Università degli studi di Padova

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria delle Telecomunicazioni

Misura riflettometrica della dispersione dei modi di polarizzazione in fibra ottica monomodale

Relatore:
Prof.
Luca Palmieri

Laureando:
Nicola Saletti

Anno Accademico 2010-2011

Indice

1 Introduzione **1**

2 Dispersione dei modi di polarizzazione **5**

2.1 Cause di birifrangenza in fibra ottica 5

2.2 Vettore della birifrangenza locale 7

2.3 Stati principali di polarizzazione 10

2.4 Ritardo di gruppo differenziale 11

2.5 Vettore della dispersione di polarizzazione 13

3 Misura della PMD **15**

3.1 OTDR 16

3.2 Misura riflettometrica con P-OTDR 19

4 Calcolo del ritardo di gruppo differenziale **23**

4.1 Stima del DGD istantaneo 23

4.2 Primo metodo di stima del DGD quadratico medio 27

4.3 Secondo metodo di stima del DGD quadratico medio 30

5 Caratterizzazione degli hinges **35**

6 Misura sperimentale del DGD **41**

6.1 Banco di misura 41

6.2 Analisi temporale dell'evoluzione della PMD 46

6.3 Calcolo del DGD medio dai dati sperimentali raccolti 49

6.4 Analisi dei dati 50

7 Conclusioni **57**

Capitolo 1

Introduzione

Le fibre ottiche si son da tempo imposte nel mondo delle telecomunicazioni come un'efficace mezzo trasmissivo, in grado di consentire flussi di informazione dell'ordine di miliardi di bit al secondo. Storicamente, il primo ostacolo all'introduzione di questo mezzo trasmissivo era rappresentato dall'elevata attenuazione, si avevano perdite di decine di dB per chilometro. Questo problema venne risolto con lo sviluppo di raffinate tecniche di produzione che portarono le perdite al valore attuale di circa 0.2dB/km. Inoltre, con l'avvento degli *amplificatori ottici*, in grado di compensare le perdite in modo trasparente al flusso di informazioni, il problema dell'attenuazione divenne marginale. La capacità trasmissiva di una guida d'onda però è limitata dalla sua dispersione; in una fibra ottica ve ne sono di due tipi: cromatica e intermodale. La prima è dovuta dalla dipendenza della velocità di gruppo dalla frequenza ottica del segnale, quindi un'impulso nel propagarsi si distorce. La dispersione cromatica è comunque un fenomeno deterministico, perciò può essere compensato inserendo opportuni dispositivi (come fibre compensatrici o reticoli in fibra) o eliminata all'origine, progettando opportunamente il profilo d'indice della guida; sono le cosiddette *fibre a dispersione spostata*. La dispersione intermodale

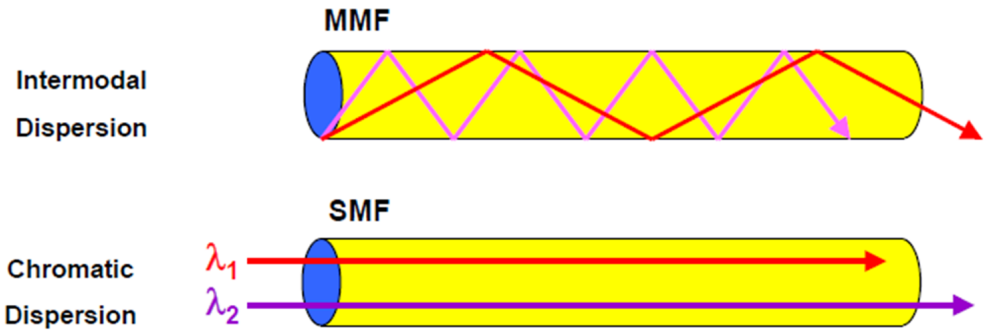

Figura 1.1: Tipi di dispersione in fibra ottica

invece, è determinata dalla diversa velocità di gruppo dei modi di una fibra; è per eliminare questo contributo che da anni si utilizzano quasi esclusivamente fibre a singolo modo. Però le cosidette fibre *monomodali* lo sono solo nominalmente in quanto supportano comunque una coppia di modi a polarizzazione ortogonale. Se la guida fosse ideale, isotropa e dotata di simmetria cilindrica i due modi sarebbero perfettamente degeneri, si propagherebbero con la stessa velocità di gruppo e non si avrebbe dispersione. Le fibre ottiche reali, invece, sono inevitabilmente affette da perturbazioni quali sollecitazioni meccaniche, tensioni indotte da gradienti termici e asimmetrie geometriche in fase di produzione. Ne consegue che i modi che si propagano non sono più degeneri e si propagano lungo la fibra con velocità di gruppo diverse dando luogo ad una distorsione dell'impulso. Si notano quindi due effetti macroscopici: uno è la dipendenza dello stato di polarizzazione del campo elettrico dalla lunghezza d'onda, si nota infatti che una fibra perturbata non mantiene lo stato di polarizzazione dell'onda che vi si propaga ma lo modifica in funzione della frequenza ottica. L'altro è la distorsione del segnale; in particolare, se si lancia un'impulso in fibra monomodale perturbata, si ottengono in uscita due repliche dello stesso impulso, polarizzate diversamente e ritardate una rispetto all'altra di un intervallo temporale noto come *ritardo di gruppo differenziale*.

Il fenomeno appena descritto, che affligge tutte le fibre monomodali reali, è noto come *dispersione dei modi di polarizzazione* (PMD dall'inglese *polarization mode dispersion*). Questa fonte di dispersione, è nota da circa una ventina d'anni ma solo negli ultimi tempi ha iniziato ad esser oggetto di ricerca per tentar di comprenderla a fondo, caratterizzarla ed eventualmente compensarla. Dà infatti luogo ad effetti di modesta entità che, con bassi bit/rate, non influenzano le prestazioni globali del sistema trasmissivo. Vista però la crescente domanda di servizi e la conseguente nascita di sistemi di trasmissione ad altissima velocità (decine di Gbit/s e più), la dispersione dei modi di polarizzazione diventa un limite iniziando ad assumere un valore significativo. Caratteristica evidente è l'alatorietà, conseguenza diretta della natura casuale delle sue origini nella fibra, motivo per il quale ancora oggi, la PMD non può essere compensata altrettanto efficacemente quanto la dispersione cromatica. Le attuali tecniche infatti si suddividono in due categorie, quelle che compensano la dispersione media riducendone parzialmente gli effetti e quelle basate sull'analisi del segnale ricevuto con un'opportuna retroazione sul ricevitore, operazione critica dal punto di vista tecnologico. Vi sono inoltre *fibre a mantenimento di polarizzazione* che sono guide d'onda nelle quali sono volutamente inserite delle perturbazioni deterministiche sufficientemente intense da rendere trascurabili quelle aleatorie di origine esterna. Purtroppo queste fibre hanno elevate perdite ed alti costi di produzione per cui hanno trovato impiego solo nella sensoristica e nello sviluppo di particolari dispositivi ottici. Negli ultimi anni, sono state sviluppate tecniche che permettono di osservare l'evoluzione della PMD lungo tutto il link ottico, inviando una serie di impulsi e osservando il campo retrodiffuso all'avanzare dei vari impulsi nella fibra. La grandezza di queste tecniche dette *riflettometriche*, risiede nel fatto che permettono l'accesso a qualsiasi punto della fibra e praticamente senza soluzione

di continuità, avendo a disposizione solo l'inizio del link ottico. In questo scenario si inseriscono quindi problematiche di stima della dispersione dei modi di polarizzazione, la cui grandezza rappresentativa è data dal ritardo di gruppo differenziale (DGD dall'inglese *differential group delay*). Essendo una grandezza aleatoria, servono quindi metodi che presentino una bassa varianza dei risultati forniti al variare delle condizioni ambientali e di stress fisico a cui la guida dielettrica è sottoposta. Lo scopo di questa tesi è stato quindi quello di raccogliere un campione significativo di dati, sia come numero che come variabilità, e di valutare sperimentalmente le prestazioni offerte da diverse tecniche di stima del DGD. La tesi è organizzata in sei capitoli:

- Nel Capitolo 2 viene data una breve descrizione della PMD e delle principali grandezze che la caratterizzano.
- Nel Capitolo 3 viene spiegato il funzionamento del P-OTDR come strumento per l'estrazione di informazioni riguardanti la birifrangenza della fibra ottica.
- Nel Capitolo 4 vengono descritti alcuni metodi per la stima del ritardo di gruppo differenziale utilizzando i dati sperimentali raccolti con la tecnica P-OTDR.
- Nel Capitolo 5 viene descritta una tecnica per la caratterizzazione temporale delle fibre ottiche tramite un modello *a cardini*.
- Nel Capitolo 6 viene descritto nel dettaglio l'esperimento eseguito e si riportano i risultati ottenuti.
- Nel Capitolo 7 si traggono le conclusioni del lavoro svolto.

Capitolo 2

Dispersione dei modi di polarizzazione

In questo capitolo si mostrerà come una fibra perturbata permetta la propagazione di una coppia di modi non degeneri, comportandosi in maniera simile ad un mezzo birifrangente. Si introdurranno le equazioni che descrivono la dispersione dei modi di polarizzazione e quelle che regolano la propagazione del campo in sua presenza [1]. Non verranno fatte ipotesi sulla natura delle perturbazioni e quindi i risultati ottenuti saranno validi sia per fibre perturbate aleatoriamente che per fibre a mantenimento di polarizzazione. Inoltre si farà l'ipotesi che la guida d'onda sia priva di dicroismo, assunzione ragionevole per quanto riguarda le fibre reali.

2.1 Cause di birifrangenza in fibra ottica

Ad una determinata frequenza un campo elettromagnetico guidato in una guida d'onda può assumere un numero finito di configurazioni stabili detti *modi guidati*, il numero dei modi guidati dipende da caratteristiche ottiche e geometriche della guida e dalla frequenza del campo stesso. Per motivi di dispersione intermodale, nell'ambito delle telecomunicazioni si preferiscono fibre ottiche

monomodali, fibre che permettono quindi la propagazione di una sola configurazione stabile; il modo fondamentale. Il modo fondamentale, per quanto concerne il campo trasverso, presenta un piano di simmetria, gli si può quindi assegnare una direzione privilegiata. In condizioni di idealità, tale direzione resta fissa rispetto ad un sistema di riferimento arbitrario, infatti, per costruzione, la fibra ottica presenta una simmetria radiale; non vi è quindi nessun motivo per cui il campo trasverso debba avere un'orientazione preferenziale. In realtà, l'orientazione delle linee di forza del campo dipende da come la potenza è iniettata in fibra, se questo non è noto si deve contemplare la possibilità che il campo assuma una qualsiasi orientazione rispetto al sistema di riferimento scelto. Nell'analisi teorica delle fibre, il modo fondamentale presenta una de-

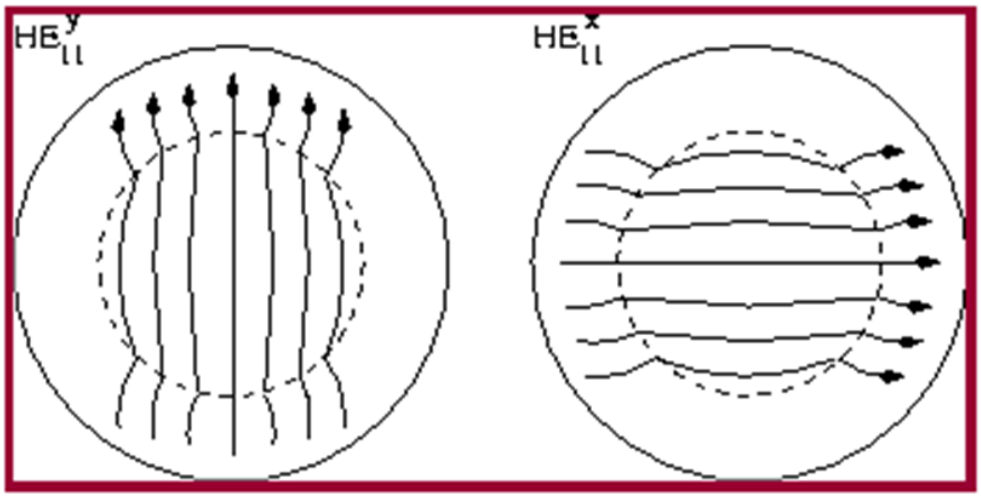

Figura 2.1: Andamento qualitativo delle linee di forza del campo elettrico del modo HE_{11}

generazione di ordine due come si vede in figura 2.1, quindi in una fibra ottica monomodale si propagano due modi *degeneri* tra loro, aventi quindi le stesse caratteristiche elettromagnetiche ma orientati secondo due assi ortogonali tra

loro. In condizioni di idealità, questi modi si propagherebbero lungo la fibra con la medesima velocità di gruppo e, in uscita, si otterrebbe un impulso attenuato rispetto a quello d'ingresso che ha eccitato i due modi degeneri, ma con identiche caratteristiche temporali. Nelle fibre ottiche reali però, la simmetria

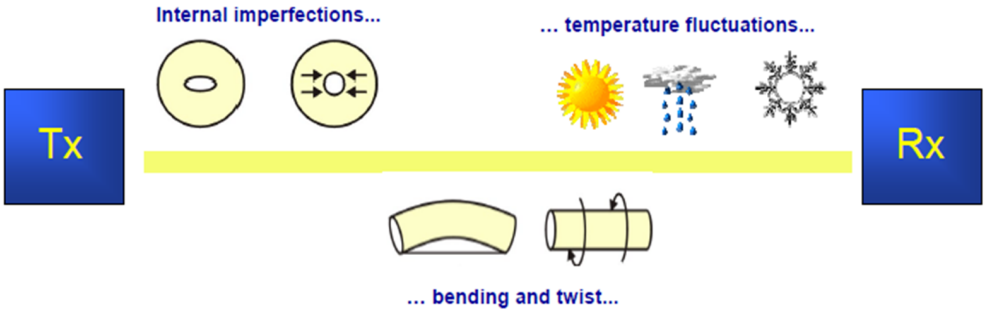

Figura 2.2: Imperfezioni della fibra ottica reale

radiale non è perfettamente garantita e questo fa sì che i due modi non siano più degeneri tra loro. Per esempio, in una fibra ottica ellittica, se l'eccentricità dell'ellisse non è elevata, è ragionevole supporre che la struttura del modo fondamentale non si discosti da quanto rappresentato in figura 2.1. Tuttavia, i due modi HE_{11}^{x} e HE_{11}^{y} che compongono il modo fondamentale, si trovano orientati ciascuno su un'asse dell'ellisse, trovando così due situazioni fisiche distinte, in cui le costanti di propagazione sono diverse tra loro. Ovvero i due modi HE_{11}^{x} e HE_{11}^{y}, essendo ortogonali tra loro, vedono indici efficaci diversi; la fibra si comporta quindi come un materiale birifrangente e questo da origine alla dispersione dei modi di polarizzazione.

2.2 Vettore della birifrangenza locale

Nel caso della propagazione di un'onda monocromatica, una fibra ottica può essere rappresentata secondo il formalismo della matrice di Jones o secondo

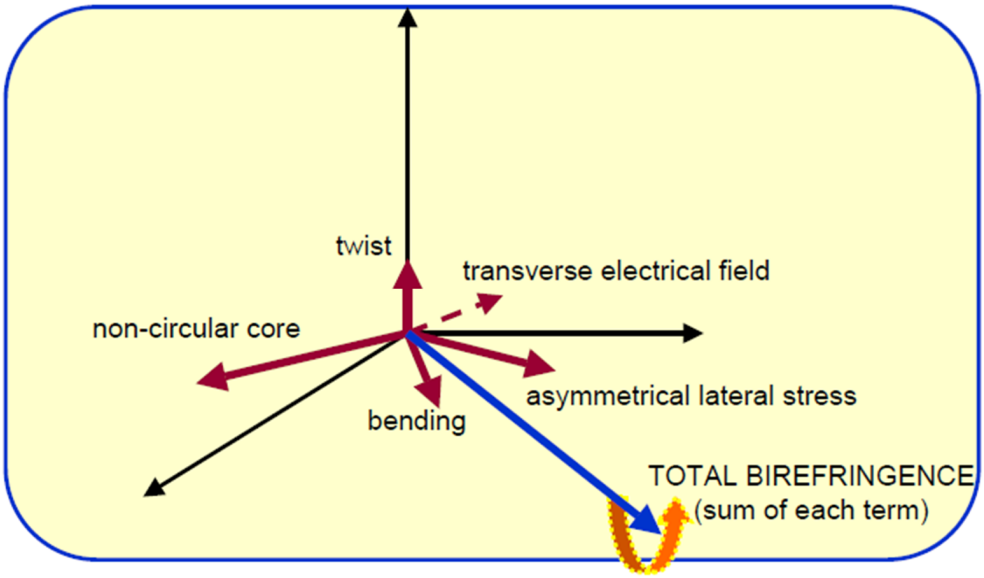

Figura 2.3: Origine del vettore di birifrangenza

.

quello della matrice di Mueller. Nel primo caso si valuta l'andamento del campo elettrico al propagarsi nella fibra ottica. Assumiamo che il modulo del campo elettrico sia unitario e non consideriamo le perdite e il ritardo di fase introdotto dalla fibra. Il campo elettrico in un generico punto della fibra, essendo la fibra lineare, è in relazione al campo d'ingresso della stessa secondo la formula $\hat{\varepsilon}(z) = U(z)\hat{\varepsilon}_0$ dove $U(z)$ è la matrice di Jones. La matrice di Jones è una matrice 2×2 unitaria che rappresenta la fibra priva di perdite e preserva il modulo dei vettori. Se deriviamo rispetto a z otteniamo:

$$\frac{d\hat{\varepsilon}}{dz} = \frac{dU}{dz}\hat{\varepsilon}_0 = \frac{dU}{dz}U^{-1}(z)\hat{\varepsilon}(z) = -jB(z)\hat{\varepsilon}(z) \tag{2.1}$$

dove la matrice $B(z)$ descrive le proprietà locali della fibra, ovvero la sua birifrangenza. Nel caso delle matrici di Mueller invece si considera l'andamento del vettore di Stokes. Sia $\hat{s}_0$ il versore di Stokes del campo elettrico in ingresso alla fibra $\hat{\varepsilon}_0$ e sia $\hat{s}(z)$ quello relativo al campo in un generico punto z della

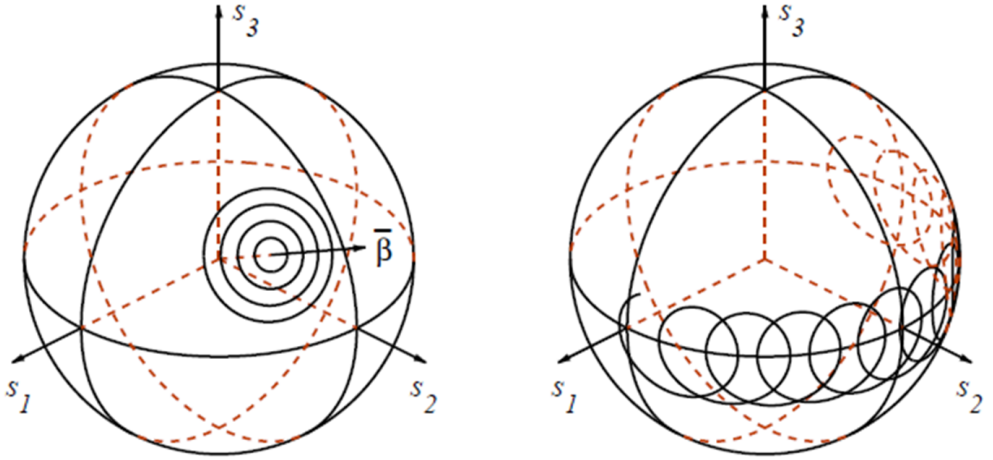

Figura 2.4: Evoluzione dello stato di polarizzazione mediante il formalismo di Stokes. **Sinistra:** caso $\bar{\beta}(z)$ costante. **Destra:** caso $\bar{\beta}(z) = \beta_0(\cos\tau z, \sin\tau z, 0)$

.

fibra. Si dimostra che anche per i versori di Stokes vale una relazione analoga a quella del campo elettrico, ovvero $\hat{s}(z) = R(z)\hat{s}_0$ dove $R(z)$ è una matrice 3×3 di rotazione ad elementi reali legata esclusivamente alla matrice $U(z)$ per cui descrive il dispositivo ottico al pari della matrice di Jones. Analogamente se deriviamo il versore $\hat{s}(z)$ rispetto a z otteniamo:

$$\frac{d\hat{s}}{dz} = \frac{dR}{dz}R^{-1}(z)\hat{s}(z) = \beta(z)\hat{s}(z) \tag{2.2}$$

dove la matrice $\beta(z)$ ha lo stesso significato fisico di $B(z)$. Essendo $\hat{s}(z)$ a modulo costante, la sua evoluzione è vincolata su una superficie sferica (la sfera di Poincarè) quindi la derivata di $\hat{s}(z)$ deve essere ortogonale a $\hat{s}(z)$ stesso. Questo garantisce l'esistenza di un vettore $\bar{\beta}(z)$ tale che:

$$\frac{d\hat{s}}{dz} = \bar{\beta}(z) \times \hat{s}(z)$$

La grandezza $\bar{\beta}(z)$ è nota come vettore della birifrangenza locale e questa permette di capire l'effetto della birifrangenza sullo stato di polarizzazione del campo. Consideriamo il caso con $\bar{\beta}$ costante al variare di z, il vettore dello stato di polarizzazione $\hat{s}(z)$ descrive, in funzione dello stato iniziale, delle circonferenze sulla sfera di Poincarè. La circonferenza degenera in un punto nel caso la polarizzazione d'ingresso sia coincidente con $\bar{\beta}$. Nel caso invece la birifrangenza non sia costante si ottiene un moto di precessione in cui il vettore $\hat{s}(z)$ ruota attorno al vettore $\beta(\bar{z})$ che a sua volta si muove. Il modulo quindi del vettore di birifrangenza locale definisce la velocità con la quale ruota $\hat{s}(z)$.

2.3 Stati principali di polarizzazione

Consideriamo ora la propagazione di un'impulso invece di un'onda monocromatica, situazione più realistica sopratutto nel mondo delle telecomunicazioni ma più complicata; approssimando al primo ordine si ottengono ancora risultati utili ai nostri scopi. Si riporta un'osservazione fatta da C.D.Poole e R.E.Wagner [2]: *in una fibra ottica perturbata, lineare e con perdite che non dipendono dallo stato di polarizzazione del campo elettromagnetico che lo attraversa, esistono due particolari stati di polarizzazione d'ingresso tali che i rispettivi stati di uscita sono, al primo ordine, indipendenti dalla frequenza.* Questi particolari stati sono chiamati *stati principali di polarizzazione*. La dimostrazione di questa affermazione parte considerando la relazione $\bar{E}(\omega) = e^{\zeta(\omega)}U(\omega)\bar{E}_{in}$ dove ζ tiene conto dell'attenuazione e del ritardo di fase introdotti dalla fibra, U è la matrice unitaria della fibra e $\bar{E}_{in}$ è il campo elettrico indipendente dalla frequenza. Derivando rispetto a ω ed esprimendo $\bar{E}_{in}$ in funzione di $\bar{E}(\omega)$ si ottiene:

$$\frac{d\bar{E}}{d\omega} = (\frac{dU}{d\omega}U^* + I\frac{d\zeta}{d\omega})\bar{E}$$

dove I è la matrice identità. Esprimendo il campo elettrico come $\bar{E} = e^{\alpha+j\phi}\hat{\varepsilon}$, derivando rispetto a ω e inserendo il risultato nell'equazione sopra, si ottiene il seguente risultato:

$$\frac{d\hat{\varepsilon}}{d\omega} = -j(Q + I\frac{d\xi}{d\omega})\hat{\varepsilon}$$

dove Q per costruzione è analoga alla matrice B e $\xi = \phi - k$. Ora per trovar le soluzioni indipendenti dalla frequenza bisogna imporre nullo il determinante di $Q + I\frac{d\xi}{d\omega}$ e questo è verificato per

$$\frac{d\xi}{d\omega} = \pm\sqrt{q_1^2 + |q_2|^2} \tag{2.3}$$

Si è dimostrato l'esistenza di due soluzioni fisicamente accettabili per cui la polarizzazione del campo elettrico d'uscita, è al primo ordine indipendente dalla frequenza. Gli stati per cui vale, gli stati principali di polarizzazione d'uscita, coincidono con gli autovettori della matrice Q che si dimostrano esser ortogonali tra loro.

2.4 Ritardo di gruppo differenziale

Dalle condizioni imposte sul determinante si nota un vincolo sulla quntità ϕ'_ω ovvero:

$$\frac{d\phi}{d\omega} = \frac{dk}{d\omega} \pm \sqrt{q_1^2 + |q_2|^2} \tag{2.4}$$

Ora l'inverso della derivata rispetto a ω della costante di propagazione è la velocità di gruppo, essendo ϕ il prodotto tra questa costante e la lunghezza della fibra, la sua derivata rappresenta il tempo che il campo impiega ad attraversare la fibra. Si nota che i due stati principali di polarizzazione subiscono ritardi diversi. Si introduce quindi il *ritardo di gruppo differenziale* (DGD dall'inglese differential group delay) come il modulo della differenza:

$$\Delta\tau = 2\sqrt{q_1^2 + |q_2|^2} \tag{2.5}$$

Il parametro appena introdotto è di fondamentale importanza e rappresenta la principale conseguenza della dispersione dei modi di polarizzazione. Gli effetti del DGD sui sistemi di trasmissione in fibra ottica, si comprendono meglio immaginando di lanciare in fibra un impulso con una data polarizzazione e con banda compresa in quella dei PSP. Può quindi esser rappresentato come combinazione lineare dei PSP d'ingresso ognuno dei quali verrà opportunamente eccitato. Essendo mutualmente ortogonali possono esser studiati separatamente, ognuno si propagherà con una propria velocità di gruppo indipendentemente dall'altro ed almeno al primo ordine senza distorcere la forma dell'impulso. All'uscita della fibra si avranno quindi due repliche dello stesso impulso scalate e polarizzate secondo i PSP d'uscita ritardate l'una rispetto all'altra di una qunatità pari al ritardo di gruppo differenziale. I ricevitori

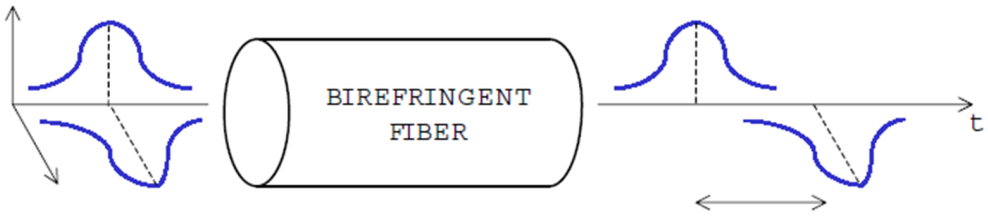

Figura 2.5: Esempio di traslazione temporale tra PSP in uscita alla fibra

.

ottici sono insensibili alla polarizzazione, valutano solo il modulo del campo risultante; si assiste quindi ad un allargamento della durata dell'impulso e nel caso critico che $\Delta\tau$ sia maggiore della durata dell'impulso si ottiene uno sdoppiamento dello stesso. Solitamente nelle fibre di telecomunicazioni standard il ritardo di gruppo differenziale è nell'ordine dei picosendi, motivo per il quale interessa solo sistemi di trasmissione ad alta velocità con periodo di cifra superiore ai 10Gbit/s.

2.5 Vettore della dispersione di polarizzazione

Per quanto detto finora, gli stati principali di polarizzazione sono conseguenza della dispersione dei modi di polarizzazione a loro volta conseguenza della birifrangenza della fibra ottica. Per determinare il rapporto tra causa-effetto si utilizza il formalismo di Mueller. Sia $R(\omega)$ la matrice che rappresenta la fibra ottica, il legame tra stato di polarizzazione d'ingresso e quello d'uscita è $\hat{s}(\omega) = R(\omega)\hat{s}_0$. Derivando tale espressione rispetto alla frequenza angolare si ottiene:

$$\frac{d\hat{s}}{d\omega} = \frac{dR}{d\omega}\hat{s}_0 = \frac{dR}{d\omega}R^{-1}(\omega)\hat{s}(\omega) = \Omega(\omega)\hat{s}(\omega) \tag{2.6}$$

dove $\Omega(\omega)$ sta a $Q(\omega)$ come $\beta(z)$ sta a $B(z)$. Analogamente quindi si può trovare un vettore $\bar{\Omega}$ detto *vettore della dispersione di polarizzazione* tale che

$$\frac{d\hat{s}}{d\omega} = \bar{\Omega} \times \hat{s}(\omega) \tag{2.7}$$

Da questo vettore si possono estrarre le grandezze finora descritte. Infatti il modulo del vettore della dispersione di polarizzazione è pari al ritardo di gruppo differenziale:

$$|\bar{\Omega}| = 2\sqrt{q_1^2 + |q_2|^2} = \Delta\tau \tag{2.8}$$

e la direzione di $\bar{\Omega}$ individua gli stati principali di polarizzazione della fibra. Come il vettore della birifrangenza locale da una descrizione completa dell'evoluzione spaziale degli stati di polarizzazione, così il vettore della dispersione di polarizzazione ne descrive l'evoluzione in ω. il legame tra questi vettori si ottiene differenziando la prima rispetto a ω, la seconda rispetto a z e uguagliando i risultati. Si ottiene così *l'equazione dinamica della dispersione di polarizzazione*:

$$\frac{\partial\bar{\Omega}(z,\omega)}{\partial z} = \frac{\partial\hat{\beta}(z,\omega)}{\partial\omega} + \hat{\beta}(z,\omega) \times \bar{\Omega}(z,\omega) \tag{2.9}$$

che descrive come i PSP siano dipendenti dalla birifrangenza locale e l'evoluzione del ritardo di gruppo differenziale in funzione della lunghezza di fibra considerata. Si nota infine che mentre $\bar{\beta}(z,\omega)$ è una proprietà locale della fibra, $\bar{\Omega}(z,\omega)$ è una caratteristica di tutto il tratto di fibra compreso dall'ingresso al punto z considerato. Quindi il ritardo di gruppo differenziale in funzione dell'avanzamento $\Delta\tau(z)$ non va inteso come una caratteristica locale della fibra ma è piuttosto il ritardo cumulativo dall'inizio della fibra a z. Conseguenza immediata di questo fatto è che il DGD di un collegamento ottico composto dalla concatenazione di più fibre non è pari alla somma dei ritardi differenziali delle singole fibre (o pezzi di fibra) ma rispetta una legge di composizione più complicata.

Capitolo 3

Misura della PMD

Come introdotto nel capitolo precedente quando la simmetria radiale di una fibra ottica monomodale è rotta, accidentalmente o intenzionalmente, si ha un comportamento della stessa come un mezzo birifrangente, dove la polarizzazione del campo elettromagnetico che vi si propaga evolve in accordo con le proprietà di birifrangenza locali della fibra e quindi differenti stati di polarizzazione si propagano con differenti velocità di gruppo dando luogo alla dispersione dei modi di polarizzazione. La PMD è una grandezza aleatoria, quindi per caratterizzarla in modo ottimale si dovrebbero realizzare una serie di misure ripetute nel tempo, in modo da avere un campione statistico significativo di valori con cui stimarla. Una serie di misure del genere è però impensabile da realizzare, infatti la PMD può avere un'evoluzione temporale anche di svariati giorni. Quindi per caratterizzare la dispersione dei modi di polarizzazione di una fibra ottica, si sono introdotti metodi che la stimano non più da un campione statistico nel tempo, ma da una serie di misurazioni a diverse frequenze. Per far questo, occore estrarre dalla fibra in esame l'andamento della birifrangenza. Ogni tecnica di misurazione che intenda caratterizzare la birifrangenza della fibra deve essere in grado di effettuare un'analisi locale delle

proprietà. Svariate proposte sono state pubblicate in letteratura, ma le più efficaci sono le tecniche di misura riflettometrica, basate sull'analisi dello stato di polarizzazione del campo retrodiffuso.

3.1 OTDR

La misura riflettometrica si basa sull'utilizzo dell'OTDR (dall'inglese riflettometro ottico nel domino del tempo), uno strumento ampiamente utilizzato per la caratterizzazione delle perdite delle fibre ottiche. La caratteristica saliente che rende questo strumento così diffusamente impiegato è la capacità di misurare le proprietà locali della fibra; fornisce cioè una valutazione dell'andamento locale delle perdite. Viene quindi utilizzato per diversi scopi come:

- Misura del coefficiente di attenuazione di una fibra ottica
- Perdite per inserzione e riflessione di giunti e connettori
- Posizione di giunti e connettori
- Lunghezza del collegamento
- Individuare e caratterizzare difetti e rotture di una fibra

Per il suo funzionamento l'OTDR sfrutta la diffusione Rayleigh che ha origine nella fibra ottica. Come si vede in figura 3.1 una sorgente ottica produce un'impulso che viene lanciato in fibra mediante un'accoppiatore direzionale. Mentre l'impulso si propaga, a causa della diffusione Raiyleigh, parte della potenza viene retrodiffusa verso l'ingresso della fibra dove l'accoppiatore direzionale la devia verso un fotorivelatore. All'istante generico t il fotorivelatore riceve la potenza retrodiffusa quando l'impulso, nel suo propagarsi lungo la fibra, era nel punto di coordinata $z = \frac{1}{2}\frac{c}{n}t$ che ha subito un'attenuazione proporzionale a

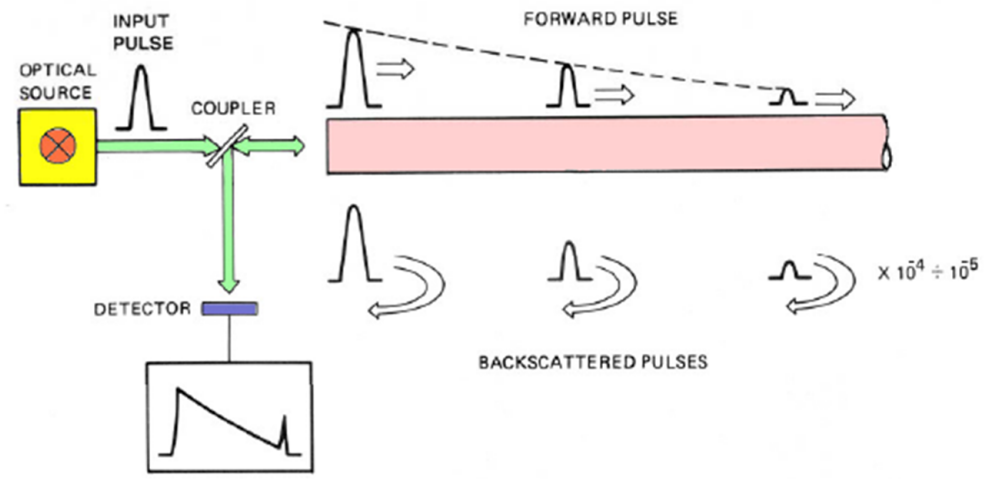

Figura 3.1: Principio di funzionamento dell'OTDR

$e^{(-2\alpha z)}$. L'evoluzione temporale del segnale retrodiffuso è quindi convertita in un'evoluzione spaziale lungo la fibra; si può quindi caratterizzare localmente le perdite della fibra. Un andamento tipico di una traccia fornita dall'OTDR è riportato in figura 3.2 in basso. Gli impulsi usati negli OTDR hanno una durata temporale τ, che, all'incirca, assume valori tra i dieci nanosecondi e qualche microsecondo. Questo significa che l'impulso occupa un tratto di fibra lungo circa $\Delta = \frac{c}{n}\tau$. La misura fornita da un'OTDR ha quindi una risoluzione spaziale limitata dalla durata dell'impulso e pari a metà della lunghezza dell'impulso. Se si analizza la potenza retrodiffusa da un'impulso di durata τ si nota essere

$$P_d = S\frac{c_0\tau}{2n}P_i = S\frac{\Delta}{2}P_i \tag{3.1}$$

dove Δ è la lunghezza dell'impulso in fibra, P_i è la potenza di picco che ha l'impulso nel tratto in cui avviene la retrodiffusione mentre S è il coefficiente di retrodiffusione e rappresenta la porzione della potenza incidente che si retropropaga verso l'ingresso. Si nota che a parità di fibra e di lunghezza d'onda, la

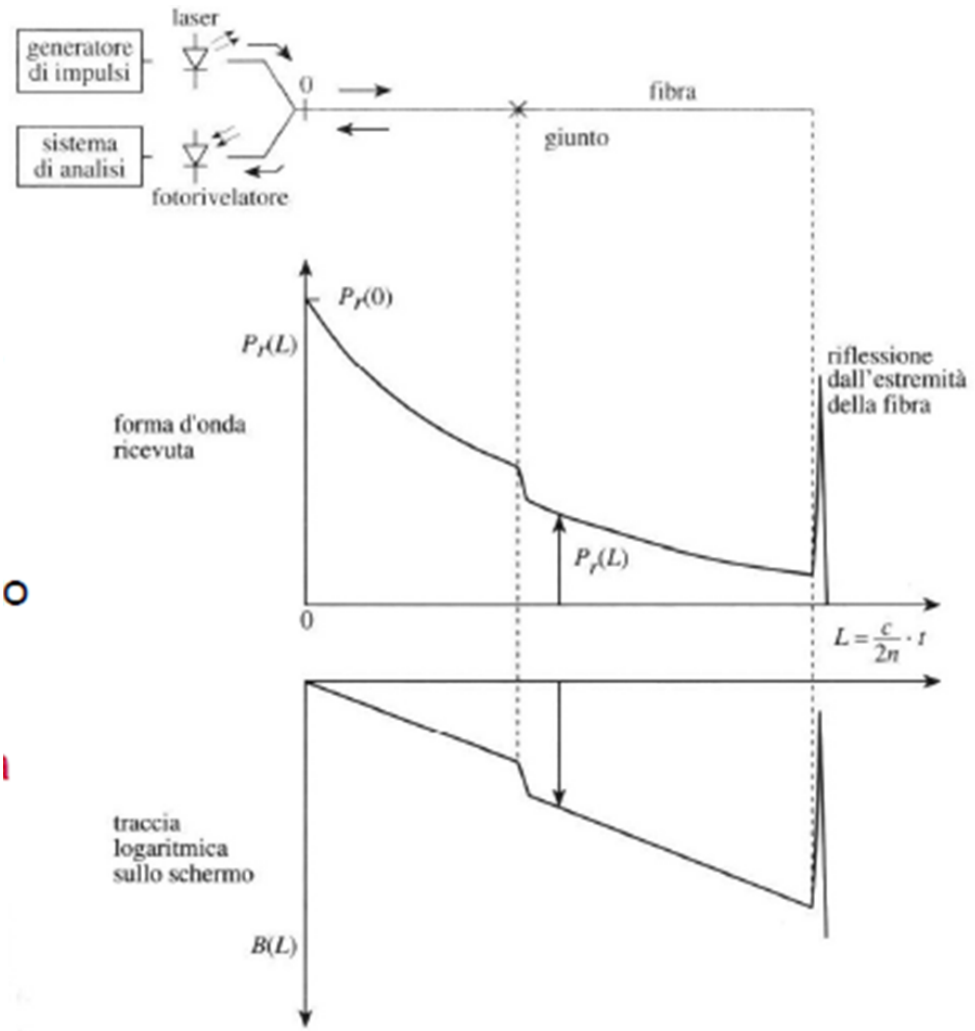

Figura 3.2: Setup OTDR e traccia logaritmica fornita a schermo dallo strumento

potenzza retrodiffusa è tanto maggiore quanto maggiore è la durata dell'impulso. Per fibre monomodali la potenza retrodiffusa è molto limitata (centinaia di pW circa) e questo è un problema in quanto il rumore termico presente ha ordini di grandezza quasi paragonabili. La misura ottenuta risulta quindi molto

rumorosa. Per compensare i bassissimi livelli di potenza del segnale retrodiffuso si usano principalmente due accorgimenti; il ricevitore è un fotodiodo a valanga APD e la misura della potenza retrodiffusa viene ripetuta più volte e mediata. Infatti, un'impulso impiega $100\mu s$ a percorrere in andata e ritorno 10 km di fibra. Ciò significa che la misura può essere ripetuta circa 600000 volte in un minuto. Si dimostra che il rapporto segnale/rumore aumenta con la radice quadrata del numero di misure su cui si esegue la media. Di fatto è grazie a questo meccanismo che è possibile effettuare misure basata sul campo retrodiffuso. Vi sono quindi alcuni parametri importanti da impostare:

- Durata dell'impulso
- Tempo di media
- Lunghezza della fibra da misurare
- Lunghezza d'onda

3.2 Misura riflettometrica con P-OTDR

Possiamo identificare due tecniche riflettometriche principali. La prima nel dominio del tempo detta P-OTDR (dall'inglese polarization sensitive optical time domain reflectometry) e la seconda P-OFDR (dall'inglese polarization sensitive optical frequency domain reflectometry). La prima, proposta più di 20 anni fa, si basa sull'analisi dello stato di polarizzazione del campo retrodiffuso dalla fibra ottica di un'impulso laser che si propaga nella stessa [3]. All'inizio, questa tecnica era applicata solo su campioni di fibre uniformemente birifrangenti, lunghe qualche decina di metri. Recentemente, la dinamica spaziale del P-OTDR è stata estesa a parecchi chilometri con una risoluzione

spaziale di mezzo metro circa, permettendo così la caratterizzazione della birifrangenza, sia di bobine di fibre che di fibre già cablate. La seconda tecnica, invece, utilizza un fascio laser continuo modulato in frequenza e lanciato in fibra, e ne analizza lo stato di polarizzazione del corrispondente campo retrodiffuso. Questa tecnica attualmente però non può essere applicata a fibre di lunghezza superiore a qualche chilometro. Per fibre di lunghezza pari a qualche metro può raggiungere una risoluzione spaziale di qualche millimetro. Come si mostrerà nel capitolo 4, la misura dell'evoluzione dello stato di polarizzazione del campo retrodiffuso permette di estrarre informazioni sulla birifrangenza con opportune tecniche di analisi dei dati come:

- Lunghezza di battimento
- Lunghezza di correlazione
- DGD accumulato lungo il link ottico
- ...

Nel caso della misura del DGD questa tecnica rappresenta un metodo alternativo alle tecniche standard di misura come il metodo della matrice di Mueller o l'analisi degli autovalori della matrice di Jones che necessitano di entrambi i capi della fibra. Grazie a questa tecnica si riesce ad effettuare la misura dell'evoluzione della birifrangenza solo con un'ingresso alla fibra, semplificando notevolmente il setup dell'esperimento. Fondamentalmente il P-OTDR ha la stessa struttura di un'OTDR standard tranne che per il ricevitore, sensibile alla polarizzazione del campo retrodiffuso. Come si vede in figura 3.3, un OTDR ad alta risoluzione è utilizzato come mainframe per misurare e memorizzare l'evoluzione della potenza retrodiffusa. Gli impulsi ottici dell'OTDR non sono però utilizzabili per il tipo di misura che dobbiamo eseguire perchè hanno una

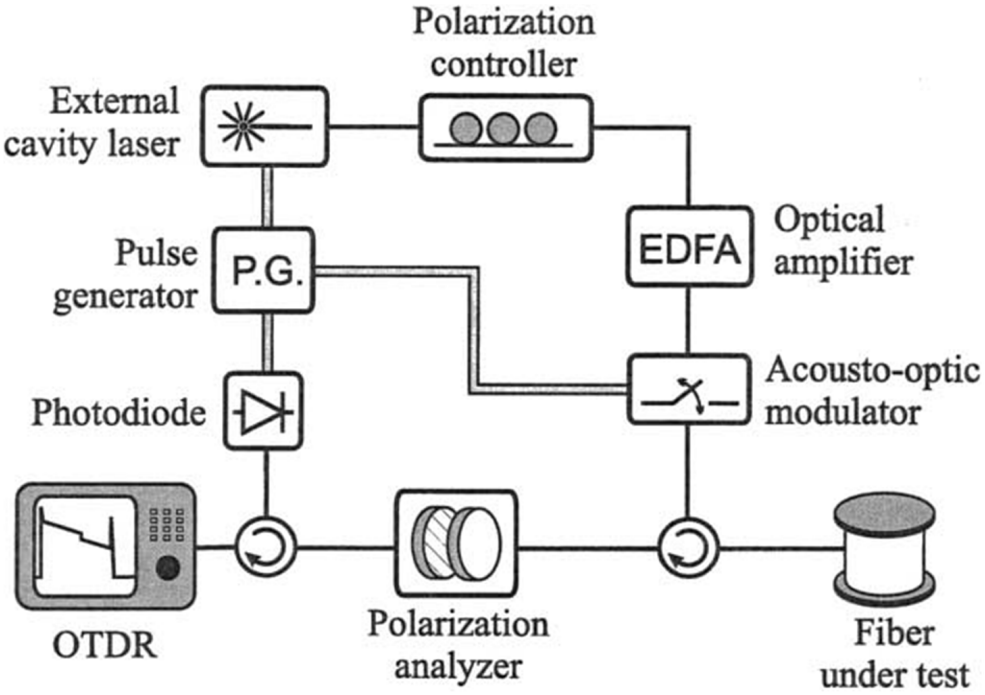

Figura 3.3: Schema del setup di un P-OTDR

larghezza di banda piuttosto grande e quindi, potrebbero venir distorti dalla birifrangenza. Quindi una cavità laser esterna, guidata direttamente da un generatore di impulsi, viene utilizzata per per produrre impulsi a banda stretta, la cui durata può esser settata indicativamente tra 3 e 5 ns. Gli impulsi prodotti sono controllati in polarizzazione e amplificati con un amplificatore ottico EDFA per aumentarne la dinamica. Il periodo di ripetizione viene settato in modo che l'impulso abbia il tempo di propagarsi e retropropagarsi per tutta la lunghezza della fibra (siamo nell'ordine delle centinaia di μs). Come conseguenza, per la maggior parte del tempo, l'amplificatore ottico non amplifica il segnale ma produce semplicemente emissione spontanea (ASE) che va a compromettere la misura. Per ridurre l'emissione spontanea viene utilizzato un modulatore acusto-ottico per aprire una finestra temporale che permetta

all'impulso di passare mentre blocca invece l'ASE. L'impulso così generato è lanciato in fibra tramite un circolatore o un'accoppiatore direzionale mentre il campo retrodiffuso è mandato ad un'analizzatore di polarizzazione composto da una lamina $\frac{\lambda}{4}$ seguita da un polarizzatore lineare. La prima può essere ruotata di quasiasi angolo mentre il secondo è fisso. A causa del polarizzatore, l'evoluzione della polarizzazione del campo retrodiffuso viene convertita in fluttuazioni di potenza che vengono rivelate e memorizzate dall'OTDR. Queste tracce OTDR vengono misurate per differenti orientazioni della lamina $\frac{\lambda}{4}$. In teoria bastano quattro orientazioni ma è preferibile usare almeno cinque differenti orientazioni. Si ha così una ridondanza dei dati raccolti in modo da incrementare l'accuratezza della della misura. Questi dati grezzi vengono così memorizzati in un personal computer dove l'evoluzione dello stato di polarizzazione viene calcolato e da questo si estraggono le grandezze di interesse come mostrato nel capitolo 4.

Capitolo 4

Calcolo del ritardo di gruppo differenziale

Abbiamo finora mostrato come le tecniche riflettometriche siano la metodologia più efficace per caratterizzare le proprietà locali della fibra ottica. Speciale interesse è stato posto sulla misura del ritardo di gruppo differenziale in modo da identificare eventuali sezioni di fibra con alta dispersione. La tecnica che di seguito si illustra è in grado di calcolare il DGD istantaneo di qualsiasi arbitraria sottosezione del link ottico (nonche del link intero) analizzando i dati forniti dal P-OTDR [4]. La tecnica è valida finchè non vi siano perdite dipendenti dalla polarizzazione e sotto alcune ipotesi discusse in dettaglio nel paragrafo 4.1.

4.1 Stima del DGD istantaneo

Seguendo il cammino ottico mostrato in figura 4.1, sia $F(z_0)$ la matrice di Mueller rappresentante la propagazione *in avanti* dalla sorgente P-OTDR (punto 1) verso un'arbitrario punto z_0 della fibra in esame. Ora $B(z_0)$ e $W(z; z_0)$

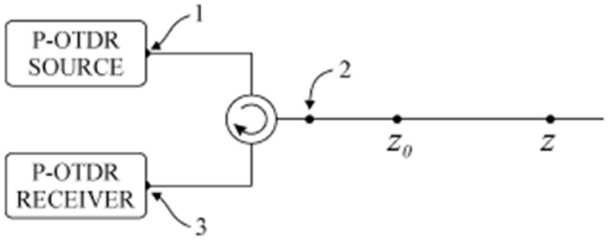

Figura 4.1: Schema del cammino ottico di un P-OTDR. Il punto 2 indica l'inizio della fibra ottica in esame

rappresentino rispettivamente la propagazione *in indietro* da z_0 al ricevitore del P-OTDR (punto 3) e la propagazione *in avanti* da z_0 a z. La propagazione andata-ritorno dal punto 1 a z e indietro al punto 3 è rappresentato dalla matrice $R(z) = B(z_0)MW^T(z;z_0)MW(z;z_0)F(z_0)$ dove $M = diag(1,1,-1)$ è la matrice diagonale. Tutte le matrici introdotte, eccetto la matrice M, sono in generale funzioni della frequenza angolare ω. La dipendenza di W dalla coordinata spaziale z è governata dall'equazione:

$$\frac{\partial W}{\partial z} = \bar{\beta} \times W$$

dove $\bar{\beta}(z,\omega)$ è il vettore di birifrangenza, mentre la dipendenza da ω porge

$$\frac{\partial W}{\partial \omega} = \bar{\Omega} \times W$$

dove $\bar{\Omega}(z,\omega)$ è il vettore della PMD. Simili equazioni descrivono la dipendenza in z e ω della matrice di andata-ritorno R, ovvero per la dipendenza spaziale si ha

$$\frac{\partial R}{\partial z} = \bar{\beta}_R \times R$$

mentre per la dipendenza dalla frequenza angolare si ottiene

$$\frac{\partial R}{\partial \omega} = \bar{\Omega}_R \times R$$

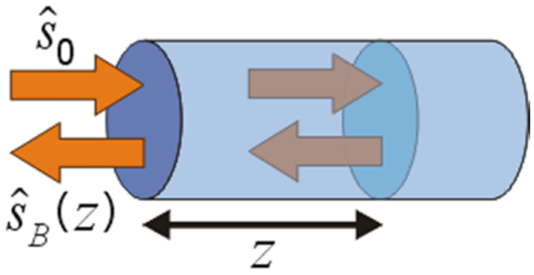

Figura 4.2: Rappresentazione schematica dell'evoluzione dello stato di polarizzazione di andata e ritorno

con ovvio significato dei simboli introdotti. Il vettore della birifrangenza di andata e ritorno si ottiene quindi dall'espessione:

$$\bar{\beta}_R(z) = 2B(z_0)MW^T(z;z_0)\bar{\beta}_L(z) \tag{4.1}$$

dove $\bar{\beta}_L = (\beta_1, \beta_2, 0)^T$ sono le componenti lineari di $\bar{\beta}$, mentre l'analoga espressione per il vettore della PMD di andata e ritorno $\bar{\Omega}_R(z)$ è leggermente più complessa in quanto include il contributo di PMD di F e B. Sotto l'ipotesi che $\bar{\beta}$ sia lineare e parallelo alla sua derivata in ω, il DGD istantaneo di una fibra può essere calcolato da $\bar{\beta}_R$, $\frac{\partial\bar{\beta}_R}{\partial\omega}$, $\bar{\Omega}_R$ e $\frac{\partial\bar{\Omega}_R}{\partial z}$. Tutte queste quantità possono essere misurate con un P-OTDR e dare, almeno in teoria, il DGD in funzione di z. Praticamente si richiede di calcolare la derivata di secondo ordine con i dati sperimentali forniti dal P-OTDR e questo, è difficilmente praticabile in quanto le misurazioni sono affette da rumore. Un approccio alternativo è quello di considerare il vettore della PMD $\bar{\Lambda}(z)$ della propagazione dal punto generico della fibra z al ricevitore del P-OTDR (punto 3). Questo cammino è descritto dalla matrice $Q(z) = B(z_0)MW^T(z;z_0)M$ e il corrispondente vettore della PMD è dato da

$$\bar{\Lambda}(z) = \bar{\Lambda}(z_0) + B(z_0)MW^T(z;z_0)\bar{\Omega}(z;z_0) \tag{4.2}$$

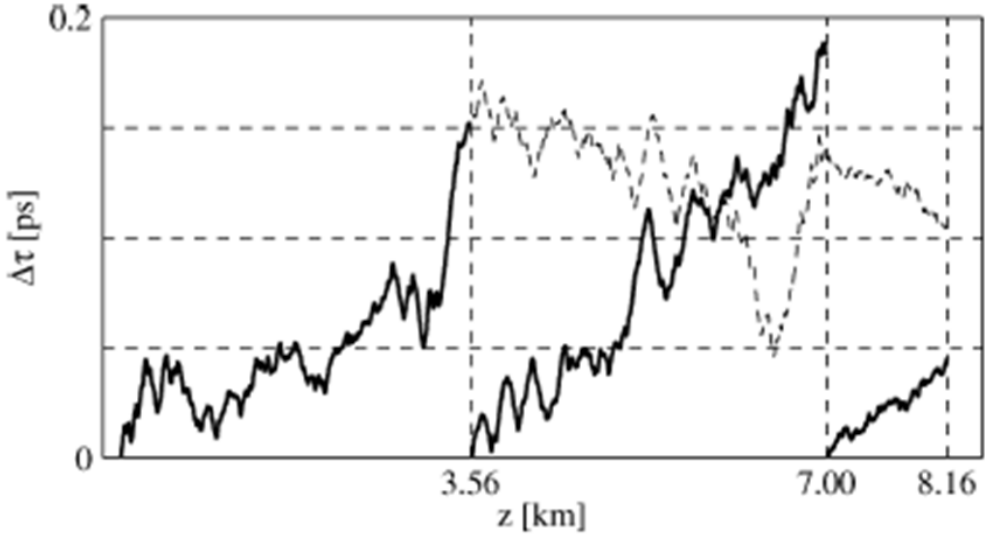

Figura 4.3: Esempio di andamento del DGD istantaneo misurato con la tecnica riflettometrica. La linea continua rappresenta il DGD di 3 sezioni di fibra. La linea tratteggiata rappresenta invece il DGD accumulato lungo tutta la lunghezza della fibra.

Si noti che $\bar{\Omega}(z; z_0)$ è il vettore della PMD della propagazione in avanti da z_0 a z. Usando l'equazione dinamica della PMD possiamo calcolare la dipendenza da z di $\bar{\Lambda}(z)$ che risulta:

$$\frac{\partial \bar{\Lambda}}{\partial z} = B(z_0) M \frac{\partial \bar{\Omega}_{in}}{\partial z} = B(z_0) M W^T(z; z_0) \frac{\partial \bar{\beta}}{\partial \omega} \tag{4.3}$$

dove è stato introdotto $\bar{\Omega}_{in}(z; z_0) = W^T(z; z_0)\bar{\Omega}(z; z_0)$ come vettore della PMD di ingresso alla sezione di fibra tra z_0 e z. Assumiamo ora che la birifrangenza sia lineare ($\bar{\beta} = \bar{\beta}_L$), questo non è restrittivo finche la birifrangenza circolare rimane irrilevante e questo, si ha finche la fibra non è fortemente ruotata, caso alquanto sfortuito. Inoltre assumiamo che $\frac{\partial \bar{\beta}_L}{\partial \omega} = \frac{\bar{\beta}_L}{\partial \omega}$ che può essere considerata una buona approssimazione. Si può quindi ottenere la seguente espressione:

$$\frac{\partial \bar{\Omega}_{in}}{\partial z} = \frac{1}{2\omega} M B^T(z_0) \bar{\beta}_R(z) \tag{4.4}$$

Questa espressione può essere facilmente integrata e il DGD istantaneo della sezione di fibra tra z_0 e z $\Delta\tau(z;z_0)$ è pari al modulo di $\bar{\Omega}_{in}(z;z_0)$. Si ottiene quindi

$$\Delta\tau(z_0;z) = \frac{1}{2\omega}\left|\int_{z_0}^{z} \bar{\beta}_R(t)\,dt\right| \tag{4.5}$$

Questo significa che il DGD di un'arbitraria sottosezione del link può essere calcolato semplicemente integrando il vettore della birifrangenza di andata e ritorno misurato con il P-OTDR. Si noti, che una quantità dipendente dalla frequenza come il DGD, viene calcolato dalla quantità $\bar{\beta}_R(z)$ misurata a frequenza fissa. Questo perchè abbiamo precedentemente fatto l'ipotesi che $\frac{\partial\bar{\beta}_L}{\partial\omega} = \frac{\bar{\beta}_L}{\omega}$ che codifica un comportamento frequenziale noto nel modello. Il metodo fallisce in due casi: nel calcolo del DGD totale di una fibra ottica se comprende sezioni dove la misura di andata e ritorno del SOP è critica e se l'ipotesi fatta su $\frac{\partial\bar{\beta}}{\partial\omega}$ è troppo restrittiva. Inoltre non tiene conto della birifrangenza circolare, quindi la fibra ottica in esame non può essere fortemente ruotata.

4.2 Primo metodo di stima del DGD quadratico medio

Come si diceva, lo scopo principale delle tecniche riflettometriche è misurare la dispersione dei modi di polarizzazione e soprattutto misurare il ritardo di gruppo differenziale medio, in modo da caratterizzare il link ottico. Si introduce ora una tecnica che va a stimare il DGD quadratico medio da una singola misura della birifrangenza di andata e ritorno [5]. Assumiamo che il link ottico sia reciproco e non affetto da perdite dipendenti dalla polarizzazione. Restringiamo inoltre l'analisi alle componenti polarizzate del campo retrodiffuso perchè queste componenti comprendono più del 90% della potenza retrodiffusa e so-

prattutto portano con se le informazioni utili ai nostri scopi. Prendendo come punto d'inizio l'espressione 4.5 del DGD data nel capitolo precedente possiamo scrivere:

$$\left\langle \Delta\tau^2(z_0, z_1) \right\rangle = \frac{1}{4\omega^2} \int_{z_0}^{z_1} \int_{z_0}^{z_1} \left\langle \beta_B^T(t)\beta_B(s) \right\rangle \, dt \, ds \tag{4.6}$$

Le componenti del vettore della birifrangenza di andata e ritorno sono asintoticamente stazionarie, non correlate tra loro e con la stessa funzione di autocorrelazione (ACF). Inoltre, il regime stazionario è raggiunto su una scala di lunghezza paragonabile con la lunghezza di correlazione; qualche metro. Di conseguenza, da un punto di vista pratico $\beta_B(z)$ può essere assunto stazionario. Possiamo quindi scrivere $\left\langle \beta_B^T(t)\beta_B(s) \right\rangle = 3r(s-t)$, dove $r(u) = \langle \beta_{B,i}(t)\beta_{B,i}(t+u) \rangle \, (i = 1, 2, 3)$, è la funzione di autocorrelazione delle componenti del vettore di birifrangenza di andata e ritorno. Sfruttando questa simmetria, settando $u = s - t$ e dopo qualche manipolazione dell'integrale di sopra otteniamo:

$$\left\langle \Delta\tau^2(z_0, z_1) \right\rangle = \frac{3}{2\omega^2} \left\{ L \int_0^L r(u) \, du - \int_0^L u r(u) \, du \right\} \tag{4.7}$$

dove $L = z_1 - z_0$ è la lunghezza della sezione che si vuol analizzare. Entrambi gli integrali nell'espressione 4.7 tendono ad un valore asintotico finito all'aumentare di L; quindi il secondo termine tra parentesi graffe tende a essere trascurabile rispetto al primo perchè quest'ultimo cresce linearmente con l'aumentare della lunghezza della sezione considerata. Ricordando che la funzione di autocorrelazione tende a zero in una scala comparabile con quella della lunghezza di correlazione, possiamo concludere che quando L è maggiore di qualche centinaia di metri il secondo integrale diventa praticamente trascurabile. Alla stessa condizione, l'intervallo di integrazione del primo integrale può essere esteso da 0 a ∞ e quindi ottenere:

$$\left\langle \Delta\tau^2(z_0, z_1) \right\rangle \simeq \frac{3L}{2\omega^2} \int_0^\infty r(u) \, du \tag{4.8}$$

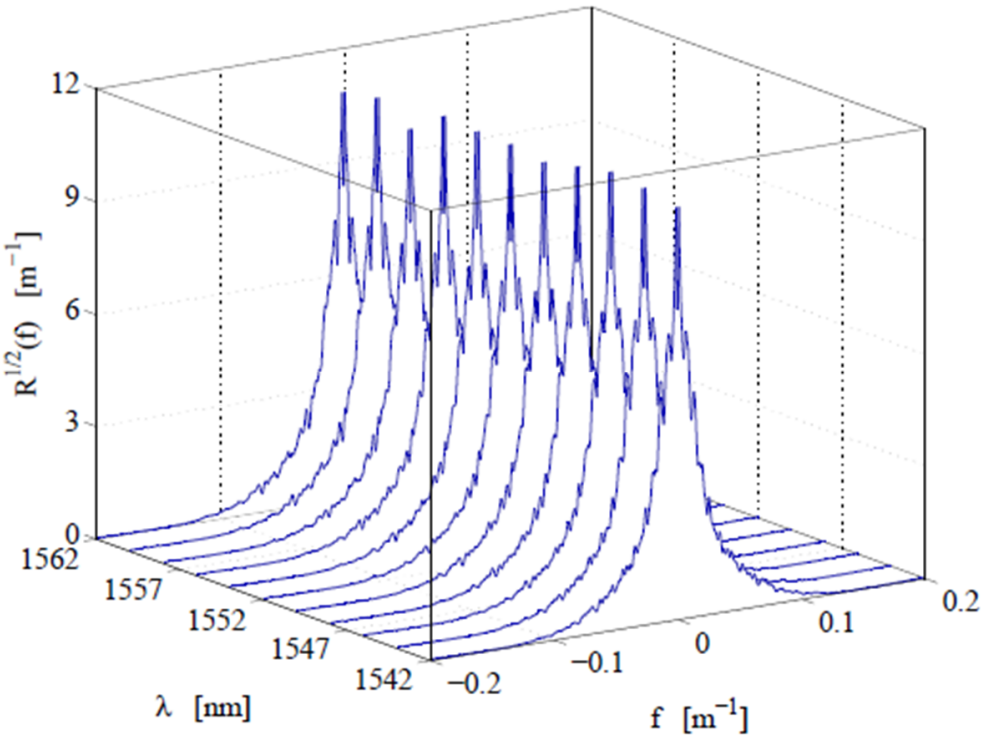

Figura 4.4: Esempio di radice della PSD del vettore di birifrangenza di andata e ritorno misurato su una fibra ottica a differenti lunghezze d'onda

Arrivati a questo risultato possiamo finalmente esprimere la radice del DGD quadratico medio come

$$\overline{\Delta\tau} = \sqrt{\langle \Delta\tau^2 \rangle} \simeq \frac{\sqrt{3}}{2\omega}\sqrt{R(0)L} \tag{4.9}$$

dove $R(f)$ è la trasformata di Fourier di $r(u)$ ovvero la densità spettrale di potenza (PSD) delle componenti di $\beta_B(z)$. Si noti che dal punto di vista pratico la funzione di autocorrelazione è di solito calcolata come trasformata inversa della densità spettrale di potenza, che, a sua volta, può essere stimata dai dati sperimentali raccolti con differenti metodi come il periodogramma. Va ricordato che il metodo di analisi proposto è valido sotto l'assunzione fondamentale

che la birifrangenza di andata e ritorno sia asintoticamente stazionaria. In pratica questo significa che può essere applicato a sezioni di fibra ottica omogenea. I vantaggi di questo metodo sono:

- Riuscire a misurare il DGD quadratico medio di una sottozione di una fibra ottica con misure fatte con P-OTDR a diverse lunghezze d'onda fissa

- Fornire una stima del DGD qudratico medio basata su una media ergodica della PSD del vettore di birifrangenza di andata e ritorno

Per queste ragioni la tecnica ora esposta è più accurata di una media in lunghezza d'onda soprattutto quando il DGD misurato è piccolo e quindi l'incertezza dei metodi classici è grande.

4.3 Secondo metodo di stima del DGD quadratico medio

Si propone ora un nuovo metodo di stima del DGD quadratico medio che ha lo scopo di diminuirne l'incertezza [6]. Le moderne tecniche riflettometriche permettono di accedere alla fibra nel mezzo, semplicemente considerando una porzione della traccia fornita dal P-OTDR, e di calcolare così la PMD delle sottosezioni in cui la fibra viene considerata divisa. L'idea principale di questo secondo metodo di stima è che il DGD quadratico medio dell'intero link ottico può essere stimato sommando in modo opportuno il DGD quadratico medio delle sottosezioni di fibra ottica. L'obiettivo di questo metodo è ridurre la varianza della stima di oltre il 50%. Il caso base prevede due sottosezioni. Indichiamo con $\vec{\tau}$ il vettore della PMD dell'intero link e con τ il suo modulo.

Ricordiamo ora la regola di concatenazione:

$$\vec{\tau} = \Delta\vec{\tau}_2(\omega) + R_2(\omega)\Delta\vec{\tau}_1(\omega) \tag{4.10}$$

con $\Delta\vec{\tau}_1(\omega)$ il vettore della PMD introdotto dalla prima sezione di fibra, $\Delta\vec{\tau}_2(\omega)$ quello introdotto dalla seconda e $R_2(\omega)$ la matrice che tiene conto degli effetti della seconda sezione alla frequenza angolare ω. Un comune stimatore del DGD quadratico medio è

$$\bar{\tau}^2(B) = \frac{1}{B}\int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \tau^2(\omega)\, d\omega \tag{4.11}$$

ovvero la media in frequenza del DGD quadratico. L'idea è quella di usare la regola di concatenazione nell'equazione 4.11 appena esposta ovvero:

$$\bar{\tau}^2(B) = \frac{1}{B}\int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \left(\Delta\tau_1^2(\omega) + \Delta\tau_2^2(\omega)\right)\, d\omega + \frac{2}{B}\int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \Delta\vec{\tau}_1(\omega)\cdot\Delta\vec{\tau}_{2i}(\omega)\, d\omega \tag{4.12}$$

Abbiamo indicato con $\Delta\vec{\tau}_{2i}(\omega)$ il vettore della PMD in ingresso alla seconda sezione di fibra ovvero

$$\Delta\vec{\tau}_{2i}(\omega) = R'(\omega)\Delta\vec{\tau}_2(\omega)$$

Il terzo termine nell'equazione 4.12 non contribuisce al valore medio in quanto a media nulla. Per capire se tale termine contribuisce però alla varianza è necessario calcolarla esplicitamente. Si estrae quindi solo la quantità $\Delta\tau_1^2(\omega) + \Delta\tau_2^2(\omega)$, perchè i termini incrociati (primo-terzo e secondo-terzo) hanno media nulla. Per fare ciò ci sono due metodi. Il primo, più complicato, prevede di misurare

$$\vec{\tau}_1 = \Delta\vec{\tau}_2 + R_2\Delta\vec{\tau}_1$$

$$\vec{\tau}_2 = \Delta\vec{\tau}_2 - R_2\Delta\vec{\tau}_1$$

e di sommare i loro moduli quadrati

$$\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2} = \Delta\tau_1^2(\omega) + \Delta\tau_2^2(\omega)$$

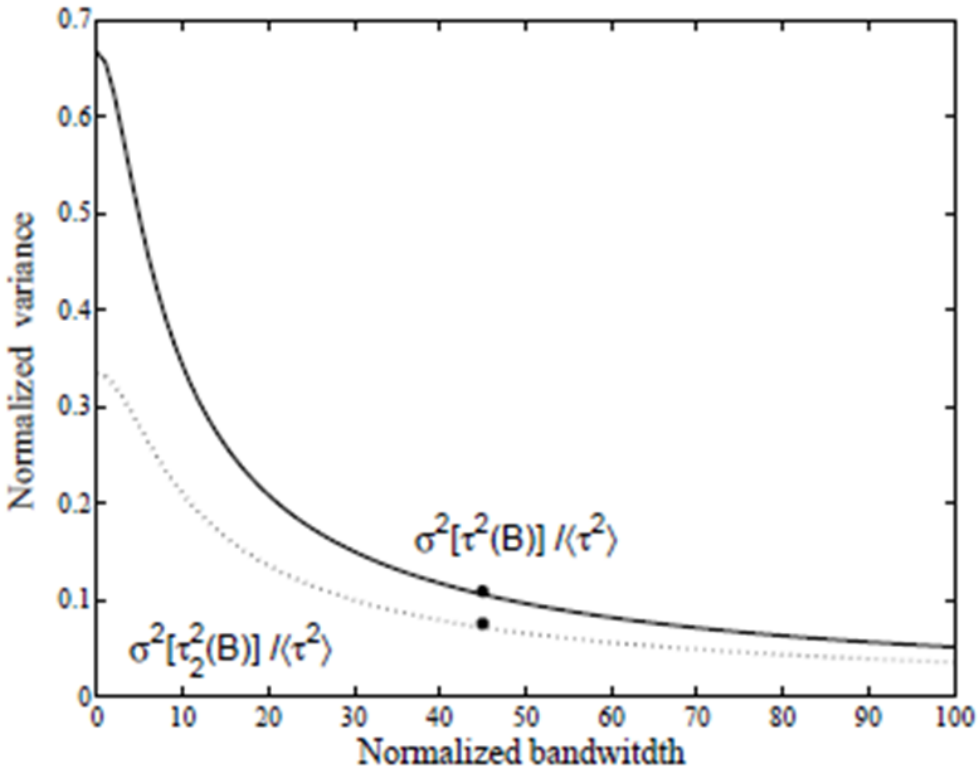

Figura 4.5: Varianza del DGD quadratico medio, la linea continua rappresenta la varianza calcolata con una sezione singola, la curva tratteggiata invece con due sezioni

In linea di principio questo può essere fatto usando un controllore di polarizzazione nel mezzo della fibra ottica e ruotare così di π il vettore dello stato di polarizzazione nello spazio di Stokes. Il secondo metodo prevede di misurare direttamente $\Delta\tau_1$ e $\Delta\tau_2$. Una curiosità interessante, riguarda la scelta del punto ottimale della fibra in modo da ottenere la maggior riduzione della varianza della stima. Intuitivamente, possiamo dire che i due vettori della PMD devono avere lo stesso DGD medio. Questo significa che, ipotizzando il link ottico uniforme nelle sue caratteristiche ottiche e fisiche, il secondo accesso alla fibra

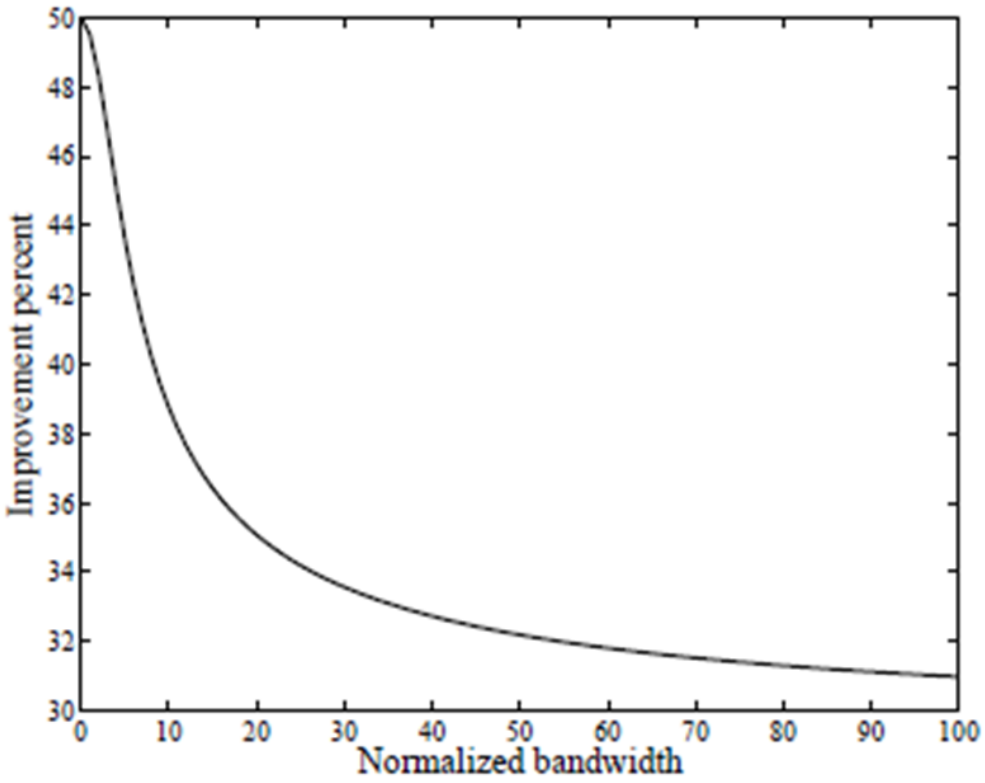

Figura 4.6: Incremento percentuale della varianza del DGD quadratico medio

deve essere esattamente al centro della stessa. Definiamo allora la quantità

$$\bar{\tau}_2^2 = \frac{1}{B}\int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \left(\Delta\tau_1^2(\omega) + \Delta\tau_2^2(\omega)\right)\, d\omega \tag{4.13}$$

dove il pedice 2 si riferisce al fatto che il DGD quadratico medio è risultato di 2 contributi. Analogamente al caso con due sezioni, la teoria può essere estesa al caso che gli accessi alla fibra per le misure di PMD siano N, ovvero N valori della PMD $\Delta\tau_1, \Delta\tau_2, ..., \Delta\tau_N$ possono esser estratti. Lo stimatore quindi con N sezioni generiche è definito come

$$\bar{\tau}_N^2 = \frac{1}{B}\int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sum_{n=1}^{N} \Delta\tau_n^2(\omega)\, d\omega \tag{4.14}$$

Come si vede dalla figura 4.7, aumentando il numero delle sezioni che si consi-

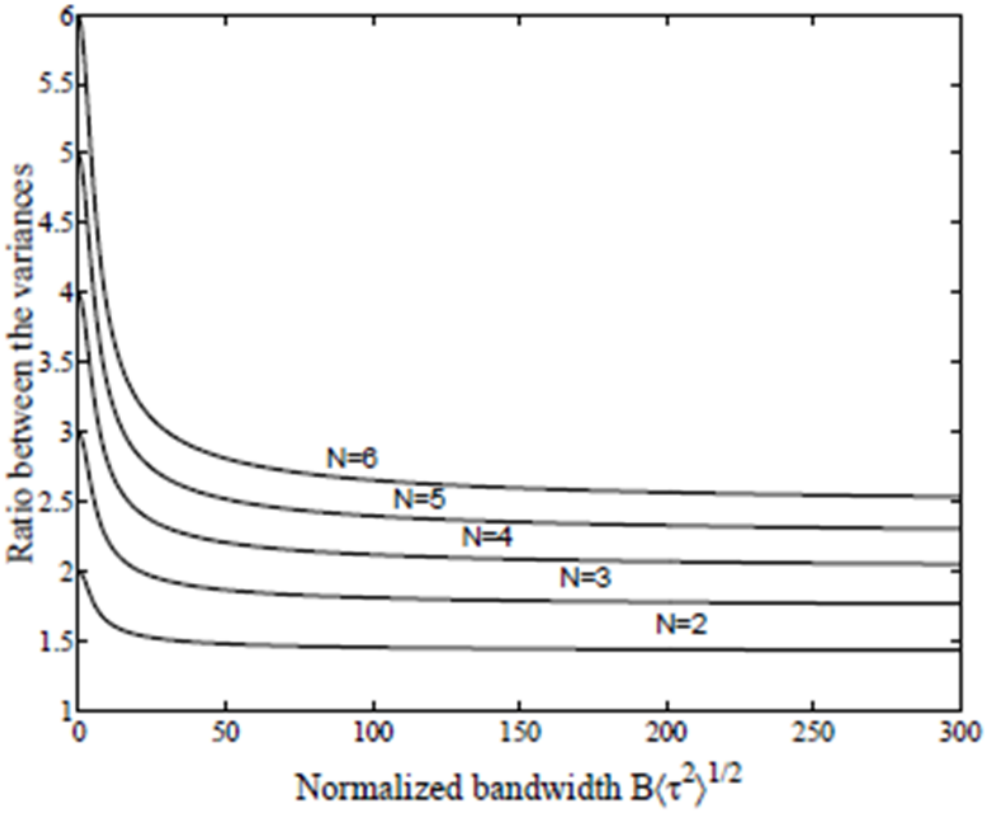

Figura 4.7: Rapporto tra la varianza con una sezione e quella con $N = 2, 4, 8$ sezioni

derano, il rapporto tra le varianze ottenute aumenta. Ovvero la varianza della stima fornita cala all'aumentare del numero di sezioni considerate, tendendo ad un limite asintotico per valori grandi di N (N=8).

Capitolo 5

Caratterizzazione degli hinges

I collegamenti ottici reali sono ben descritti dal *modello a cardini o modello a hinges* dove si assume che la fibra ottica sia una cascata di sezioni di fibra con PMD pressochè costante, connesse tra loro attraverso degli hinges con trascurabile PMD che agiscono come dei veloci scrambler di polarizzazione [7]. L'adozione del modello a hinges permette di definire delle statistiche dell'evoluzione temporale della PMD di un link ottico. Il metodo utilizza un P-OTDR per ripetere misure della matrice di Mueller rappresentante la propagazione di andata e ritorno lungo la fibra ottica. Sia $F(z)$ la matrice di Mueller rappresentante la propagazione in avanti lungo il link ottico e siano $F_{1,2}(t)$ e $F_{2,3}(t)$ le matrici di Mueller rappresentanti la propagazione dalla sorgente laser del P-OTDR fino all'inizio della fibra ottica e dalla fibra ottica all'analizzatore di polarizzazione rispettivamente. La matrice di andata e ritorno è quindi $F_B(z,t) = F_{2,3}(t)MF_T(z,t)F_{1,2}(t)$ con $M = diag(1,1,-1)$. Si noti che $F_{1,2}$ e $F_{2,3}$ sono generalmente sconosciute e possono evolvere nel tempo se il setup non è opportunamente implementato. La matrice di Mueller rappresentante la propagazione in avanti fino al punto $z + \Delta z$ può essere espressa come $F()z + \Delta z, t = H(\Delta z, t; z)F(z,t)$ dove $H(\Delta z, t; z)$ fornisce la

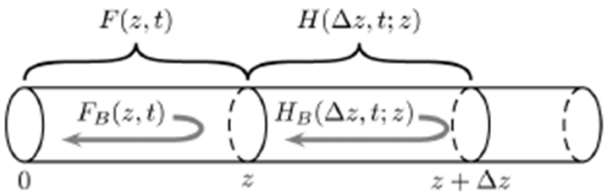

Figura 5.1: Matrice di Mueller della propagazione in avanti fino a punto z e matrice di trasferimento dal punto z a Δz e di quelle di andata e ritorno

matrice di trasferimento dal punto z al punto $z + \Delta z$ e può corrispondere ad una sezione di fibra comprendente un hinge. Analogamente la matrice $H_B(\Delta z, t; z) = MH^T(\Delta z, t; z)MH(\Delta z, t; z)$ descrive la propagazione andata e ritorno nella sezione di fibra da z a $z + \Delta z$. Si introduce allora la matrice

$$Q(\Delta z, t; z) = F_B^T(z,t)F_B(z+\Delta z, t) = \left[F(z,t)F_{1,2}(t)\right]^T H_B(\Delta z, t; z)F(z,t)F_{1,2}(t) \tag{5.1}$$

Essendo $F_B^T(z,t)$ una quantità misurata, $Q(\Delta z, t; z)$ può essere calcolata semplicemente dai dati raccolti con il P-OTDR. La matrice H può essere rappresenata come $H = R_3(\alpha)R_1(\beta)R_3(\gamma)$ dove $R_i(\theta)$ rappresenta la rotazione di θ attorno all'i-esimo asse dello spazio di Stokes. Allora $H_B = R_3^T(\alpha)R_1(\beta)R_3(\gamma)$. Con questa definizione possiamo scrivere

$$Q(\Delta z, t; z) = G^T(z,t)R_1(2\beta)G(z,t) \tag{5.2}$$

dove $G = R_3(\gamma)FF_{1,2}$ e β è in funzione di $z, \Delta z$ e t. Essendo la matrice di Mueller ortogonale, allora anche G lo è e $G^T = G^{-1}$. Si ottiene quindi che la matrice Q è simile a $R_1(2\beta)$, hanno cioè gli stessi autovalori, 1 e $exp(\pm j2\beta)$ e la stessa traccia, $1 + 2\cos 2\beta$; segue quindi

$$\cos 2\beta = \frac{\{tr[Q(\Delta z, t; z)] - 1\}}{2} \tag{5.3}$$

dove $tr[Q]$ è la traccia della matrice Q. Eseguendo calcoli diretti, si scopre che $\cos\beta = \hat{s}_3^T H \hat{s}_3$. Questo significa che $\cos\beta$ è la terza componente dello stato di

polarizzazione trasmesso da $H(\Delta z, t; z)$ quando lo stato di polarizzazione nella coordinata spaziale z è circolare. Quindi ponendo $s_3(t) = \cos\beta$ si ottiene:

$$s_3(t) = \pm\cos\left\{\frac{1}{2}\arccos\left(\frac{tr[Q(\Delta z, t; z)] - 1}{2}\right)\right\} \tag{5.4}$$

Questo mostra come calcolare $s_3(t)$ nella sezione di fibra che va dal punto z al punto $z + \Delta z$ misurando la matrice $Q(\Delta z, t; z)$. Si nota che il risultato non dipende da G, ovvero non serve conoscere l'evoluzione temporale della sezione di fibra precedente al punto z. Va ricordato che 5.4 non da il segno di $s_3(t)$; in realtà si può dimostrare che tale informazione non può essere ricavata da $Q(\Delta z, t; z)$. Tuttavia, almeno le variazioni di segno di $s_3(t)$ possono essere monitorate, confrontando le misurazioni di $Q(\Delta z, t; z)$ fatte in tempi ravvicinati. Per mostrare come può essere fatto, introduciamo la matrice $S = \frac{[Q+Q^T]}{2}$ e $D = \frac{[Q-Q^T]}{2}$. Da 5.2 risulta $S = G^T[R_1(2\beta) + R_1(-2\beta)]\frac{G}{2} = G^T diag(1, \cos 2\beta, \cos 2\beta)G$, di conseguenza 1 è sempre un autovalore di S e il corrispondente autovettore unitario è $\hat{v}(t) = \pm\hat{g}_1(t)$ con $\hat{g}_1(t)$ prima colonna di G. Vi è ancora l'incertezza sul segno ma questa può essere superata campionando correttamente le misure. Se il tempo di campionamento è abbastanza breve, l'angolo tra il j-esimo e il (j+1)-esimo campione di $\hat{g}_1(t)$ è previsto minore di $\frac{\pi}{2}$. Quindi, il segno di $\hat{v}(t_{j+1})$ è scelto in modo che $\hat{v}(t_j) \cdot \hat{v}(t_{j+1}) > 0$ in modo da garantire la continuità del segno. L'equazione 5.2 da inoltre $D = G^T[R_1(2\beta) - R_1(-2\beta)]\frac{G}{2}$ che può essere riscritta come $D(t) = \bar{d}(t)\times$ dove $\bar{d}(t) = (\sin 2\beta)\hat{g}_1(t)$. È quindi semplice scrivere $\sin 2\beta = \bar{d}(t) \cdot \hat{v}(t)$. Questo mostra che sia $\sin 2\beta$ e $\cos 2\beta$ possono essere calcolati dai dati sperimentali, permettendo così di determinare β nel range $[0, 2\pi]$. Come conseguenza, la conoscenza di $s_3(t)$ può essere completamente ottenuta preservando la continuità di segno. Come appena discusso, la misura di $s_3(t)$ richiede che l'evoluzione temporale sia opportunamente campionata. Altro problema è quando $\beta \simeq k\pi$ con $k \in Z$ e tutti gli autovalori di S sono circa 1. In questa circostanza, l'

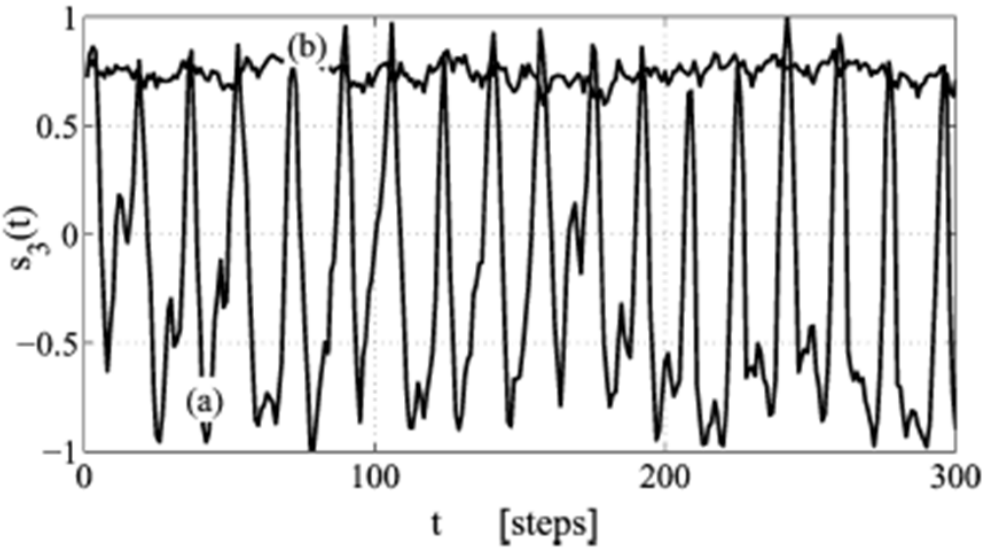

Figura 5.2: Evoluzione temporale di $s_3(t)$ in a) una sezione di fibra che comprende un'hinge b) in una sezione di bobina

autovettore associato all' autovalore 1 può non esser correttamente calcolato, causando una discontinuità di segno in $s_3(t)$. Però tale condizione è alquanto sfavorevole, acquisizioni tipiche di $s_3(t)$ possono essere affette al più da poche discontinuità di segno. L'obiettivo è quello di fare un'analisi spettrale di $s_3(t)$ e poche discontinuità di segno hanno essetti trascurabili su tale analisi. Per esempio in figura 5.2 si riporta nella curva a) l'andamento di $s_3(t)$ in una sezione che comprende un'hinge mentre la curva b) evidenzia l'andamento di $s_3(t)$ in una sezione di fibra in bobina. Si nota bene la differenza di comportamento nei due casi. Una caratterizzazione più accurata può essere estratta mediante l'analisi spettrale. La densità spettrale di $s_3(t)$ può essere stimata con il periodogramma di Welch. Tipicamente l'accuratezza nella stima della PSD può essere migliorata incrementando l'intervallo temporale in cui $s_3(t)$ è misurato. Tuttavia, se l'hinge evolve lentamente questa soluzione diventa inpraticabile.

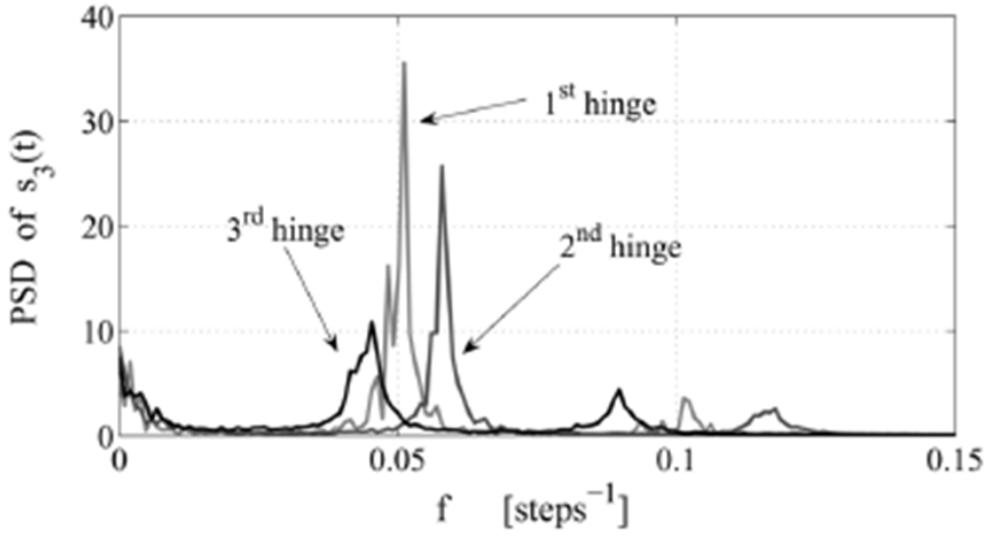

Figura 5.3: PSD di $s_3(t)$ mediata attorno a tre sezioni di fibra ognuna contenente un'hinge

Alternativamente, la stima della PSD può essere migliorata mediando tra sezioni con lunghezza differente, tutte comprendenti solo l'hinge in esame. In realtà fino a quando la sezione di fibra tra i punti z e $z + \Delta z$ comprende un solo hinge, anche se z e Δz sono cambiati e quindi il corrispondente segnale $s_3(t, z_1, z_2)$, ha sempre la stessa statistica temporale (quella dovuta all'hinge in questione) ma differenti proprietà di polarizzazione (differenti sezioni di fibra vengono incluse nell'analisi). Di conseguenza, la PSD stimata per differenti s e Δz possono essere mediate in modo da incrementarne l'accuratezza. Ovviamente, questo richiede che la sezione di fibra attorno all'hinge e incluse nell'analisi, siano abbastanza stabili nel tempo. Diversamente, il tempo di decadimento viene stimato analizzando la funzione di autocorrelazione di $s_3(t)$ ottenuta come antitrasformata do Fourier della PSD. Per definizione, il tempo di decadimento è il ritardo per cui l'inviluppo della funzione di autocorrelazione è $\frac{1}{e}$ del valore massimo assunto come si può vedere nell'esempio riportato

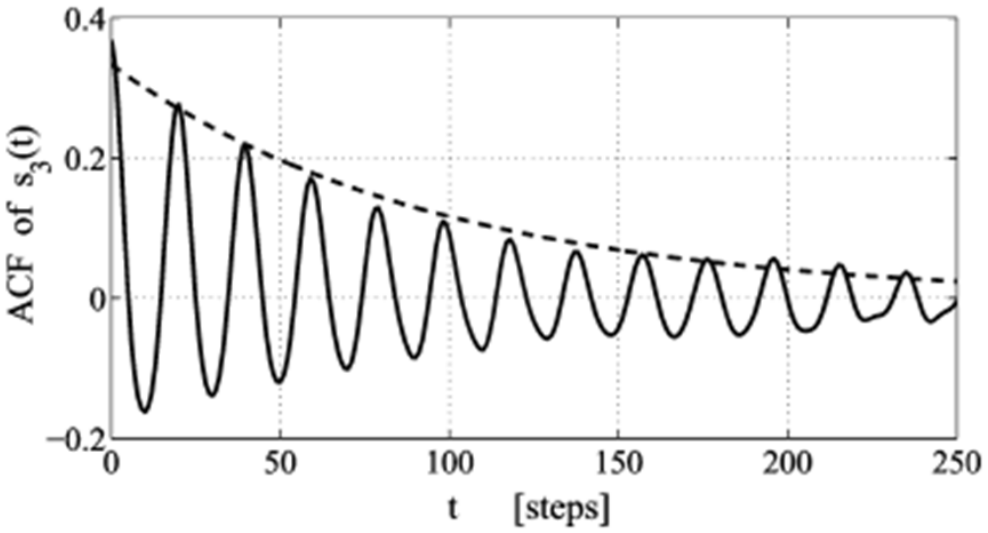

Figura 5.4: Esempio di funzione di autocorrelazione di $s_3(t)$ per un'hinge (curva continua) e suo inviluppo esponenziale(curva tratteggiata)

in figura 5.4 la cui accuratezza può essere migliorata aumentando sia il picco della potenza dell'impulso che il tempo di media.

Capitolo 6

Misura sperimentale del DGD

6.1 Banco di misura

Il banco di misura utilizzato per la rilevazione della potenza retrodiffusa è rappresentato schematicamente in figura 3.3, mentre figura 6.1 mostra la sua realizzazione pratica. Gli elementi che lo compongono sono:

- Laser a banda stretta accordabile in lunghezza d'onda
- Amplificatore ottico in fibra drogata all'erbio EDFA
- Analizzatore di polarizzazione
- Controllore di polarizzazione
- Generatore di impulsi
- OTDR ad alta risoluzione

Il banco è realizzato con un laser esterno. L'OTDR produce infatti impulsi laser a banda larga e quindi non adatti al tipo di misura che dobbiamo effettuare.

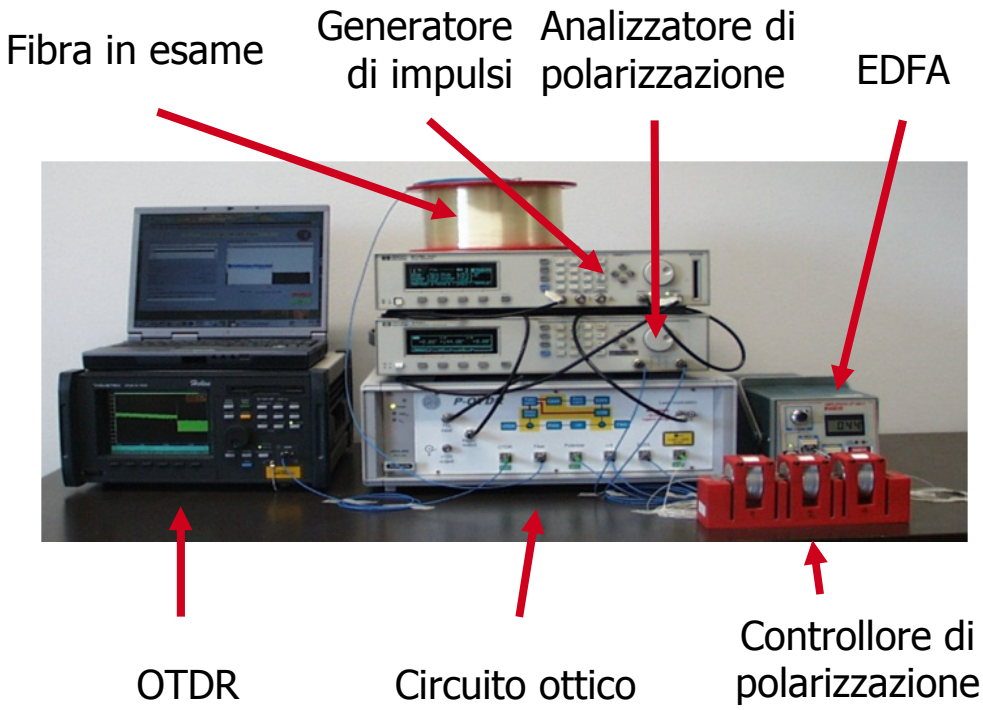

Figura 6.1: Banco di misura implementato

Viene quindi utilizzato per la memorizzazione del campo retrodiffuso e per pilotare il generatore di impulsi. La cavità laser esterna, guidata dal generatore di impulsi, produce impulsi laser a banda stretta della durata di 4 ns, quindi con un'occupazione spaziale di circa 1 metro. Si ha quindi una risoluzione spaziale della misura fornita dall'OTDR pari a metà della lunghezza spaziale dell'impulso, come si vede dal diagramma di Minkowski in figura 6.2. Quindi le misure effettuate hanno una risoluzione di 0.5 metri. Gli impulsi vengono poi controllati in polarizzazione e successivamente amplificati con un'amplificatore ottico EDFA. La frequenza dell'impulso laser prodotto è limitata dalla banda di amplificazione dell'EDFA che va da 1542 a 1562 nm. Ovviamente, il tempo di ripetizione è settato in modo che l'impulso abbia il tempo di propagarsi e retropropagarsi per tutta la lunghezza della fibra, senza che si

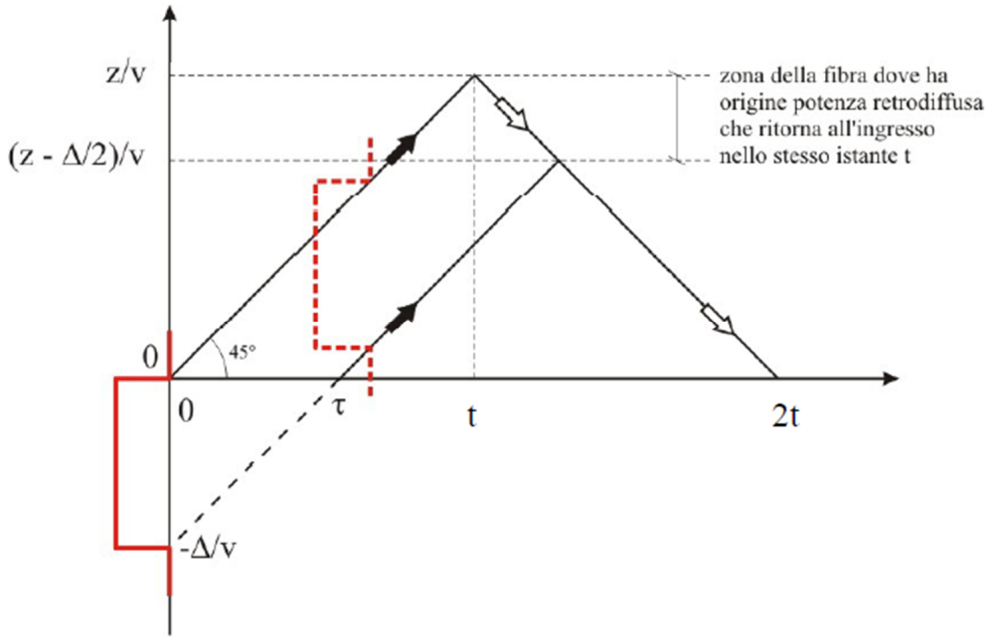

Figura 6.2: Diagramma di Minkowski

abbia una sovrapposizione con l'impulso successivo che andrebbe a vanificare la misura. Questo è ottenuto settando il parametro della lunghezza del link in esame dell'OTDR. Come anticipato nel paragrafo 3.2, il generatore di impulsi pilota anche un modulatore acusto-ottico che viene utilizzato per aprire una finestra temporale in modo da permettere all'impulso generato di passare mentre blocca l'emissione spontanea dell'EDFA nell'intervallo di tempo in cui non amplifica. Attraverso un circolatore, l'impulso viene lanciato in una bobina di quattro fibre diverse concatenate tra loro. Il campo retrodiffuso viene mandato ad un'analizzatore di polarizzazione e infine all'OTDR, che ne memorizza le fluttuazioni di potenza. La bobina utilizzata è composta da quattro fibre di lunghezza di circa 3300 metri l'una; queste sono state concatenate tra loro tramite connettori mentre il terminale finale è stato connesso ad un'adattatore, in modo da limitare i picchi di riflessione di potenza in corrispondenza di

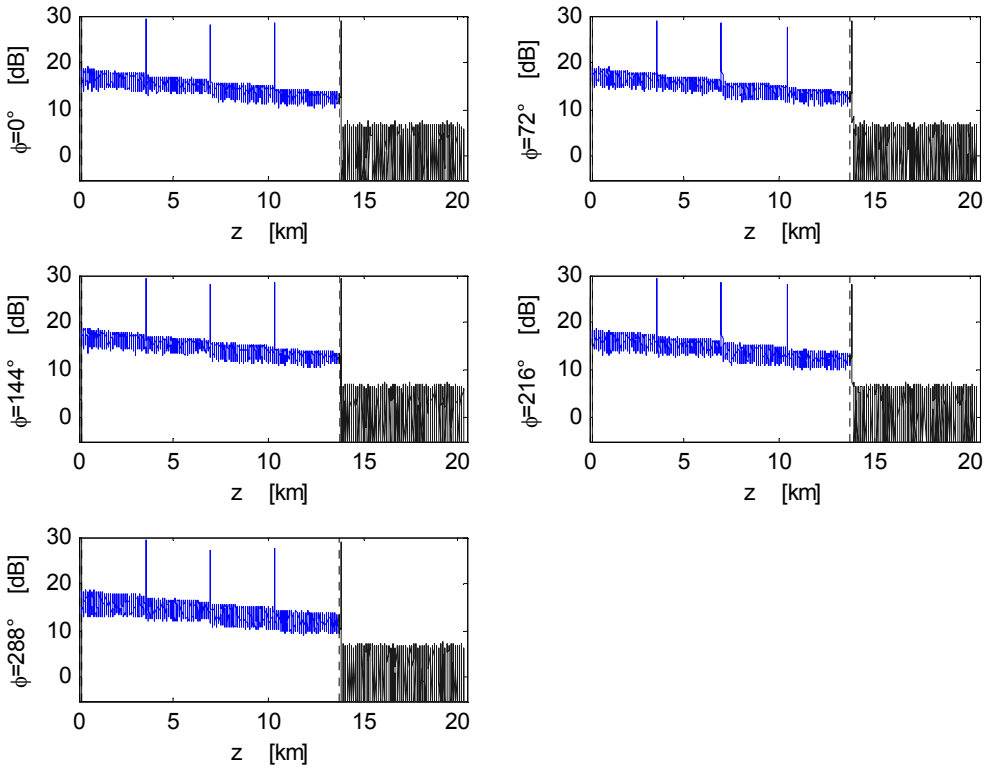

Figura 6.3: Esempio di tracce fornite a display dal P-OTDR per 5 orientazioni differenti del polarizzatore del campo retrodiffuso

giunti e di fine bobina. Il link così ottenuto ha una lunghezza di circa 13200 metri ed è stato connesso al banco di misura tramite una bretella, in modo da metterlo all'esterno del laboratorio. Questo è stato fatto per sottoporre il link ad evidenti sbalzi di temperatura e umidità, con l'intenzione di ottenere dati quanto più influenzati dalle condizioni ambientali. In questo modo si può ottenere una buona variabilità dei dati e verificare la bontà dei diversi metodi di stima utilizzati per il calcolo del DGD medio. Ogni singola acquisizione di dati è mediata per un tempo di 25 secondi, in modo da aumentare il rapporto segnale-rumore della misura. Ogni acquisizione è stata ripetuta per tre orientazioni differenti del controllore di polarizzazione dell'impulso laser in ingresso

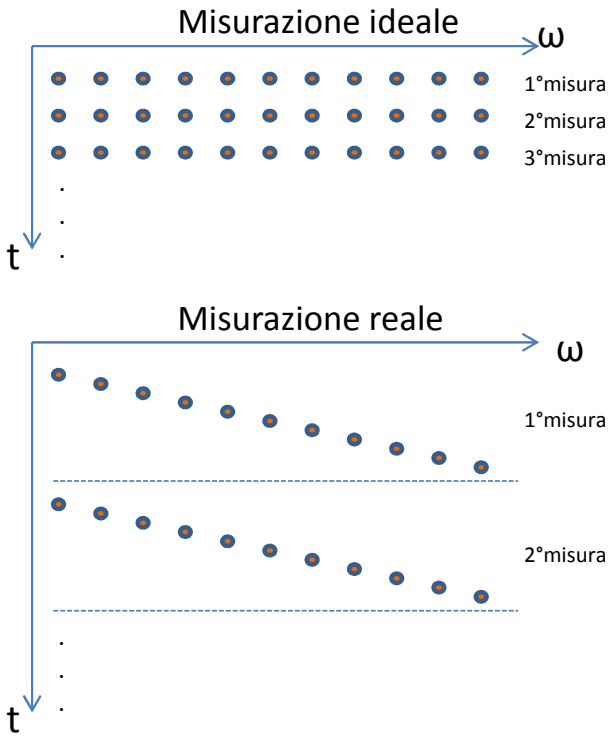

Figura 6.4: Misura ideale (sopra) e misura reale (sotto)

alla fibra, in modo da avere tre stati di polarizzazione differenti. Per ciascuno stato di polarizzazione d'ingresso, l'acquisizione è stata ripetuta per cinque orientazioni della polarizzatore del campo retrodiffuso dalla fibra ottica. Il procedimento è stato inoltre ripetuto per differenti lunghezze d'onda dell'impulso laser d'ingresso, in un range di lunghezza d'onda che va da 1542 a 1562 nm, con passo di 2nm. Ogni misura quindi (considerando come misura l'insieme di tutte le acquisizioni alle varie frequenze) impiega all'incirca un'ora per essere acquisita. Questo può dare dei problemi di stabilità in frequenza della stima delle grandezze di interesse, in quanto, se le condizioni ambientali in cui la bobina di fibre si trova cambiano repentinamente, misure a differenti lunghezze d'onda vengono acquisite con condizioni diverse. Infatti, con un tempo

di acquisizione per una misura completa a tutte le frequenze di circa un'ora, tra la prima a 1542 nm e l'ultima a 1562 nm ci può essere uno sbalzo termico significativo (ad esempio dovuto a fenomeni atmosferici come temporali o al ciclo giorno/notte). L'acquisizione dei dati è durata per circa tre settimane. Il banco era pilotato da un personal computer in modo che l'acquisizione fosse automatizzata e continua nel tempo. A tale scopo è stato modificato un programma in Matlab pre-esistente per la gestione del banco e per la memorizzazione su hard disk delle tracce fornite dal P-OTDR. Sono state raccolte 284 misure a tutte le frequenze secondo il procedimento descritto.

6.2 Analisi temporale dell'evoluzione della PMD

Una volta finita l'acquisizione si è passati all'elaborazione dei dati raccolti. Per prima cosa è stata fatta un'analisi temporale del link ottico mediante la tecnica degli hinge. Come si vede in figura 6.5 ad una distanza di circa 6700 metri dall'inizio della fibra vi è un'allargamento della densità spettrale di potenza di s_3. In quel tratto di fibra si trova infatti il secondo connettore che, per come è stato implementato il layout di misura, è l'unico a trovarsi sul banco di misura, quindi quello sottoposto sbalzi termici più veloci a causa del riscaldamento della stanza. È stata svolta un'indagine atta a caratterizzare temporalmente le fibre e i connettori che compongono il link ottico in esame con l'intenzione di valutare il tempo di correlazione. In figura 6.7 si nota che le fibre hanno un comportamento temporale simile tra loro. Discorso analogo può essere fatto per i giunti (figura 6.6), con un'eccezione per il secondo che, come detto in precedenza, ha un comportamento leggermente diverso in quanto si nota una densità spettrale di potenza con una banda sensibilmente più larga. Se guardiamo la figura 6.8, la larghezza di banda a metà del pic-

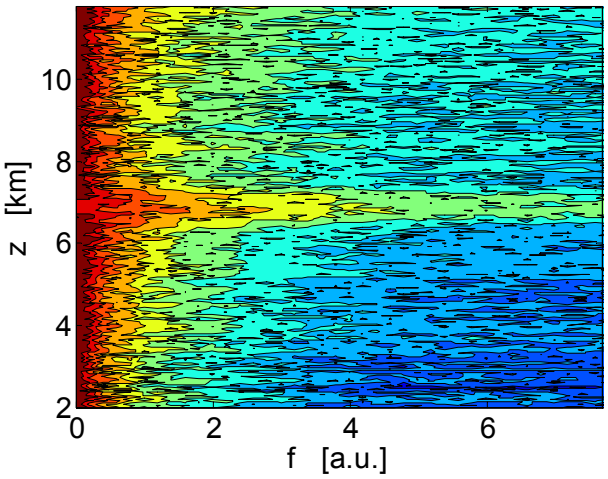

Figura 6.5: Larghezza di banda della PSD di s_3 in funzione della lunghezza della fibra

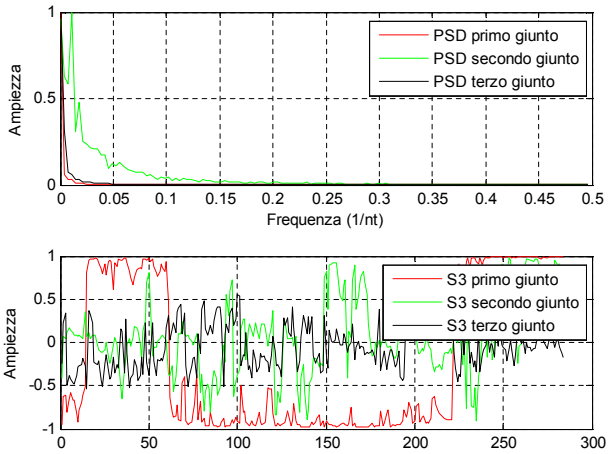

Figura 6.6: Andamento della PSD di s_3 a cavallo dei tre giunti (sopra). Andamento di s_3 a cavallo dei tre giunti (sotto).

co è di 0.00943. L'inverso della larghezza di banda della densità spettrale di potenza definisce l'intervallo temporale $\Delta\tau$ per cui l'evoluzione dello stato di polarizzazione lungo la fibra all'istante $t + \Delta\tau$ è scorrelato da quello all'istante t. Dai dati sperimentali si ottiene quindi che il tempo di correlazione nelle

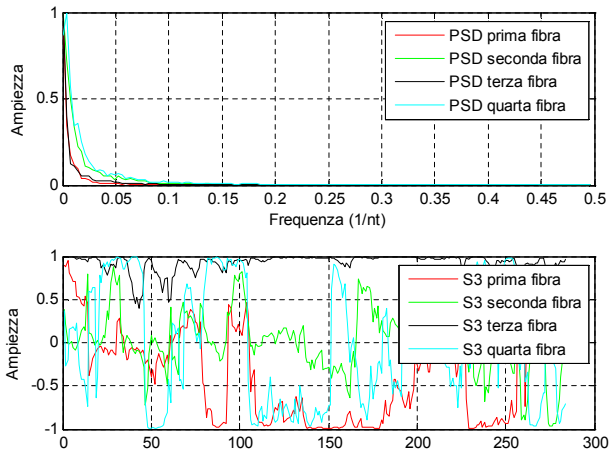

Figura 6.7: Andamento della PSD di s_3 delle quattro fibre concatenate (sopra). Andamento di s_3 delle quattro fibre (sotto).

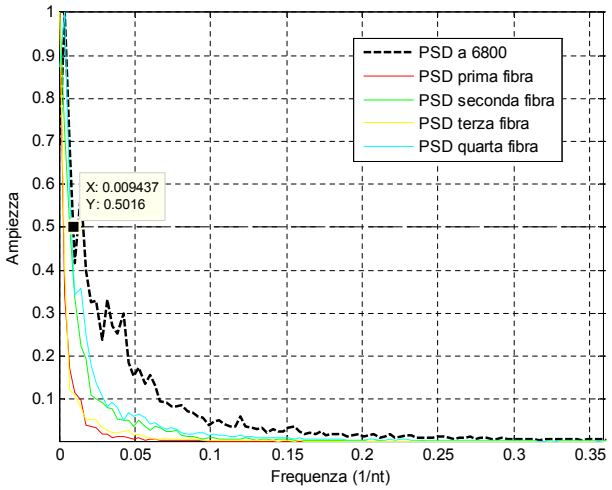

Figura 6.8: Andamento della PSD di s_3 delle quattro fibre (linea continua) e della PSD a quota 6800 metri (linea tratteggiata).

condizioni in cui abbiamo messo la fibra è di circa due ore e mezzo, quindi circa ogni 2 misurazioni complete, l'evoluzione dello stato di polarizzazione misurato si scorrela. Questo giustifica il metodo utilizzato; si ha una buona

variabilità dei dati raccolti su un periodo di acquisizione di circa due settimane e allo stesso tempo non si hanno variazioni troppo brusche che metterebbero in crisi la misura. Infatti una singola acquisizione a tutte le frequenze ha una durata di un'ora circa. Se vi fosse un'evoluzione significativa dello stato di polarizzazione in tal lasso di tempo, si andrebbero ad effettuare misure che, a frequenze differenti, si troverebbero con evoluzioni dello stato di polarizzazione differenti.

6.3 Calcolo del DGD medio dai dati sperimentali raccolti

Fatta l'analisi temporale e giustificato così il metodo di misurazione utilizzato, si è passati a calcolare il ritardo di gruppo differenziale per il link intero. Per prima cosa si è calcolato il vettore di birifrangenza di andata e ritorno, per tutte le misure a tutte le frequenze. Una volta calcolato il vettore di birifrangenza, il DGD è stato calcolato con i metodi descritti nel capitolo 4. Per fare questo, sono stati implementati in Matlab il metodo per la stima del DGD istantaneo (paragrafo 4.1) e quello per il calcolo del DGD quadratico (paragrafo 4.2). Con queste due stime, che come detto nel paragrafo 4 possono essere applicate a spezzoni di fibra, si è implementato il metodo descritto nel paragrafo 4.3. Riportiamo per chiarezza la formula per il calcolo del DGD quadratico medio secondo questo metodo:

$$\bar{\tau}_N^2 = \frac{1}{B} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \sum_{n=1}^{N} \Delta\tau_n^2(\omega)\, d\omega$$

Il metodo prevede che il generico termine $\Delta\tau_n^2(\omega)$ che rappresenta la stima del DGD quadratico della sottosezione n-esima, sia ottenuto dal DGD istantaneo. In questo lavoro di tesi è stato utilizzato come stima di $\Delta\tau_n^2(\omega)$ sia il DGD

istantaneo che il DGD quadratico medio, illustrato nel paragrafo 4.2. L'idea parte dalla considerazione che il metodo di stima del DGD quadratico medio del paragrafo 4.2 fornisce una stima del DGD della sottosezione n-esima con una varianza minore rispetto a quella ottenuta con il DGD istantaneo. Infatti, tale metodo di stima effettua una media ergodica della densità spettrale di potenza del vettore di birifrangenza di andata e ritorno per calcolare il DGD quadratico medio invece che integrarlo semplicemente come nel metodo del DGD istantaneo. Fatte queste considerazioni preliminari, si è passati all'implementazione dei metodi e all'analisi dei dati ottenuti.

6.4 Analisi dei dati

Da qui in avanti, chiamiamo con *primo metodo* il metodo che utilizza come stima di $\Delta\tau_n^2(\omega)$ il DGD istantaneo mentre con *secondo metodo* quello che utilizza il DGD quadratico del paragrafo 4.2. Come si vede nel grafico di figura 6.9, la deviazione standard normalizzata del DGD medio ottenuto con il primo metodo in generale cala all'aumentare del numero di sezioni considerate. In generale perchè, come si vede dalla figura, per un numero di sezioni pari a 5 6 e 7, la varianza è maggiore di quella che si ottiene con 4 sezioni. Questo probabilmente è dovuto al fatto che, come spiegato nel paragrafo 4.3, le sezioni di fibra considerate dovrebbero avere lo stesso DGD. Il link ottico da noi considerato è invece composto dalla concatenazione di 4 fibre con differenti DGD e quindi, il collegamento non è suddiviso in sezioni di fibra con uguale DGD medio. Per il secondo metodo si nota un andamento simile seppur meno marcato. Infatti solo quando si considerano 7 sezioni la varianza non è più monotona decrescente nell'aumentare del numero delle sezioni. Inoltre, si nota distintamente che la deviazione standard del DGD medio ottenuto con

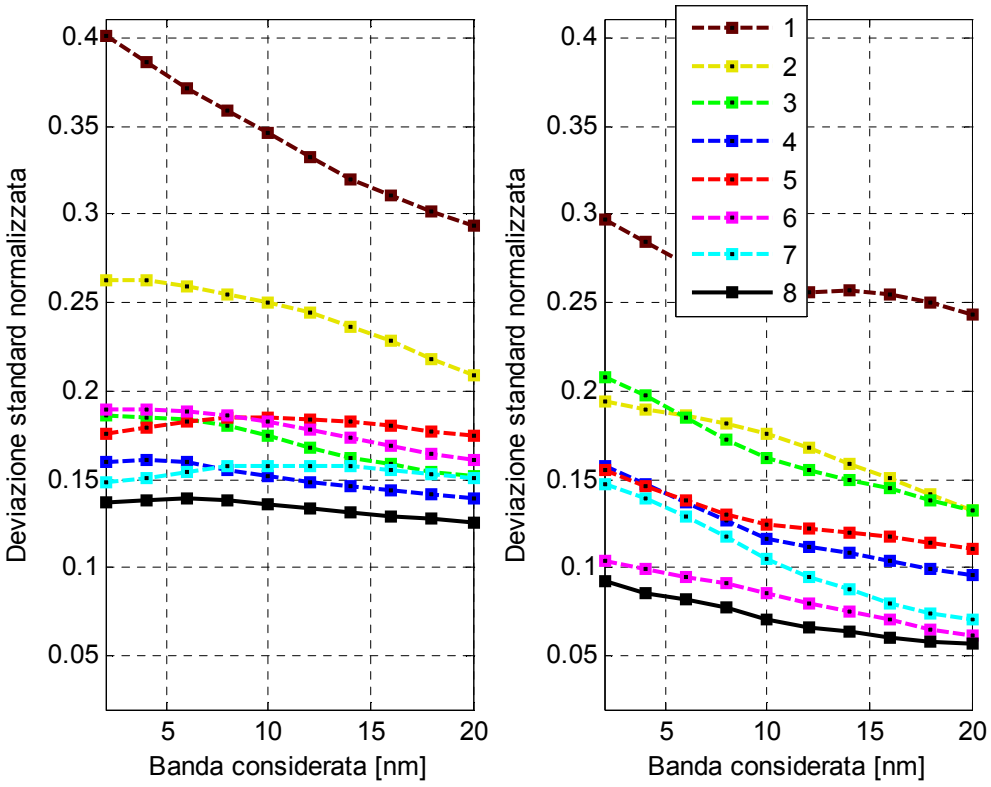

Figura 6.9: Andamento della deviazione standard normalizzata del DGD medio con primo metodo (sinistra), secondo metodo (destra), per diversi valori del numero di sezioni considerate in funzione della banda

il secondo metodo è più bassa. Le prestazioni migliori si hanno considerando 8 sezioni. Infatti, con una banda di 20nm, con il primo metodo si arriva ad avere una deviazione standard del 13% circa, mentre con il secondo si arriva circa al 6%. Nonostante la banda considerata sia solo di 20 nm (come si diceva è limitata dall'amplificatore ottico) si riesce a notare che la deviazione standard cala all'aumentare della banda considerata. Questo comportamento è reso evidente anche in figura 6.10, soprattutto quando si utilizza il secondo metodo. In figura 6.11 si riporta invece l'andamento del DGD medio ottenuto

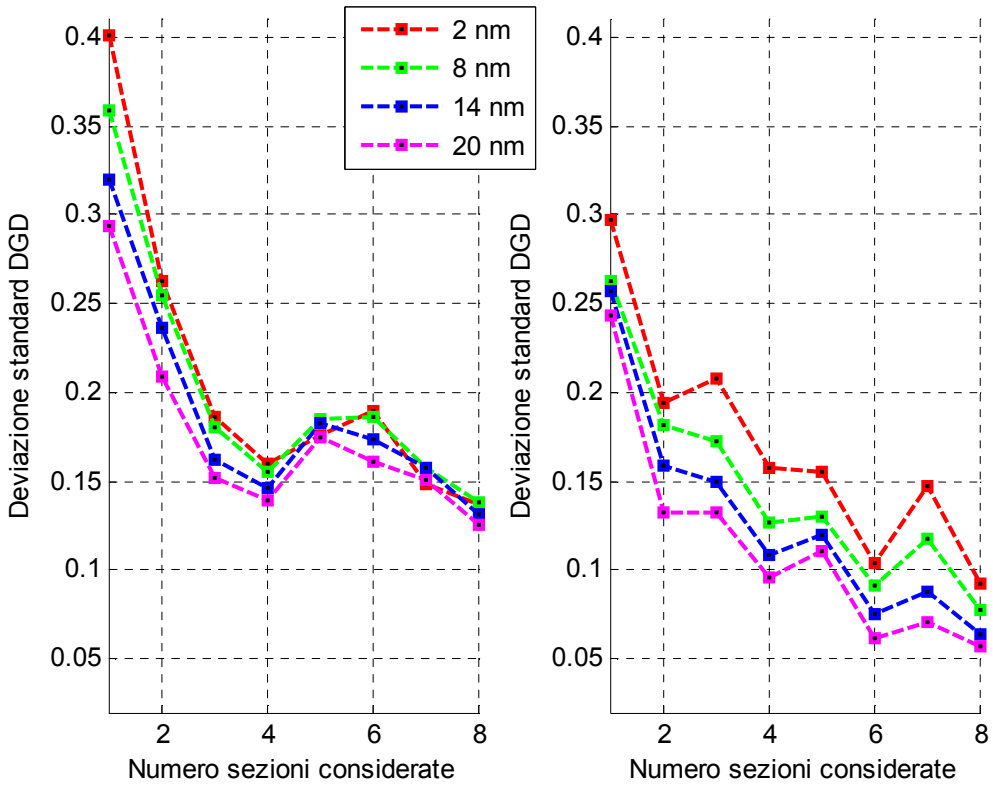

Figura 6.10: Andamento della deviazione standard normalizzata del DGD medio con primo metodo (sinistra), secondo metodo (destra), per diversi valori della banda in funzione del numero di sezioni considerate

con i due metodi di stima. Come si vede, la stima del DGD medio con il primo metodo è meno stabile all'aumentare del numero di sezioni considerate rispetto a quella ottenuta con il secondo metodo. Ad ogni modo, le stime sono compatibili tra loro. Infatti, se si va a considerare la deviazione standard dei DGD medi ottenuti con il primo metodo, si ottiene un'intervallo che va a comprendere tutte le stime di DGD medio ottenute. Un'altro dato interessante che si evince dalla figura 6.11 è la stabilità in frequenza della stima del DGD medio. Infatti, sia con il primo metodo che soprattutto con il secondo, la stabilità in

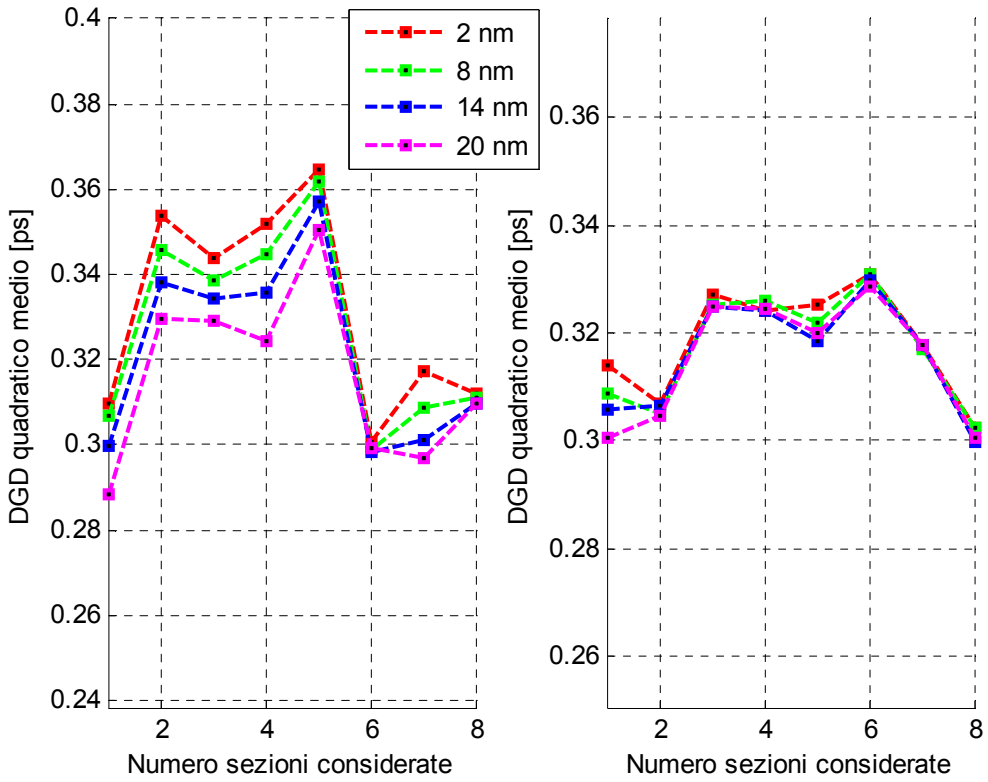

Figura 6.11: Andamento del DGD medio con primo metodo (sinistra), secondo metodo (destra), per diversi valori della banda utilizzata in funzione del numero di sezioni considerate

frequenza è pressochè assoluta. Questa è un'ulteriore conferma del fatto che avere un tempo di acquisizione per una misura completa di un'ora circa non influisce sulla stabilità dei risultati ottenuti, visto che l'evoluzione temporale dello stato di polarizzazione ha un tempo di correlazione maggiore della durata di acquisizione della misura completa. In figura 6.12, si nota come le stime del DGD medio ottenute con il secondo metodo siano concentrate in un'intervallo di circa 0.03 ps mentre con il primo metodo l'intervallo che le contiene tutte è ampio circa 0.08 ps. Quindi il secondo metodo da una maggiore stabilità alle

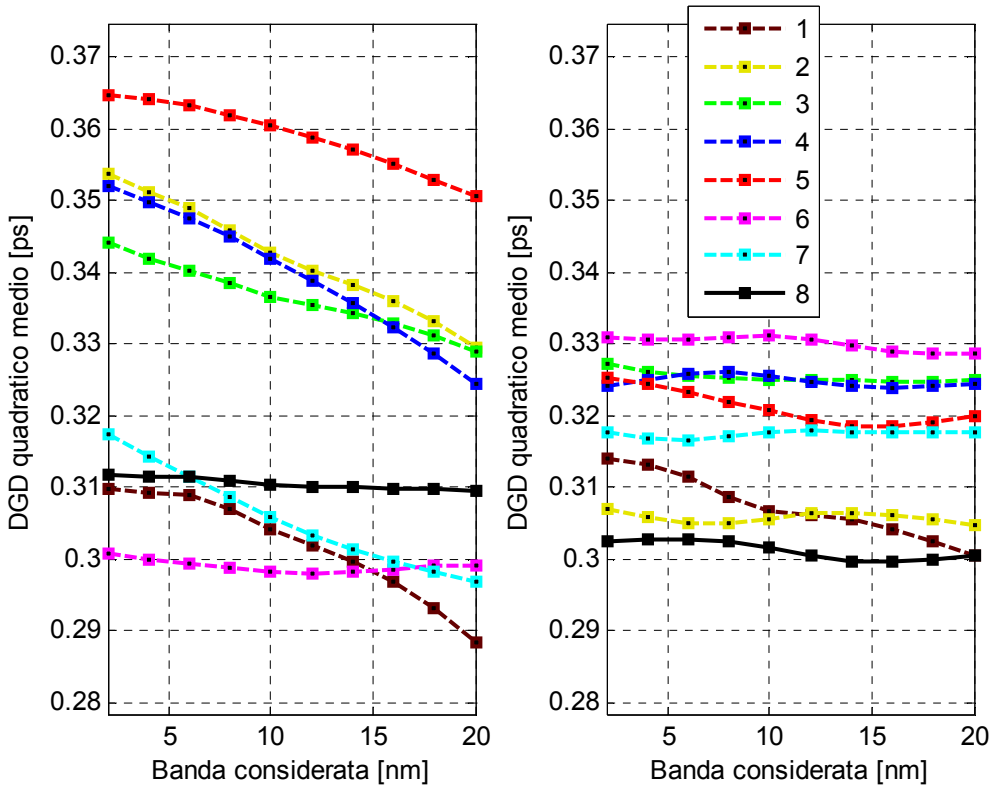

Figura 6.12: Andamento del DGD medio con primo metodo (sinistra), secondo metodo (destra), per diversi valori del numero di sezioni considerate in funzione della banda

stime di DGD medio fornite, sia al variare della banda che si considera che al variare del numero di sezioni considerate.

In figura 6.13 si riporta la distribuzione di tutte le stime di DGD medio fornite dai due metodi a tutte le frequenze. Come si vede, all'aumentare del numero delle sezioni considerate, la distribuzione del DGD medio si stringe per entrambi i metodi di stima, tranne per i casi in cui si considerano 5 6 e 7 sezioni. Come spiegato in precedenza, questo può essere dovuto al fatto di considerare spezzoni di fibra aventi DGD medio diverso tra loro.

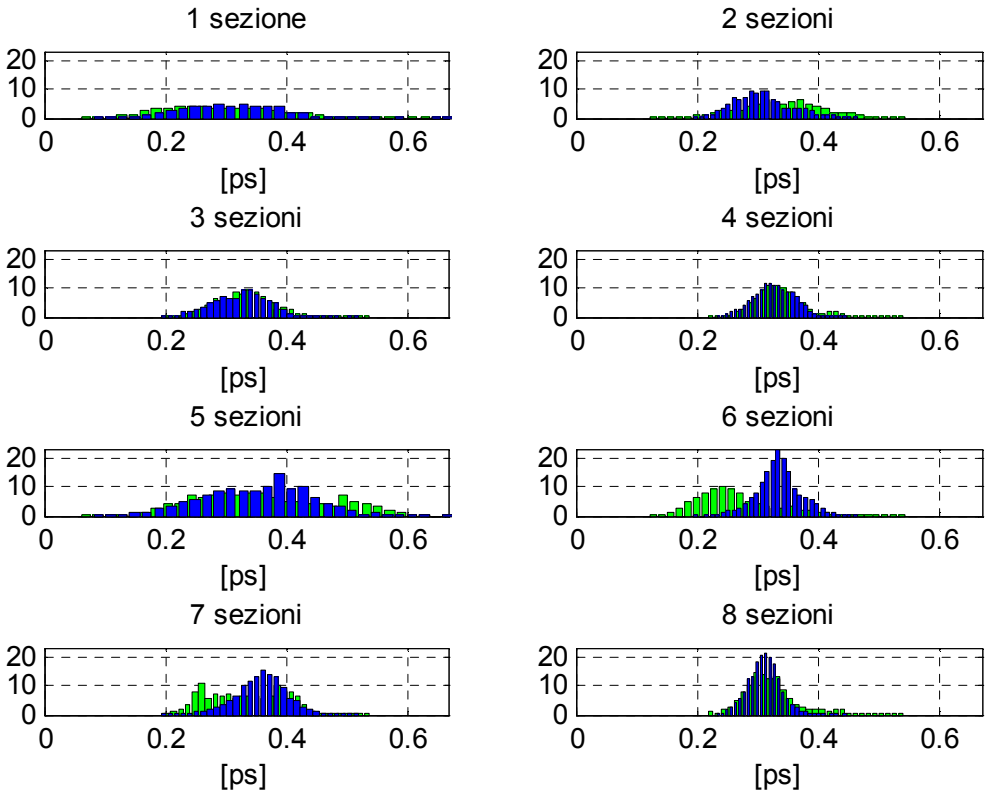

Figura 6.13: Distribuzione del DGD medio per diversi valori del numero di sezioni considerate ottenuto con il primo metodo (verde) e con il secondo (blu)

Riassumendo quindi, tra tutti i metodi di stima del DGD medio di un link ottico, quello che garantisce la minor varianza alla stima sia all'aumentare della banda considerata che all'aumentare del numero di sezioni considerate è il secondo metodo. Il fatto che la varianza delle stime non sia perfettamente monotona decrescente non deve trarre in inganno. L'eventuale perdita di prestazioni è trascurabile e ampiamente compensata dall'incremento di precisione rispetto al caso di una sezione sola. Dai risultati ottenuti, si può vedere che, con il link ottico e il layout utilizzati, considerare 8 sezioni dà le prestazioni migliori.

Capitolo 7

Conclusioni

In questa tesi si sono studiate sperimentalmente alcune tecniche per dare una stima quanto più affidabile del ritardo di gruppo differenziale (DGD) medio di un link ottico.

Grazie alla tecnica riflettometrica, che permette di valutare l'andamento del vettore di birifrangenza di andata e ritorno di una qualsiasi sottosezione, si è riusciti a provare sperimentalmente le performance dei metodi di stima proposti nel capitolo 4. Tra i vari metodi introdotti, si è visto che suddividere il link ottico in sezioni e calcolare il DGD medio del link intero come una media integrale dei DGD delle sezioni diminuisce la deviazione standard delle stime di DGD medio all'aumentare delle sezioni considerate. Questo, considerando come stima del DGD medio delle sezioni sia il DGD istantaneo sia il DGD quadratico medio.

Si vede che, il miglioramento aumenta all'aumentare del numero di sezioni considerate, ma tende ad un limite asintotico. Il metodo ha una varianza maggiore allontanandosi dal comportamento monotono per alcune scelte del numero di sezioni da considerare, in quanto è sensibile al fatto che le sezioni non hanno lo stesso DGD medio. Questo problema è parzialmente risolto

usando come stimatore del DGD medio delle singole sezioni il DGD quadratico medio invece che il DGD istantaneo. Questo inoltre permette di incrementare ulteriormente le prestazioni fornendo maggiore stabilità alla stima sia all'aumentare della banda sia all'aumentare del numero di sezioni e garantendo la varianza più bassa. Per questo è particolarmente indicato in misure critiche, che dispongono di una banda piccola.

Gli esperimenti condotti quindi hanno dimostrato sperimentalmente come il metodo di paragrafo 4.3 abbia prestazioni migliori e porti ad una stima del DGD medio del generico link ottico con minore varianza rispetto agli altri metodi presenti in letteratura.

Bibliografia

[1] L.Palmieri. *Dispersione dei modi di polarizzazione*, 2001.

[2] R.E.Wagner C.D.Poole. Phenomenal approach to polarization dispersion in long single-mode fibers. *Elect. Lett.*, 22:1029–1030, 1986.

[3] L.Palmieri and A.Galtarossa. Spatially Resolved PMD Measurements. *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, 22:1103–1115, 2004.

[4] L.Palmieri D.Grosso L.Schenato and A.Galtarossa. Distribuited Polarization-Mode-Dispersion Measurements in Fiber Links by Polarization-Sensitive Reflectometric Techniques. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 20:1944–1946, 2008.

[5] L.Palmieri S.K.Fosuhene A.W.R.Leitch and A.Galtarossa. Single-End Measurements of Root Mean Square Differential Group Delay in Single Mode Fibers by Polarization Optical Time Domain Reflectometry. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 23:260–262, 2010.

[6] C.Antonelli A.Mecozzi M.Boroditsky and P.Magill. On a simple method to improve the accuracy in measuring the mean square DGD. 2010.

[7] L.Palmieri, A.Galtarossa, L.Schenato, and D.Grosso. Reflectometric Characterization of Hinges in Optical Fiber Links. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20:854–856, 2008.