

Politecnico di Milano

DIPARTIMENTO DI FISICA
Corso di Laurea in Ingegneria Fisica

TESI DI LAUREA

**Elaborazione tutto-ottica del segnale
per telecomunicazioni attraverso l'effetto Brillouin**

Candidato:
Marco Brunero
Matricola 720790

Relatore:
Prof. Mario Martinelli

FIRMA

Correlatori:
Dott.ssa Maddalena Ferrario
Dott.ssa Lucia Marazzi

POLICOM

lightwave technology

Anno Accademico 2009–2010

Indice

Introduzione	1
1 Amplificazione Brillouin	3
1.1 Lo Scattering Brillouin stimolato nelle fibre ottiche per telecomunicazioni	3
1.2 Amplificazione Brillouin in fibra ottica	7
1.3 Tecniche per l'allargamento della banda ottica dell'amplificatore Brillouin	10
1.4 Pompa incoerente	11
1.5 Descrizione del setup sperimentale	12
1.6 Risultati sperimentali	15
1.6.1 Misure di amplificazione	15
1.6.2 Misure di BER	15
1.6.3 Selezione di un canale per le telecomunicazioni	19
1.7 Commenti finali	23
2 Ritardo controllato di segnale per telecomunicazioni	25
2.1 Perché ritardare la luce	25
2.2 Tecniche per ritardare la luce	26
2.3 Ritardo controllato mediante Scattering Brillouin Stimolato	28
2.3.1 Stato dell'arte	30
2.4 Risultati sperimentali	34
2.5 Commenti finali	41
3 Filtro di fase	43
3.1 Interesse della modulazione di fase	43
3.2 Tecniche per rivelazione di un segnale di fase	45
3.3 Setup sperimentale	49
3.4 Risultati sperimentali e commenti	51
Conclusioni	65
Bibliografia	68

Introduzione

Nei collegamenti dei sistemi attualmente in campo, l'elaborazione del segnale ottico per telecomunicazioni avviene nel dominio elettrico in seguito ad una conversione optoelettronica seguita da una successiva conversione elettroottica; tali conversioni comportano accumulo di ritardi e un incremento della complessità degli apparati di elaborazione per gestire flussi di dati paralleli. Nella prospettiva di poter realizzare reti completamente ottiche, trasparenti al formato e alla frequenza di cifra del segnale, l'interesse dei ricercatori si rivolge a possibili tecniche per l'elaborazione del segnale per telecomunicazioni in modo interamente ottico.

Lo scattering Brillouin stimolato in fibra ottica è un processo non lineare che offre interessanti possibilità di applicazioni in diversi ambiti dell'elaborazione del segnale con particolare riguardo al filtraggio e al rallentamento del segnale che sono elementi fondamentali per la sincronizzazione e la gestione dell'informazione. La banda intrinseca di questo effetto è tuttavia dell'ordine della decina di MHz, valore che non ne permette l'utilizzo con segnali per telecomunicazioni. Sono state proposte in letteratura diverse tecniche basate sulla modulazione in fase o in ampiezza della sorgente di pompa finalizzate ad ottenere un aumento della larghezza spettrale del guadagno Brillouin. Tipicamente una sorgente laser coerente viene modulata esternamente ad elevata frequenza con costi e complessità significativi. È stato recentemente proposto in letteratura di impiegare una sorgente di pompa incoerente per ottenere rallentamento della luce attraverso l'effetto Brillouin. Questa soluzione risulta particolarmente interessante poiché consente di lavorare con sorgenti relativamente a basso costo come gli amplificatori ottici e sfruttare filtri, pure a basso costo, come i fiber Bragg grating la cui funzione di trasferimento è facilmente sagomabile. L'ampia larghezza spettrale di questo tipo di sorgenti è inoltre adatta alla gestione di più canali WDM contemporaneamente.

Obiettivo di questo lavoro di tesi è l'approfondimento e l'analisi sperimentale di questa soluzione, basata sull'utilizzo di una pompa a bassa coerenza con uno spettro originariamente molto largo (qualche THz), opportunamente filtrato. In particolare si è sfruttato un fiber Bragg grating di forma gaussiana e banda di 6.7 GHz realizzato

presso i laboratori del Dipartimento di Fisica del Politecnico di Milano per filtrare e sagomare l'emissione spontanea (ASE) di un amplificatore ottico, successivamente impiegata come pompa Brillouin.

Nel primo capitolo di questo lavoro di tesi vengono brevemente ricordati alcuni aspetti teorici legati all'impiego dell'effetto Brillouin stimolato nell'elaborazione ottica, in particolare l'attenzione viene portata all'amplificazione Brillouin di segnali per le telecomunicazioni in regime saturato. È quindi presentato il setup sperimentale con cui sono state effettuate le misure di amplificazione Brillouin su segnali a 10 Gbit/s ottenute con la sorgente di pompa incoerente preparata. Sono state prese in considerazione diverse tipologie di fibra per telecomunicazioni con diverse caratteristiche di lunghezza, di dispersione cromatica e di area efficace. Sono state impiegate fibre a dispersione nulla in terza finestra che hanno area efficace più piccola e fibre a bassa dispersione che hanno area efficace più elevata per ridurre gli effetti non lineari. Oltre al guadagno Brillouin, è stata misurata la qualità del segnale in termini di tasso di errore (BER) allestendo un opportuno banco di misura. L'amplificatore Brillouin realizzato è stato infine impiegato per separare otticamente due canali WDM a 10 Gbit/s con spaziatura 50 GHz; anche in questo caso la qualità del segnale è stata valutata in termini di BER. I risultati sperimentali sono stati quindi commentati.

Nel secondo capitolo sono riportati i risultati relativi all'esplorazione della tecnica Brillouin per ottenere rallentamento della luce. Dopo aver ricordato le tecniche alternative e i risultati sperimentali già presenti in letteratura ottenuti con effetti Brillouin, è presentato il setup sperimentale realizzato per valutare il rallentamento della luce. Sono state utilizzate quelle fibre che, dalle misure di amplificazione, hanno dato risultati più interessanti. Sono presentati i ritardi ottenuti in corrispondenza dei relativi guadagni di amplificazione e i dati ottenuti sono quindi commentati.

Nel terzo capitolo viene esplorata la possibilità di rivelare la modulazione di fase con un filtro Brillouin. Sono brevemente ricordate le tecniche per la rivelazione diretta di un segnale modulato in fase come gli interferometri ritardati Mach-Zehnder (MZDI) e i fiber Bragg grating. Viene quindi presentato il setup sperimentale impiegato per rivelare direttamente un segnale con modulazione differenziale di fase (DPSK) a 10 Gbit/s. Sono presentati e commentati i diagrammi ad occhio ottenuti e le relative curve di BER ottenuti utilizzando sia fibre a dispersione nulla sia fibre a bassa dispersione.

Da ultimo sono presentate le conclusioni sul lavoro svolto, le misure ottenute e i possibili sviluppi dell'attività svolta.

Capitolo 1

Amplificazione Brillouin

1.1 Lo Scattering Brillouin stimolato nelle fibre ottiche per telecomunicazioni

Lo Scattering Brillouin stimolato (SBS) è un processo non lineare che può verificarsi in fibre ottiche a livelli di potenza molto più bassi di quelli necessari per innescare le non linearità del terzo ordine, quali scattering Raman stimolato (SRS) o di tipo Kerr come il four-wave mixing. A causa di questo effetto la massima potenza trasmissibile in una fibra ottica è limitata, dal momento che per valori di potenza superiori ad una data soglia, tipicamente funzione delle caratteristiche della fibra, si verifica la creazione di una onda contropropagante, detta di Stokes, che man mano richiama energia dall'onda trasmessa. L'SBS è quindi generalmente dannoso nell'ambito delle comunicazioni ottiche [1], ma allo stesso tempo implica un meccanismo di guadagno che è stato sfruttato per realizzare laser e amplificatori in fibra.

L'interazione Brillouin può essere descritta in termini classici chiamando in causa un processo di elettrostrizione, ovvero l'aumento di densità di un materiale quando questo è sottoposto ad un campo elettrico intenso [2], che determina una variazione di densità nel materiale e conseguentemente anche una variazione delle sue proprietà ottiche, come la suscettibilità χ cui è connesso il termine non lineare n_2 dell'indice di rifrazione.

Il processo può essere letto come una modulazione dell'indice di rifrazione n_2 associata ad un'onda acustica a frequenza Ω_B , che si muove lungo la stessa direzione del fascio incidente. Il fascio incidente a frequenza ω_p , nel caso di amplificazione SBS, corrisponde al fascio di pompa. La modulazione dell'indice di rifrazione corrisponde alla formazione di un grating viaggiante e parte del fascio di pompa viene scatterata,

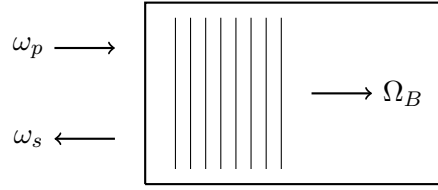


Figura 1.1: Rappresentazione grafica dello scattering Brillouin stimolato.

subendo uno shift a frequenze inferiori per via dello spostamento Doppler associato ad un grating in movimento lungo lo stesso verso del fascio incidente. La frequenza risultante è pari alla frequenza di Stokes $\omega_s = \omega_p - \Omega_B$ [2] ove Ω_B dipende dalle caratteristiche del mezzo non lineare. Il battimento tra fascio di pompa e onda acustica tende ad aumentare l'ampiezza dell'onda di Stokes, mentre il battimento fra onda di Stokes e fascio di pompa contribuisce alla crescita dell'onda acustica: si instaura una retroazione positiva, che sotto alcune condizioni può portare ad una crescita esponenziale dell'ampiezza dell'onda di Stokes determinando scattering Brillouin stimolato.

Lo stesso processo di scattering può essere spiegato da un punto di vista quantomeccanico con una interazione a tre onde: l'annichilazione di un fotone di pompa genera, simultaneamente, un fotone di Stokes e un fonone acustico. Poiché energia e quantità di moto totali devono conservarsi durante ogni evento di scattering, le frequenze e i vettori d'onda delle tre onde sono descritte da:

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s, \quad \mathbf{k}_A = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s \quad (1.1)$$

dove ω_p , \mathbf{k}_p e ω_s , \mathbf{k}_s sono le frequenze e i vettori d'onda della pompa e dell'onda di Stokes, rispettivamente.

La relazione di dispersione fra la frequenza Ω_B e il vettore d'onda \mathbf{k}_A dell'onda acustica, nell'ipotesi di $|\mathbf{k}_p| \approx |\mathbf{k}_s|$, è data dalla seguente equazione:

$$\Omega_B = \nu_A |\mathbf{k}_A| \sim 2\nu_A |\mathbf{k}_p| \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (1.2)$$

dove θ è l'angolo compreso fra i campi della pompa e di Stokes. Dalla (1.2) si nota come la frequenza Ω_B dipenda dall'angolo di scattering: massima quando i due campi hanno direzione opposta ($\theta = \pi$) e nulla quando hanno stessa direzione ($\theta = 0$). Poiché le uniche direzioni rilevanti in una fibra a singolo modo sono le due parallele all'asse della fibra stessa, segue che si ottiene SBS unicamente in direzione contropropagante al fascio di pompa e con uno spostamento in frequenza Brillouin pari a:

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2n\nu_A}{\lambda_p} \quad (1.3)$$

dove n rappresenta l'indice di rifrazione alla lunghezza d'onda di pompa λ_p . Nel caso di una fibra ottica standard con profilo d'indice a gradino ($n = 1.45$) risulta $\nu_B \sim 11,1$ GHz in terza finestra delle comunicazioni ottiche.

La crescita dell'onda di Stokes è caratterizzata da uno spettro di guadagno $g_B(\Omega)$, con un picco in corrispondenza di $\Omega = \Omega_B$; la larghezza spettrale dello spettro di guadagno è molto piccola, dell'ordine dei 10 MHz, rispetto alle larghezze tipiche dell'SRS, che raggiungono i 10 – 100 THz. La larghezza è legata al tempo di decadimento dell'onda acustica o, analogamente nella lettura quanto-meccanica, al tempo di vita del fonone. Infatti, se si assume che l'onda acustica decada con un andamento del tipo $\exp -\Gamma_B t$, il guadagno Brillouin ha uno spettro di tipo Lorentziano [2]:

$$g_B(\Omega) = g_p \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (1.4)$$

e il valore di picco, in corrispondenza di $\Omega = \Omega_B$, è pari a:

$$g_p \equiv g_B(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 \nu_A \Gamma_B} \quad (1.5)$$

dove p_{12} indica il coefficiente elasto-ottico longitudinale e ρ_0 la densità del materiale. In Figura 1.2 sono rappresentati gli spettri di guadagno per tre fibre con differenti strutture e livelli di drogaggio di Germanio nel core [3].

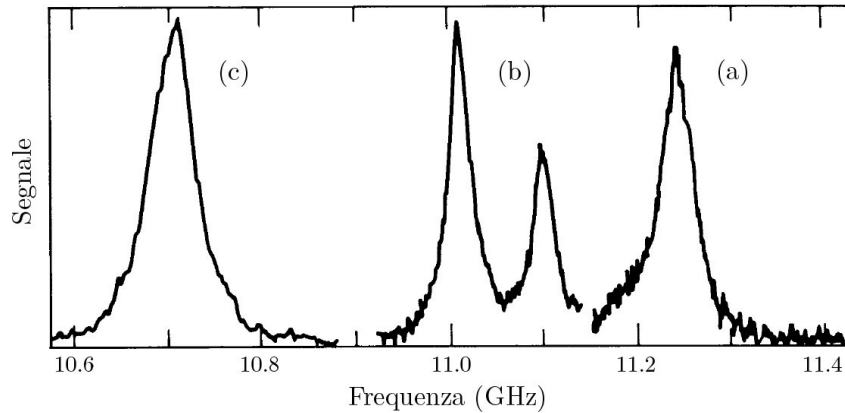


Figura 1.2: *Spettro di guadagno Brillouin per tre fibre con $\lambda_p = 1.525 \mu\text{m}$: (a) fibra con core in Silicio, (b) depressed-cladding (c) fibra Dispersion-shifted [3].*

Lo spostamento Brillouin misurato è di circa $\nu_B \sim 11.25$ GHz, valore molto più alto di quanto si ottiene in casi bulk; la larghezza a metà altezza (FWHM) dello spettro varia a seconda del tipo di fibra e valori tipici sono intorno ai 100 MHz, per valori tipici di $\lambda_p \sim 1.55$ nm.

In condizioni stazionarie, applicabili per pompa in continua (CW) o quasi-continua, l'andamento spaziale dei due campi di pompa e di Stokes è governato dalle seguenti

equazioni:

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p \quad (1.6a)$$

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_s \quad (1.6b)$$

nelle quali è stata considerata la natura contropropagante del fenomeno SBS. Inoltre sono state ricavate nell'ipotesi $\omega_p \sim \omega_s$, dal momento che $\nu_B \ll \omega_p$. Di conseguenza anche le perdite in fibra dei due fasci possono essere considerate paragonabili ($\alpha_p \sim \alpha_s \equiv \alpha$). Si tratta inoltre di un modello scalare in cui si suppone che i due fasci siano linearmente polarizzati lungo la stessa direzione e la mantengono durante la propagazione. Questa ipotesi è verosimile nel caso in cui la direzione di propagazione coincida con l'asse principale di una fibra a mantenimento di polarizzazione. In fibre standard, l'angolo relativo fra le due polarizzazioni varia casualmente e il guadagno Brillouin g_B è ridotto di un fattore 1.5 [4].

Lo scattering Brillouin stimolato è un processo a soglia, ovvero si presenta in modo rilevante solo se la potenza in ingresso del fascio di pompa supera un certo valore di potenza. La potenza di soglia è stata stimata trascurando lo svuotamento della pompa [3]; considerando $I_p(z) = I_p(0) \exp(-\alpha z)$ nella (1.6a) e integrando lungo la lunghezza L della fibra, l'intensità dell'onda di Stokes cresce esponenzialmente lungo la direzione contro propagante:

$$I_s(0) = I_s(L) \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff} - \alpha L}\right) \quad (1.7)$$

dove $P_0 = I_p(0)A_{eff}$ è la potenza di pompa in ingresso, A_{eff} l'area efficace e $L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ la lunghezza di interazione efficace. La (1.7) descrive l'amplificazione SBS di un'onda di Stokes incidente in $z = L$. Per convenzione si definisce la potenza di soglia SBS come la potenza in ingresso è uguale alla potenza dell'onda di Stokes retroriflessa misurata all'ingresso della fibra [5]. Al fine di semplificare le misure, sono possibili altre definizioni: per esempio è definita come la potenza per la quale la potenza di backscattering, letta all'ingresso della fibra, è pari all'1% di quella in uscita [6]. Da un punto di vista matematico, nel caso di luce di pompa continua e monocromatica, la condizione di soglia SBS per una fibra di lunghezza L è data da [7]:

$$P_{cr} \approx 21 \frac{A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (1.8)$$

la soglia è legata inversamente proporzionale al guadagno e alla lunghezza efficace, mentre è proporzionale all'area efficace. L'utilizzo di una fibra molto lunga e con area efficace piccola comporta una soglia bassa e un guadagno elevato, con molta potenza retroriflessa e poca potenza disponibile in uscita dalla fibra.

1.2 Amplificazione Brillouin in fibra ottica

Come mostrato nel paragrafo precedente lo scattering Brillouin stimolato è associato a processi di crescita e trasferimento di energia tra le onde che interagiscono; può essere quindi utilizzato per amplificare in fibra un segnale trasferendo potenza da un fascio di pompa intenso, se la differenza in frequenza fra i due fasci è pari allo spostamento Brillouin ν_B dell'equazione (1.3). Inoltre, come diretta conseguenza dei commenti effettuati alla formula (1.2) e della geometria del mezzo di propagazione (la fibra ottica) che permette due soli versi di propagazione principale, pompa e segnale dovranno essere contro-propaganti.

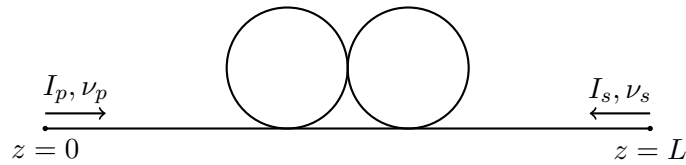


Figura 1.3: Schema dell'interazione di una pompa Brillouin e un segnale in una fibra di lunghezza L .

Se si trascura lo svuotamento della pompa, è possibile esprimere analiticamente l'andamento del campo di Stokes:

$$I_S(0) = I_s(L) \exp(gL_{eff} - \alpha L) \quad (1.9)$$

dove il termine αL tiene conto dell'attenuazione in seguito alla propagazione in fibra per un tratto di lunghezza L . Se la frequenza del segnale coincide con la frequenza di Stokes allora il segnale viene amplificato di un fattore pari a:

$$G_A = \frac{I_s(0)}{I_s(L)} = \exp\left(\frac{g_B P_0 L_{eff}}{A_{eff}}\right) \quad (1.10)$$

Si può vedere come l'amplificazione dipenda in modo non lineare dalla lunghezza L del tratto di fibra e dalla potenza di pompa trasmessa. Questa espressione, e quindi l'andamento esponenziale del guadagno all'aumentare della potenza di pompa, è valida in condizioni di piccolo segnale, ovvero di pompa non svuotata.

Quando viene superata la potenza di soglia, buona parte della potenza di pompa viene trasferita all'onda di Stokes. Per poter considerare nella trattazione matematica, in modo semplice, lo svuotamento della pompa in seguito al raggiungimento della saturazione, si considera valida l'ipotesi di perdite in fibra nulle ($\alpha = 0$); dalle equazioni accoppiate (1.6) risulta quindi che

$$\frac{d}{dz}(I_p - I_s) = 0 \quad (1.11)$$

ed è possibile utilizzare la (1.11) per ricavare l'espressione in intensità dell'onda di Stokes al variare della lunghezza L della fibra ottica, con la pompa incidente in $z = 0$:

$$I_s(z) = \frac{b_0(1 - b_0)}{G(z) - b_0} I_p(0) \quad (1.12)$$

dove $G(z) = \exp[(1 - b_0)g_0z]$ con

$$b_0 = \frac{I_s(0)}{I_p(0)}, \quad g_0 = g_b I_p(0)$$

Il parametro b_0 è un indicatore dell'efficienza dell'SBS poiché indica la frazione di potenza in ingresso che viene convertita in potenza di Stokes; invece la quantità g_0 è il guadagno di piccolo segnale associato al processo.

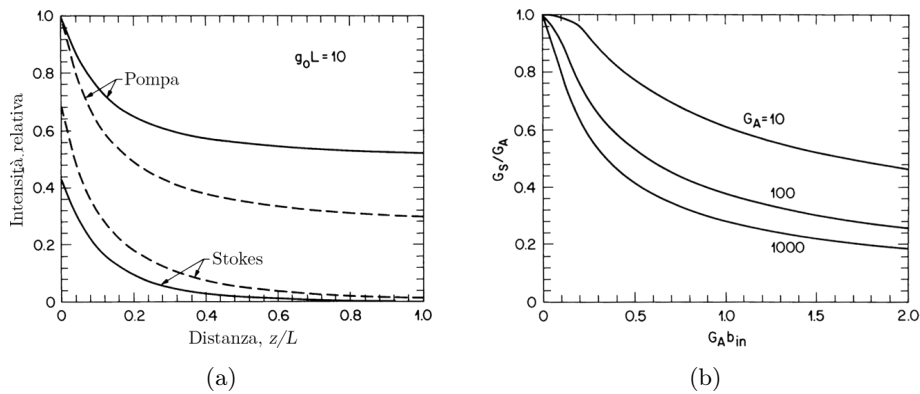


Figura 1.4: (a) andamento delle intensità di pompa e di Stokes lungo la fibra di lunghezza L , (b) guadagno di saturazione al variare di G_A [3].

La figura Figura 1.4a evidenzia che la quasi totalità della potenza viene trasferita nella parte iniziale della fibra (corrispondente al 20% dell'intera tratta). Definendo il guadagno saturo come:

$$G_s = \frac{I_s(0)}{I_s(L)} = \frac{b_0}{b_{in}} \quad (1.13)$$

in contrapposizione al guadagno non saturo

$$G = \exp g_0 L \quad (1.14)$$

si possono ricavare le curve di saturazione dell'SBS, rappresentate in Figura 1.4b [3].

In un amplificatore Brillouin, per guadagni elevati, la principale fonte di rumore è data dallo scattering Brillouin spontaneo [8] e il contributo esatto può essere calcolato in analogia all'amplificazione Raman [9]. La figura di rumore di un processo

di amplificazione Brillouin è ottenuta dal rapporto fra l'SNR quantum-limited in assenza di amplificazione e l'SNR in presenza di amplificazione. Il rumore maggiore è dovuto al battimento fra il segnale e la luce emessa spontaneamente. In Figura 1.5 sono rappresentate alcune figure di rumore in funzione della lunghezza della fibra (in termini di perdita di propagazione αL , dove α indica il coefficiente di attenuazione) [8]. Gli amplificatori Brillouin in fibra hanno il pregio di garantire guadagni elevati

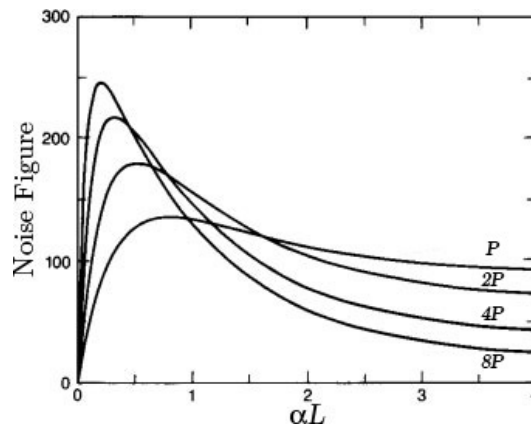


Figura 1.5: *Figura di rumore in funzione della lunghezza della fibra per quattro differenti valori di potenza di pompa, multipli di $P = 4 \text{ mW}$ [8].*

anche con potenze di pompa modeste, ma mostrano figure di rumore superiori a quelle degli amplificatori ottici attualmente utilizzati nelle reti di telecomunicazioni, ovvero gli Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA), che nel caso di preamplificatori ottici a basso rumore sono di 4 – 5 dB e per amplificatori di potenza sono invece di 6.5 – 7 dB.

Oltre agli aspetti di rumore, un limite significativo all'applicazione dell'SBS nell'ambito delle telecomunicazioni è rappresentato dalla larghezza limitata della banda intrinseca di guadagno, che può raggiungere valori massimi intorno ai $\sim 100 \text{ MHz}$, molto inferiori a quelli caratteristici dello scattering Raman stimolato (10 THz), e dipende unicamente dalla natura del materiale di trasmissione, a parità di lunghezza d'onda del fascio. Essa limita infatti il massimo bit rate del segnale che si può elaborare attraverso l'SBS, senza che questo subisca deformazioni significative, a decine di megabits/secondo [10].

1.3 Tecniche per l'allargamento della banda ottica dell'amplificatore Brillouin

Impiegando un fascio di pompa con spettro più largo di quello del guadagno Brillouin intrinseco ($\Delta\nu_B > \Delta\nu_p$) è possibile superare la limitazione intrinseca di banda del processo di amplificazione Brillouin. Si ottiene un guadagno effettivo con una larghezza spettrale maggiore. Infatti la banda di guadagno è data dalla convoluzione fra lo spettro della pompa e la curva di guadagno Brillouin [11]:

$$g(\omega) = \tilde{g}_0(\omega) \otimes I_p(\omega_p)$$

che in regime di piccolo segnale diventa:

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g_0 I_p(\omega_p)}{1 - i \frac{(\omega + \Omega_B - \omega_p)}{\Gamma_B/2}} d\omega_p \quad (1.15)$$

e la larghezza a metà altezza del guadagno effettivo risulta maggiore: nel caso di pompa spettralmente molto più larga del guadagno intrinseco ($\Delta\nu_B \gg \Delta\nu_p$), allora lo spettro di guadagno SBS tende ad assumere le dimensioni e la forma di quello della pompa. Il risultato della convoluzione tende quindi a coincidere con il solo spettro della pompa, traslato in frequenza di un valore pari allo spostamento Brillouin.

Inizialmente [12] questo allargamento è stato ottenuto modulando direttamente la corrente di alimentazione del laser di pompa, un laser distributed-feedback (DFB), ottenendo un allargamento dello spettro di pompa dell'ordine di 1, 3 – 2, 5 GHz con un rapporto di estinzione fino a 30 dB.

Controllare direttamente la larghezza di riga $\Delta\nu_p$ è tuttavia difficile e il processo è molto sensibile a fattori esterni come retroriflessioni ottiche nel laser. In letteratura quindi sono stati presentati diversi metodi alternativi per allargare spettralmente la pompa, basati principalmente sulla modulazione esterna del segnale, che presenta il grande vantaggio di ottenere le forme spettrali desiderate con maggiore cura. Tra le tecniche impiegate, ad esempio, è stata proposta la modulazione esterna in frequenza del fascio di pompa. Quando la pompa è modulata in frequenza, il valore assoluto della frequenza di Stokes visto localmente dal segnale dipende dal tempo e si sposta in funzione della modulazione della pompa. A causa delle elevate lunghezze di interazione, la dipendenza temporale dello spostamento Brillouin viene mediata e il segnale vede uno spettro di guadagno Brillouin allargato; perché ciò avvenga con efficacia, il periodo della modulazione deve essere molto più piccolo del tempo di transito nel mezzo attivo [13]. Lo stesso effetto di allargamento è

stato ottenuto con una modulazione binaria di fase (BPSK) della pompa [14, 15]; scegliendo opportunamente il pattern di modulazione è stata ottenuto uno spettro piatto e con larghezza a metà altezza pari a 1.5 GHz.

É importante osservare che l'allargamento dello spettro di guadagno Brillouin comporta una diminuzione dell'entità dell'amplificazione della singola componente spettrale, in riferimento alle componenti già presenti prima dell'allargamento. L'amplificazione totale è distribuita lungo tutto lo spettro di guadagno e il suo valore, corrispondente all'integrale sotteso dallo spettro, rimane costante; allargando questo spettro quindi l'amplificazione di picco diminuirà. Allo stesso modo, nel caso di sorgenti con larghezza di riga significativamente superiore alla larghezza del guadagno Brillouin, la soglia di attivazione Brillouin risulta innalzata.

1.4 Pompa incoerente

Queste tecniche per aumentare la larghezza spettrale del guadagno Brillouin comportano l'utilizzo di modulatori esterni (di fase o di ampiezza) e relativi generatori di pattern per ognuno dei canali di dati del sistema: il costo di simili configurazioni cresce velocemente all'aumentare dei canali WDM presenti. In [16] è stato proposto un differente approccio: utilizzare un sorgente incoerente a spettro ampio come pompa per generare amplificazione Brillouin stimolata. In particolare, una sorgente di luce ottenuta da emissione spontanea stimolata (amplified spontaneous emission, ASE) è un esempio di questo tipo di sorgenti incoerenti e presenta il vantaggio di essere una sorgente economica e di avere una elevata larghezza spettrale.

La luce ASE è il risultato del decadimento spontaneo degli ioni eccitati sullo stato fondamentale in un mezzo attivo [17]. Il decadimento causa l'emissione di fotoni non correlati tra loro, diversamente da quanto accade nel caso di emissione stimolata. Lo spettro di emissione dei fotoni non correlati corrisponde allo spettro di fluorescenza, che è anche la banda di guadagno dell'amplificatore. Questo significa che lo spettro tipico della luce ASE generata da un Erbium-doped Fiber Amplifiers (EDFA, sorgente utilizzata in questo lavoro di tesi) ha una larghezza a metà altezza che può raggiungere i 4 THz. Si tratta di un valore particolarmente elevato e per questo l'utilizzo di luce ASE come sorgente di pompa è stato ritenuto interessante per far fronte ai problemi del massimo bit-rate del segnale da elaborare.

Nell'espressione del guadagno Brillouin (1.15) non sono presenti termini relativi alla fase di segnale e di pompa [18] e la coerenza temporale della sorgente di pompa non è un vincolo necessario per ottenere fenomeni di scattering Brillouin. Pertanto

anche per una pompa Brillouin incoerente, in regime di piccolo segnale, lo spettro dell'impulso dopo una propagazione in fibra di lunghezza L può essere descritta come

$$E(z = L, \omega) = E(z = 0, \omega) \exp\left(\frac{g(\omega)L}{2}\right) \quad (1.16)$$

dove $g(\omega)$ è la funzione complessa di guadagno SBS: la parte reale è legata al profilo di guadagno mentre la parte immaginaria al profilo dell'indice di rifrazione.

Va però osservato che l'espressione del guadagno impiegata è stata ottenuta da un modello scalare, nel quale non sono tenuti in considerazione gli stati di polarizzazione relativi di pompa e segnale. La sorgente ASE è per sua natura depolarizzata; per renderla polarizzata è necessario passare attraverso un filtro polarizzatore che comporta una perdita intrinseca di 3 dB. Nel caso di pompa non polarizzata invece è necessario tenere conto, attraverso fattori di attenuazione della potenza di pompa, del non completo allineamento degli stati di polarizzazione [4].

1.5 Descrizione del setup sperimentale

È stata condotta una prima attività sperimentale volta a valutare le capacità di amplificazione e quindi di filtraggio selettivo di segnali per telecomunicazioni con una pompa a banda larga. L'amplificazione Brillouin con pompaggio di luce ASE incoerente di un segnale modulato in ampiezza è stata effettuata con il setup sperimentale illustrato in Figura 1.6.

La sorgente di luce ASE incoerente è un erbium doped fiber amplifier (EDFA) operante senza ingresso ottico. La luce incoerente viene filtrata da un fiber Bragg grating (FBG, funzionante in riflessione), realizzato presso i laboratori del Dipartimento di Fisica del Politecnico di Milano in modo da avere una risposta spettrale di tipo gaussiano con larghezza a metà altezza $\text{FWHM} = 6.7 \text{ GHz}$ e spettro di riflessione rappresentato in Figura 1.7; questo valore di banda passante è adeguato al trattamento di segnali per le telecomunicazioni con bit-rate fino a 10 Gbit/s senza che il segnale stesso venga distorto eccessivamente [19].

Per ottenere una potenza di pompa significativa è necessario amplificare più volte, come si vede nel setup di Figura 1.6, dal momento che il filtraggio con FBG comporta perdite rilevanti. Immediatamente prima di entrare in fibra, il fascio di pompa viene riamplicato da un EDFA in grado di raggiungere potenze in uscita pari a $P_{max} = 1 \text{ W}$. Prima dell'FBG, la luce ASE viene quindi pre filtrata in modo da ridurre la banda a metà altezza a circa 1.4 nm e successivamente nuovamente amplificata da un EDFA. La banda del filtro rimane comunque abbastanza elevata

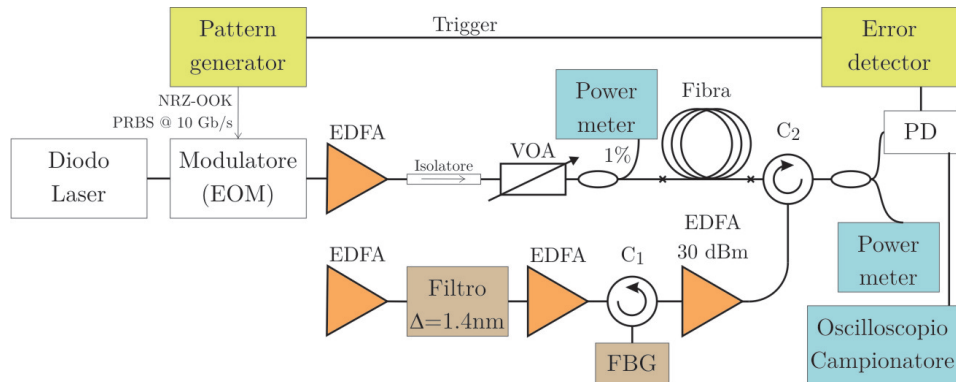


Figura 1.6: *Setup sperimentale per la misura del guadagno Brillouin al variare della potenza di pompa e la misura delle curve di BER.*

da poter considerare ancora incoerente il fascio di pompa e, allo stesso tempo, la potenza in ingresso all'EDFA a monte della fibra in esame è sufficientemente alta per garantire che l'amplificatore operi in saturazione. Attraverso il circolatore C_1 la luce filtrata e riflessa dal grating viene inviata ad un secondo circolatore C_2 necessario a trasmettere la pompa incoerente nella fibra ottica e ricevere il segnale contropropagante rispetto alla pompa stessa.

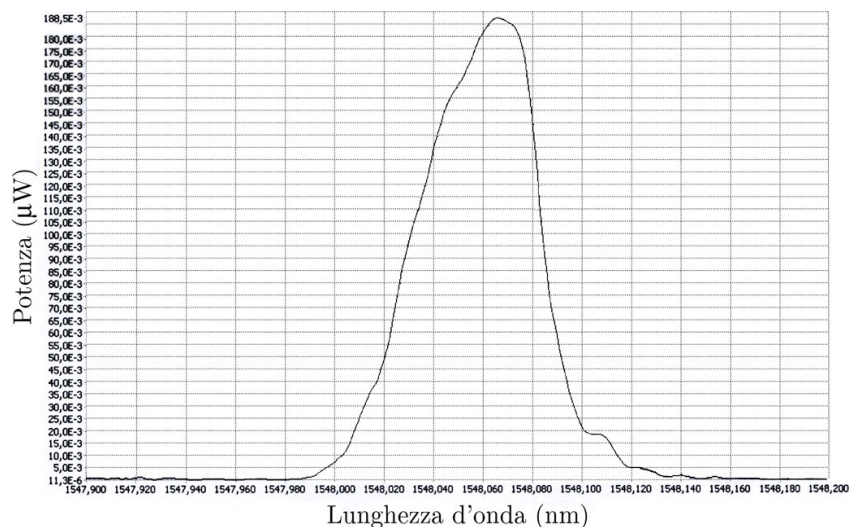


Figura 1.7: *Funzione di trasferimento in riflessione del grating (FWHM pari a 6.7 GHz).*

Il segnale è ottenuto da un diodo laser in continua, con lunghezza d'onda di 1547.92 nm. Il segnale è modulato esternamente in ampiezza con un modulatore elettroottico in Niobato di Litio e con una frequenza di cifra di 10 Gbit/s e pattern di $2^{31} - 1$. Per far fronte alle perdite del setup, il segnale viene amplificato con un

EDFA. L'amplificazione consente inoltre di esplorare una condizione di operazione dell'amplificatore Brillouin di guadagno saturato. Le potenze di segnale utilizzate in ingresso al mezzo attivo variano infatti da qualche mW a qualche decina di mW. A questi valori di potenza non è più valida l'approssimazione di piccolo segnale e quindi non si può più ipotizzare un andamento lineare del guadagno Brillouin. Si tratta invece di un regime di saturazione o, nei casi estremi, di alta saturazione. Misure di amplificazione Brillouin con segnali per le telecomunicazioni (lunghezza d'onda circa 1550 nm) e in regime di piccolo segnale sono state effettuate [14], ottenendo guadagni Brillouin fino a 37 dB con potenze di pompa pari a 200 mW. Come vedremo in seguito, i guadagni Brillouin ottenuti in regime di piccolo segnale sono risultati più elevati di quanto ottenuto, a parità di potenza di pompa, durante questo lavoro di tesi. Tuttavia, rispetto a [14], utilizzando potenze di segnale elevate è stato possibile ottenere migliori curve di Bit Error Rate (BER).

Per la misura del guadagno Brillouin è stato utilizzato un fotodiodo con banda elettrica di 12 GHz collegato ad un oscilloscopio campionatore per la visualizzazione del segnale. Nella stessa Figura 1.6 è stata anche riportato l'apparato necessario per effettuare le misure di BER: il segnale elettrico ottenuto dal fotodiodo viene analizzato da un Error Detector, che è sincronizzato con il Pattern Generator.

Sono state impiegate fibre Dispersion Shifted (DS) di differenti lunghezze e che verranno indicate con le lettere A e B, i cui dati più significativi sono riportati in Tabella 1.1; inoltre sono state testate fibre FreeLight, anch'esse riportate in Tabella 1.1 e indicate come FL1 e FL2. Le fibre B e FL2 sono state ottenute rispettivamente dall'unione di due fibre DS da 8.8 km e 9.9 km e di due fibre FreeLight da

	CD (ps/nm) @ 1550 nm	Zero (nm)	Lunghezza (km)
A	1.2	1530	9.9
B	-0.9	1570	18.7
FL1	3	n.d.	12.78
FL2	2.7	n.d.	25.5

Tabella 1.1: *Caratteristiche delle fibre utilizzate come mezzo attivo per l'amplificazione Brillouin. Sono indicati i valori di dispersione cromatica (CD), zero di dispersione (Zero) e lunghezza delle fibre.*

1.6 Risultati sperimentali

Attraverso il set-up sperimentale appena illustrato sono state svolte misure di amplificazione del segnale per verificare l'efficacia dell'amplificazione Brillouin con pompa incoerente.

1.6.1 Misure di amplificazione

In questo paragrafo saranno illustrati i risultati sperimentali ottenuti utilizzando fibre con diverse caratteristiche geometriche, di dispersione cromatica e lunghezza.

Il guadagno di amplificazione è stata calcolato come rapporto tra la potenza di segnale ricevuta nei due casi distinti di pompa spenta e pompa accesa. La potenza di segnale immessa in fibra è pari a 2.5 mW.

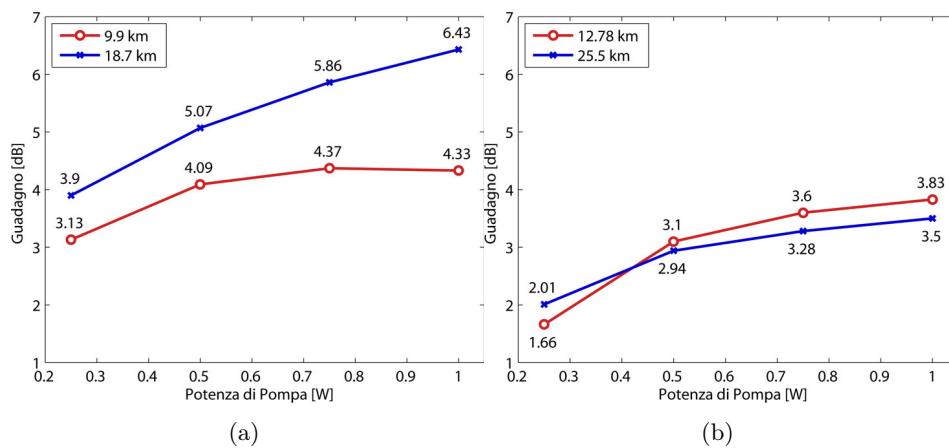


Figura 1.8: Curve di guadagno delle fibre (a) DS, (b) FreeLight al variare della potenza di pompa.

Si può notare come nelle curve in Figura 1.8 il guadagno Brillouin per valori di potenza di pompa elevati sia già in saturazione, ovvero il guadagno non cresce più linearmente con la potenza di pompa.

Visto che l'amplificazione, a pari potenza e lunghezza di fibra, è risultata più efficace nel caso di fibre dispersion shifted, in seguito si è operato con questo tipo di fibre.

1.6.2 Misure di BER

Per valutare l'impatto dell'amplificazione Brillouin in termini di rumore introdotto sul segnale, è stato misurato il Bit Error Rate (BER), cioè tasso di errore sul bit.

La tipologia di fibra analizzata è quella che ha dato guadagni Brillouin più elevati, ovvero le fibre di tipo Dispersion Shifted. Di seguito verranno quindi riportate le misure sperimentali di BER effettuate su fibre DS di lunghezza $L_1 = 9.9$ km e $L_2 = 18.7$ km. Il segnale è modulato esternamente in ampiezza con un modulatore esterno elettroottico in Niobato di Litio con un bit rate di 10 Gbit/s con PRBS di $2^{31} - 1$.

Sono stati presi in considerazione due valori di potenza di segnale in ingresso. Il più basso dei due valori (1 mW per la fibra DS di 9.9 km e 2 mW per la fibra DS di 18.7 km) corrisponde alla condizione per cui, con 1 W di potenza di pompa il BER misurato è di circa 10^{-4} . È stato poi esplorato un valore di segnale di estrema saturazione. I relativi diagrammi ad occhio sono in Figura 1.10 e Figura 1.11 riferite rispettivamente al caso di segnale in ingresso pari a 1 mW e 10 mW per la fibra DS di 9.9 km. La Figura 1.13 fa invece riferimento alla fibra DS ottenuta con due bobine di fibra DS e di lunghezza complessiva $L_2 = 18.7$ km. È stato analizzato l'andamento delle curve al variare della potenza di pompa in due casi distinti, differenziati dal valore della potenza di segnale in ingresso alla fibra (250 mW, 500 mW, 750 mW e 1 W).

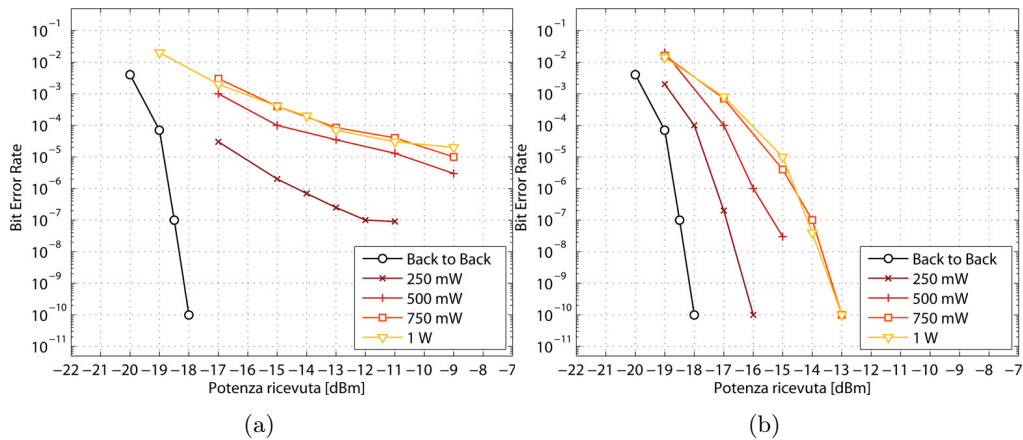


Figura 1.9: Curve di BER per fibra DS di lunghezza $L_1 = 9.9$ km con potenza di segnale all'ingresso della fibra pari a (a) $P = 1$ mW, (b) $P = 10$ mW.

Come si vede in Figura 1.9a per potenze di segnale relativamente basse le curve di BER presentano una marcata tendenza a floor di BER, ovvero al crescere della potenza ricevuta il tasso d'errore non scende adeguatamente. La presenza di floor è probabilmente dovuta alla presenza al ricevitore di scattering di Rayleigh della pompa [20] e di retroriflessioni dello stesso spettro di pompa. Al crescere della potenza di segnale a 10 mW l'incidenza dello scattering della pompa al ricevitore

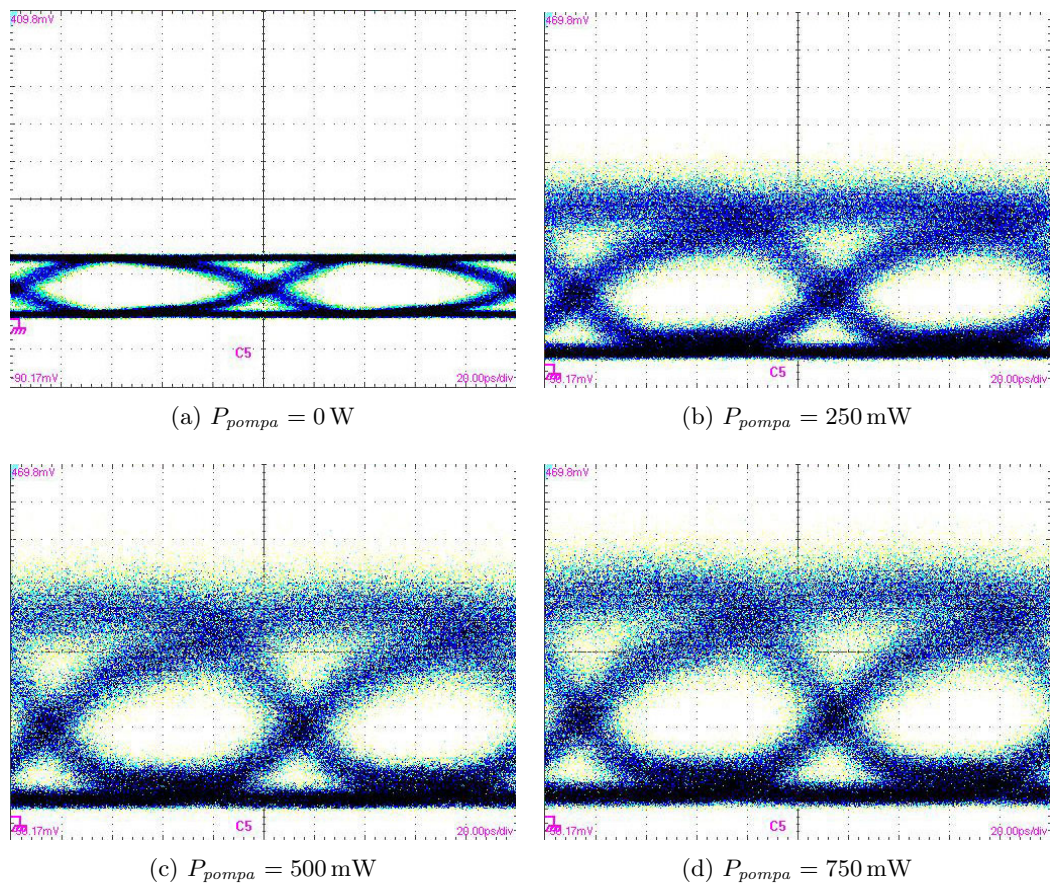


Figura 1.10: Fibra DS, $L = 9.9\text{ km}$, $P_{segnale} = 1\text{ mW}$ in ingresso alla fibra.

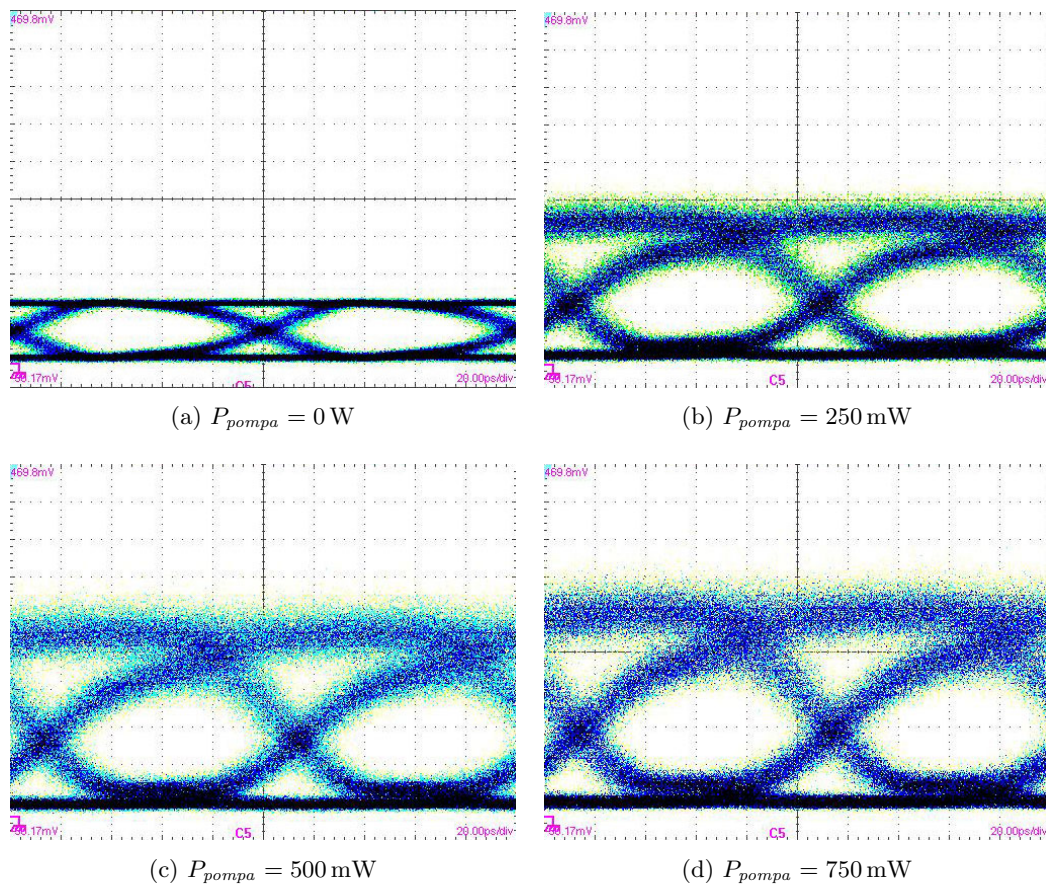


Figura 1.11: Fibra DS, $L = 9.9 \text{ km}$, $P_{segnale} = 10 \text{ mW}$ in ingresso alla fibra.

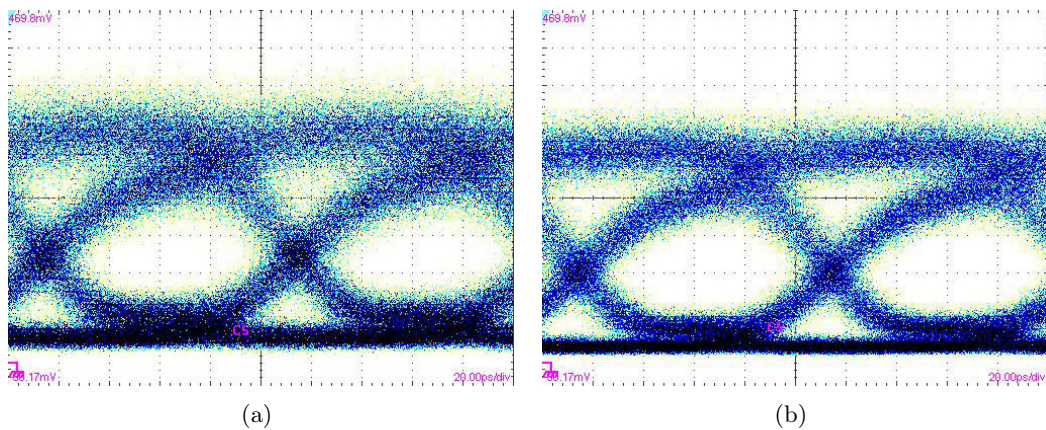


Figura 1.12: Diagrammi ad occhio del segnale amplificato con potenza di pompa pari a 1 W, per fibra DS di lunghezza $L = 9.9$ km nei casi di potenza di segnale (a) $P_{\text{segnale}} = 1$ mW e (b) $P_{\text{segnale}} = 10$ mW in ingresso alla fibra.

è ridotta e le curve, pur presentando una penalità rispetto al back-to-back, non presentano floor (Figura 1.9b).

In Figura 1.12 sono confrontati i diagrammi ad occhio ricevuti per un 1 W di potenza di pompa per i due valori di potenza del segnale in ingresso: il confronto evidenzia la maggiore rumorosità della traccia ottenuta per una potenza di segnale di 1 mW che presenta un floor ha 10^{-4} .

Per la fibra più lunga, 18.7 km, sono state analizzate tre condizioni di potenza di segnale di 2 mW, 6 mW e 12 mW. Le curve di BER relative a questi valori sono presenti rispettivamente in Figura 1.13. La potenza intermedia è stata scelta perché corrisponde ad un ottimo delle curve di BER e rappresenta un compromesso tra l'incidenza del Rayleigh backscattering, legato alla sola potenza di pompa, e gli effetti di distorsione del segnale che si verificano a potenze di segnale più elevate. I risultati mostrano inoltre che non ci sono vantaggi nell'allungare di molto il mezzo non lineare rispetto la lunghezza efficace che, per fibre con attenuazione di circa 0.2 dB/km, corrisponde a ~ 5 km [3]. Infatti al crescere della lunghezza di fibra cresce anche il contributo di scattering di Rayleigh.

1.6.3 Selezione di un canale per le telecomunicazioni

Infine è stata valutata la capacità di selezione di un canale per le telecomunicazioni fra due canali adiacenti, attraverso l'amplificazione Brillouin. I due canali impiegati nella sperimentazione (il suo set-up è riportato in Figura 1.14) sono generati da laser a diodi sintonizzabili e accoppiati in fibra mediante un coupler 50/50

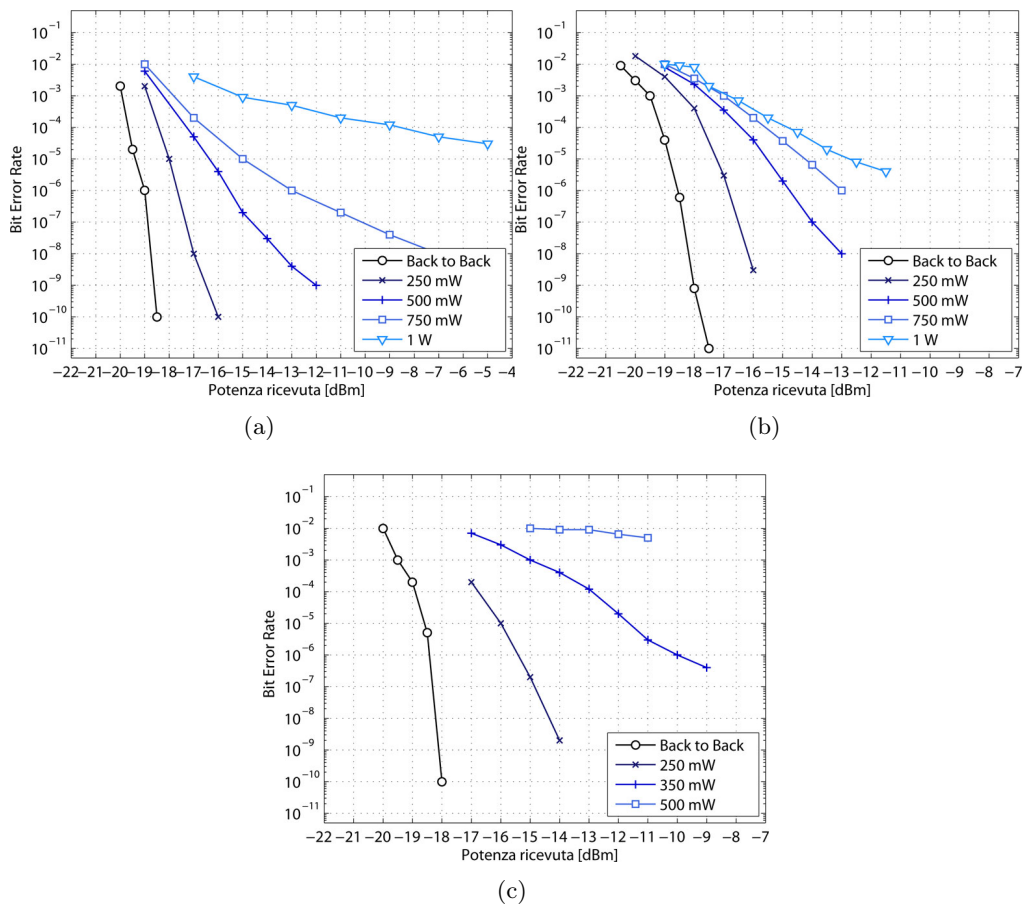


Figura 1.13: Curve di BER al variare della potenza ricevuta per fibra DS di lunghezza $L_2 = 18.7$ km con potenza di segnale all'ingresso della fibra pari a (a) $P = 2$ mW, (b) $P = 6$ mW (b) $P = 12$ mW.

dopo essere stati modulati in ampiezza NRZ-OOK con bit-rate di 10 Gbit/s e dopo aver regolato i parametri di entrambi i laser in modo da avere uguali potenze di picco per i due canali. I due canali sono stati separati di 50 GHz (0.4 nm), spaziatura che corrisponde al minimo di spaziatura della griglia ITU per le telecomunicazioni in fibra ottica in terza finestra.

Il canale da selezionare ha una lunghezza d'onda pari a $\lambda_1 = 1548.11$ nm, mentre l'altro canale ha una lunghezza d'onda $\lambda_2 = 1547.71$ nm. La regolazione fine della lunghezza d'onda di emissione è stata ottenuta impostando la temperatura di esercizio delle due sorgenti laser sintonizzabili. È stata impiegata una fibra Dispersion Shifted di lunghezza L pari a 9.9 km. La potenza di segnale impiegata è stata leggermente più bassa (8 mW) rispetto ai 10 mW di Figura 1.9b.

In Figura 1.15 sono stati riportati gli spettri ottici dei due canali sovrapposti

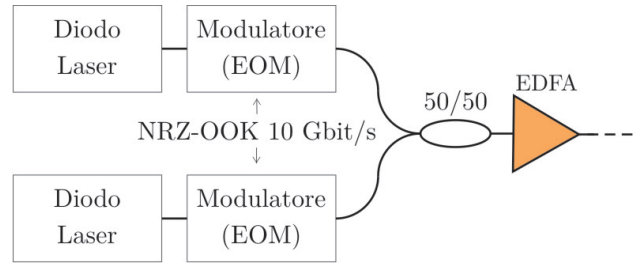


Figura 1.14: Setup per l'amplificazione selettiva dei due canali.

in presenza (tratto nero) e in assenza (tratto rosso) di amplificazione Brillouin, per differenti valori di potenza di pompa (rispettivamente (a) 0.25 W, (b) 0.5 W, (c) 0.75 W, (d) 1 W). Il picco a destra in ognuna delle figure è quello corrispondente al canale che si vorrebbe selezionare e si può notare come l'altro canale non sia sottoposto ad amplificazione. Inoltre il canale selezionato presenta una gobba a lunghezza d'onda più bassa, corrispondente allo scattering Rayleigh della pompa.

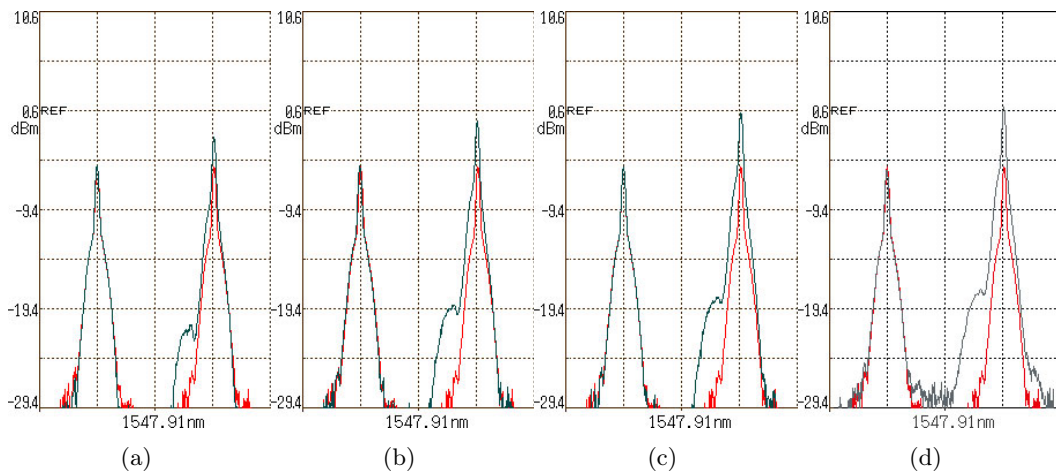


Figura 1.15: Spettri del segnale in presenza (tratto nero) e assenza (tratto rosso) di pompa Brillouin nei casi di (a) $P_{pompa} = 0.25$ W, (b) $P_p = 0.5$ W, (c) $P_p = 0.75$ W, (d) $P_p = 1$ W. L'asse delle ascisse ha una scala di 0.2 nm/div.

Il massimo rapporto di estinzione è stato ottenuto utilizzando una potenza di pompa pari a 1 W, ed è pari a ~ 7 dB, corrispondente al guadagno on-off misurato per una amplificazione molto saturata. Per potenze di pompa pari a 750 mW l'estinzione era comunque dell'ordine dei 5 dB; la differenza ridotto rispetto al caso di pompa a 750 mW è da ricondursi alla saturazione del guadagno Brillouin.

Con entrambi i canali attivi e variando la potenza di pompa, sono state effettuate misure di BER che sono riportate in Figura 1.16: a) curva back to back di

un solo canale (cerchi, linea nera) senza che questo sia sottoposto ad amplificazione Brillouin, ma solo alla propagazione in fibra di lunghezza $L = 18.7$ km, b) un solo canale sottoposto ad amplificazione con potenza di pompa $P = 1$ W e propagazione in fibra (croci, linea rosso scuro), c) due canali adiacenti (più, linea rosso chiaro) di cui solo uno amplificato con potenza di pompa $P = 1$ W. La differenza fra le due

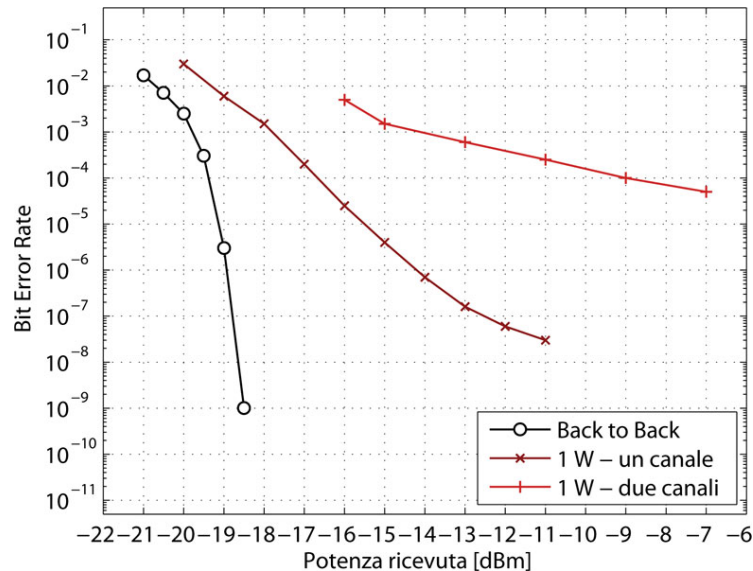


Figura 1.16: Curve di BER al variare della potenza ricevuta per due canali WDM.

curve di BER, quella di back to back e quella filtrata, a parità di potenza ricevuta, definisce la penalità introdotta dal filtraggio: a valori di BER pari a 10^{-2} la penalità è circa 4 dBm. Inoltre si sottolinea la presenza di un floor a 10^{-4} per la curva di BER in presenza dei due canali adiacenti. Tale valore è dovuto al cross-talk tra canali adiacenti che in questo caso è più 5 dB. Per verificare l'impatto del canale adiacente sulle curve di BER, è stato simulato un isolamento più elevato, inserendo il canale adiacente con una potenza inferiore a quella del secondo canale di un valore pari a 3 dB. La potenza della pompa è stata pure fissata a 1 W, in modo analogo a quanto fatto per le altre curve di BER riportate in Figura 1.16. In Figura 1.17 è riportata la curva di BER che fa riferimento alla prova (quadrati e linea arancione in Figura 1.17b): è stata ridotta sia la penalità rispetto alla curva di riferimento, sia il livello di floor, avvicinandosi al caso ideale in cui il canale secondario viene completamente filtrato. Avendo a disposizione un maggiore guadagno, anche considerando il maggiore rumore dovuto all'amplificazione Brillouin, sarebbe possibile isolare quasi completamente il canale di interesse.

È inoltre importante notare che in assenza di amplificazione Brillouin e quindi in assenza di filtraggio, la misura di BER non è risultata effettuabile, essendo

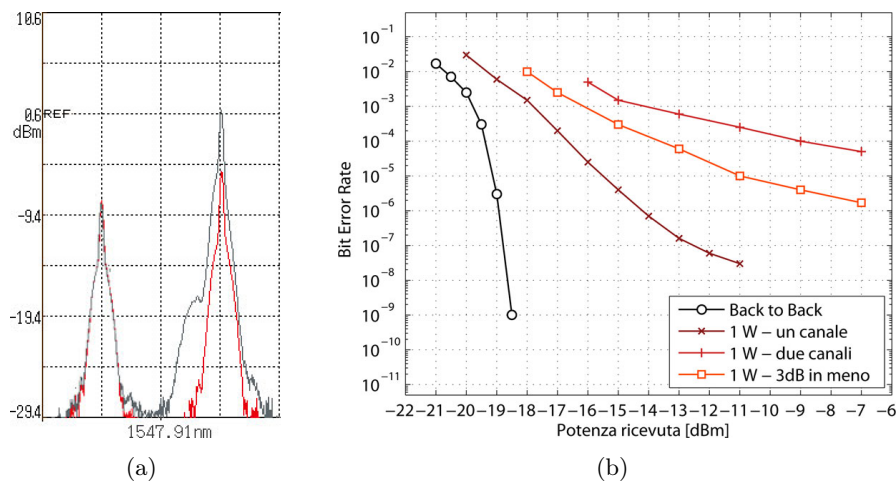


Figura 1.17: Immagini di un canale con potenza inferiore di 3 dB rispetto all'altro. (a) Spettro dei due canali WDM in presenza (in nero) e assenza (in rosso) della pompa Brillouin. L'asse delle ascisse ha una scala di 0.2 nm/div. (b) Curve di BER al variare della potenza ricevuta per potenza di pompa pari a 1 W.

i due canali sovrapposti al ricevitore e di pari potenza e quindi il diagramma ad occhio completamente 'chiuso'. Sebbene il risultato non sia quantitativamente completamente soddisfacente, si tratta comunque, per quanto a nostra conoscenza, delle prime misure di BER di selezione di un canale per le telecomunicazioni a 10 Gb/s con tecniche di filtraggio Brillouin incoerenti presenti in letteratura.

1.7 Commenti finali

In questo primo capitolo sono state illustrate le misure sperimentali effettuate utilizzando un sistema Brillouin a pompa incoerente, utilizzato per selezionare attraverso il processo di amplificazione Brillouin un canale per le telecomunicazioni in terza finestra a 10 Gb/s. In particolare è stata evidenziata sperimentalmente la possibilità di realizzare amplificazione Brillouin con luce ASE filtrata.

Nei sistemi di amplificazione Brillouin basati su pompa coerente le potenze di pompa raggiungono poche centinaia di mW. Il laser di pompa utilizzando in questa attività di tesi è invece in grado di erogare fino ad 1 W. I valori di guadagno Brillouin sono stati generalmente bassi dal momento che si è scelto di lavorare in regime fortemente saturato. Va inoltre osservato che a parità di potenza ottica integrata su uno spettro significativamente più ampio (6.7 GHz) i guadagni ottenuti con una pompa coerente sono tipicamente molto più elevati. Infine l'uso di una pompa

non polarizzata, come è il caso di una pompa ASE, implica una ulteriore riduzione del guadagno massimo ottenibile. Il fatto di operare con una pompa incoerente e dallo spettro largo presenta tuttavia aspetti vantaggiosi che hanno fatto preferire la soluzione incoerente: oltre alla possibilità di ottenere e lanciare in fibra potenze elevate, si evitano i problemi di sintonia tra pompa e segnale che tipicamente sono ottenuti, negli esperimenti riportati in letteratura, da un'unica sorgente in modo da gestire le ordinarie fluttuazioni di lunghezza d'onda e quindi risultano più rumorose a causa dei battimenti coerenti tra pompa e segnale.

Le misure di BER effettuate hanno dato in alcuni casi valori corrispondenti alla condizione di error free ($< 10^{-9}$) o comunque valori compatibili con l'applicazione di tecniche di tipo Forward Error Coding (FEC) per il postprocessing del segnale.

Capitolo 2

Ritardo controllato di segnale per telecomunicazioni

2.1 Perché ritardare la luce

L'informazione viene trasportata attraverso le fibre ottiche alla velocità della luce, ma non sempre può essere elaborata alla stessa velocità nel dominio ottico. Spesso è necessario il passaggio al dominio elettrico attraverso una conversione elettro-ottica che comporta accumulo di ritardi o incremento degli apparati di elaborazione per gestire flussi paralleli di dati. In questo contesto, la capacità di ritardare opportunamente la luce rappresenta una funzione di grande interesse in quanto può contribuire a fare in modo che i canali ottici possano essere elaborati senza dover essere convertiti nel dominio elettrico con benefici in termini di efficienza, velocità e trasparenza. Le applicazioni d'interesse sono nel settore delle telecomunicazioni come memorie ottiche (in particolare le random access memory, RAM) [21], sincronizzazione dei dati, e, soprattutto, sviluppo di instradatori o commutatori di segnale completamente ottici, conosciuti più comunemente col nome di 'Optical Cross Connect' (OXC). La realizzazione di instradatori tutto-ottici richiede allo stesso tempo la presenza di ritardatori per la gestione di conflitti attraverso il ritardo opportuno dei pacchetti in conflitto.

Con il termine 'slow-light', in particolare, si intende la propagazione di un impulso ottico ad una bassa velocità di gruppo, molto minore della velocità della luce nel vuoto. La Figura 2.1 mostra un treno di impulsi luminosi i quali passano attraverso un materiale che, opportunamente 'trattato' mediante un controllo, produce una diminuzione della velocità di gruppo v_g . Quest'ultima può essere espressa come rapporto tra la velocità della luce c e l'indice di gruppo n_g , il quale è legato al

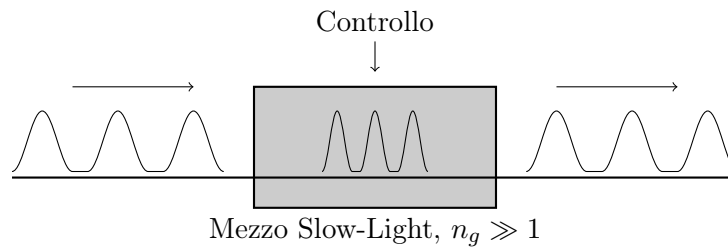


Figura 2.1: *Rappresentazione schematica del processo di rallentamento della luce (Slow-light).*

normale indice di rifrazione n dalla relazione [22]:

$$n_g = n + \omega \left(\frac{dn}{d\omega} \right) \quad (2.1)$$

Il tempo che l'impulso impiega per attraversare il materiale ottico è detto ritardo di gruppo, ed è dato da:

$$T_g = \frac{L}{v_g} = \frac{Ln_g}{c} \quad (2.2)$$

dunque, per ottenere tempi di ritardo molto grandi, si deve fare in modo che L o n_g o entrambi siano molto grandi. In realtà, la lunghezza efficace L del materiale ottico è solitamente limitata dalle perdite per assorbimento e dall'allargamento dell'impulso indotto dalla dispersione. Appare quindi più pratico massimizzare il ritardo di gruppo attraverso la riduzione dell'assorbimento e dell'allargamento sperimentati dagli impulsi ottici durante la propagazione attraverso la regione d'interazione.

2.2 Tecniche per ritardare la luce

Il ritardo temporale di impulsi si può ottenere con metodi che sfruttano la dispersione di guida d'onda per modificare la componente spaziale k del vettore d'onda propagante; si parla in generale di risonatori in guida d'onda accoppiati ('Coupled Resonators Optical Waveguide', CROW). Un esempio di questi risonatori è stato proposto da Totsuka e Tomita [23] ed è rappresentato in Figura 2.2a: la fibra è accoppiata ad un microanello mediante onda evanescente e la dispersione del sistema dipende dalla efficienza dell'accoppiamento e dalle perdite di round-trip nell'anello. Nel caso in cui l'accoppiamento sia debole rispetto alle perdite, la dispersione è anomala e si ottiene il fenomeno di fast-light; quando invece l'accoppiamento è forte rispetto alle perdite nell'anello, la dispersione è normale e si genera slow-light. Entrambe le situazioni sono il risultato dell'interferenza fra l'onda trasmessa E_T e l'onda E_C accoppiata nell'anello. Nel caso di interesse, l'onda accoppiata è più forte

di quella trasmessa e sono sfasate di $\Delta\phi = \pi$ e quindi E_T cancella il fronte di salita dell'onda accoppiata (Figura 2.2b): il risultato in uscita è un impulso ritardato temporalmente rispetto a quello in ingresso. Queste soluzioni hanno riscosso un notevole interesse anche se i problemi legati alle tecniche produttive degli anelli risonanti non sono ancora stati risolti [24].

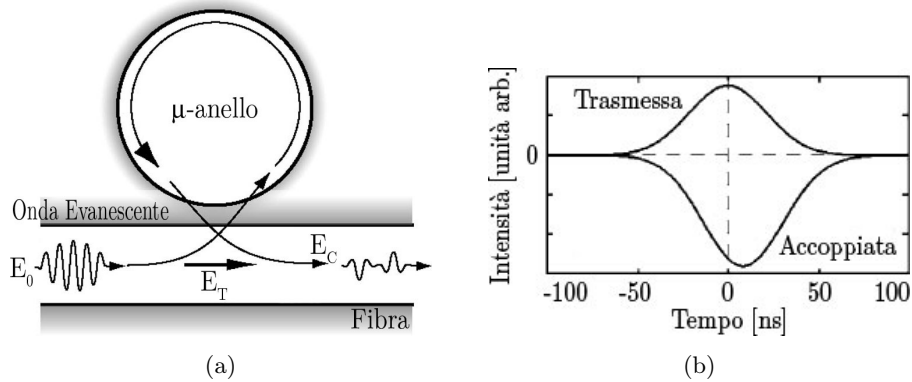


Figura 2.2: (a) Schema topologico di rallentamento della luce con microanelli accoppiati in fibra, (b) Profilo temporale dell'onda trasmessa e dell'onda riflessa 2.2a.

Le tecniche basate sulle cosiddette strutture o guide ottiche ad onda lenta ('Slow-Wave Structures', SWS) prevedono di far propagare gli impulsi ottici attraverso una serie di risonatori direttamente accoppiati, opportunamente inseriti all'interno di una guida d'onda; sostanzialmente, l'onda ottica viene forzata a rimbalzare avanti e indietro attraverso questi risonatori direttamente accoppiati. In questo modo, è possibile indurre un accoppiamento tra il campo co- e contro- propagante dell'onda, ed ottenere, come risultato, una sensibile riduzione della velocità di gruppo del segnale ottico. Una struttura ottica ad onda lenta può, per esempio, essere ottenuta introducendo elementi parzialmente riflettenti come reticoli di Bragg all'interno di una guida d'onda ottica (Figura 2.3a), oppure inserendo adeguati difetti all'interno di un cristallo fotonico (Figura 2.3b), oppure ancora accoppiando direttamente una sequenza di anellini risonanti (Figura 2.3c). La caratteristica spettrale di una SWS è una sequenza periodica di bande passanti equi-spaziate, ognuna delle quali è centrata attorno alla propria frequenza di risonanza: la propagazione è ammessa solo all'interno di queste bande, dove la velocità di gruppo viene diminuita.

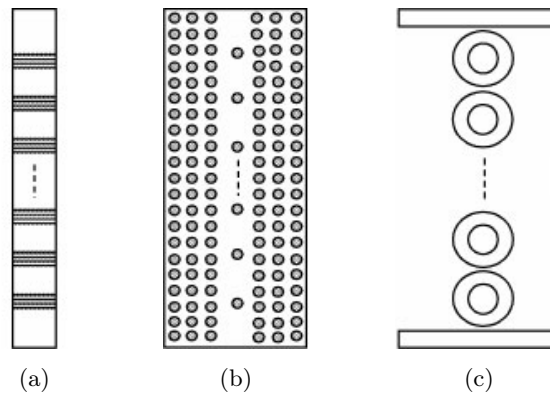


Figura 2.3: Strutture ottiche ad onda lenta realizzate con risonatori direttamente accoppiati: (a) reticoli di Bragg, (b) difetti reticolari in un cristallo fotonico, (c) anelli risonanti.

2.3 Ritardo controllato mediante Scattering Brillouin Stimolato

In tutti gli esperimenti di slow light, è richiesta una larghezza spettrale di risonanza stretta; la risonanza spettrale ha una funzione di risposta di tipo complesso e quindi introduce un picco nella caratteristica di assorbimento/guadagno del mezzo e una rapida transizione dell'indice di rifrazione del materiale. Quest'ultima è la causa di una forte variazione del ritardo relativo di un impulso ottico che si propaga nel mezzo. I tre andamenti della parte reale, parte immaginaria dell'indice di rifrazione e l'indice di rifrazione di gruppo sono rappresentati in Figura 2.4, rispettivamente (a), (b) e (c).

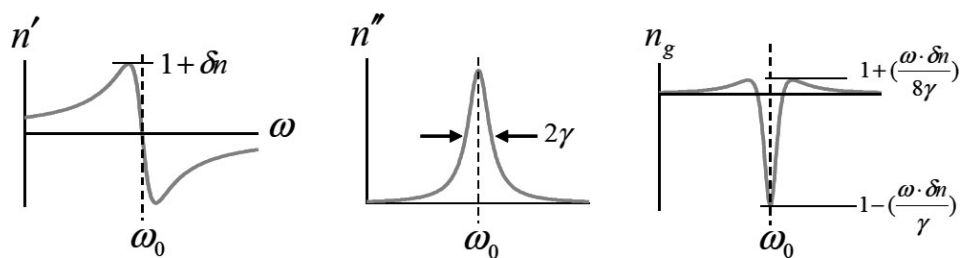


Figura 2.4: (a) Costante di fase n' , (b) costante di attenuazione n'' e (c) indice di gruppo n_g in funzione della frequenza [22].

Il processo di stimulated Brillouin scattering, come visto nel capitolo precedente, è un processo d'amplificazione a banda stretta nel quale un'onda di pompa produce un guadagno avente larghezza di banda tipicamente molto piccola ($\Delta\nu_B \ll 100$ MHz)

in una regione spettrale traslata, rispetto alla frequenza di pompa, del valore dello shift Brillouin ν_B . In Figura 2.5 è presentato il principio di rallentamento degli impulsi ottici basato sullo scattering Brillouin stimolato che si verifica in una qualsiasi fibra ottica.

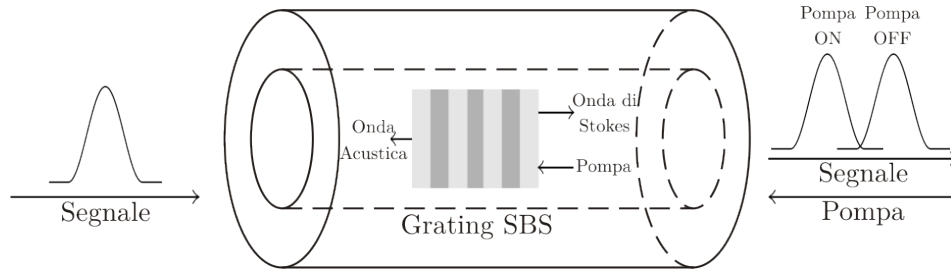


Figura 2.5: Applicazione dello SBS al rallentamento degli impulsi ottici propaganti

Assumendo $f_{pompa} = f_{Stokes} + \nu_B$, l'evoluzione spaziale dei campi elettrici di pompa (A_p) e segnale (A_s), in presenza di SBS, è data dalle seguenti equazioni accoppiate:

$$\frac{dA_p}{dz} = -\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{|A_s|^2}{1 - 2j \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_B}} A_p - \frac{\alpha}{2} A_p \quad (2.3)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{|A_p|^2}{1 - 2j \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_B}} A_s - \frac{\alpha}{2} A_s \quad (2.4)$$

nelle quali g_B , A_{eff} , $\Delta\nu$, $\Delta\nu_B$ e α sono rispettivamente coefficiente di guadagno Brillouin, area di modo effettiva, distanza dalla frequenza ν_B e coefficiente di attenuazione. La parte reale delle equazioni è legata al guadagno dell'onda Stokes (o equivalentemente alla perdita dell'onda di pompa) mentre la parte immaginaria è la responsabile di un spostamento in fase aggiuntivo fra le due onde. Più precisamente, attraverso il solo processo di SBS l'onda di pompa induce una variazione di fase costante nell'onda di segnale pari a:

$$\Delta\beta = \text{Im} \left(\frac{g_B}{2A_{eff}} \frac{P_p}{1 + 2j \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_B}} \right) \quad (2.5)$$

dove P_p indica la potenza di pompa. Come mostrato in Figura 2.4 la variazione di fase ha una forte dipendenza dalla frequenza. Considerando un impulso alla frequenza di Stokes, la sua velocità di propagazione è data da:

$$v_g = \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) \quad (2.6)$$

quindi una variazione brusca della costante di fase in funzione della frequenza modifica fortemente la velocità di gruppo, che può anche essere interpretata come una

variazione dell'indice di gruppo n_g del materiale, espressa dall'equazione (2.1) e che causa un ritardo temporale dato dalla (2.2).

Poiché $f_{pompa} = f_{Stokes} + \nu_B$, il risultato è un ritardo positivo dell'impulso; se invece le frequenze sono scelte in modo da avere $f_{pompa} = f_{Stokes} - \nu_B$ allora il ritardo è negativo, ovvero l'impulso si è propagato in fibra più velocemente di quanto avrebbe fatto in assenza di SBS.

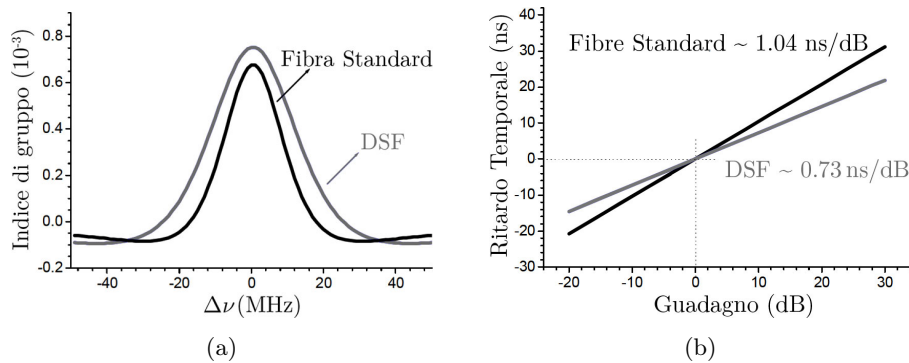


Figura 2.6: Simulazioni [22]. (a) indice di gruppo (b) ritardo temporale in funzione del guadagno Brillouin. Lo spettro di guadagno è assunto di tipo Lorentziano con larghezza $\Delta\nu_B$ pari a 50 MHz per la fibra DSF e 35 MHz per la fibra standard; la lunghezza della fibra pari a 11.8 km per la DSF e 6.7 km per quella standard.

Si nota, dalla Figura 2.6b [22], che il ritardo temporale è proporzionale logicamente al guadagno Brillouin totale e che i differenti andamenti per le due fibre in figura sono dovuti ai diversi valori di $\Delta\nu_B$, larghezza dello spettro di tipo Lorentziano. Il massimo ritardo Δt si ottiene quando è perfettamente rispettata la condizione $f_{pompa} = f_{Stokes} + \nu_B$ e inoltre la sua entità può essere controllata variando semplicemente la potenza di pompa.

Va osservato che lo slow-light ottenuto attraverso fenomeni di risonanza è tipicamente associato a delle perdite e quindi il segnale è sottoposto ad attenuazione, conseguenza ovviamente non desiderabile. Invece, sfruttando l'effetto SBS e scegliendo opportunamente la frequenza di segnale (in modo che la frequenza di massimo guadagno Brillouin coincida con il massimo ritardo ottenibile), il segnale viene amplificato invece che subire perdite.

2.3.1 Stato dell'arte

L'utilizzo di scattering Brillouin stimolato per fenomeni di slow-light è stato investigato in letteratura, in particolar modo nel caso di SBS con luce di pompa

coerente.

La prima dimostrazione sperimentale di ritardo di un impulso, ottenuto in fibra ottica e mediante SBS risale al 2004 [22], il set-up è illustrato in Figura 2.7. La sorgente di pompa impiegata consiste in un laser DFB a diodi (alla lunghezza d'onda $\lambda = 1552$ nm) modulata in fase in modo da generare le due bande laterali del primo ordine, la cui distanza in frequenza è pari alla frequenza di Brillouin ν_B della fibra. La componente a frequenza maggiore è stata utilizzata in continua come pompa, che può raggiungere le diverse decine di mW; mentre la componente a frequenza inferiore è impiegata per ottenere un segnale impulsato, con larghezza a metà altezza FWHM = 100 ns.

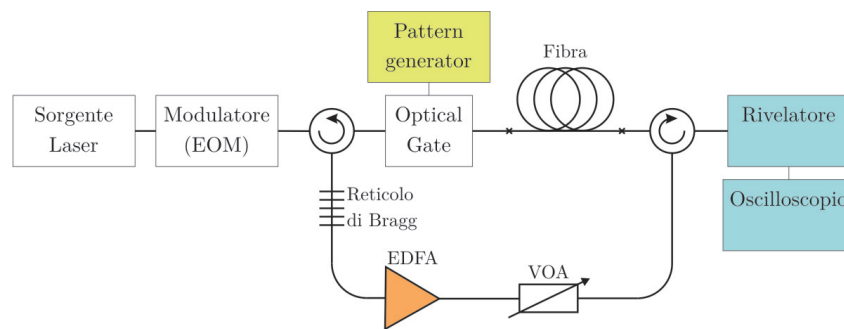


Figura 2.7: Configurazione sperimentale in [22]

Il ritardo massimo ottenuto è stato di 30 ns per un guadagno di 30dB con 11.8 km di fibra Standard (dispersione cromatica di 17 ps/km/nm) e di 18 ns per un guadagno pari a 25dB con una fibra a dispersione spostata (DSF, lunghezza 6.7 km, dispersione 1.1 ps/km/nm). In Figura 2.8b si può vedere come i risultati sperimentali siano ben approssimati da un fitting lineare con pendenza 0.97 ns/dB nel caso di fibre standard e di 0.65 ns/dB per le fibre DSF.

Il limite pratico al ritardo massimo ottenibile con questa configurazione è strettamente legato al massimo guadagno di amplificazione raggiungibile; quest'ultimo è pari a circa 30 dB a causa dello svuotamento del fascio di pompa che avviene quando il segnale è fortemente amplificato e ai problemi dovuti all'emissione Brillouin spontanea. Per ottenere ritardi ancora più elevati attraverso guadagni Brillouin più significativi sono state proposte delle configurazioni con cascate di bobine di fibre (con uguale frequenza Brillouin $\nu_B = 10.736$ GHz e lunghezza 1.1 km) unite da attenuatori ottici unidirezionali [25] come in Figura 2.9a: l'amplificazione del segnale è periodicamente compensata dall'attenuatore variabile, mentre la pompa contro-propagante non subisce attenuazione (a meno delle perdite di inserzione). In questo modo si evita la saturazione dovuta ad amplificazione elevata del segnale, mante-

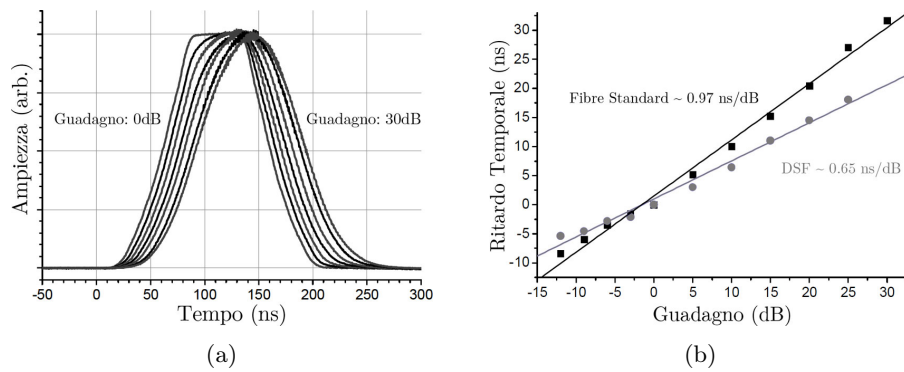


Figura 2.8: (a) Profilo temporale dell'impulso al variare del guadagno Brillouin, (b) ritardo temporale in funzione del guadagno [22].

nendo però il ritardo temporale introdotto dopo la propagazione in ognuna delle bobine.

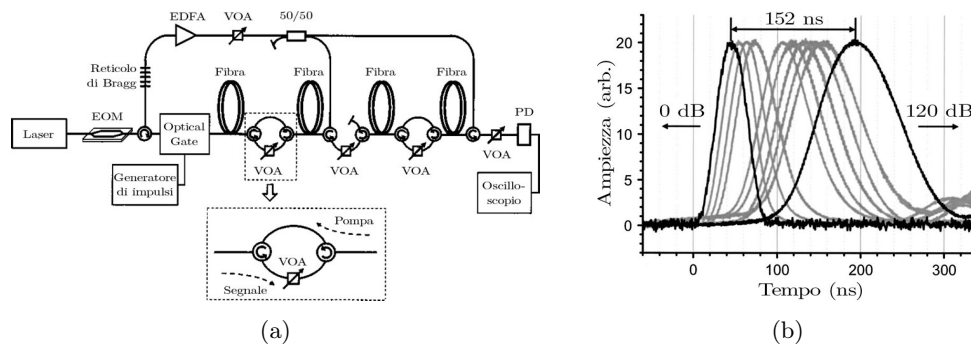


Figura 2.9: (a) Configurazione sperimentale in [25], (b) visualizzazione dell'impulso al variare del guadagno Brillouin.

Con questa configurazione sono stati raggiunti guadagni fino a 120 dB cui è corrisposto un ritardo massimo dell'impulso di 152 ns, pari a 3.6 volte la larghezza iniziale dell'impulso. Allo stesso tempo, a causa della limitata larghezza della banda di amplificazione l'impulso ha subito un filtraggio passa basso e la sua larghezza a metà altezza è passata dai 42 ns iniziale a 102 ns.

In letteratura sono presenti altri esempi di scattering Brillouin stimolato applicato allo Slow Light in fibra [26, 27, 28, 11]. A titolo di esempio verranno ricordati due di questi lavori.

In [11] lo spettro della pompa è stato allargato, mediante modulazione diretta, fino a $\Delta\nu_{FWHM} = 12$ GHz ottenendo un profilo quasi gaussiano. Questo ha permesso l'elaborazione di un segnale modulato in ampiezza con un bit-rate pari a 14 Gb/s e

con larghezza temporale di 75 ps. La fibra utilizzata come mezzo per lo Slow-light non è standard ma una High Non Linear Fiber (HNLF) lunga 2 km. Con questo set-up, illustrato in Figura 2.10a, è stato raggiunto un ritardo temporale massimo di 47 ps in corrispondenza di un guadagno Brillouin di 14 dB.

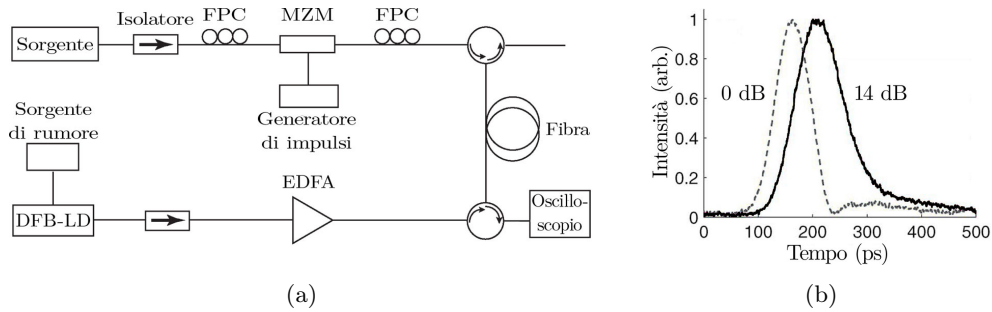


Figura 2.10: (a) Configurazione sperimentale in [11], (b) visualizzazione dell'impulso al variare del guadagno Brillouin.

Un esempio in letteratura in cui viene utilizzata una fibra standard e non una HNLF è il lavoro di Song e altri del 2006 [26]. Con un treno di impulsi di qualche ns (2.7 ns) a 40 Mbit/s, in propagazione in una fibra DSF lunga 6.7 km, si è ottenuto un ritardo di 2.5 ns in corrispondenza di un guadagno massimo di 30 dB

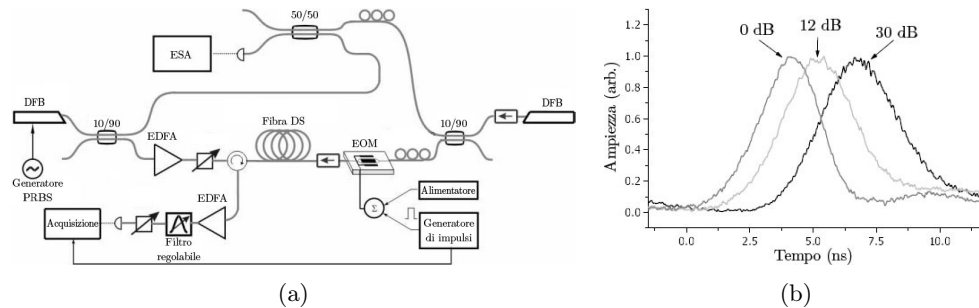


Figura 2.11: (a) Configurazione sperimentale in [26], (b) visualizzazione dell'impulso al variare del guadagno Brillouin.

Anche nel caso di effetti di rallentamento della luce, la banda del segnale, e quindi il bit rate massimo, è limitata direttamente dalla larghezza spettrale del guadagno SBS che nel caso intrinseco è solamente dell'ordine delle decine di MHz, come già mostrato nel Capitolo 1. Le tecniche impiegate per allargare lo spettro di guadagno (quindi per poter rallentare otticamente segnali più veloci) sono basate sull'allargamento dello spettro del segnale di pompa, come discusso nel paragrafo 1.3.

In [16] gli autori hanno proposto un altro approccio, basato sull'utilizzo di una pompa a spettro incoerente. Il set-up sperimentale è illustrato in Figura 2.12a: la sorgente di pompa è ottenuta attraverso una sorgente di luce ASE a valle di un filtro con profilo gaussiano con larghezza spettrale di 2 GHz o 4 GHz. Tuttavia la fibra utilizzata come mezzo attivo è, anche in questo caso, una HNLF lunga 2 km. Con questa configurazione, è stato possibile elaborare segnali con bit rate fino a

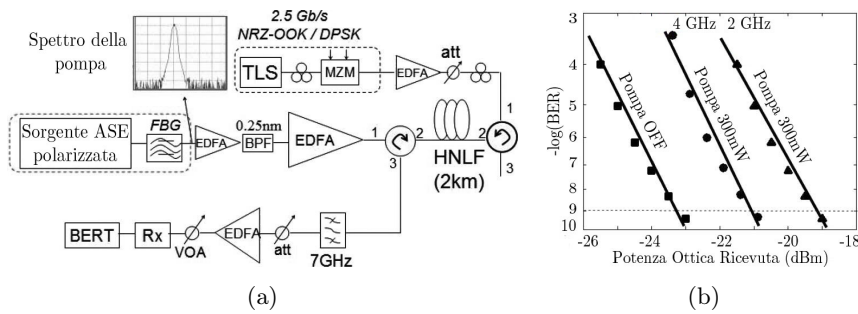


Figura 2.12: (a) Configurazione sperimentale in [16], (b) misure di BER nei due casi di filtri utilizzati.

2.5 Gbit/s con ritardi introdotti pari a 30 ps (@ $P_{pompa} = 100$ mW) e 88 ps (@ $P_{pompa} = 300$ mW) nel caso di filtro largo 4 GHz; 60 ps (@ $P_{pompa} = 100$ mW) e 170 ps (@ $P_{pompa} = 300$ mW) nel caso di filtro largo 2 GHz.

L'applicazione di tecniche di rallentamento della luce con effetti Brillouin per l'elaborazione di segnali per le telecomunicazioni richiede, mantenendo un ragionevole Bit Error Rate, la capacità di elaborare segnali con un bit-rate di almeno 10 Gb/s, l'attuale tipico valore per reti commerciali, e la possibilità di utilizzare come mezzo attivo per l'amplificazione Brillouin una fibra standard invece che fibre speciali ad alta non linearità (HNLF). Riuscire ad utilizzare fibre standard permetterebbe infatti di utilizzare l'attuale infrastruttura già installata, senza necessità di altri interventi per modificarla.

2.4 Risultati sperimentali

L'effetto Brillouin ottenuto con una pompa incoerente opportunamente filtrata è stata impiegato per ritardare un segnale a 10 Gbit/s. Il setup impiegato coincide con quello già presentato nel Capitolo 1, Figura 1.6. Le fibre prese in esame sono state le fibre di tipo DS di lunghezza 9.9 km e 18.7 km.

Di seguito verranno illustrati i risultati sperimentali ottenuti per diverse lunghezze di fibra e potenze di segnale. Va osservato che per ognuna delle misure riportate

la lunghezza d'onda di segnale è stata ottimizzata in modo da centrare il picco spettrale della pompa e massimizzare l'effetto. Questo è stato ottenuto attraverso la regolazione della temperatura di esercizio del laser. Per ogni fibra in esame sono state acquisite le forma d'onda ricevute del segnale modulato con la pompa spenta e quindi in assenza di effetti di ritardo; successivamente è stata variata la potenza di pompa da 250 mW fino a 1 W, massimo valore ottenibile dal set-up, e per ogni valore è stato misurato il ritardo temporale introdotto. Inoltre, i ritardi temporali sono stati misurati con due differenti valori di potenza del segnale (relativo al valore di bit 1), in modo da poter valutare eventuali dipendenze del ritardo indotto anche da quest'ulteriore parametro. La potenza è stata calibrata con l'attenuatore variabile presente all'ingresso della fibra nel ramo di propagazione del segnale (Figura 1.6) e misurata con un power meter in aria. I valori scelti sono stati 2.5 mW per quanto riguarda il regime di saturazione, 4 mW per il regime di piena saturazione.

Le misure sono presentate in funzione della potenza del segnale, per ogni campione di fibra al variare della potenza di pompa. I risultati numerici sono riassunti nelle tabelle 2.1 e 2.2, rispettivamente per potenze di segnale 2.5 mW e 4 mW. Nelle figure da 2.14 a 2.17 nelle pagine 37–40 sono illustrati i diagrammi ad occhio del segnale modulato e amplificato con differenti valori potenza di pompa. Il ritardo temporale introdotto è facilmente osservabile da queste immagini così come l'incremento dello stesso all'aumentare della potenza di pompa.

P_{pompa} (mW)	G (dB)	Δt (ps)	P_{pompa} (mW)	G (dB)	Δt (ps)
0.25	3.13	13.20	0.25	3.90	14.00
0.50	4.09	14.80	0.50	5.07	15.60
0.75	4.37	15.60	0.75	5.86	18.40
1	4.33	15.60	1	6.43	18.00

(a)

(b)

Tabella 2.1: Fibra DS: (a) $L = 9.9$ km, (b) $L = 18.7$ km. $P_{segnale} = 2.5$ mW.

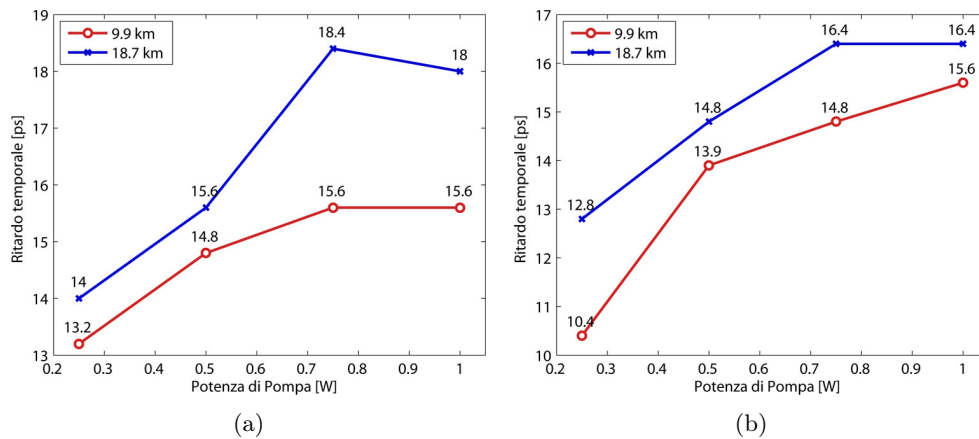
In Figura 2.13 sono riportati per chiarezza gli andamenti delle curve di ritardo introdotto, al variare della lunghezza di fibra nei casi di potenza di segnale (a) 2.5 mW o (b) 4 mW. Dalle misure effettuate è evidente la proporzionalità fra ritardo temporale e guadagno Brillouin. In particolare, è stato mostrato come il ritardo aumenti con la lunghezza del mezzo attivo e con la potenza del segnale di pompa.

Così come il guadagno Brillouin, anche il ritardo temporale è soggetto a saturazione quando le potenze di pompa sono elevate: nei grafici in Figura 2.13 questo com-

P_{pompa} (mW)	G (dB)	Δt (ps)	P_{pompa} (mW)	G (dB)	Δt (ps)
0.25	2.73	10.40	0.25	3.00	12.80
0.50	3.70	13.90	0.50	4.05	14.80
0.75	4.03	14.80	0.75	4.86	16.40
1	3.99	15.60	1	5.54	16.40

(a)

(b)

Tabella 2.2: Fibra DS: (a) $L = 9.9$ km, (b) $L = 18.7$ km. $P_{segnale} = 4$ mW.

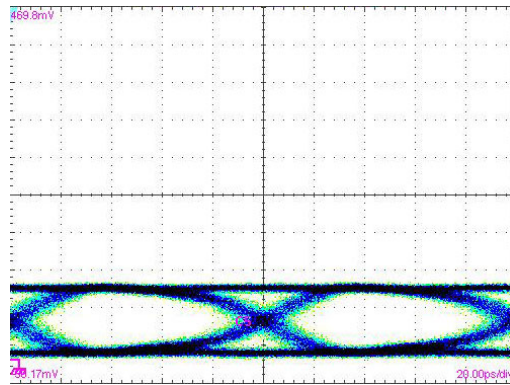
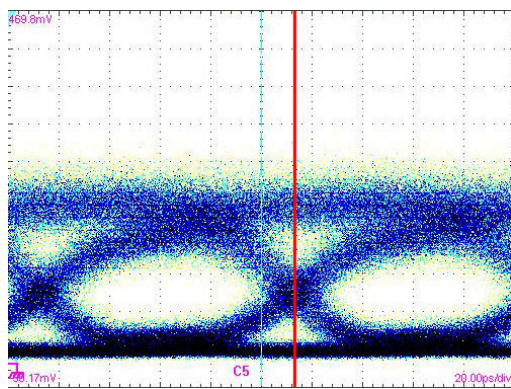
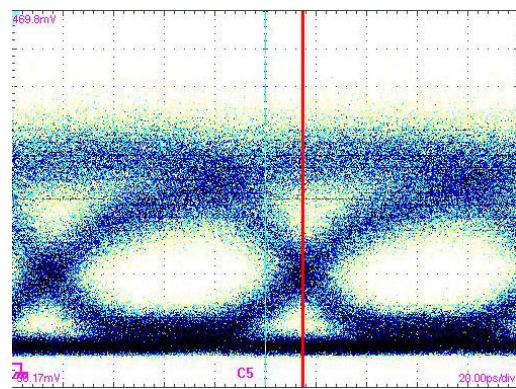
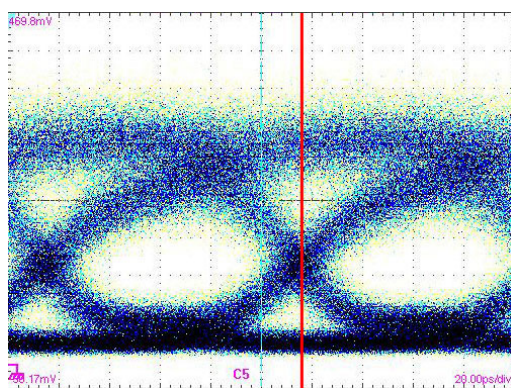
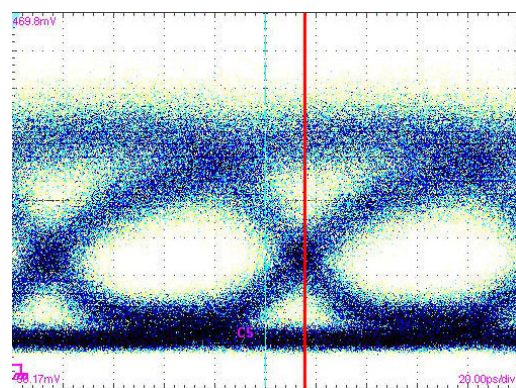
(a)

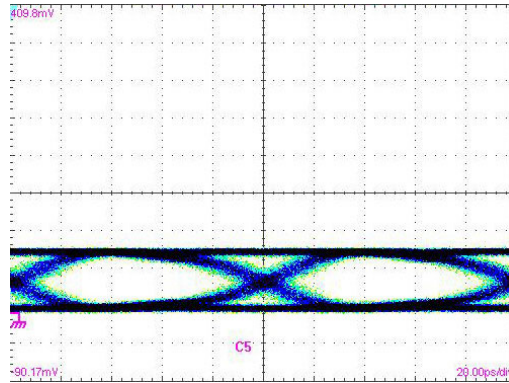
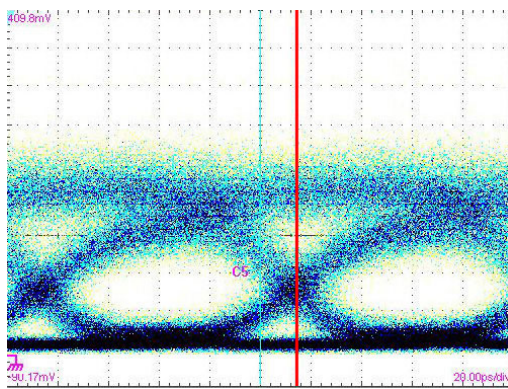
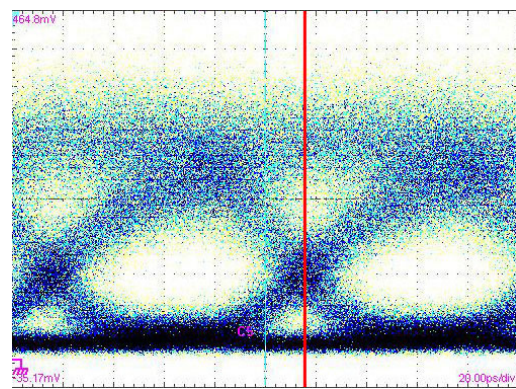
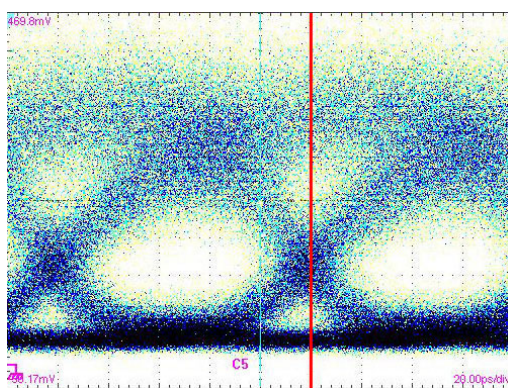
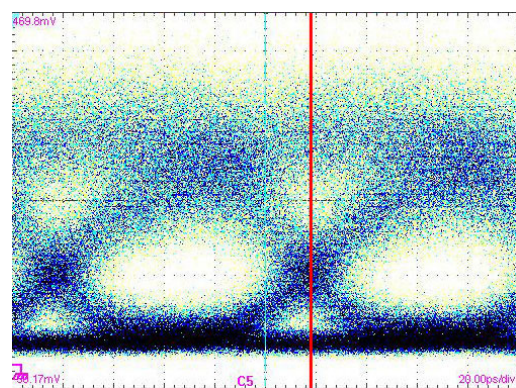
(b)

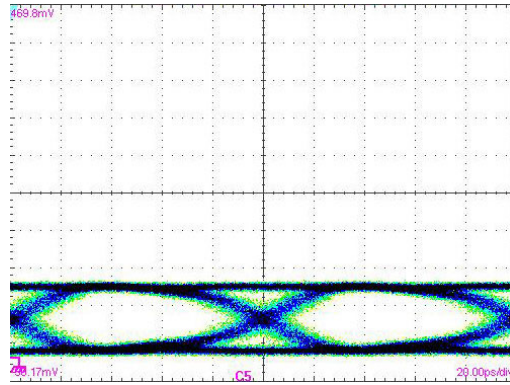
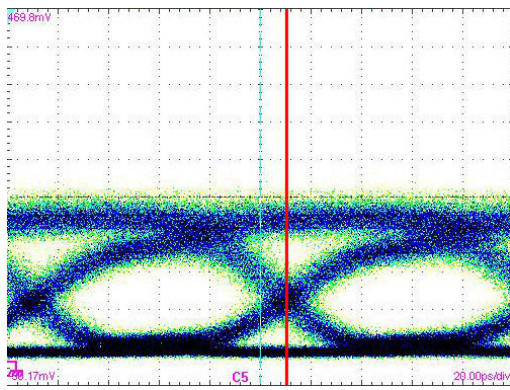
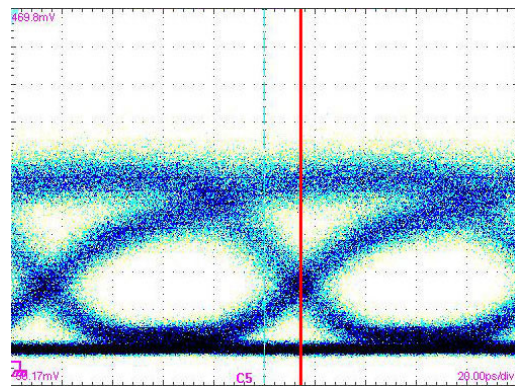
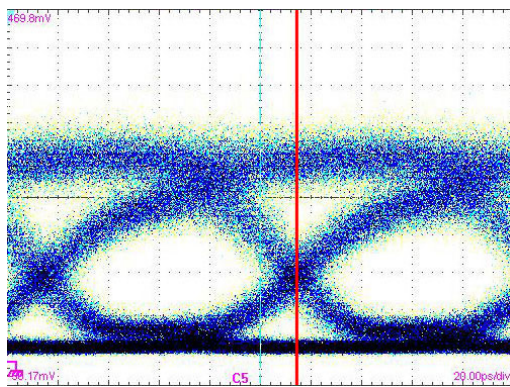
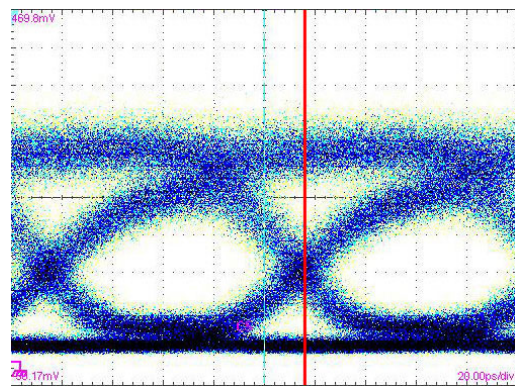
Figura 2.13: Andamenti del ritardo temporale in funzione della potenza di pompa. Potenza di segnale (a) 2.5 mW, (b) 4 mW.

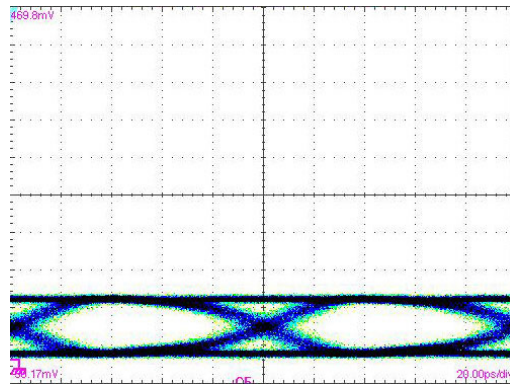
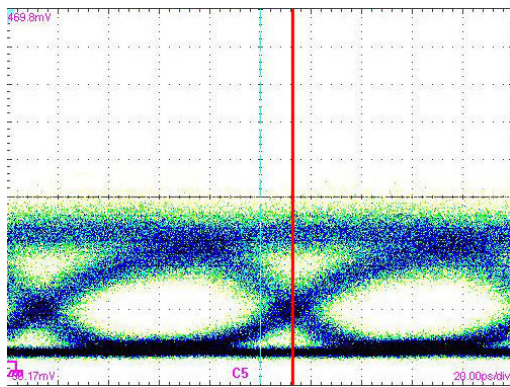
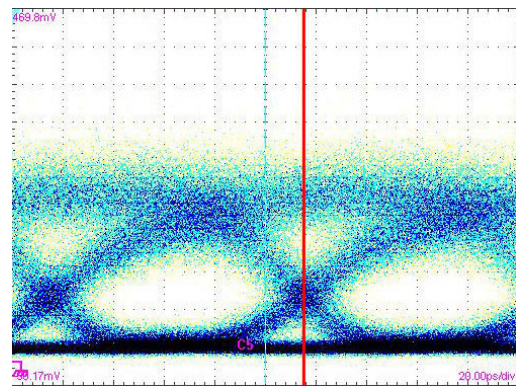
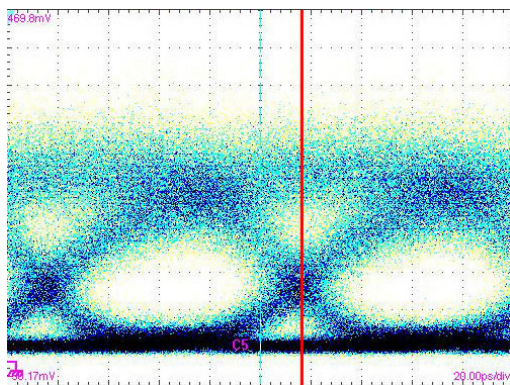
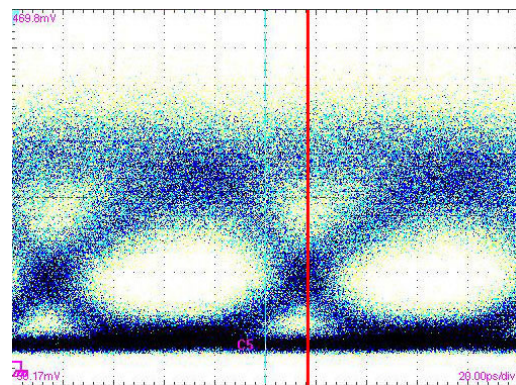
portamento è evidente. La differenza nel ritardo temporale tra $P_{pompa} = 0.75$ mW e $P_{pompa} = 1$ W è infatti ridotta, spesso assente, segno che la saturazione dell'amplificazione Brillouin viene raggiunta ben prima della potenza massima sperimentata. La dipendenza lineare tra guadagno Brillouin e ritardo temporale è verificata anche variando la potenza di segnale. Dati i valori delle potenze di segnale esplorate, non si può più considerare l'amplificazione in regime di piccolo segnale e il guadagno, a pari potenze di pompa, risulta inferiore al caso di potenza segnale basso. Per questo motivo, appare evidente che aumentare la potenza di segnale nel mezzo attivo, è svantaggioso poiché il ritardo indotto nell'impulso diminuisce.

In Figura 2.18 sono riportati i valori di ritardo ottenuti in corrispondenza dei relativi guadagni per potenze di segnale di 2.5 mW (tondi e croci nel grafico) e 4 mW (croci e stelle). Come si vede è chiara la proporzionalità (1.93 ms/dB) dei valori ottenuti anche per fibre di lunghezza diversa.

(a) $P_{pompa} = 0$ W(b) $P_{pompa} = 250$ mW(c) $P_{pompa} = 500$ mW(d) $P_{pompa} = 750$ mW(e) $P_{pompa} = 1$ WFigura 2.14: *Fibra DS*, $L = 9.9$ km. $P_{segnale} = 2.5$ mW.

(a) $P_{pompa} = 0$ W(b) $P_{pompa} = 250$ mW(c) $P_{pompa} = 500$ mW(d) $P_{pompa} = 750$ mW(e) $P_{pompa} = 1$ WFigura 2.15: *Fibra DS*, $L = 18.7$ km. $P_{segnale} = 2.5$ mW.

(a) $P_{pompa} = 0$ W(b) $P_{pompa} = 250$ mW(c) $P_{pompa} = 500$ mW(d) $P_{pompa} = 750$ mW(e) $P_{pompa} = 1$ WFigura 2.16: *Fibra DS*, $L = 9.9$ km. $P_{segnale} = 4$ mW.

(a) $P_{pompa} = 0$ W(b) $P_{pompa} = 250$ mW(c) $P_{pompa} = 500$ mW(d) $P_{pompa} = 750$ mW(e) $P_{pompa} = 1$ WFigura 2.17: *Fibra DS*, $L = 18.7$ km. $P_{segnale} = 4$ mW.

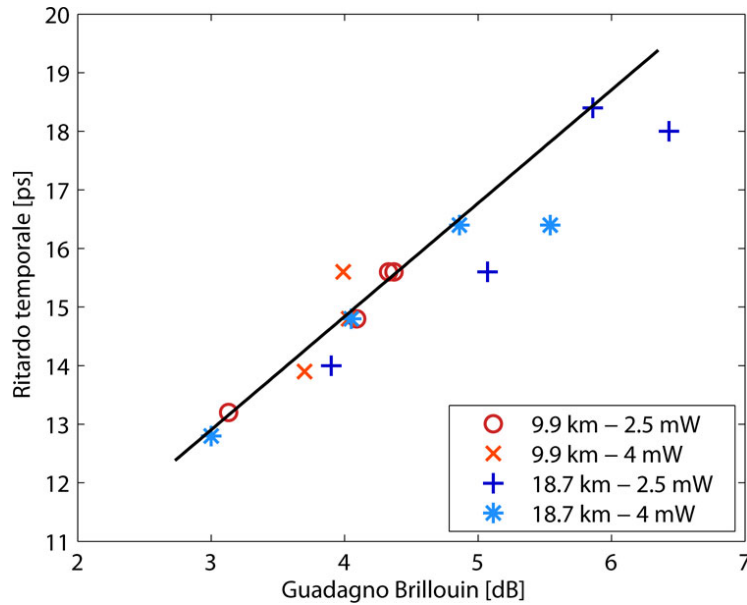


Figura 2.18: Ritardi temporali in funzione dei guadagni Brillouin. In nero è riportata la linea interpolante i dati. I punti con sfumature di rosso fanno riferimento alla fibra DS di lunghezza 9.9 km, quelli con sfumature di blu alla fibra DS da 18.7 km.

2.5 Commenti finali

Abbiamo quindi mostrato che è possibile ottenere il ritardo di un segnale a 10 Gbit/s sfruttando l'amplificazione Brillouin con luce ASE filtrata e regolabile semplicemente variando la potenza del fascio di pompa con una fibra standard senza dover ricorrere a speciali fibre HNLF.

L'impiego di fibre standard invece che altamente non lineari ha comportato una perdita di efficienza dell'amplificazione e, di conseguenza, del ritardo temporale indotto. Questo ha comportato la necessità di un fascio di pompa con potenze maggiori a quanto presentato nella sezione 2.3.1 e rappresenta il principale svantaggio introdotto dal set-up sperimentale qui utilizzato. Va osservato che i valori misurati sono inferiori a quelli riportati in letteratura in corrispondenza di analoghi guadagni utilizzando pompe coerenti: in [20] con circa 7 dB di guadagno on-off si ottenevano 40 ps di ritardo con una potenza di segnale di 5 dBm. Le ragioni di questa discrepanza saranno oggetto di ulteriori analisi sperimentali.

I risultati ottenuti possano essere comunque considerati interessanti. Infatti sono diverse le applicazioni dove il ritardo ottico richiesto è inferiore alla durata del singolo bit e che quindi potrebbe essere ottenuto attraverso l'amplificazione Brillouin incoerente fin qui descritta, che ha permesso di ottenere ritardi nell'ordine di 15 ps

a fronte di impulsi della durata di 100 ps (modulazione a 10 Gbit/s).

Per scopi applicativi, infine, è di particolare rilevanza che il segnale elaborato presenti un Bit Error Rate accettabile per applicazioni alle telecomunicazioni, anche nel caso di valori di pompa elevati, come mostrano i dati sperimentali del Capitolo 1 (paragrafo 1.6.2).

Capitolo 3

Filtro di fase

3.1 Interesse della modulazione di fase

Benché i sistemi di comunicazione ottica tradizionalmente installati operino tipicamente con segnali on-off-keying (OOK), sia con profilo di intensità non-return-to-zero (NRZ) che return-to-zero (RZ), in cui l'informazione è codificata attraverso la modulazione dell'ampiezza del segnale, negli ultimi dieci anni si è assistito alla riproposta di formati di modulazione basati anche sulla modulazione di fase, grazie alla riduzione dei costi degli apparati per la rivelazione di questi formati e all'individuazione di applicazioni specifiche in cui questi risultino vantaggiosi. Sono stati proposti, ad esempio, formati di modulazione che, per esempio, sfruttano la modulazione di ampiezza per la codifica dell'informazione e quella di fase per migliorare la robustezza del segnale alla dispersione cromatica, non linearità o deformazioni dovute al filtraggio ottico [29, 30].

Il formato phase-shift-keying (PSK) codifica l'informazione nella fase del segnale: in caso di rivelazione diretta il formato usato è detto differential binary PSK (DBPSK o, più semplicemente, DPSK): l'informazione è codificata nella variazione binaria della fase ottica tra due bit adiacenti. Il bit 1 è indicato da una variazione della fase pari a π , il bit 0 invece da una variazione nulla. Come per l'OOK, un segnale DPSK può essere NRZ (per l'intera durata del bit è presente potenza ottica) o RZ (il segnale è impulsato).

L'interesse verso questi formati è motivato da alcuni vantaggi presentati dalla modulazione di fase che consentono un incremento della distanza massima percorribile, potenze di trasmissione più elevate ed efficienza spettrale maggiore.

Rispetto all'OOK, utilizzando il formato DPSK e una rivelazione bilanciata è possibile raggiungere pari valori di BER con un rapporto segnale rumore ottico

(OSNR) inferiore di circa 3 dB [31, 32]. È possibile darne una spiegazione intuitiva confrontando le due costellazioni dei simboli del segnale in Figura 3.1. A pari potenza ottica media, la distanza fra simboli (espressa in termini di campo ottico E) nel caso DPSK è aumentata di un fattore $\sqrt{2}$; di conseguenza per ottenere la stessa distanza fra simboli è sufficiente la metà della potenza media richiesta per l'OOK e si giustificano i ~ 3 dB in meno di cui si è parlato. Facendo un esempio numerico, per ottenere un BER pari a 10^{-9} con un segnale modulato a 10 Gbit/s, il limite quantico di un ricevitore è pari a 60 fotoni per bit nel caso RZ-OOK; utilizzando un segnale RZ-DPSK e una rivelazione bilanciata, questo numero scende a 30 fotoni per bit [33].

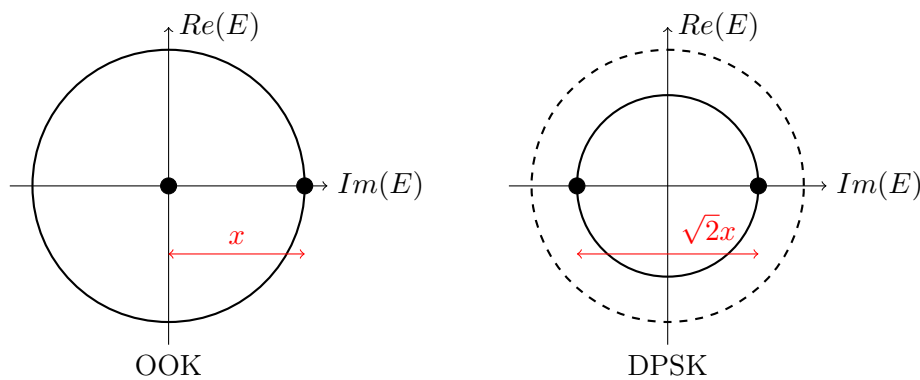


Figura 3.1: Costellazioni di segnali binari on-off keying (sinistra) e DPSK (destra).

Il formato DPSK offre una maggiore tolleranza all'interferenza intersimbolica rispetto al formato OOK e questo comporta una minore sensibilità a filtraggi ottici a banda stretta [31]: un impulso di un segnale DPSK che viene filtrato otticamente subisce una minore distorsione della forma dell'impulso stesso.

Infine il formato DPSK, specialmente se associato ad un profilo di tipo RZ, è meno sensibile ad effetti di tipo non lineare. La potenza ottica è infatti distribuita regolarmente sia su bit 1 che 0 (ha un inviluppo quasi costante) e si riducono gli effetti non lineari dipendenti dalla sequenza di bit, quali self-phase modulation (SPM, effetto a singolo canale) e la cross-phase modulation (XPM, effetto a più canali): a causa della variazione di intensità, entrambi questi effetti generano un allargamento dello spettro di segnale che, combinato con la dispersione cromatica, allarga temporalmente l'impulso e quindi introducono una penalità in trasmissione. Non essendoci nel formato DPSK transizioni rapide della potenza ottica, la dispersione cromatica risulta meno penalizzante rispetto al formato OOK [31]. Inoltre a pari potenza ottica media, la potenza di picco è 3 dB inferiore, riducendo la possibilità

di raggiungere la potenza di soglia necessaria ad innescare alcuni effetti non lineari.

Inoltre la modulazione di fase si presta al multilivello, ovvero alla possibilità di trasmettere più simboli nello stesso intervallo temporale, aumentando di fatto la capacità trasmessa senza far crescere significativamente le perdite legate al tempo di simbolo, come la dispersione cromatica. Il formato DPSK può presentare vantaggi anche nel caso di applicazioni nelle quali sia determinante il costo come, come la rete di accesso alle reti metropolitane [34]. La prossima generazione delle reti di accesso (Next generation access networks, NGAN) probabilmente trarrà grandi vantaggi dalle potenzialità del wavelength division multiplexing (WDM) in reti ottiche passive. Il successo di questo approccio è fortemente condizionato dal fattore costo e dalla possibilità di sfruttare al massimo la banda ottica messa a disposizione. A questo scopo sono state proposte soluzioni nelle quali i canali di upstream e i canali di downstream occupano la stessa banda ottica. I risultati più interessanti sono stati ottenuti impiegando il formato DPSK per il downstream e utilizzando parte di questo segnale per sintonizzare l'optical network unit, ONU che ritrasmette alla stessa lunghezza d'onda, modulando in intensità. La modulazione di fase rappresenta una possibile soluzione per mitigare problematiche legate al backscattering Rayleigh e Brillouin. Grazie ad una distribuzione spettrale più favorevole rispetto al formato OOK [35] e ad una potenza di soglia Brillouin più alta [36], permette dunque potenze ottiche di lancio più elevate e, conseguentemente, un incremento del power budget. In queste applicazioni il ricevitore DPSK deve essere a basso costo e quindi la rivelazione bilanciata è, di solito, esclusa.

3.2 Tecniche per rivelazione di un segnale di fase

Il formato DPSK richiede anche sistemi di demodulazione a rivelazione diretta generalmente più complessi, e quindi più costosi, di tipo interferometrico.

Il tipico ricevitore bilanciato per segnali DSPK è composto da un interferometro Mach-Zehnder (MZDI), che introduce un ritardo differenziale fra i due rami dell'interferometro pari alla durata del singolo bit [37]. Questo ritardo è introdotto attraverso differenti lunghezze dei cammini ottici nei rami. In Figura 3.2 è illustrato lo schema di un tipico ricevitore per segnali DPSK basato su MZDI. L'interferometro è necessario in una rivelazione diretta poiché i fotorivelatori convertono la potenza ottica in un segnale elettrico e sono insensibili alla fase ottica del fascio incidente. Attraverso il MZDI, due bit adiacenti interferiscono costruttivamente (o distruttivamente) causando la presenza (o l'assenza) di potenza all'uscita dell'interferometro

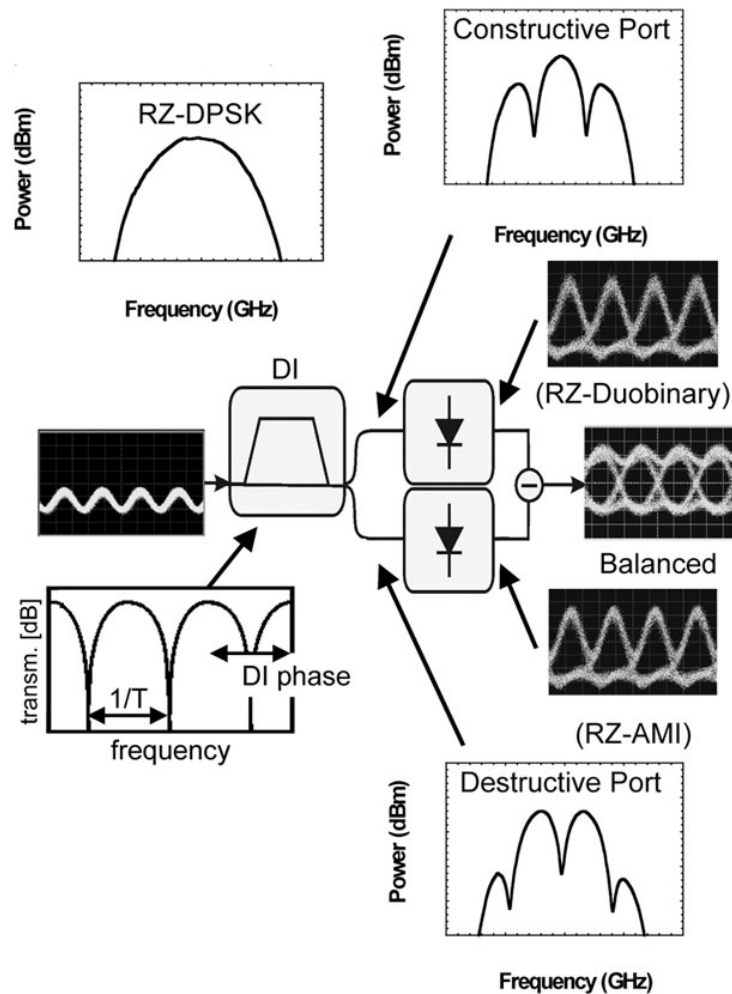


Figura 3.2: Schema sperimentale per ricezione bilanciata di un segnale DPSK basata su interferometro di Mach-Zehnder.

stesso, producendo quindi una modulazione di intensità. In un segnale DPSK quindi il bit precedente agisce come riferimento di fase per demodulare il bit immediatamente successivo. Come indicato in Figura 3.2, le uscite dell'interferometro sono due e sono illustrati i rispettivi diagrammi ad occhio: la 'destructive port' e la 'constructive port', le cui uscite corrispondono all'interferenza distruttiva (assenza di variazione della fase tra i due bit) e a quella costruttiva (presenza di variazione di fase). Come conseguenza della conservazione di energia, entrambe le uscite rappresentano lo stesso flusso di dati ma logicamente invertiti. Per una misura completa è quindi sufficiente utilizzare un singolo fotodiodo su una delle due uscite (single-ended detection). Tuttavia, per ottenere un incremento di sensibilità, è necessario un ricevitore bilanciato: è composto da due fotodiodi i cui campi devono percorrere tratti di identica lunghezza prima di essere sottratti, attraverso ritardatori ottici

regolabili, soluzioni integrate o elaborazione digitale dei due output. Le difficoltà tecniche per realizzare un interferometro a ritardo stabile sono state superate e sono state implementate soluzioni sia in fibra ottica che su guide planari. Con elementi termici su uno dei bracci dell'interferometro può essere regolato finemente il ritardo differenziale in modo da coincidere con la frequenza centrale del segnale e ottenere una buona qualità dell'interferenza.

Gli interferometri MZDI in ottica bulk sono più costosi e precisi e sono in genere utilizzati per applicazioni ad alta velocità e su lunghe tratte, dove è meno determinante contenere i costi. Soluzioni ad ottica integrata permettono una riduzione dei costi ma richiedono anche sistemi di stabilizzazione attiva che non sono compatibili con i requisiti di riduzione dei costi.

È stato dimostrato che la demodulazione di fase può anche essere correttamente ottenuta filtrando il segnale con dei fibre Bragg grating (FBG) [38, 39] ed effettuando una rivelazione diretta. La funzione di trasferimento di un filtro gaussiano

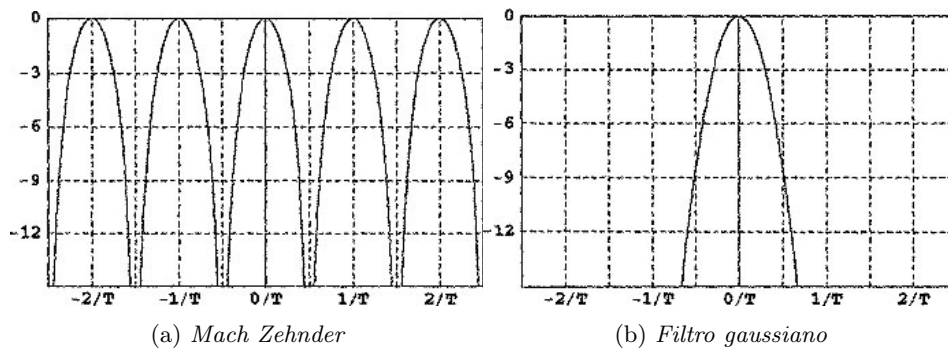


Figura 3.3: (a) Funzione di trasferimento di un filtro Mach Zehnder ritardato di 100 ps per la ricezione di un segnale a 10 Gbit/s e (b) di un filtro gaussiano [39].

(Figura 3.3b) rappresenta infatti una buona approssimazione del primo arco cosinusoidale della funzione di un interferometro Mach Zehnder ideale con un ritardo pari ad un bit (Figura 3.3a). I risultati ottenuti su un segnale di tipo NRZ-DPSK con un filtro con banda di 5 GHz, la cui funzione di trasferimento è presentata in Figura 3.4a confrontata con lo spettro DPSK, sono riportati in Figura 3.4. Questa soluzione permette di contenere i costi di realizzazione. Un demodulatore basato su filtro discriminante presenta un ulteriore vantaggio: la possibilità di integrare in un singolo elemento (il filtro stesso) la soppressione del rumore ASE, il demultiplexing di segnali WDM e infine il demodulatore DPSK.

La demodulazione del segnale NRZ-DPSK è effettuata dal filtro ottico passa banda (Optical BPF, come indicato in figura), la cui larghezza a metà altezza è

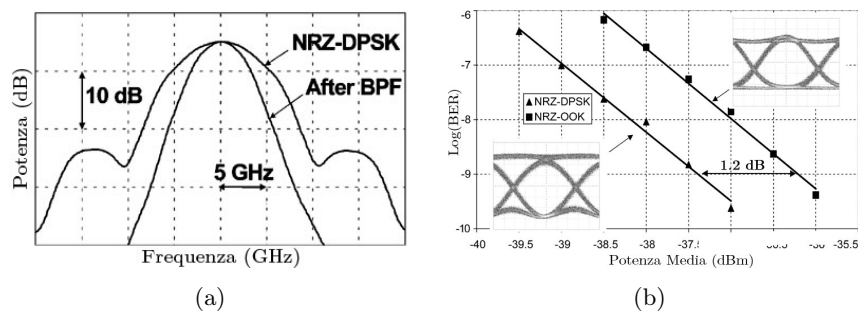


Figura 3.4: (a) spettri di frequenza di segnale DPSK prima e dopo il filtraggio. (b) misure di BER per segnale DPSK (triangoli) e OOK (quadrati) [38].

pari a 6.2 GHz. Il ricevitore è un fotorivelatore p-i-n con una banda elettrica di 9 GHz. In Figura 3.4a il confronto fra i due spettri del segnale DPSK prima e dopo lo stadio di filtraggio evidenzia l'attenuazione dei due lobi laterali, dovuti al rumore ASE. Per un segnale di tipo OOK non sarebbe possibile effettuare un filtraggio altrettanto stretto senza ottenere forti penalità dovute a interferenze intersimboliche. Per questo motivo, in un confronto diretto delle curve di BER dei due formati di modulazione (Figura 3.4b), la curva relativa al segnale NRZ-DPSK a 10 Gbit/s ha un miglioramento della sensibilità di 1.2 dB rispetto all'OOK.

In letteratura sono stati proposti dei metodi per impiegare il filtraggio Brillouin per l'elaborazione di segnali modulati in fase [40, 20]. Attraverso un filtro Brillouin stretto di 0.8 GHz, ad esempio, è stata ottenuta l'amplificazione selettiva di una componente spettrale di un segnale modulato in fase. Attraverso la rottura della simmetria delle componenti spettrali del segnale di fase si ottiene una conversione dalla modulazione di fase a quella di ampiezza che permette la demodulazione di fase, come illustrato dalla Figura 3.5.

Attraverso tecniche di allargamento della pompa Brillouin sono stati ottenuti filtri più ampi, fino a 7 GHz, che sono stati impiegati per filtrare e quindi demodulare un segnale DPSK fino a 10 Gbit/s. La pompa impiegata in questi esperimenti [20] era ottenuta da un diodo laser DFB e quindi da una sorgente coerente.

Gli esperimenti qui di seguito presentati si sono invece avvalsi di una sorgente incoerente opportunamente sagomata per ottenere una demodulazione di fase. È stata in questo modo completata l'esplorazione della capacità di elaborazione del segnale con l'effetto Brillouin ottenuto con una sorgente incoerente.

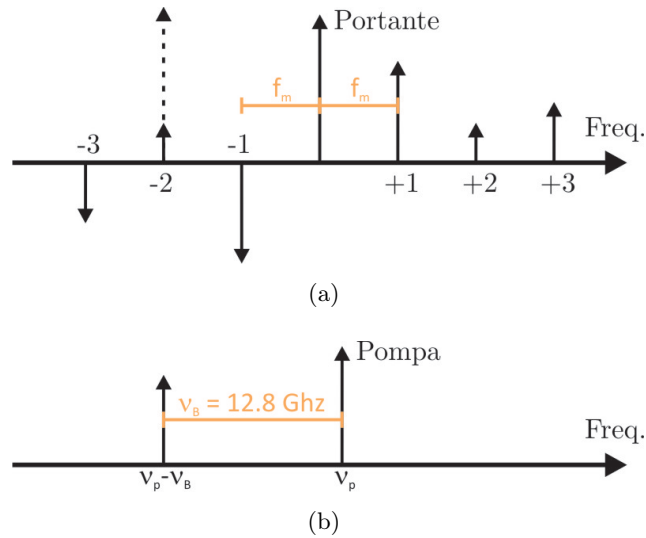


Figura 3.5: (a) diagramma spettrale di un segnale modulato in fase, (b) diagramma spettrale che mostra la relazione fra la frequenza di pompa e la frequenza di amplificazione Brillouin [40]

3.3 Setup sperimentale

Il setup sperimentale utilizzato è illustrato in Figura 3.6. La sorgente di pompa ASE ad alta potenza è stata ottenuta con un pre-filtraggio ad ampia banda e successiva amplificazione dall'uscita ASE di un erbio doped fiber amplifier (EDFA). La pompa è stata quindi filtrata con un fiber Bragg grating (FBG), la cui funzione di trasferimento è adatta ad emulare il lobo principale di un interferometro MZDI.

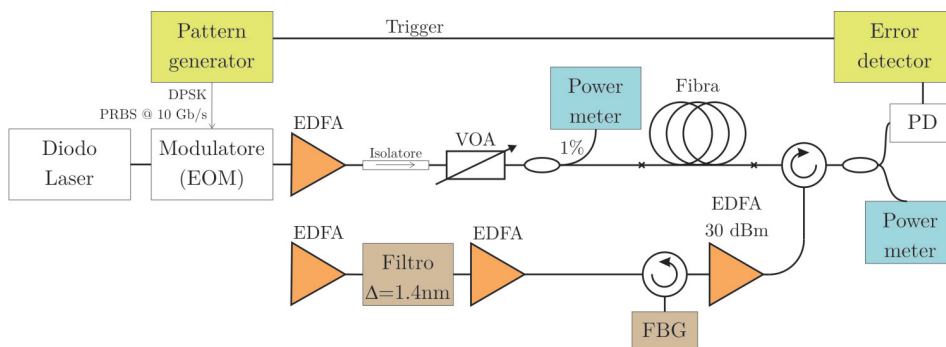


Figura 3.6: Setup sperimentale per misure di BER di un segnale DPSK convertito mediante amplificazione Brillouin.

Come visto nei capitoli precedenti, il filtro FBG ha una risposta spettrale di tipo gaussiano e una larghezza di banda a -3 dB pari a 6.7 GHz. La larghezza di

banda scelta permette, teoricamente, la demodulazione di segnali DPSK a 10 Gbit/s ottenendo un'alta tolleranza alla dispersione cromatica [19]. Infine, prima di essere lanciato nel mezzo attivo attraverso un circolatore, il fascio di pompa è riamplicato da un EDFA in grado di raggiungere la potenza massima di 1 W in uscita.

Il fascio di segnale è generato da un distributed feedback laser (DFB), modulato esternamente a 10 Gbit/s da un modulatore di fase in niobato di Litio con un pattern PRBS $2^{31} - 1$. Il segnale modulato contropropaga nel mezzo attivo rispetto al fascio di pompa e viene amplificato Brillouin con una banda 6.7 GHz. La funzione praticamente ottenuta è quella di un filtraggio stretto che corrisponde alla demodulazione. Il segnale così demodulato è rivelato da un fotodiodo con banda elettrica pari a 13 GHz.

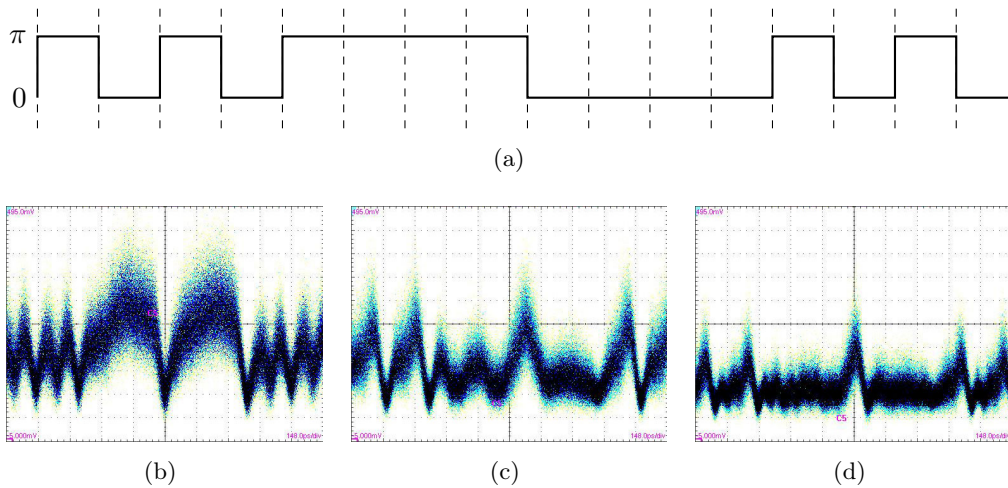


Figura 3.7: Immagini della conversione di un segnale originariamente modulato in fase con pattern illustrato in (a) e differenti valori di lunghezza d'onda. Fibra DS di $L = 18.7$ km e potenza di pompa $P = 1$ watt.

È stato necessario regolare la lunghezza d'onda del segnale in modo da ottimizzare la conversione della modulazione di fase in ampiezza attraverso il corretto allineamento spettrale tra segnale e pompa. In Figura 3.7 sono mostrati gli andamenti del segnale demodulando in tre diversi punti di lavoro del filtro Brillouin esplorati modificando la lunghezza d'onda del segnale, confrontati con il pattern trasmesso in fase (Figura 3.7a). Il filtro legge le transizioni di fase in logica positiva (Figura 3.7b) o in logica negativa (Figura 3.7d). La Figura 3.7c mostra un punto di lavoro intermedio in cui la demodulazione di fase non è corretta.

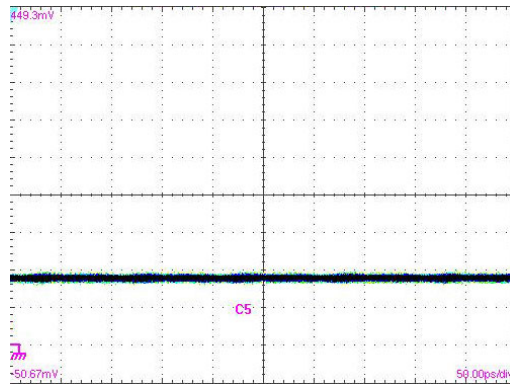
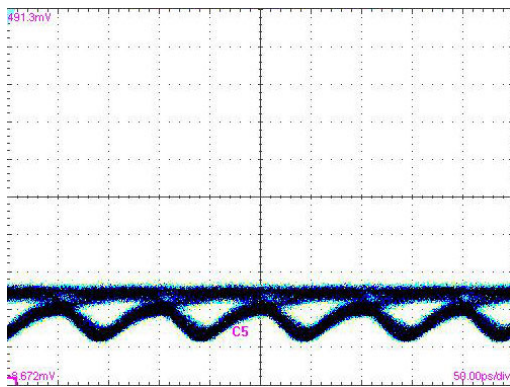
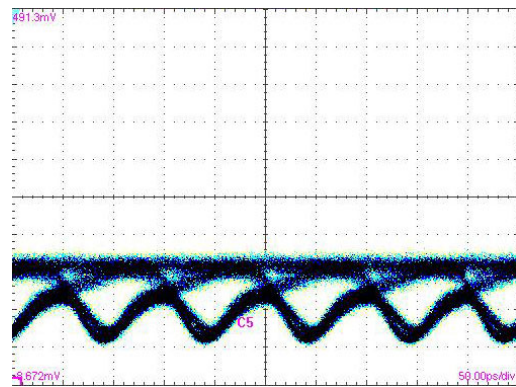
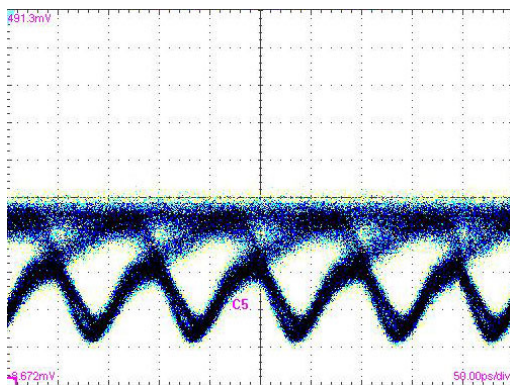
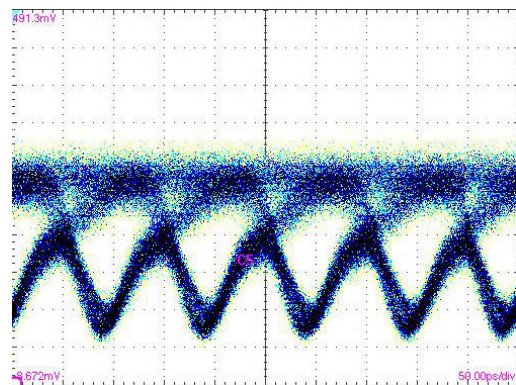
3.4 Risultati sperimentali e commenti

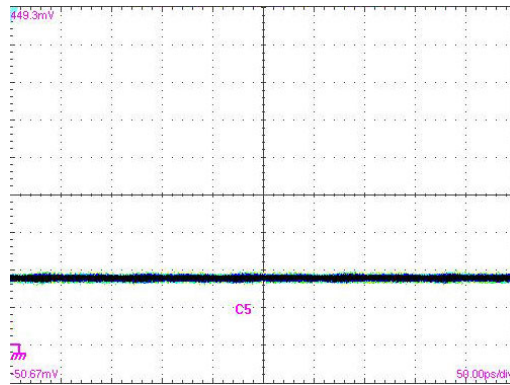
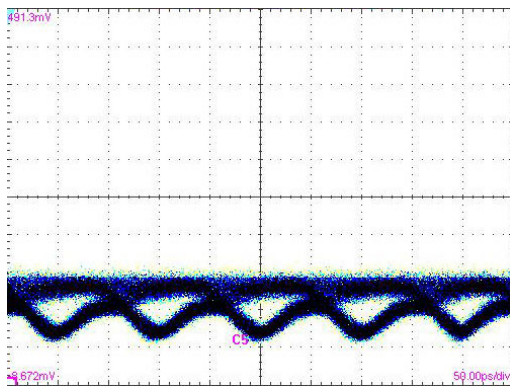
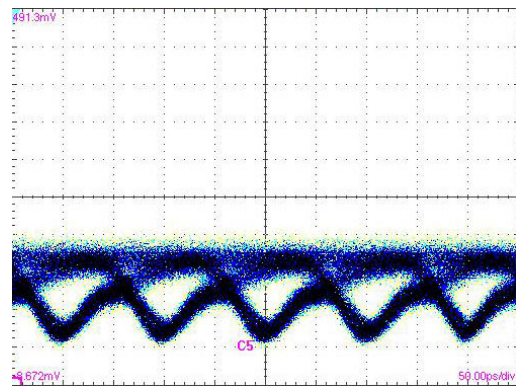
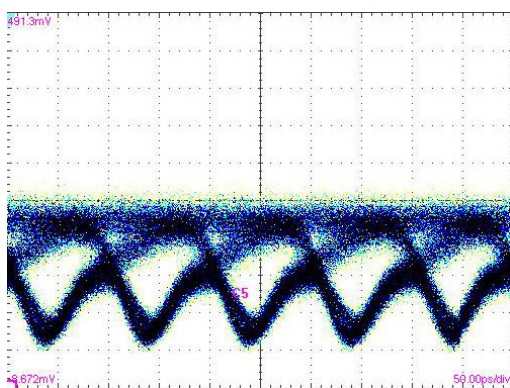
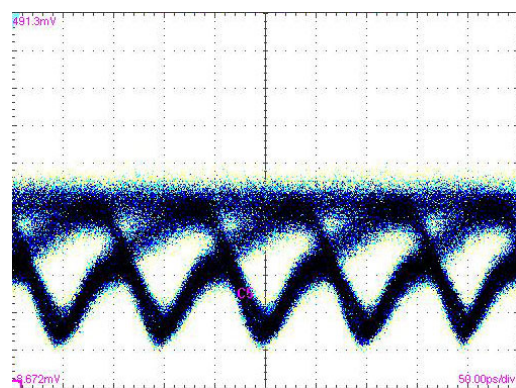
Per valutare le prestazioni della conversione dalla modulazione di fase a quella di ampiezza sono state testate differenti tipologie e lunghezze di fibra ottica come mezzo attivo dell'amplificazione Brillouin. In particolare, di seguito verranno esposti i risultati sperimentali ottenuti utilizzando fibre dispersion shifted (DS, con lunghezze 8.8 km, 9.9 km e 18.7 km) e FreeLight (FL, con lunghezze 4.5 km, 8 km, 12.7 km e 25.48 km). Per ognuna delle fibre prese in considerazione, la demodulazione è stato studiato per quattro differenti valori di potenza del fascio di pompa (150 mW, 250 mW, 500 mW e 1 W).

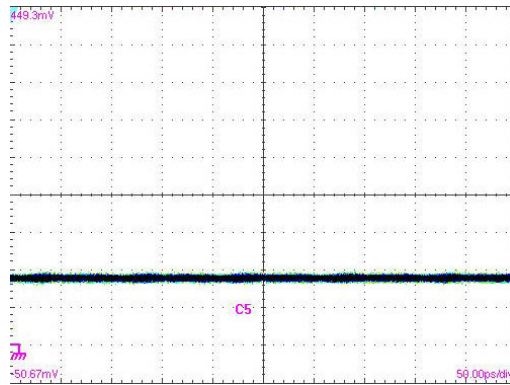
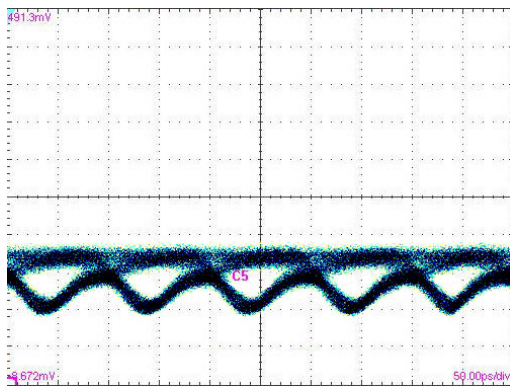
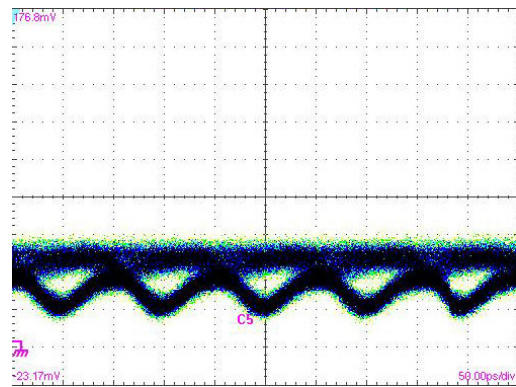
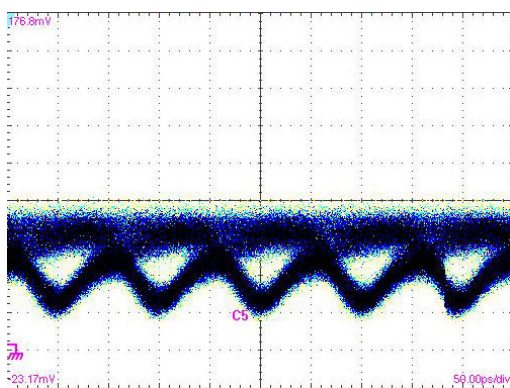
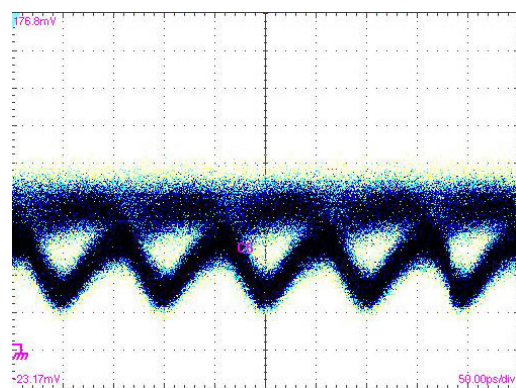
In Figura 3.8 sono riportati i diagrammi ad occhio misurati con un oscilloscopio campionatore per la fibra DS di lunghezza 8.8 km, nei casi di assenza di pompa (a), quindi in assenza di conversione, e con potenze di pompa pari a 250 mW (c), 500 mW (d) e 1 W (e). Si nota come la presenza del fascio di pompa Brillouin permetta la conversione dal formato di fase ad ampiezza costante ad un formato modulato in ampiezza e come la demodulazione migliora, in termini di apertura del diagramma ad occhio, per valori di potenza di pompa crescenti. Analoghi risultati sono stati ottenuti per la fibra da 9.9 km e sono riportati in Figura 3.8.

Sono state analizzate tratte di fibra più lunghe ottenute unendo le già citate fibre di lunghezza 8.8 km e 9.9 km, per una lunghezza totale pari a 18.7 km. In Figura 3.10 sono riportati i diagrammi ad occhi corrispondenti a questo caso: si nota come per potenza di pompa pari ad 1 W non sia evidenziabile un miglioramento delle prestazioni rispetto all'analogo caso con le due fibre di minore lunghezza, ma anzi l'occhio risulta maggiormente affetto da rumore e più chiuso. Come sarà infatti confermato dalle misure del Bit Error Rate (BER) che verranno riportate di seguito, lunghezze di fibra superiori ai 10 km non comportano un miglioramento delle prestazioni di conversione.

In Figura 3.11 sono riportate le curve di BER relative a fibre di tipo DS. Le curve in Figura 3.11a si riferiscono alla fibra di lunghezza 8.8 km e mettono in luce come l'aumento della potenza di pompa porti, in generale, ad un miglioramento delle prestazioni. Tuttavia, oltre un certo valore (500 mW) non si ha più alcun beneficio; inoltre, in questo caso, sono presenti anche dei floor delle curve corrispondenti a potenze 750 mW e 1 W, che portano ad un peggioramento delle prestazioni del segnale convertito rispetto a quelle ottenute per potenze inferiori. Analogamente in Figura 3.11b, che fa riferimento alla fibra DS di lunghezza 9.9 km, le curve di BER non migliorano ulteriormente per potenze superiori a 500 mW. Le curve di BER per la fibra DS di lunghezza 18.7 km (Figura 3.11c) mostrano invece come un raddoppio

(a) $P_{pompa} = 0 \text{ W}$ (b) $P_{pompa} = 150 \text{ mW}$ (c) $P_{pompa} = 250 \text{ mW}$ (d) $P_{pompa} = 500 \text{ mW}$ (e) $P_{pompa} = 1 \text{ W}$ Figura 3.8: *Fibra DS*, $L = 8.8 \text{ km}$.

(a) $P_{pompa} = 0 \text{ W}$ (b) $P_{pompa} = 150 \text{ mW}$ (c) $P_{pompa} = 250 \text{ mW}$ (d) $P_{pompa} = 500 \text{ mW}$ (e) $P_{pompa} = 1 \text{ W}$ Figura 3.9: *Fibra DS*, $L = 9.9 \text{ km}$.

(a) $P_{pompa} = 0 \text{ W}$ (b) $P_{pompa} = 150 \text{ mW}$ (c) $P_{pompa} = 250 \text{ mW}$ (d) $P_{pompa} = 500 \text{ mW}$ (e) $P_{pompa} = 1 \text{ W}$ Figura 3.10: *Fibra DS*, $L = 18.7 \text{ km}$.

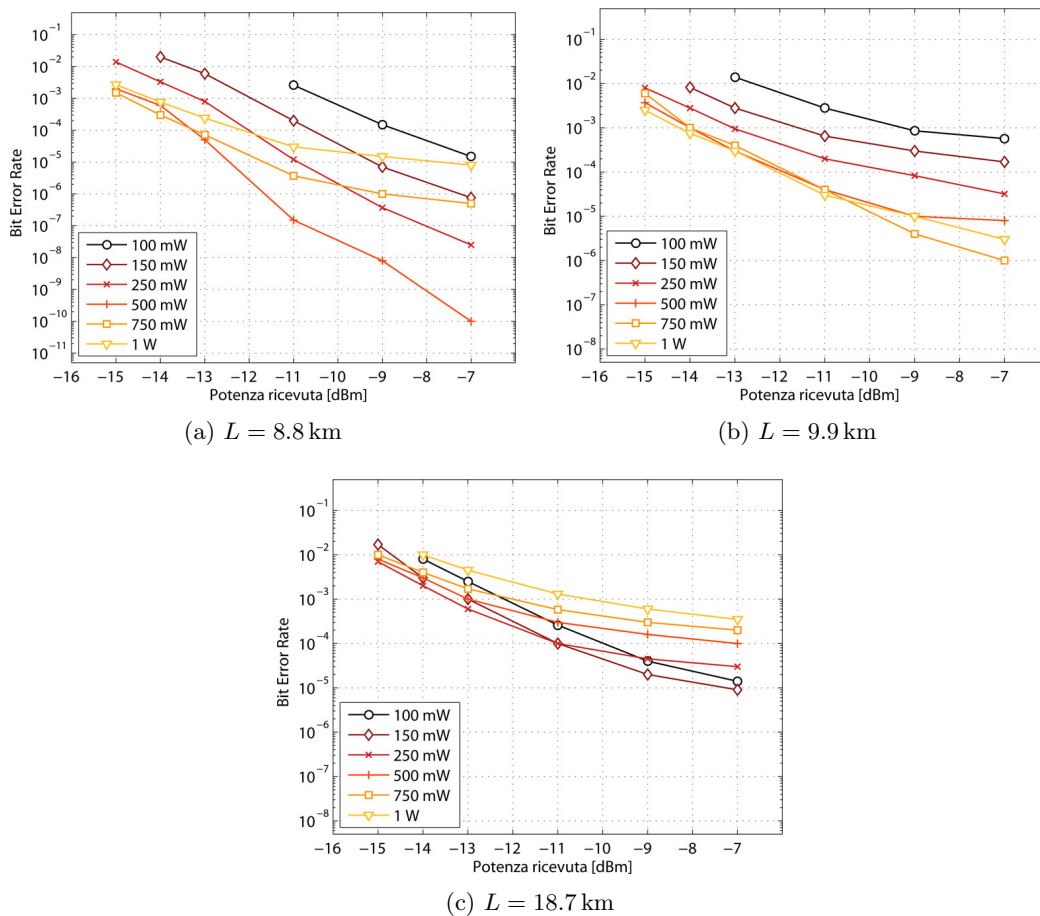


Figura 3.11: Curve di BER di fibre DS al variare della potenza di pompa.

della lunghezza del mezzo attivo Brillouin non corrisponde ad un miglioramento della prestazione della conversione, risultato già visibile qualitativamente nei rispettivi diagrammi ad occhi.

Per spiegare gli andamenti evidenziati in Figura 3.11 vanno presi in considerazione due aspetti. Da una parte è noto in letteratura [20] che la causa dominante di rumore nel caso di pompa allargata è il battimento coerente fra segnale e backscattering di Rayleigh (che hanno uguale lunghezza d'onda). Dall'altra, si deve considerare che il guadagno Brillouin cresce esponenzialmente in funzione della potenza di pompa: nel caso di pompe a spettro allargato, aumentando la potenza di pompa il guadagno alla frequenza centrale cresce più velocemente rispetto a quello delle frequenze laterali. L'effetto della dipendenza esponenziale è una diminuzione della larghezza della banda di guadagno Brillouin [20] al crescere della potenza di pompa. Un segnale modulato filtrato con banda eccessivamente stretta subisce delle distorsioni nella forma dell'impulso con un conseguente peggioramento delle prestazioni al

ricevitore [19]. Nelle nostre misure sperimentali tuttavia, come si vede dai diagrammi ad occhio nelle Figure da 3.8 a 3.10 nelle pagine 52–54, non è stata riscontrata una distorsione significativa all'aumentare della potenza di pompa; l'aumento del backscattering di Rayleigh all'aumentare della potenza di pompa va pertanto considerato il motivo principale per cui oltre un certo valore di pompa (500 mW) le prestazioni non migliorano ma, anzi, le curve di BER peggiorano. Analogamente aumentando la lunghezza del mezzo attivo si ottiene un aumento dello scattering di Rayleigh e, allo stesso tempo, il segnale stesso è sottoposto ad una maggiore attenuazione (a causa dell'aumento della distanza percorsa) con un conseguente peggioramento complessivo del rapporto segnale rumore. A causa di questi due fattori, lunghezze di fibra eccessivamente elevate non contribuiscono a migliorare la demodulazione mediante amplificazione Brillouin di segnali modulati in fase.

Le misure effettuate evidenziano in generale l'esistenza di una condizione ottima sia in termini di potenza che di lunghezza della fibra, entrambi dipendenti dalla particolare fibra che si va a considerare con le proprie caratteristiche in termini di coefficiente di attenuazione e coefficiente non lineare e entità del backscattering di Rayleigh. Nonostante la presenza del rumore di backscattering di Rayleigh che, in analogia a quanto descritto in [20] può essere in parte filtrato con l'utilizzo al ricevitore di un ulteriore filtro FBG (non a disposizione per il nostro setup), i risultati esposti possono essere considerati di interesse in quanto è stato possibile ottenere BER pari a 10^{-6} per potenze al ricevitore di ~ -12 dBm (~ 0.06 mW) nel caso di fibra DS da 8.8 km di un segnale DPSK a 10 Gbit/s demodulato attraverso amplificazione Brillouin con luce incoerente ASE. Le misure ottenute confermano pertanto la possibilità di poter utilizzare luce ASE incoerente filtrata per realizzare una conversione fase-ampiezza a bit-rate attualmente in uso nelle applicazioni alle telecomunicazioni. La soluzione a luce ASE filtrata qui adottata, rispetto all'utilizzo di sorgenti laser coerenti opportunamente modulate per allargarne lo spettro, rappresenta una soluzione interessante per la sua semplicità di implementazione.

Le fibre ottiche sono tipicamente birifrangenti e la birifrangenza dà luogo ad una variazione casuale dello stato di polarizzazione della luce che si propaga in fibra. L'amplificazione Brillouin è fortemente dipendente dalla polarizzazione relativa fra luce di pompa e luce di segnale: se le due polarizzazioni sono ortogonali allora il fenomeno è minimo mentre viene massimizzato se le polarizzazioni di pompa e segnale sono parallele. L'effetto di un elevato valore di birifrangenza di una fibra ottica è quello di far variare rapidamente la polarizzazione relativa tra due segnali contro-propaganti (pompa e segnale) e, su distanze elevate, il risultato è una mediazione

del guadagno Brillouin. Il valore di birifrangenza delle fibre DS comuni è tale da dar luogo a questo effetto di scrambling della polarizzazione. Le fibre di tipo DS sono il caso tipico di fibre ad elevato indice di birifrangenza; le fibre di tipo FreeLight invece hanno, in genere, un valore di birifrangenza minore e quindi due fasci contropropaganti possono mantenere più a lungo l'allineamento tra le polarizzazioni parallele rispetto a quanto accade con le fibre DS, aumentando il guadagno Brillouin finale cui è sottoposto il segnale. Con fibre FreeLight, venendo a mancare l'effetto di 'media' della birifrangenza elevata, assume quindi particolare importanza l'allineamento iniziale della polarizzazione del fascio di pompa e di segnale. Per questo motivo delle laminette sono state aggiunte al set-up sperimentale di Figura 3.6, tramite le quali si sono potute regolare entrambe le polarizzazioni in ingresso alla fibra fino ad ottimizzare il guadagno Brillouin e quindi la conversione. Le prestazioni in termini di BER misurate hanno in effetti mostrato una forte dipendenza dall'allineamento relativo: le misure riportate qui di seguito si riferiscono alla condizione di allineamento ottimale.

In Figura 3.12 sono mostrate le curve di BER misurate per le quattro differenti fibre di tipo FreeLight al variare della potenza di pompa (150 mW, 250 mW, 500 mW e 1 W). In primo luogo ancora una volta è evidente il miglioramento delle prestazioni all'aumento della potenza di pompa, per tutte le lunghezze di fibra. Congruentemente, anche i diagrammi ad occhio, riportati nelle figure da 3.14 a 3.17 nelle pagine 61–64, mostrano una maggiore apertura per potenze di pompa maggiori. A differenza delle fibre DS, il diagramma ad occhio del segnale non convertito (dunque in assenza del fascio di pompa) non è costante ma presenta variazioni di ampiezza legate alla dispersione cromatica accumulata dal segnale che opera una conversione fase ampiezza. Nelle fibre DS (Dispersion Shifted) invece questo effetto non è visibile perché la dispersione è pressoché nulla alla lunghezza d'onda del segnale.

Nel passaggio dalla fibra da 4.5 km a quella di lunghezza 8 km le curve di BER, rispettivamente in Figura 3.12a e 3.12b, a parità di potenza di pompa migliorano indicando una demodulazione più efficace. A parità di potenza ottica al ricevitore (-10 dBm) e potenza di pompa (1 W) il BER passa da 10^{-6} per la fibra da 4.5 km a $5 \cdot 10^{-8}$ per la fibra da 8 km. Anche osservando i rispettivi diagrammi ad occhio (Figure 3.14e e 3.15e) si può concludere che la demodulazione è avvenuta con una maggiore efficienza data la maggiore apertura dell'occhio nel caso di fibra più lunga. Tuttavia l'occhio della fibra da 8 km risulta anche leggermente più distorto, a causa della dispersione cromatica che ha avuto un maggiore effetto data la lunghezza maggiore di propagazione del segnale.

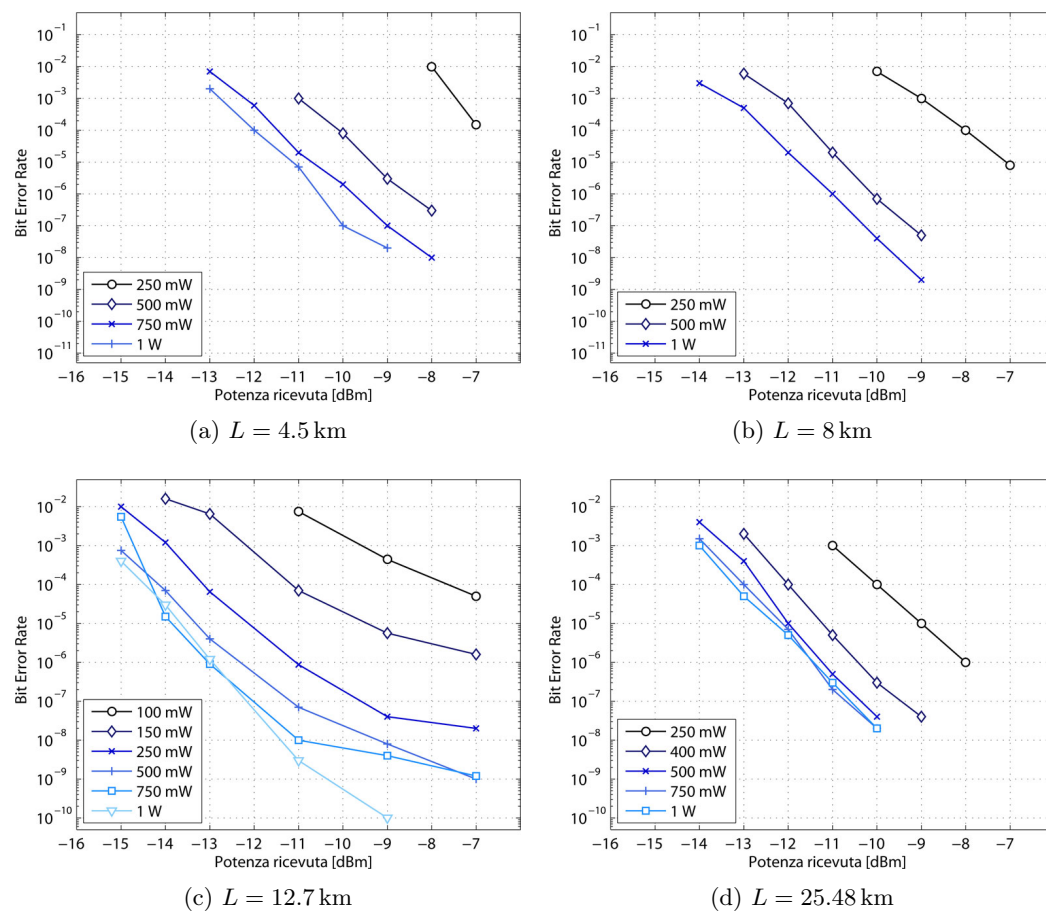


Figura 3.12: Curve di BER in funzione della potenza ricevuta per fibre FreeLight al variare della potenza di pompa.

In un confronto con le misure ottenute con le fibre DS, si nota che le fibre FreeLight non presentano effetti di floor, anche a potenze di pompa pari a 1 W poiché il contributo del rumore dello scattering Rayleigh è meno rilevante. L'effetto combinato di un minore contributo dello scattering Rayleigh e di un ottimale accoppiamento delle polarizzazioni di segnale e pompa, ha permesso di ottenere, in particolare con la fibra FreeLight di lunghezza 12.7 km, prestazioni di conversione migliori rispetto alle fibre DS, con valori di $BER = 10^{-9}$ per potenze al ricevitore ~ -11 dBm quando la potenza di pompa Brillouin era pari ad 1 W.

Analogamente a quanto visto per le fibre DS, l'utilizzo di fibre eccessivamente lunghe non porta a miglioramenti nelle prestazioni rispetto a fibre di lunghezze inferiori, come confermato dalle misure effettuate sulla fibra FreeLight di lunghezza 25.48 km. I diagrammi ad occhio di Figura 3.17 sono infatti più rumorosi rispetto ai casi precedenti e, dalle curve di BER di Figura 3.12d, si nota come aumentare

la potenza di pompa oltre i 500 mW sia controproducente a causa dello scattering Rayleigh che diventa significativo. Come per le fibre DS, esiste una condizione di ottimo relativa alla lunghezza del mezzo attivo per amplificazione Brillouin, oltre la quale non si hanno miglioramenti delle prestazioni di demodulazione di un segnale DPSK.

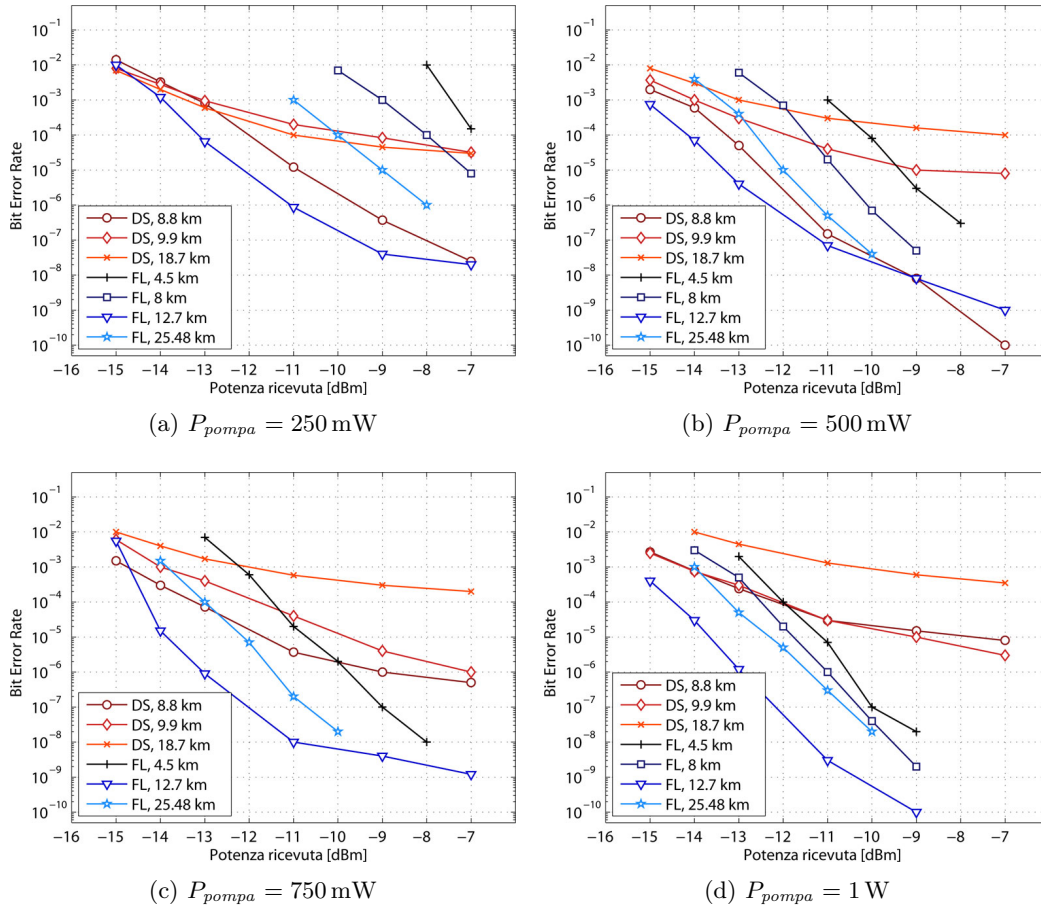


Figura 3.13: Confronto delle curve di BER a parità di potenza di pompa per le tipologie di fibre testate.

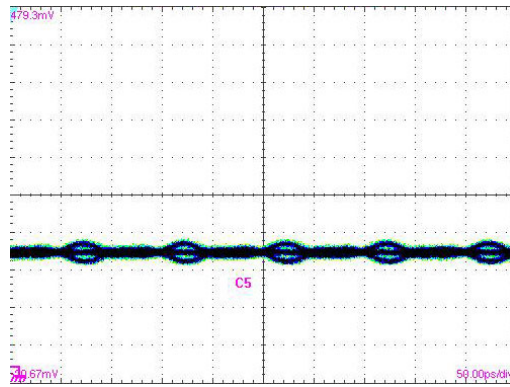
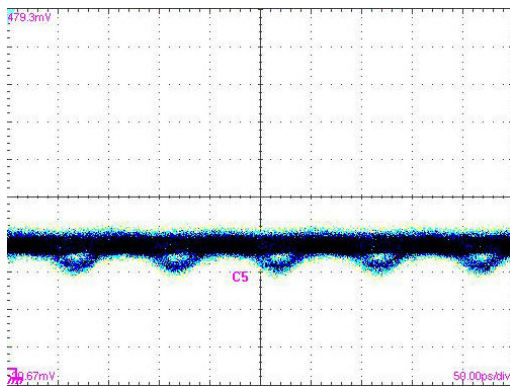
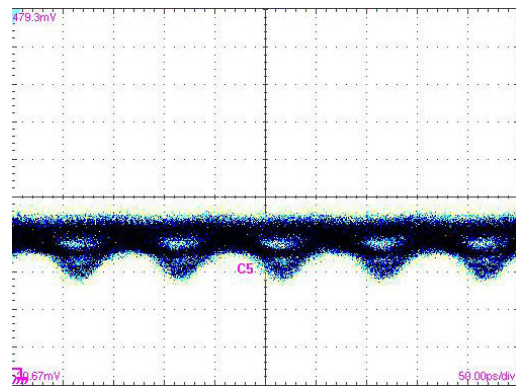
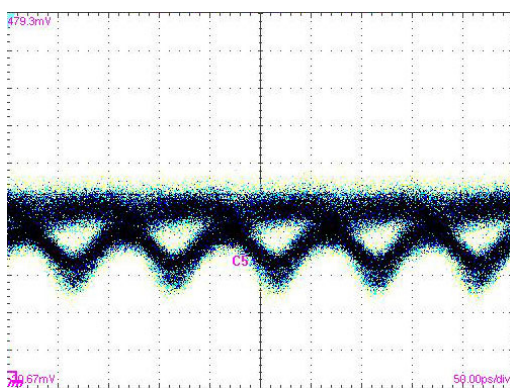
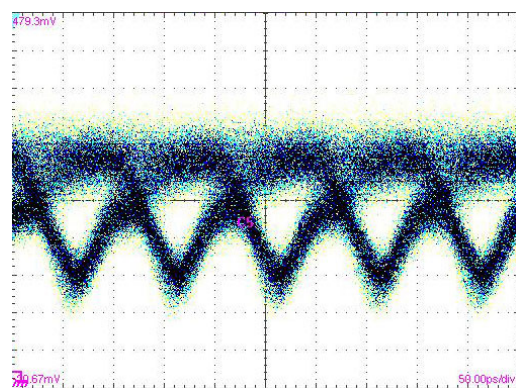
Per un miglior confronto, in Figura 3.13 sono riportate insieme le curve di BER ottenute per tutte le fibre DS e FreeLight prese in considerazione, mostrate a parità di potenza di pompa. Si può notare come le fibre FreeLight presentino prestazioni migliori, specie a potenze elevate, rispetto alle fibre DS per le quali le curve di BER tendono in generale a presentare un floor, non presente invece per le fibre FreeLight e legato principalmente ad un maggior contributo di rumore di backscattering Rayleigh. In particolare appare chiaramente come per tutte le potenze di pompa esaminate la fibra FreeLight da 12 km fornisca sempre la prestazione di demodulazione

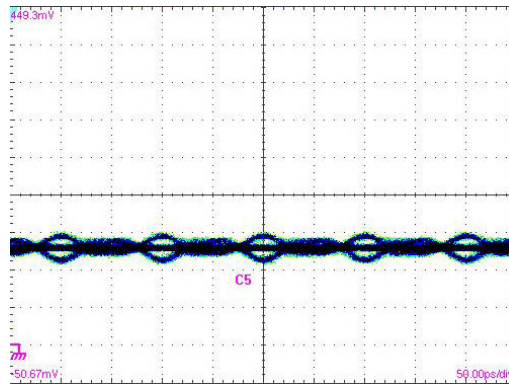
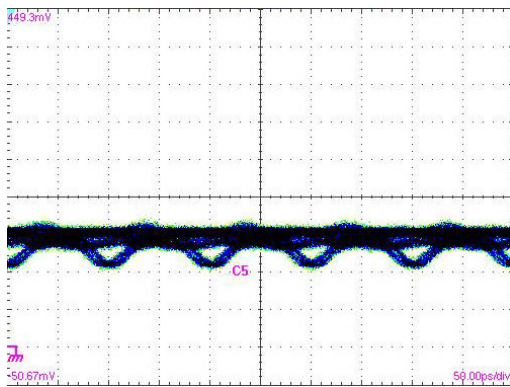
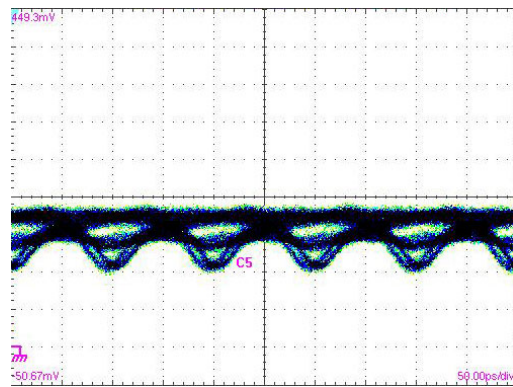
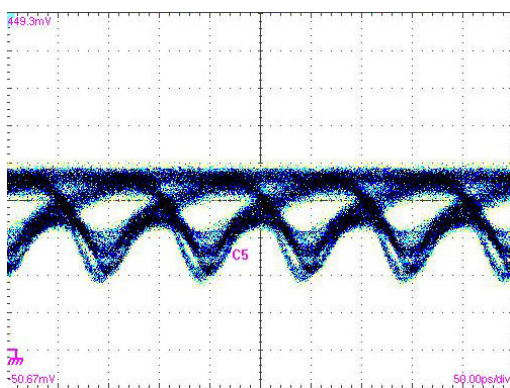
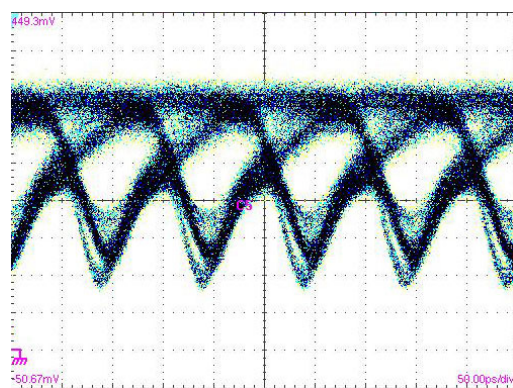
migliore, ovvero a minor BER.

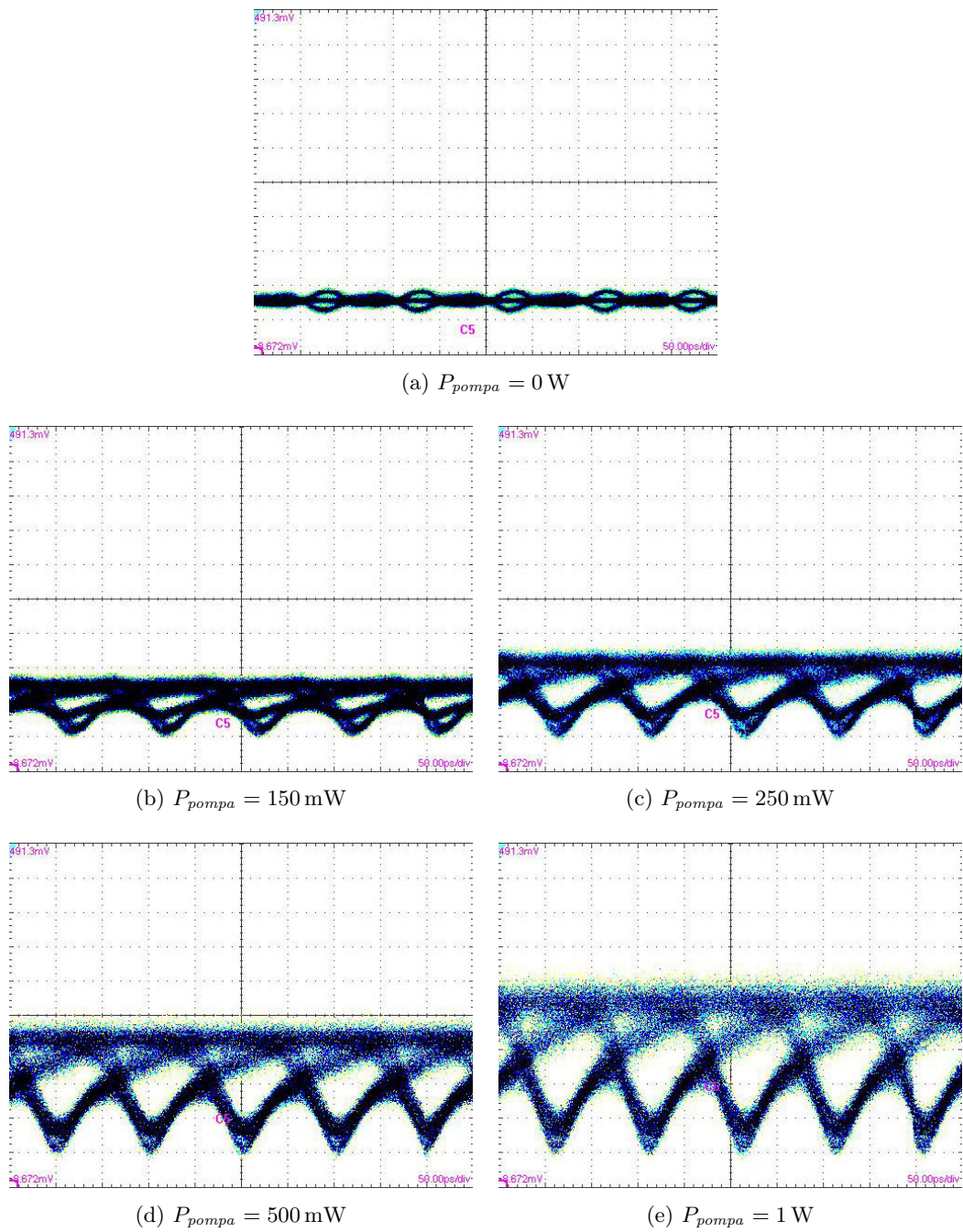
Nei differenti casi di potenza di pompa, le fibre hanno offerto le prestazioni di demodulazione migliori, in particolare considerando la fibra FreeLight da 12.7 km, grazie anche all'assenza di floor per potenze di pompa elevate.

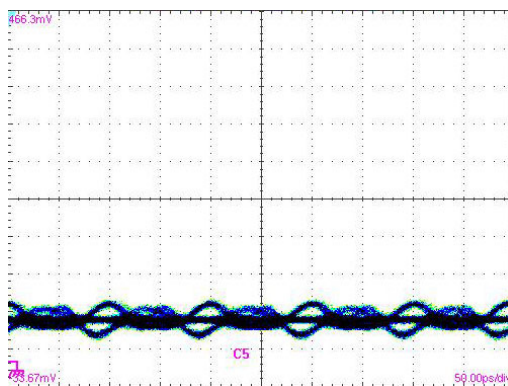
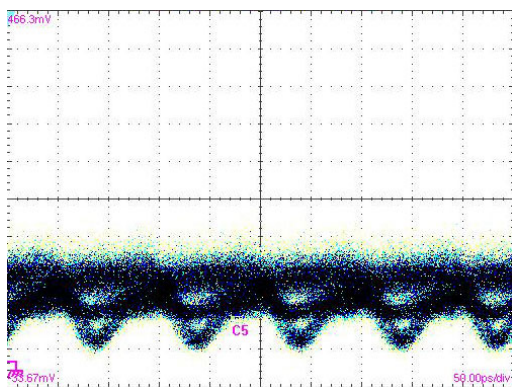
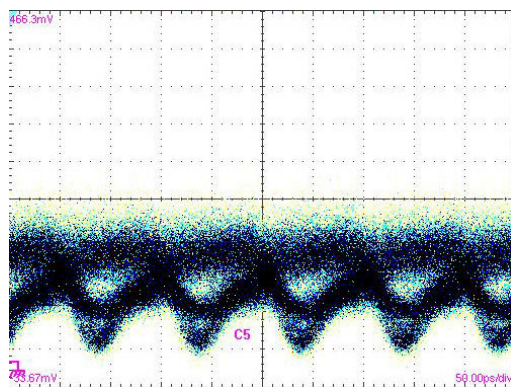
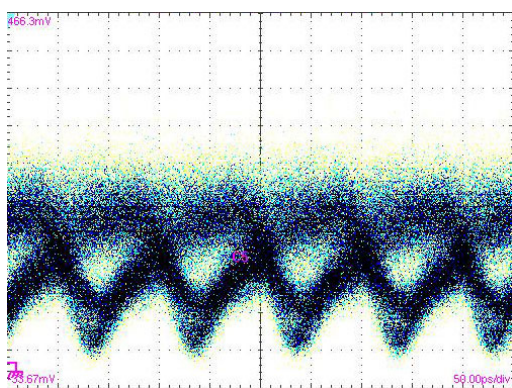
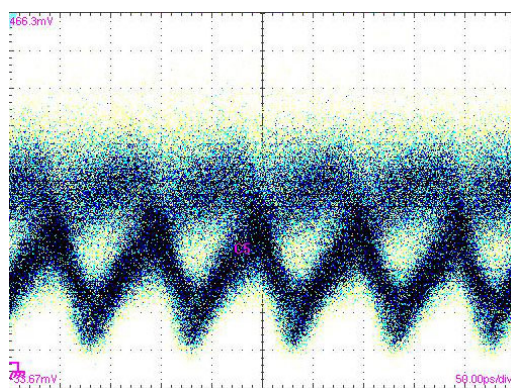
Nelle pagine precedenti è stata verificata sperimentalmente la possibilità di effettuare la demodulazione tutto ottica di un segnale DPSK a 10 Gbit/s per mezzo di filtraggio Brillouin ottenuto con una pompa incoerente (luce ASE in particolare), il cui spettro è stato opportunamente filtrato da un fiber Bragg grating con profilo gaussiano largo 6.7 GHz.

La soluzione proposta in questo lavoro di tesi è una tecnica tutto ottica che consente di attivare o disattivare la demodulazione del segnale DPSK senza la necessità di spostamenti meccanici di componenti, quali interferometri o filtri. Potrebbe quindi risultare un'interessante soluzione da sfruttare nella realizzazione di sistemi filtri drag&drop completamente ottici per segnali WDM.

(a) $P_{pompa} = 0\text{ W}$ (b) $P_{pompa} = 150\text{ mW}$ (c) $P_{pompa} = 250\text{ mW}$ (d) $P_{pompa} = 500\text{ mW}$ (e) $P_{pompa} = 1\text{ W}$ Figura 3.14: *Fibra FreeLight*, $L = 4.5\text{ km}$.

(a) $P_{pompa} = 0$ W(b) $P_{pompa} = 150$ mW(c) $P_{pompa} = 250$ mW(d) $P_{pompa} = 500$ mW(e) $P_{pompa} = 1$ WFigura 3.15: *Fibra FreeLight*, $L = 8$ km.

Figura 3.16: *Fibra FreeLight*, $L = 12.7 \text{ km}$.

(a) $P_{pompa} = 0$ W(b) $P_{pompa} = 150$ mW(c) $P_{pompa} = 250$ mW(d) $P_{pompa} = 500$ mW(e) $P_{pompa} = 1$ WFigura 3.17: *Fibra FreeLight*, $L = 25.48$ km.

Conclusioni

Obiettivo di questo lavoro di tesi è stato l'approfondimento sperimentale di tecniche di elaborazione ottica del segnale per telecomunicazione basate su effetto Brillouin stimolato ottenuto attraverso una pompa di tipo incoerente.

Tipicamente la pompa Brillouin impiegata nell'elaborazione dei segnali è di tipo coerente, ovvero ottenuta da un laser il cui spettro viene allargato, per rispondere alle esigenze di una maggiore banda, o attraverso una modulazione esterna ad alta frequenza o attraverso una modulazione diretta di frequenza. Queste soluzioni presentano problemi legati alla complessità degli apparati necessari e alla variabilità dei parametri utilizzati. È stato recentemente proposto l'impiego di una sorgente incoerente filtrata come pompa Brillouin per ottenere rallentamento di un segnale a 2.5 Gbit/s. Sono diversi i vantaggi offerti da una sorgente di tipo incoerente: innanzitutto il costo relativamente basso degli amplificatori ottici con cui viene ottenuta. Inoltre l'elevata larghezza spettrale consente una grande versatilità e apre la possibilità di gestire più canali in parallelo. Infine questo tipo di sorgente è facilmente sagomabile attraverso l'uso di filtri ottici a basso costo come i fiber Bragg grating.

In particolare in questo lavoro di tesi sono state esplorate alcune applicazioni di questa tecnica come il filtraggio selettivo dei canali WDM, il rallentamento della luce collegato all'amplificazione e l'uso del filtro Brillouin per la rivelazione diretta della modulazione di fase.

È stata preparata una pompa incoerente a partire da una sorgente di tipo amplified spontaneous emission (ASE) ottenuta da un amplificatore EDFA. Attraverso filtri larghi e successive amplificazioni si è arrivati ad ottenere una pompa di adeguata potenza che è stata poi sagomata con un filtro fiber Bragg grating realizzato nei laboratori del Dipartimento di Fisica del Politecnico di Milano in modo da avere profilo gaussiano e banda 6.7 GHz, adatta quindi a operare su segnali a 10 Gbit/s.

Si è lavorato in regime di saturazione, utilizzando potenze di segnale fino a qualche mW, in modo da ridurre l'impatto sul rapporto segnale rumore dello scattering Rayleigh della pompa contropropagante, noto in letteratura come la causa

dominante di rumore per potenze di pompa elevate e ad ampio spettro.

Per quanto riguarda l'amplificazione Brillouin con pompa incoerente sono stati caratterizzati diversi amplificatori Brillouin ottenuti con differenti valori di potenza di pompa (da 250 mW a 1 W) e differenti tipologie di fibre a dispersione nulla (dispersion shifted, DS) e a bassa dispersione (FreeLight, FL) con lunghezze da 8.8 km a 18.7 km per le fibre DS e da 12.7 km a 25.5 km per le fibre FreeLight. Il massimo guadagno on-off misurato è pari a 6.43 dB per la fibra DS da 18.7 km e 3.5 dB per la fibra FreeLight da 25.5 km. La qualità del segnale amplificato è stata misurata con curve di BER ottenendo penalità di 4.5 dB per BER di 10^{-9} nel caso di potenza di segnale 10 mW.

In merito al filtraggio di canali WDM con separazione di 50 GHz è stato ottenuto l'isolamento di un canale modulato in intensità non return zero on-off-keying (NRZ-OOK) a 10 Gbit/s con una reiezione del canale adiacente di ~ 7 dB. Le curve di BER ottenute hanno mostrato la presenza di un floor a 10^{-4} dovuta alla debole estinzione del canale adiacente come è stato dimostrato con un ulteriore esperimento in cui tale estinzione è stata artificialmente aumentata. Si tratta, per quanto a nostra conoscenza, della prima valutazione sperimentale della selezione di un canale WDM a 10 Gbit/s con pompa Brillouin incoerente.

Per quanto riguarda il rallentamento di un segnale NRZ-OOK a 10 Gbit/s modulato NRZ-OOK sono stati condotti diversi esperimenti con fibre DS e valori di pompa da 250 mW a 1 W. Sono stati ottenuti ritardi da 14 ps a 18 ps in corrispondenza di guadagni da 3.9 dB a 6.43 dB con una fibra DS di 9.9 km e 18.7 km. È stata valutata la proporzionalità dei ritardi ottenuti rispetto ai relativi guadagni con fibre DS di lunghezza diversa e potenze di segnale differenti (coefficiente angolare 1.93 ms/dB). I valori di ritardo ottenuti sono leggermente inferiori a quelli riportati in letteratura per analoghi guadagni utilizzando pompe coerenti. Tali differenze saranno oggetto di futuri approfondimenti. Sono state misurate le curve dei ritardi ottenuti in funzione del guadagno on-off.

Infine per quanto riguarda la rivelazione diretta della modulazione di fase è stato realizzato un trasmettitore DPSK. È stato preparato un setup per la demodulazione con effetto Brillouin impiegando diverse tipologie di fibra ottica (DS e FreeLight) con differenti lunghezze e impiegando diversi valori di potenza di pompa. Attraverso i diagrammi ad occhio sono stati individuati i due punti di lavoro del filtro Brillouin impiegato per la rivelazione. Le misure di BER sono state condotte sul segnale non negato; è stata individuata la condizione più adatta alla ricezione come valore intermedio di lunghezza di fibra, leggermente superiore alla lunghezza efficace. In

modo analogo è stato individuato un valore di potenza di pompa compromesso tra il rumore da Rayleigh e la qualità del segnale demodulato. Nel caso di fibre DS tale valore è di circa 500 mW mentre è più alto, anche fino a 1 W, per le fibre FreeLight che hanno area efficace maggiore. Sono stati ottenuti i risultati migliori, tasso di errore 10^{-9} per potenze al ricevitore ~ -10.5 dBm e potenza di pompa 1 W, utilizzando la fibra FreeLight da 12.7 km.

In conclusione, è stato dimostrato come l'utilizzo di una sorgente incoerente opportunamente filtrata rappresenti una interessante soluzione per l'elaborazione di un segnale ottico attraverso l'effetto Brillouin, anche utilizzando fibre standard per le telecomunicazioni come le fibre DS e le fibre FreeLight.

Bibliografia

- [1] Y. Aoki, K. Tajima, e I. Mito. Input power limits of single-mode optical fibers due to stimulated Brillouin scattering in optical communication systems. *Lightwave Technology, Journal of*, 6(5):710–719, 1988. (Citato a pagina 3.)
- [2] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2° edition, 2003. 578 pp. (Citato alle pagine 3, 4 e 5.)
- [3] Govind P. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic Press, 3° edition, 2001. (Citato alle pagine 5, 6, 8 e 19.)
- [4] M.O. van Deventer e A.J. Boot. Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers. *Lightwave Technology, Journal of*, 12(4):585–590, 1994. (Citato alle pagine 6 e 12.)
- [5] R. G. Smith. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering. *Appl. Opt.*, 11(11):2489–2494, Novembre 1972. (Citato a pagina 6.)
- [6] M. Ferrario, Lucia Marazzi, Pierpaolo Boffi, Aldo Righetti, e Mario Martinelli. Impact of rayleigh backscattering on stimulated brillouin scattering threshold evaluation for 10 Gbit/s NRZ-OOK signals. *Opt. Express*, 17(20):18110–18115, Settembre 2009. (Citato a pagina 6.)
- [7] R. G. Smith. Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering. *Appl. Opt.*, 11(11):2489–2494, 1972. (Citato a pagina 6.)
- [8] N. Olsson e J. Van Der Ziel. Characteristics of a semiconductor laser pumped brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth. *Lightwave Technology, Journal of*, 5(1):147–153, Gennaio 1987. (Citato alle pagine 8 e 9.)

- [9] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, e R.M. Derosier. Performance of a WDM network based on stimulated brillouin scattering. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 1(5):111–113, Maggio 1989. (Citato a pagina 8.)
- [10] A.E. Willner, Bo Zhang, Lin Zhang, Lianshan Yan, e I. Fazal. Optical signal processing using tunable delay elements based on slow light. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(3):691–705, 2008. (Citato a pagina 9.)
- [11] Zhaoming Zhu, Andrew M.C. Dawes, Daniel J. Gauthier, Lin Zhang, e Alan E. Willner. Broadband SBS slow light in an optical fiber. *Lightwave Technology, Journal of*, 25(1):201–206, 2007. (Citato alle pagine 10, 32 e 33.)
- [12] A. Zadok, A. Eyal, e M. Tur. Gigahertz-wide optically reconfigurable filters using stimulated brillouin scattering. *Journal of Lightwave Technology*, 25(8):2168–2174, 2007. (Citato a pagina 10.)
- [13] N.A. Olsson e J.P. Van Der Ziel. Fibre brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth. *Electronics Letters*, 22(9):488–490, 1986. (Citato a pagina 10.)
- [14] Paolo Nardi. Sintesi di filtri ottici mediante stimulated brillouin scattering. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2002/03. (Citato alle pagine 11 e 14.)
- [15] Takuo Tanemura, Yuichi Takushima, e Kazuro Kikuchi. Narrowband optical filter, with a variable transmission spectrum, using stimulated brillouin scattering in optical fiber. *Optics Letters*, 27(17):1552–1554, 2002. (Citato a pagina 11.)
- [16] Bo Zhang, Lianshan Yan, Lin Zhang, e A.E. Willner. Multichannel SBS slow light using spectrally sliced incoherent pumping. *Lightwave Technology, Journal of*, 26(23):3763–3769, Dicembre 2008. (Citato alle pagine 11 e 34.)
- [17] Philippe C. Becker, N. Anders Olsson, e Jay R. Simpson. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*. Academic Press, 1999. (Citato a pagina 11.)
- [18] Lianshan Yan, Di Zheng, Wei Pan, Bin Luo, Bo Zhang, e Lin Zhang. Numerical study on SBS slow light systems using a super-gaussian filtered incoherent pump. *Optics Communications*, 282(22):4431–4435, 2009. (Citato a pagina 11.)
- [19] P. Boffi, L. Marazzi, P. Martelli, P. Parolari, A. Righetti, R. Siano, e M. Martinelli. Combined amplitude-phase shift code tolerance to phase modulation

- profile. *Optical Fiber Technology*, 15(4):402 – 405, 2009. (Citato alle pagine 12, 50 e 56.)
- [20] Lilin Yi, Yves Jaouën, Weisheng Hu, Junhe Zhou, Yikai Su, e Erwan Pincemin. Simultaneous demodulation and slow light of differential phase-shift keying signals using stimulated-brillouin-scattering-based optical filtering in fiber. *Opt. Lett.*, 32(21):3182–3184, Novembre 2007. (Citato alle pagine 16, 41, 48, 55 e 56.)
- [21] J.T. Mok e B.J. Eggleton. Expect more delays. *Nature*, 433:811–812, 2005. (Citato a pagina 25.)
- [22] Kwang Yong Song, Miguel Herráez, e Luc Thévenaz. Observation of pulse delaying and advancement in optical fibers using stimulated brillouin scattering. *Opt. Express*, 13(1):82–88, 2005. (Citato alle pagine 26, 28, 30, 31 e 32.)
- [23] Kouki Totsuka e Makoto Tomita. Dynamics of fast and slow pulse propagation through a microsphere–optical-fiber system. *Phys. Rev. E*, 75(1):016610, 2007. (Citato a pagina 26.)
- [24] A. Melloni, F. Morichetti, F. Persia, C. Canavesi, R. Siano, e M. Martinelli. Optical processing with slow wave structures: Properties and applications. In *Transparent Optical Networks, 2006 International Conference on*, volume 2, pag. 199 –202, Giugno 2006. (Citato a pagina 27.)
- [25] Kwang Yong Song, Miguel González Herráez, e Luc Thévenaz. Long optically controlled delays in optical fibers. *Opt. Lett.*, 30(14):1782–1784, 2005. (Citato alle pagine 31 e 32.)
- [26] Miguel González Herráez, Kwang Yong Song, e Luc Thévenaz. Arbitrary-bandwidth brillouin slow light in optical fibers. *Opt. Express*, 14(4):1395–1400, 2006. (Citato alle pagine 32 e 33.)
- [27] Yoshitomo Okawachi, Matthew S. Bigelow, Jay E. Sharping, Zhaoming Zhu, Aaron Schweinsberg, Daniel J. Gauthier, Robert W. Boyd, e Alexander L. Gaeta. Tunable all-optical delays via brillouin slow light in an optical fiber. *Phys. Rev. Lett.*, 94(15):153902, Aprile 2005. (Citato a pagina 32.)
- [28] Kwang-Yong Song e K. Hotate. SBS slow light in optical fibers with 25-ghz-bandwidth. In *Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007. OFC/NFOEC 2007. Conference on*, pag. 1–3, Marzo 2007. (Citato a pagina 32.)

- [29] E. Forestieri e G. Prati. Narrow filtered dpsk implements order-1 caps optical line coding. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(2):662 –664, 2004. (Citato a pagina 43.)
- [30] D. Penninckx, M. Chbat, L. Pierre, e J.-P. Thiery. The phase-shaped binary transmission (psbt): a new technique to transmit far beyond the chromatic dispersion limit. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 9(2):259 –261, 1997. (Citato a pagina 43.)
- [31] A.H. Gnauck e P.J. Winzer. Optical phase-shift-keyed transmission. *Lightwave Technology, Journal of*, 23(1):115 – 130, 2005. (Citato a pagina 44.)
- [32] P.A. Humblet e M. Azizoglu. On the bit error rate of lightwave systems with optical amplifiers. *Lightwave Technology, Journal of*, 9(11):1576 –1582, Novembre 1991. (Citato a pagina 44.)
- [33] W.A. Atia e R.S. Bondurant. Demonstration of return-to-zero signaling in both oook and dpsk formats to improve receiver sensitivity in an optically preamplified receiver. In *Lasers and Electro-Optics Society 1999 12th Annual Meeting. LEOS '99. IEEE*, volume 1, pag. 226 –227 vol.1, 1999. (Citato a pagina 44.)
- [34] P. Parolari, L. Marazzi, D. Gatti, S. Longhi, e M. Martinelli. Impact of brillouin scattering on r-soa based wdm pon power budget. *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2011. (Citato a pagina 45.)
- [35] I.T. Monroy, E. Tangdiongga, R. Jonker, e H. de Waardt. Interferometric crosstalk reduction by phase scrambling. *Lightwave Technology, Journal of*, 18(5):637 –646, Maggio 2000. (Citato a pagina 45.)
- [36] A. Durecu-Legrand, A. Mussot, C. Simonneau, D. Bayart, T. Sylvestre, E. Lantz, e H. Maillotte. Impact of pump phase modulation on system performance of fibre-optical parametric amplifiers. *Electronics Letters*, 41(6):350 – 352, 2005. (Citato a pagina 45.)
- [37] E.A. Swanson, J.C. Livas, e R.S. Bondurant. High sensitivity optically pre-amplified direct detection DPSK receiver with active delay-line stabilization. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 6(2):263 –265, Febbraio 1994. (Citato a pagina 45.)
- [38] I. Lyubomirsky e Cheng-Chung Chien. DPSK demodulator based on optical discriminator filter. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(2):492 –494, Febbraio 2005. (Citato alle pagine 47 e 48.)

- [39] W.V. Sorin, K.W. Chang, G.A. Conrad, e P.R. Hernday. Frequency domain analysis of an optical FM discriminator. *Lightwave Technology, Journal of*, 10 (6):787–793, Giugno 1992. (Citato a pagina 47.)
- [40] X. S. Yao. Phase-to-amplitude modulation conversion using Brillouin selective sideband amplification. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 10(2):264–266, 1998. (Citato alle pagine 48 e 49.)
- [41] A.R. Charaplyvy, R.W. Tkach, L.L. Buhl, e R.C. Alferness. Phase modulation to amplitude modulation conversion of cw laser light in optical fibres. *Electronics Letters*, 22(8):409–411, Aprile 1986.
- [42] Andrea Ferrini. Realizzazione di una linea ottica a ritardo variabile basata su amplificazione brillouin. Master's thesis, Politecnico di Milano, 2005/06.
- [43] Chang-Hee Lee, Sang-Mook Lee, Ki-Man Choi, Jung-Hyung Moon, Sil-Gu Mun, Ki-Tae Jeong, Jin Hee Kim, e Byoungwhi Kim. WDM-PON experiences in korea [invited]. *J. Opt. Netw.*, 6(5):451–464, Maggio 2007.
- [44] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, e H. H. Yaffe. Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(9):1397–1403, 1987.
- [45] D. Penninckx, H. Bissessur, P. Brindel, E. Gohin, e F. Bakhti. Optical differential phase shift keying (dpsk) direct detection considered as a duobinary signal. 3:456 – 457 vol.3, 2001.
- [46] P.J. Winzer e R.-J. Essiambre. Advanced optical modulation formats. volume 94, pag. 952–985, Maggio 2006.

Ringraziamenti

Comincio a ringraziare le persone che mi hanno materialmente permesso lo svolgimento di questo lavoro di tesi. Per prima cosa il professor Martinelli per avermi accettato come suo tesista e avermi permesso di svolgere la tesi presso i laboratori del PoliCom. Seguono Maddalena con il suo impareggiabile aiuto in laboratorio e Lucia, che tanto pazientemente ha accettato di seguirmi nella fase finale.

Un saluto ai miei compagni di avventura in questi anni universitari, soprattutto al trio Lorenzo, Alex e Davide. Tutti i miei amici di Novara e visto che citare il gruppo di appartenenza non basta, li cito uno per uno (in un elenco rigorosamente alfabetico): Alecsia, Alessandra, Francesca, Giuseppe, Marta, Matteo, Riccardo, Roberto, Simone, Stefano e Vittoria. E non scrivo un motivo in particolare, basta e avanza dire che sono miei buoni amici.

Proseguo ringraziando Laura, che mi è stata vicina per buona parte di questi anni e mi ha sopportato anche durante le sessioni d'esame più buie, durante le quali venivano raggiunte sempre nuove vette di scontroosità. E con la quale ho anche condiviso quasi tutti i momenti piacevoli trascorsi (in genere ricorrevano tra due delle citate sessioni).

A questo punto non posso concludere in altro modo se non ringraziando la mia famiglia, in particolare mamma, papà e Federica, che mi hanno sempre confortato e supportato (ma anche sopportato) durante tutti questi anni e che, sicuramente, continueranno a farlo nei prossimi che verranno.