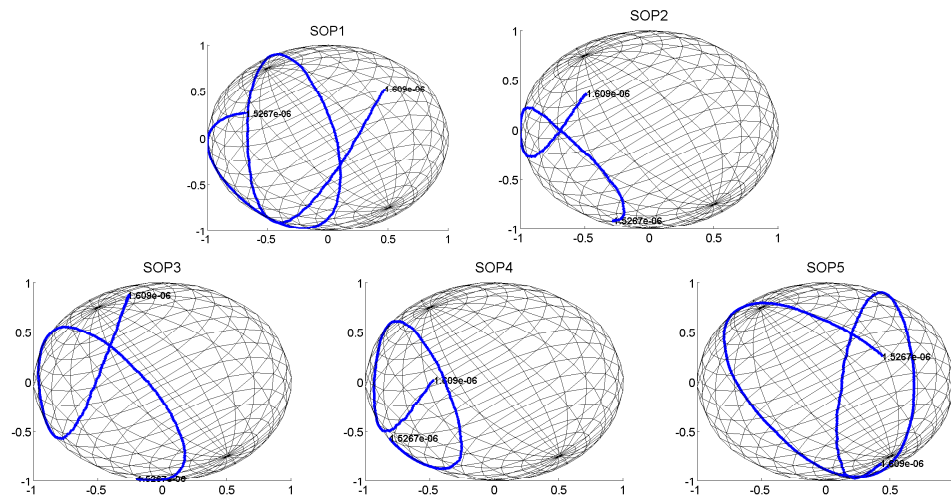


Figura 4.25: Andamento in frequenza dei vettori di Stokes per i 5 SOP del picco 2 dell'intero sistema

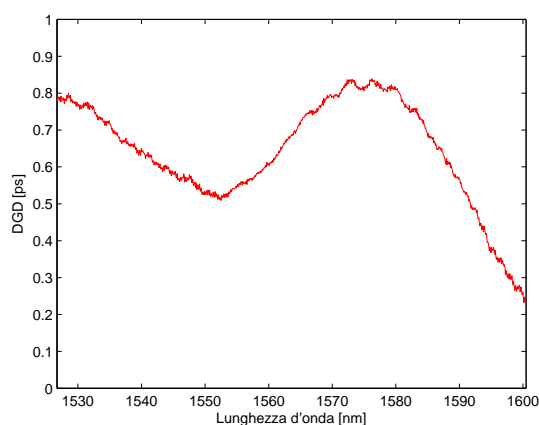


Figura 4.26: DGD del picco 2 calcolato dell'intero sistema

Da questi grafici si possono fare le seguenti considerazioni:

- l'aggiunta dell'interferometro a tre percorsi ha provocato un aumento del DGD (si confrontino le figure 4.20, 4.23 e 4.26). Infatti il DGD cresce con la distanza percorsa dalla radiazione.
- Il picco 1 non comporta un sostanziale aumento del DGD rispetto il DGD alla fine del primo interferometro (si confrontino le figure 4.20 e 4.23)
- Il picco 2 comporta un aumento del DGD rispetto il DGD alla fine del primo interferometro (si confrontino le figure 4.20 e 4.26); inoltre si può osservare che il comportamento del DGD varia fortemente in funzione della frequenza. Questo comportamento è associato all'isolatore e causa una distorsione dell'immagine.
- L'aumento del DGD e del picco 2 può essere anche osservato in figura 4.25: infatti, rispetto alla figura relativa al picco 1 (figura 4.22, si nota che i vettori di Stokes percorrono una lunghezza maggiore sulla sfera di Poncairé.
- La distorsione in polarizzazione del picco 2 è osservabile anche dai grafici in frequenza di figura 4.24, in cui si notano forti oscillazioni in frequenza nelle polarizzazioni x e y.

Capitolo 5

Risultati sperimentali PS-OCT

Sono state effettuate diverse prove per mostrare la validità di questa tecnica. In modo sintetico, attraverso il processo descritto nel capitolo precedente, è stato possibile calcolare il DGD dai dati dei diversi SOPs ricevuti.

I test sono stati fatti su un campione non organico birifrangente, lo scotch, e successivamente, dopo aver verificato della validità della tecnica, uno organico, uno zebrafish. Le dimensioni dei due campioni in esami possono essere osservate rispettivamente in figura 5.1 e 5.2.



Figura 5.1: Fotografia del campione di scotch



Figura 5.2: Fotografia del campione di zebrafish

I campioni di zebrafish sono stati preparati dalla Prof.ssa Natascia Tiso del Developmental Biology Lab del Dipartimento di Biologia dell'Università di Padova, secondo l'autorizzazione CEASA - progetto 74bis/2012 dell'Università di Padova.

Su entrambi i campioni sono state effettuate scansioni sensibili alla polarizzazione. Le scansioni sono state eseguite da una parte attraverso il solo interferometro con i circolatori e il controllore di polarizzazione Agilent (figura 5.3), che di seguito sarà chiamato “interferometro 1”, dall'altra attraverso la serie dei due interferometri (figura 5.4, che sarà chiamata “interferometro 2”).

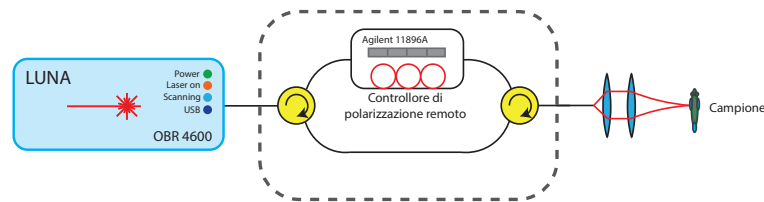


Figura 5.3: Interferometro 1

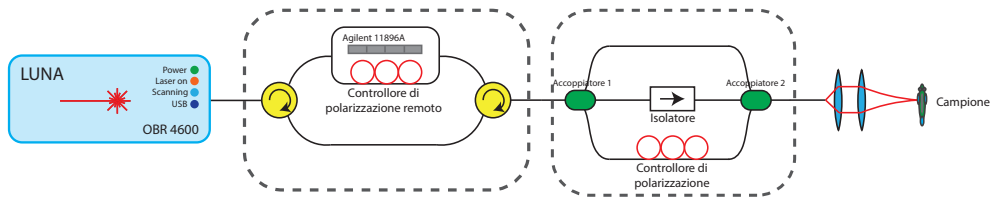


Figura 5.4: Interferometro 2

5.1 PS-OCT su scotch con l'interferometro 1

La prima analisi del funzionamento del sistema è stata eseguita su di uno scotch. In questa sezione verranno elencate le operazioni per raggiungere l'immagine di birifrangenza, valide per le misure nelle sezioni che seguono. Prima di tutto, il campione è stato fissato sul supporto di traslazione, nella posizione in cui si verifica il miglior accoppiamento fibra ottica-aria (figura 5.5). Questa posizione risiede nel waist del fascio gaussiano.

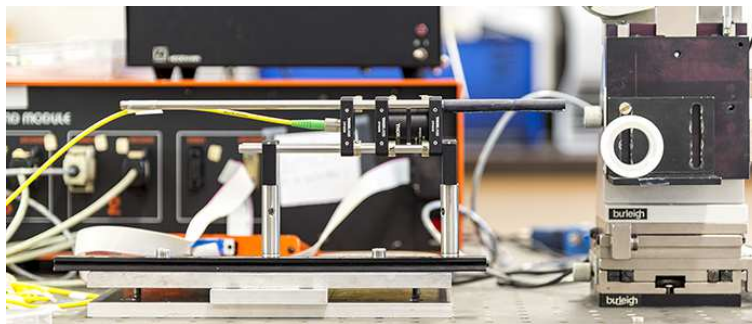


Figura 5.5: Posizione del campione

Inoltre il campione è stato predisposto per essere scansionato come in figura 5.6.



Figura 5.6: Sezione scansionata dello scotch

Quindi è stato eseguito un B-scan con il seguente algoritmo:

1. Modifica dei parametri del controllore di polarizzatore Agilent per la selezione del SOP;
2. Scansione dell'OCT;
3. Salvataggio della porzione di dati interessata (cioè la porzione che comprende le riflessioni del campione);
4. Se le misure dei diversi SOPs sono terminate, il microtraslatore viene fatto muovere nella direzione dello scan di un passo;
5. Riprendere dal punto 1 fino al termine della scansione della porzione interessata.

Attraverso la funzione “loadOBR.m” sono state recuperate le informazioni utili per l’elaborazione dai dati binari dell’OBR:

- Componente complessa del campo elettrico ricevuta al fotodiode x, $E_x(z)$;
- Componente complessa del campo elettrico ricevuta al fotodiode y, $E_y(z)$;
- Asse dei tempi o asse dello spazio lungo la direzione di propagazione.

I singoli segnali sono stati inseriti in una matrice in modo ordinato: ogni punto nella matrice rappresenta una struttura, dove è possibile associare più dati.

Come prima cosa, è stata creata un’immagine dell’intensità del segnale ricevuto che può essere osservata in figura 5.7a. Nei lati orizzontale e verticale sono indicate le dimensioni reali. Successivamente è stato stimato un bordo, in modo da avere un riferimento nelle immagini successive. Lo si può osservare in rosso nella figura 5.7b.

Attraverso le componenti in x e y del campo elettrico, si è calcolato il vettore normalizzato di Stokes per ogni punto della matrice, con la relazione dell’equazione 2.40. Ora, considerando 2 dei SOPs rilevati, sufficienti per ricavare l’immagine di birangenza, vengono considerate ognuna delle tre componenti del vettore di Stokes (la prima è scartata essendo il vettore normalizzato). Ogni immagine, ottenuta prendendo una delle tre componenti del vettore, è stata filtrata per ottenere uno smoothing. Questo smoothing permette anche di stimare il grado di polarizzazione (DOP), definito come:

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \leq 1 \quad (5.1)$$

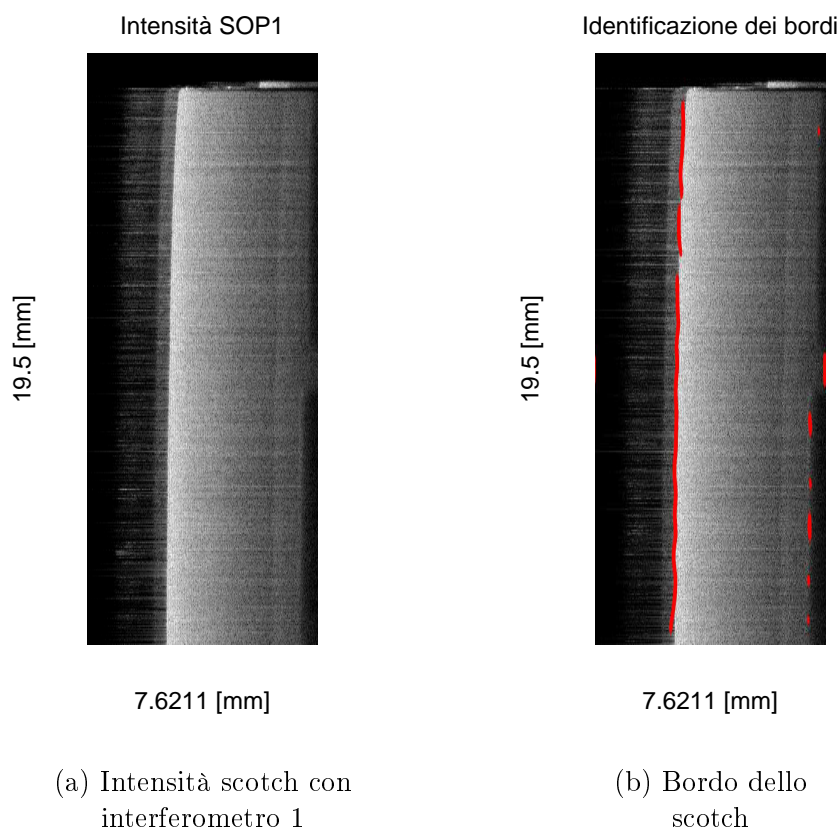


Figura 5.7

Quando vale la disuguaglianza stretta, si dice che la radiazione è parzialmente polarizzata (totalmente depolarizzata se $DOP=0$).

Le figure 5.8 e 5.9 mostrano ognuna le tre immagini delle componenti di Stokes, rispettivamente del SOP1 e del SOP2. Le figure 5.10a e 5.10b, invece, mostrano rispettivamente il DOP del SOP1 e del SOP2.

Osservando le figure che mostrano una delle componenti di Stokes, si può osservare come le componenti varino in modo regolare nell'area dello scotch, che si traduce in un cambiamento di polarizzazione del fascio. Inoltre le immagini dei DOP verificano che il fascio all'interno dello scotch risulta abbastanza polarizzato e quindi l'informazione è attendibile.

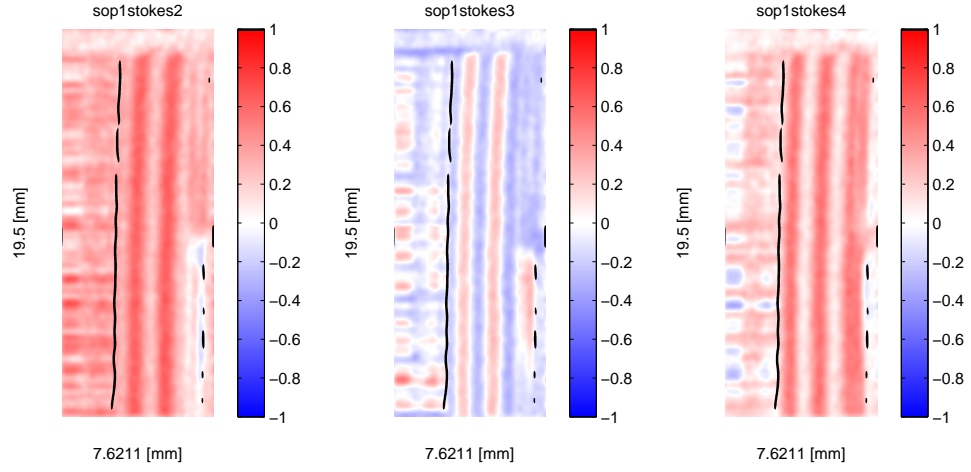


Figura 5.8: Componenti del vettore di Stokes del SOP1

Ora si hanno tutti i dati per procedere al calcolo della birifrangenza. Come spiegato in precedenza, usiamo la funzione “calc_rotation.m” per trovare il vettore della PMD Ω attraverso il vettore che restituisce la funzione $v = \Omega \cdot dz$. Il modulo di Ω rappresenta l’informazione di birifrangenza β . β deve poi essere diviso per 2, come affermato nell’equazione 4.13. In questo modo possiamo scrivere che la birifrangenza è:

$$|\beta| = \frac{|\Omega|}{2} \quad [\beta] = \frac{rad}{m} \quad (5.2)$$

L’immagine di birifrangenza ottenuta è in figura 5.11. Si faccia attenzione agli alti valori di birifrangenza al di fuori dei bordi: qui le informazioni non sono attendibili a causa del basso grado di polarizzazione (DOP), verificabile dalle immagini 5.10a e 5.10a. Questo è valido anche per le sezioni successive.

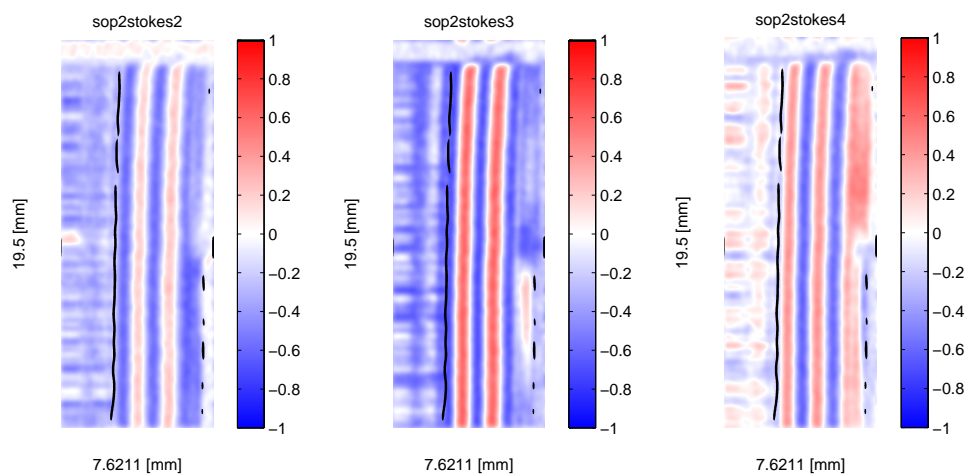
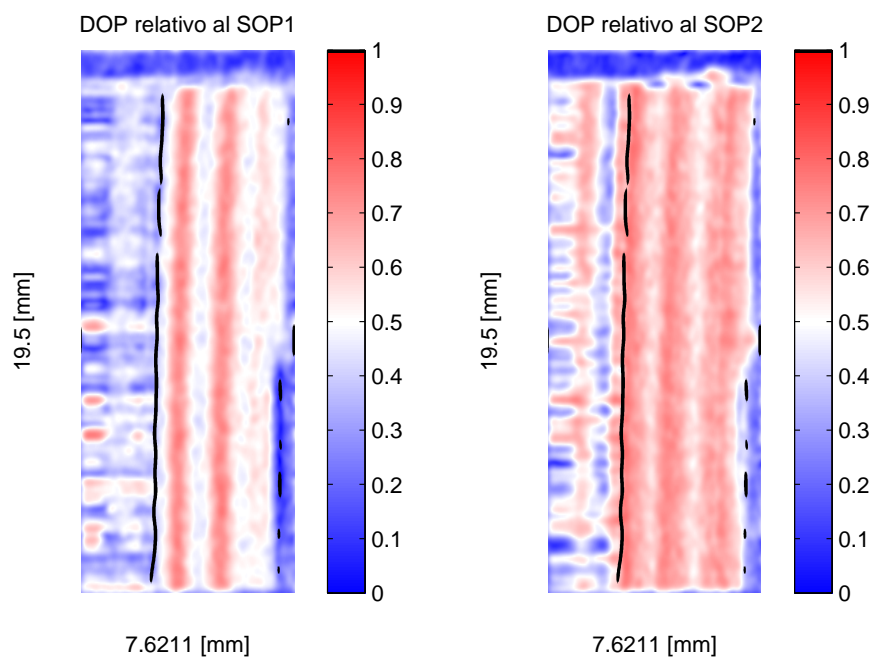


Figura 5.9: Componenti del vettore di Stokes del SOP2



(a) DOP relativo al SOP1

(b) DOP relativo al SOP2

Figura 5.10

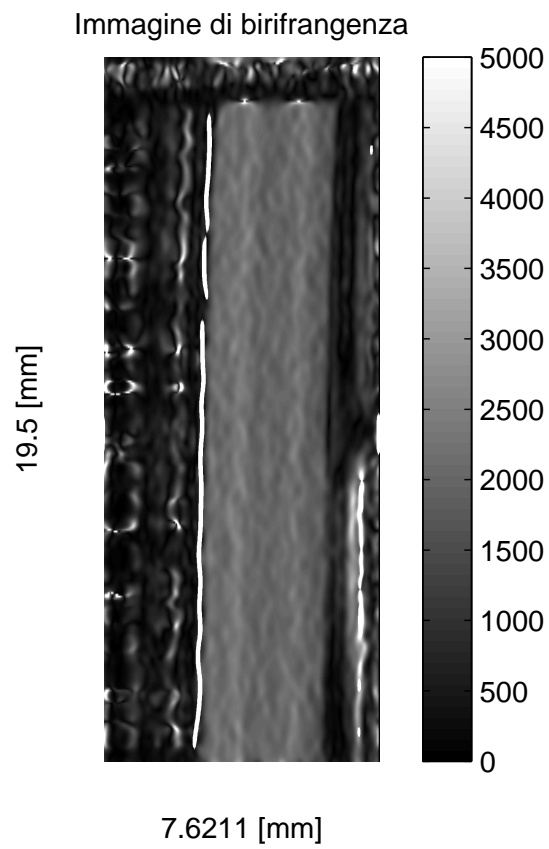
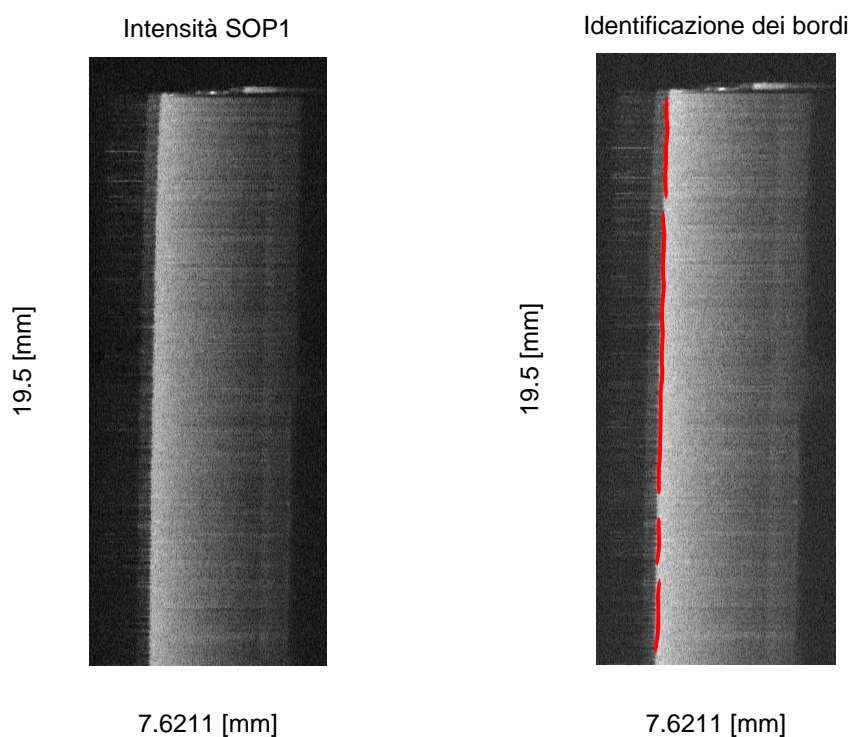


Figura 5.11: Immagine di birifrangenza dello scotch

5.2 PS-OCT su scotch con l'interferometro 2

Con l'uso dell'intero sistema si è inizialmente scelto un valore fisso per il controllore di polarizzatore Agilent, andando poi ad elaborare le diverse immagini generate dall'interferometro a tre percorsi (si ricordi che le repliche di ogni segnale rappresenta il campione con diversi SOPs); ogni immagine, quindi, è associata ad un diverso SOP. Come la sezione precedente, vengono mostrate in seguito le immagini ottenute; per queste prime prove sono stati usati i percorsi t_0-t_0 e t_2-t_2 , cioè quelli che provocano meno distorsione all'immagine. In particolare, la figura 5.12a mostra l'intensità del SOP1 dello scotch, la figura 5.12b visualizza il bordo, le figure 5.13 e 5.14 le tre singole componenti di Stokes del SOP1 e del SOP2 rispettivamente, le figure 5.15a e 5.15b i DOP relativi al SOP1 e al SOP2, infine la figura 5.16 l'immagine di birifrangenza ottenuta.



(a) Intensità scotch con interferometro 2

(b) Bordo dello scotch

Figura 5.12

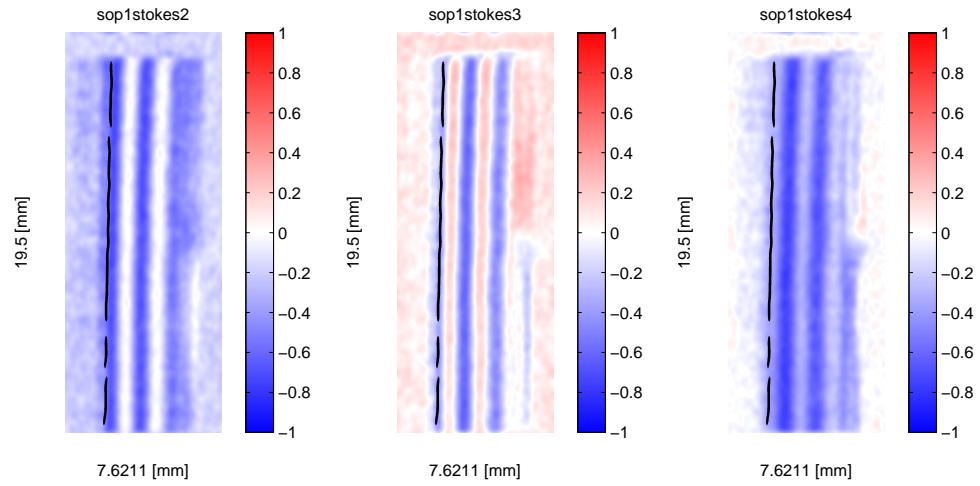


Figura 5.13: Componenti del vettore di Stokes del SOP1

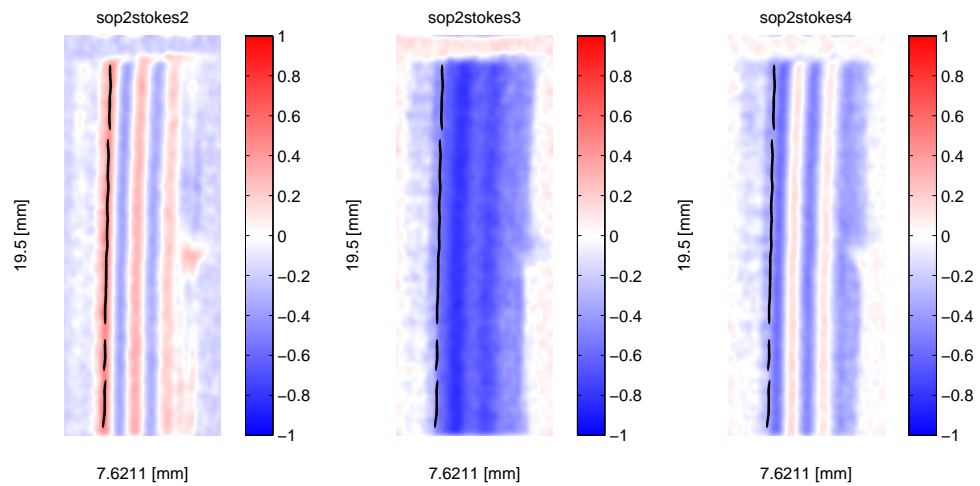
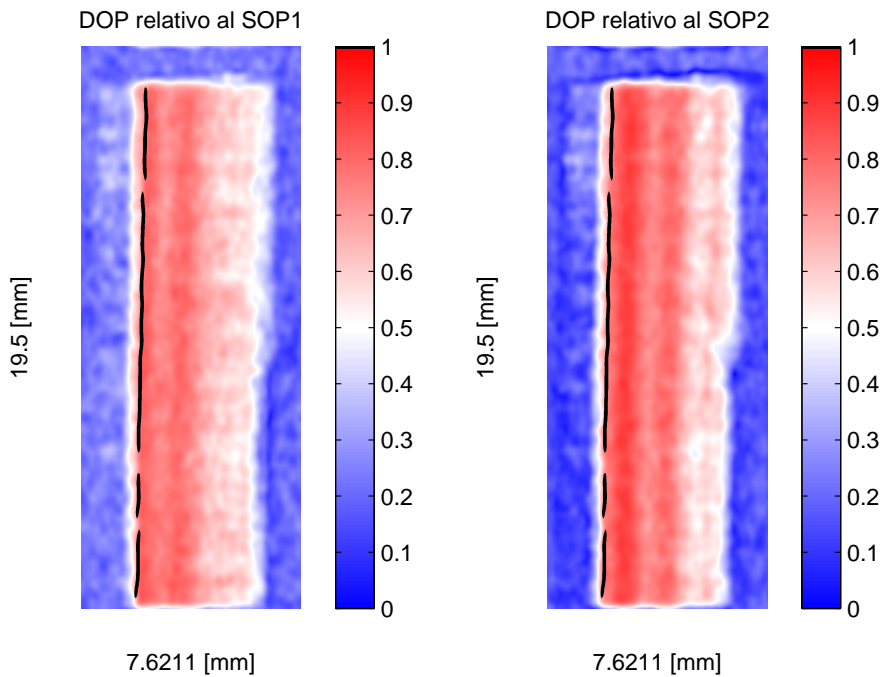


Figura 5.14: Componenti del vettore di Stokes del SOP2



(a) DOP relativo al SOP1

(b) DOP relativo al SOP2

Figura 5.15

Rispetto al caso precedente (figura 5.11), sono presenti distorsioni nell'immagine di birifrangenza (figura 5.16); si notano infatti alcune righe verticali anomale. La causa di questo disturbo è associata da una parte all'aumento della distorsione del segnale (DGD) prodotto dall'interferometro 2, dall'altra da un segnale ricevuto meno intenso; infatti, l'interferometro 2, nel percorso di andata e ritorno, attenua il segnale di circa 25dB.

Se viene utilizzato, al posto di uno dei percorsi senza distorsione, uno dei SOPs il cui percorso passa per l'isolatore, nell'immagine compaiono ulteriori distorsioni (figura 5.17b). In effetti il grado di polarizzazione del SOP associato all'isolatore risulta molto basso, quindi poco attendibile (figura 5.17a).

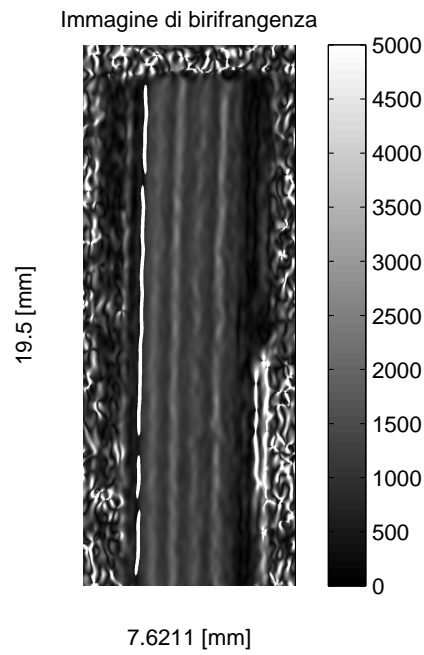


Figura 5.16: Immagine di birifrangenza dello scotch con interferometro 2

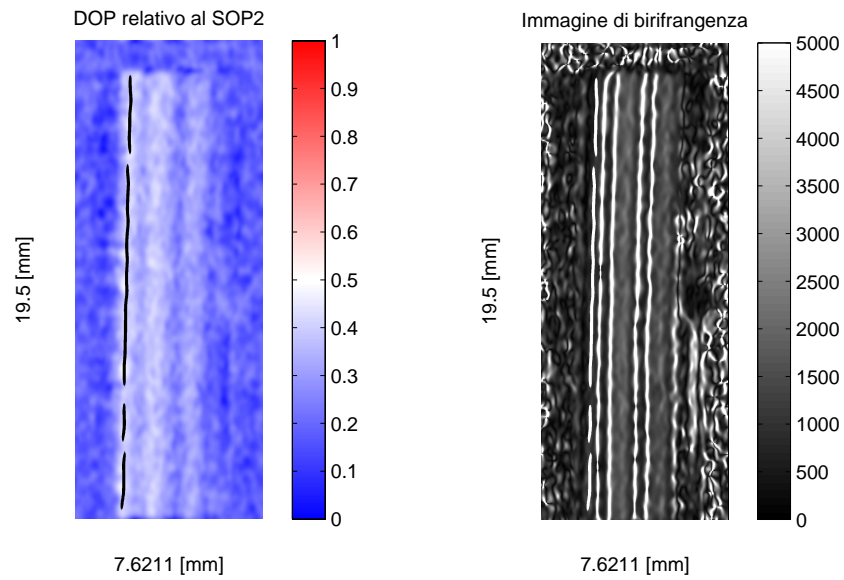
(a) DOP relativo al SOP2
distorto dall'isolatore(b) Immagine di
birifrangenza distorta

Figura 5.17

5.3 PS-OCT su zebrafish con l'interferometro 1

Sono state effettuate le misure, descritte nella prima sezione di questo capitolo, ad uno zebrafish immerso in agarosio, con l'interferometro 1. Lo zebrafish è stato scansionato secondo la figura 5.18.

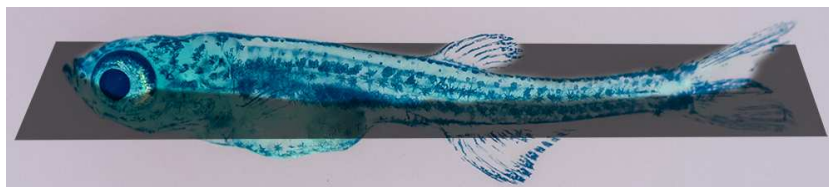


Figura 5.18: Sezione scansionata dello zebrafish

Di seguito vengono mostrate le immagini come nelle sezioni precedenti.

La figura 5.20a mostra l'intensità del SOP1 dello zebrafish. Da questa immagine è stato possibile osservare molti dettagli riguardo l'anatomia del pesce, che si possono osservare in figura 5.19.

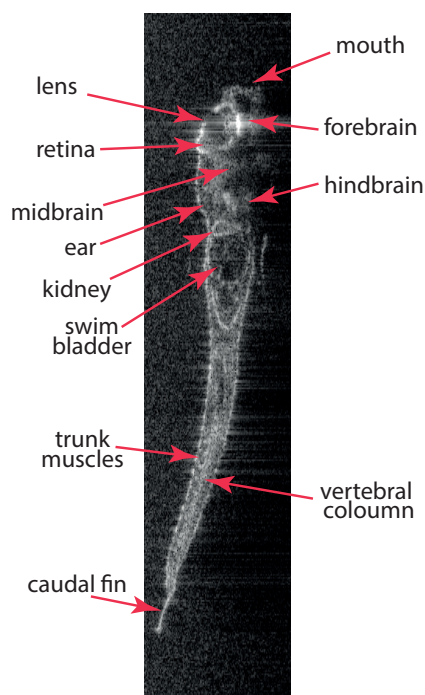


Figura 5.19: Anatomia dello zebrafish

La figura 5.20b visualizza il bordo, le figure 5.21 e 5.22 le tre singole componenti di Stokes del SOP1 e del SOP2 rispettivamente, le figure 5.23a e 5.23b i DOP relativi al SOP1 e al SOP2, infine la figura 5.24 l'immagine di birifrangenza ottenuta.

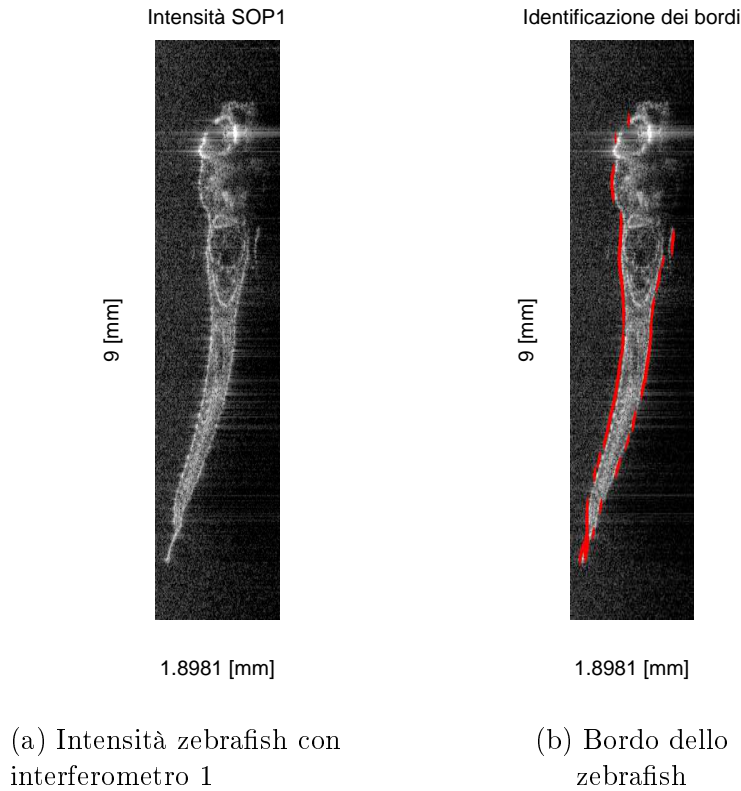


Figura 5.20

Nella figura 5.24 di birifrangenza si può osservare una zona in cui il valore di birifrangenza è maggiore. Effettivamente in quella zona è presente il muscolo, come descritto dall'immagine di intensità. Si faccia inoltre attenzione agli alti valori di birifrangenza a destra della colonna vertebrale e nella testa del pesce: essi rappresentano informazioni non attendibili a causa del basso grado di polarizzazione (DOP) verificabile dalle figure 5.23a e 5.23b.

Il valore di intensità descritto rappresenta il valore della birifrangenza β . Nel muscolo esso è pari a circa 6000 rad/m , cioè 6 rad/mm . Un'intera oscillazione viene eseguita quindi ogni $2\pi/6 \approx 1 \text{ mm}$. Osservando le immagini delle componenti di Stokes (figure 5.21 e 5.22) si osserva infatti un'oscillazione completa intorno ad 1 millimetro, oscillazione che, se pensata nella sfera di Poncairé, equivale ad un giro completo intorno al PSP.

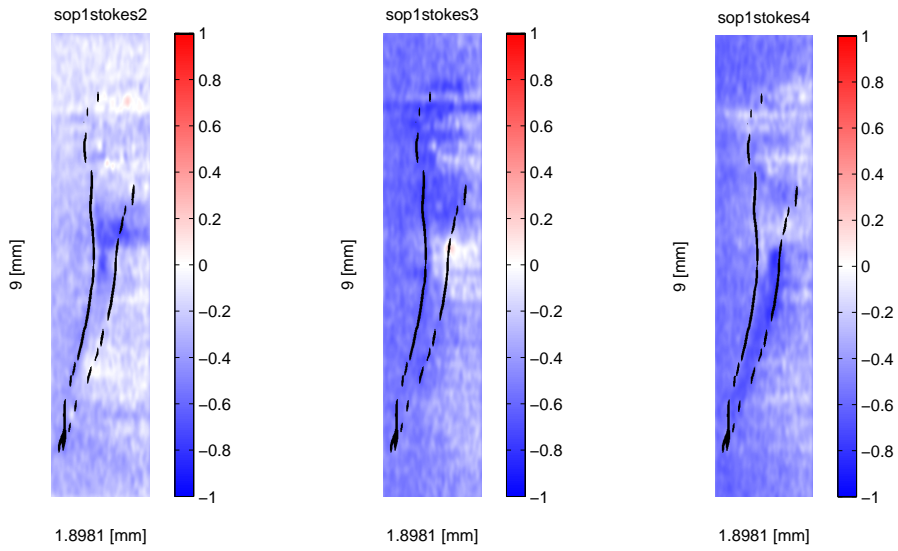


Figura 5.21: Componenti del vettore di Stokes del SOP1

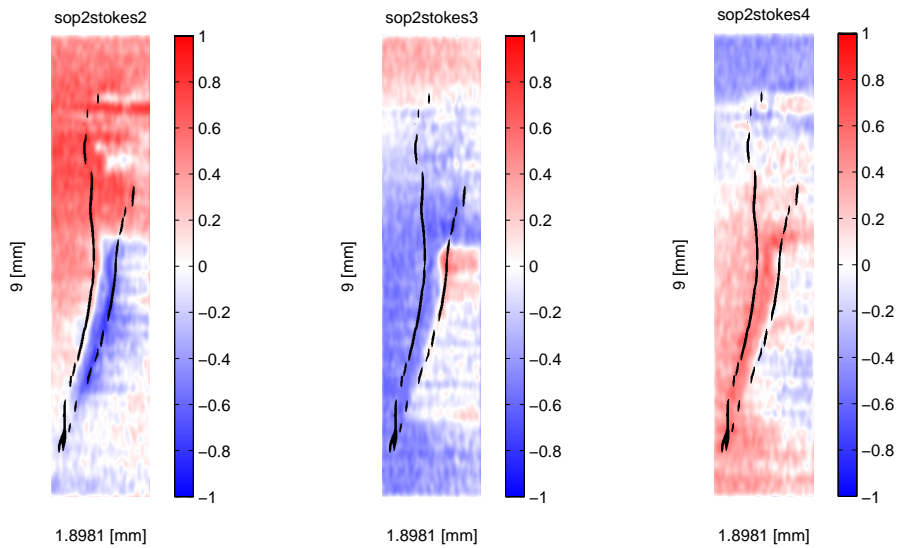


Figura 5.22: Componenti del vettore di Stokes del SOP2

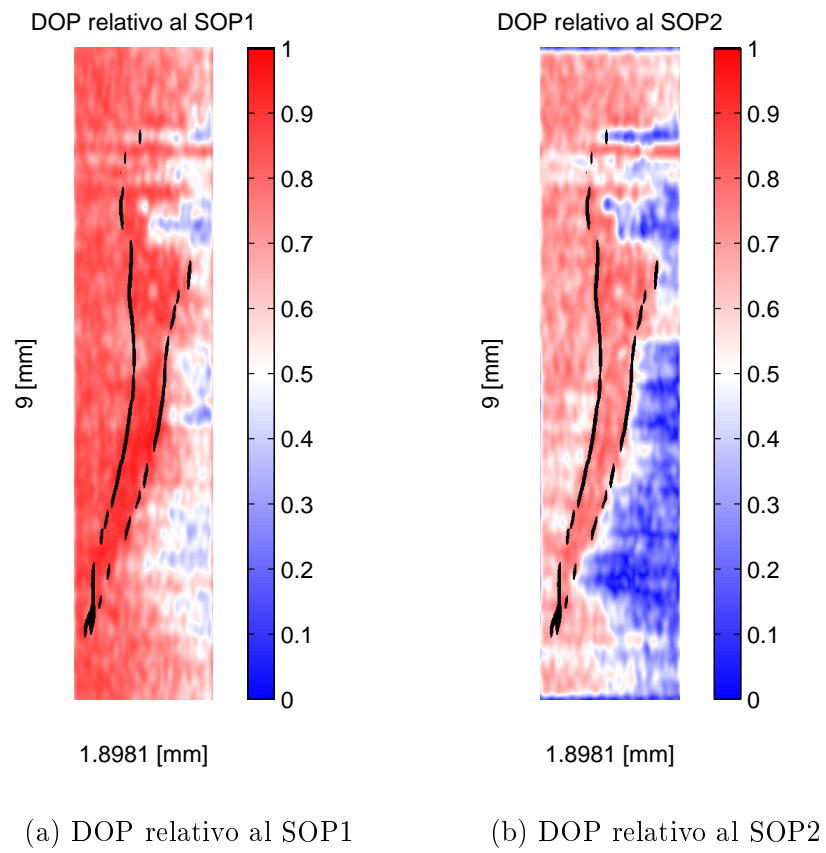


Figura 5.23

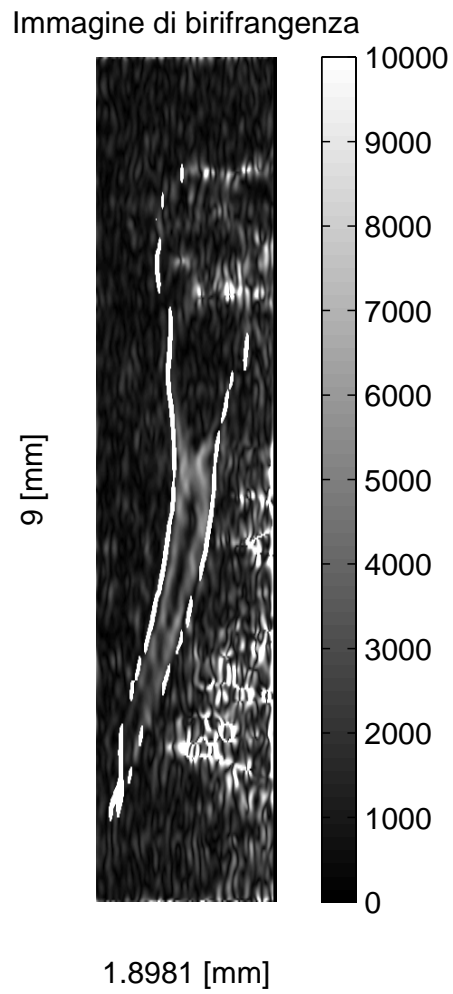


Figura 5.24: Immagine di birifrangenza dello zebrafish con interferometro 1

5.4 PS-OCT su sezioni di zebrafish con l'interf. 1

Sono state eseguite ulteriori scansioni prendendo questa volta alcune sezioni dello zebrafish. Ne sono state selezionate due in particolare, come è mostrato in figura 5.25.

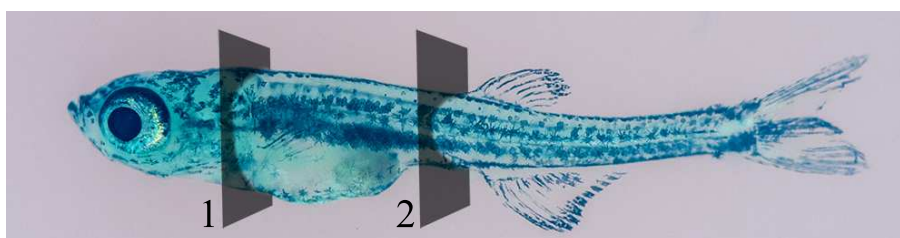


Figura 5.25: Sezioni considerate dello zebrafish

5.4.1 Scansione della sezione 1

La figura 5.26a mostra l'intensità del SOP1 dello zebrafish, la figura 5.26b visualizza il bordo, le figure 5.27 e 5.28 le tre singole componenti di Stokes del SOP1 e del SOP2 rispettivamente, le figure 5.29a e 5.29b i DOP relativi al SOP1 e al SOP2, infine la figura 5.30 l'immagine di birifrangenza ottenuta.

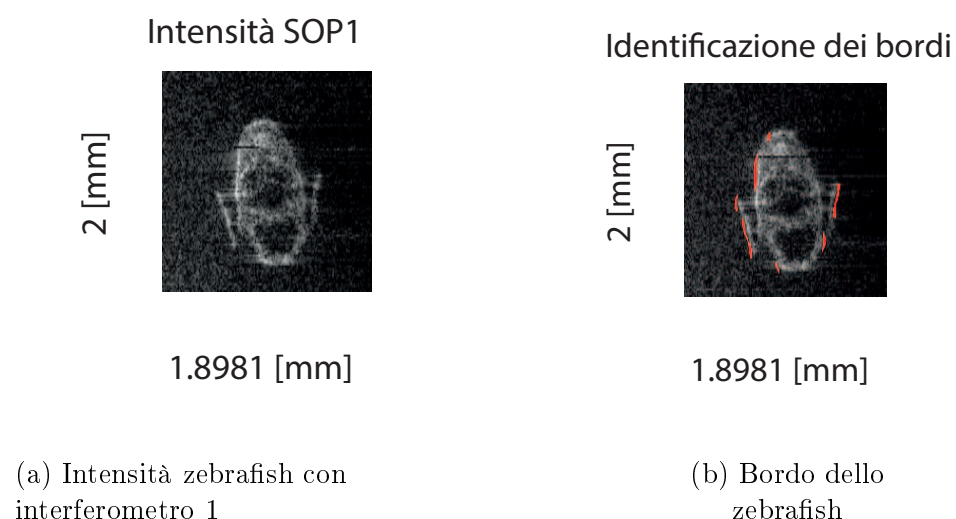


Figura 5.26

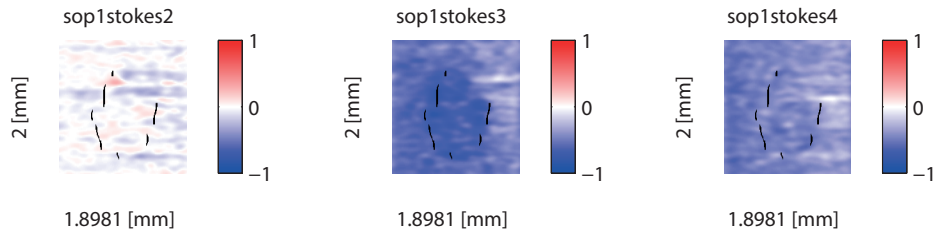


Figura 5.27: Componenti del vettore di Stokes del SOP1

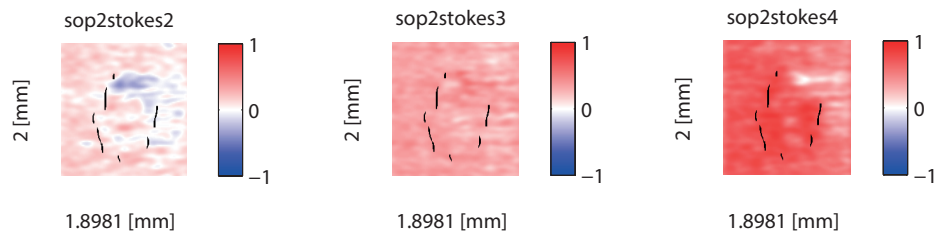
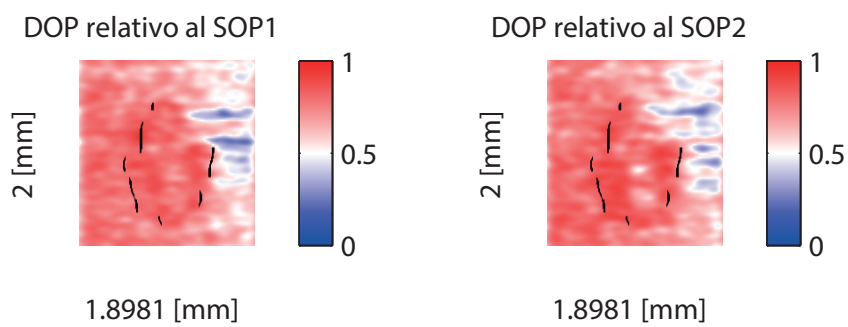


Figura 5.28: Componenti del vettore di Stokes del SOP2



(a) DOP relativo al SOP1

(b) DOP relativo al SOP2

Figura 5.29

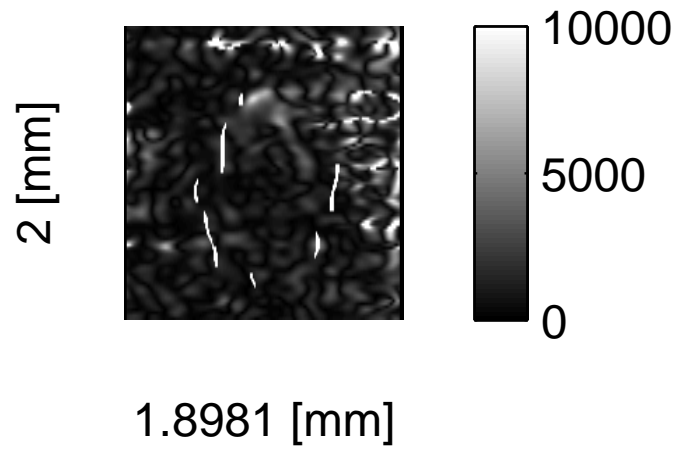


Figura 5.30: Immagine di birifrangenza dello zebrafish con interferometro 1

5.4.2 Scansione della sezione 2

La sezione 2 è in riferimento alla figura 5.25.

La figura 5.31a mostra l'intensità del SOP1 dello zebrafish, la figura 5.31b visualizza il bordo, le figure 5.27 e 5.33 le tre singole componenti di Stokes del SOP1 e del SOP2 rispettivamente, le figure 5.34a e 5.34b i DOP relativi al SOP1 e al SOP2, infine la figura 5.35 l'immagine di birifrangenza ottenuta.

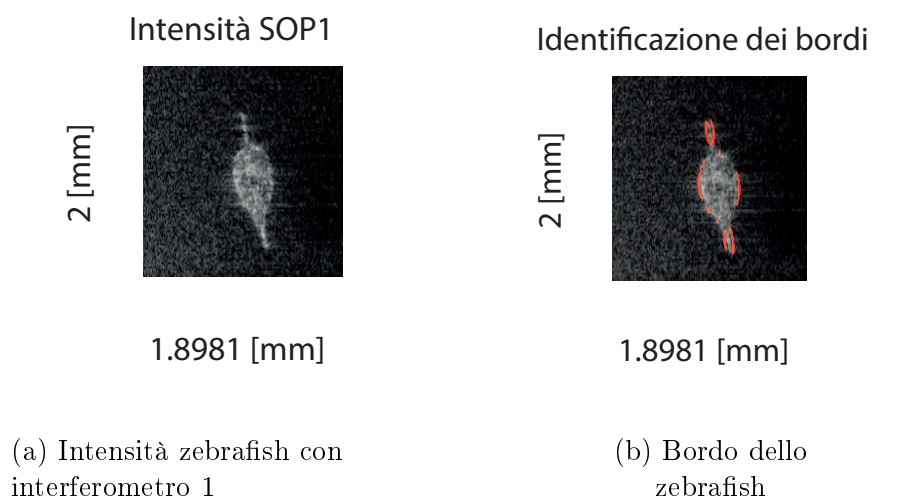


Figura 5.31

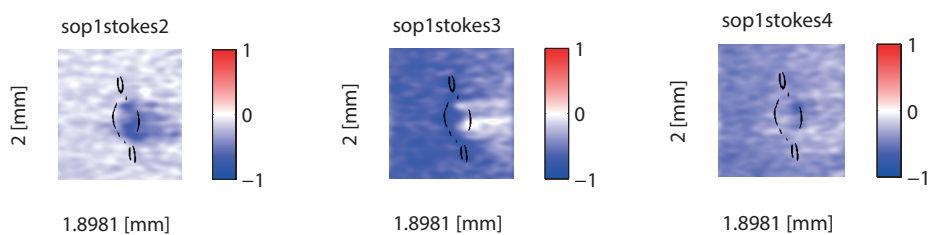


Figura 5.32: Componenti del vettore di Stokes del SOP1

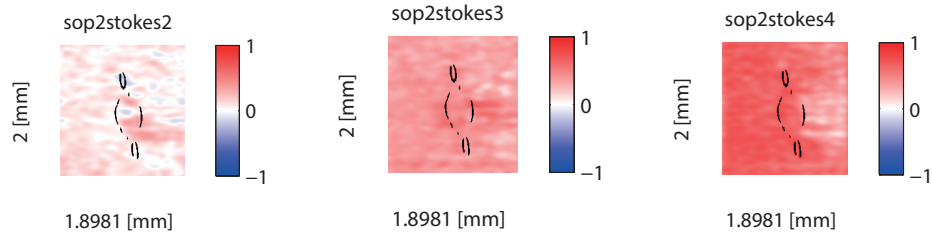
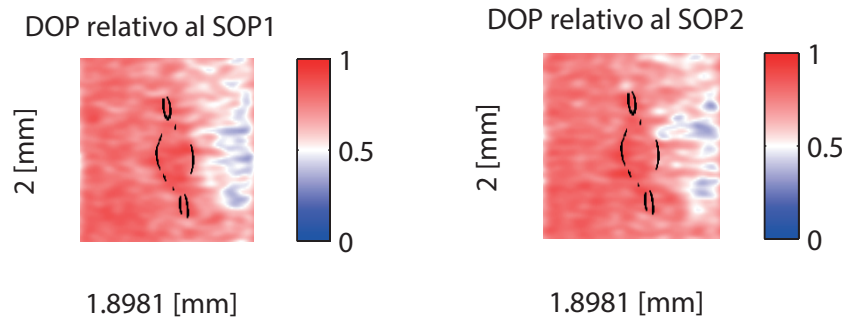


Figura 5.33: Componenti del vettore di Stokes del SOP2



(a) DOP relativo al SOP1

(b) DOP relativo al SOP2

Figura 5.34

Il risultato sperimentale mostra correttamente la presenza di tessuto birifrangente nella sezione 2: si tratta del muscolo della pinna. Inoltre in questa sezione si nota la presenza della spina dorsale dello zebrafish, esattamente nel centro, dove non vi è birifrangenza. Nella sezione 1 non vi sono tessuti sensibili a questa tecnica birifrangente, come ci si aspettava osservando la figura 5.24.

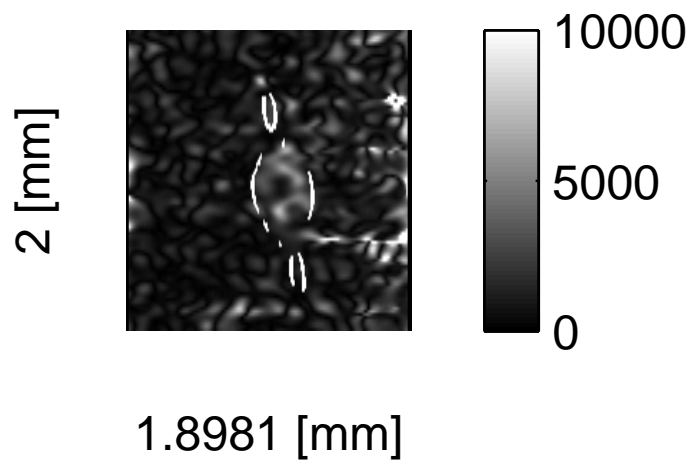


Figura 5.35: Immagine di birifrangenza dello zebrafish con interferometro 1

Capitolo 6

Conclusioni

In questa tesi è stato sviluppato sperimentalmente una tecnica PS-OCT, illustrando i principi fisici che stanno dietro ai risultati trovati. Sono stati eseguiti test su due campioni, uno scotch e uno zebrafish. Si è mostrato che entrambi i campioni mostrano birifrangenza. In particolare, si è notato che lo zebrafish espone una forte birifrangenza nel muscolo, e questo è un buon risultato. Infatti è risaputa la birifrangenza nelle fibre del muscolo.

Sono stati progettati due interferometri. Il primo, l'interferometro composto dai due circolatori e dal controllore di polarizzazione Agilent, non ha attenuazioni rilevanti nel suo percorso, e permette di recuperare in modo efficiente i segnali retroriflessi dal campione illuminato. Il secondo, l'interferometro a tre percorsi, presenta una forte attenuazione nel percorso andata-ritorno, e una PMD rilevante nel percorso dell'isolatore. Per questo non è stato possibile usare il secondo interferometro per lo zebrafish per le retroriflessioni di bassa intensità.

In ogni caso, è stato mostrato come questa tecnica sia robusta e stabile, e come sia efficiente nella caratterizzazione della PMD locale, senza la necessità di calibrazioni. La sostituzione con apparecchiature realtime, ovvero la sostituzione dell'OBR con uno strumento veloce e l'uso di specchi galvanometrici, un miglioramento dell'interferometro, e l'uso della banda centrata a 1300nm, più adatta nell'imaging OCT, al posto di quella dell'OBR a 1566.75nm, permetterebbero la traslazione clinica del PS-OCT.

Bibliografia

- [1] S. Makita, M. Yamanari, and Y. Yasuno, “Generalized jones matrix optical coherence tomography: performance and local birefringence imaging,” vol. 18, no. 2, pp. 854–876. 00036.
- [2] Z. Wang, H.-C. Lee, O. O. Ahsen, B. Lee, W. Choi, B. Potsaid, J. Liu, V. Jayaraman, A. Cable, M. F. Kraus, K. Liang, J. Hornegger, and J. G. Fujimoto, “Depth-encoded all-fiber swept source polarization sensitive OCT,” vol. 5, no. 9, pp. 2931–2949.
- [3] B. Hyle Park, M. C. Pierce, B. Cense, and J. F. de Boer, “Jones matrix analysis for a polarization-sensitive optical coherence tomography system using fiber-optic components,” vol. 29, no. 21, p. 2512. 00167.
- [4] M. Yamanari, S. Makita, and Y. Yasuno, “Polarization-sensitive swept-source optical coherence tomography with continuous source polarization modulation,” vol. 16, no. 8, pp. 5892–5906.
- [5] W. Oh, S. Yun, B. Vakoc, M. Shishkov, A. Desjardins, B. Park, J. de Boer, G. Tearney, and B. Bouma, “High-speed polarization sensitive optical frequency domain imaging with frequency multiplexing,” vol. 16, no. 2, pp. 1096–1103.
- [6] B. Baumann, W. Choi, B. Potsaid, D. Huang, J. S. Duker, and J. G. Fujimoto, “Swept source / fourier domain polarization sensitive optical coherence tomography with a passive polarization delay unit,” vol. 20, no. 9, pp. 10229–10241.
- [7] Y. Lim, Y.-J. Hong, L. Duan, M. Yamanari, and Y. Yasuno, “Passive component based multifunctional jones matrix swept source optical coherence tomography for doppler and polarization imaging,” vol. 37, no. 11, pp. 1958–1960. 00011.
- [8] M. Brezinski, *Optical Coherence Tomography: Principles and Applications*. Elsevier Science, 2006.

- [9] M. Born, E. Wolf, A. Bhatia, D. Gabor, A. Stokes, A. Taylor, P. Wayman, and W. Wilcock, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. Cambridge University Press, 2000.
- [10] U. Haberland, V. Blazek, and H. Schmitt, “Chirp optical coherence tomography of layered scattering media,” *Journal of Biomedical Optics*, vol. 3, no. 3, pp. 259–266, 1998. cited By 31.
- [11] A. Chennu, *Optical Coherence Tomography: a literature survey*. PhD thesis, Erasmus Mundus Master of Science in Photonics, 2008.
- [12] V. Jayaraman, J. Jiang, B. Potsaid, G. Cole, J. Fujimoto, and A. Cable, “Design and performance of broadly tunable, narrow line-width, high repetition rate 1310nm vcsels for swept source optical coherence tomography,” vol. 8276, 2012. cited By 9.
- [13] L. Palmieri, “Distributed polarimetric measurements for optical fiber sensing,” vol. 19, no. 6, pp. 720–728. 00001.
- [14] R. Jopson, L. Nelson, and H. Kogelnik, “Measurement of second-order polarization-mode dispersion vectors in optical fibers,” vol. 11, no. 9, pp. 1153–1155.
- [15] K. Kanatani, “Analysis of 3-d rotation fitting,” vol. 16, no. 5, pp. 543–549. 00187 Journal Article.