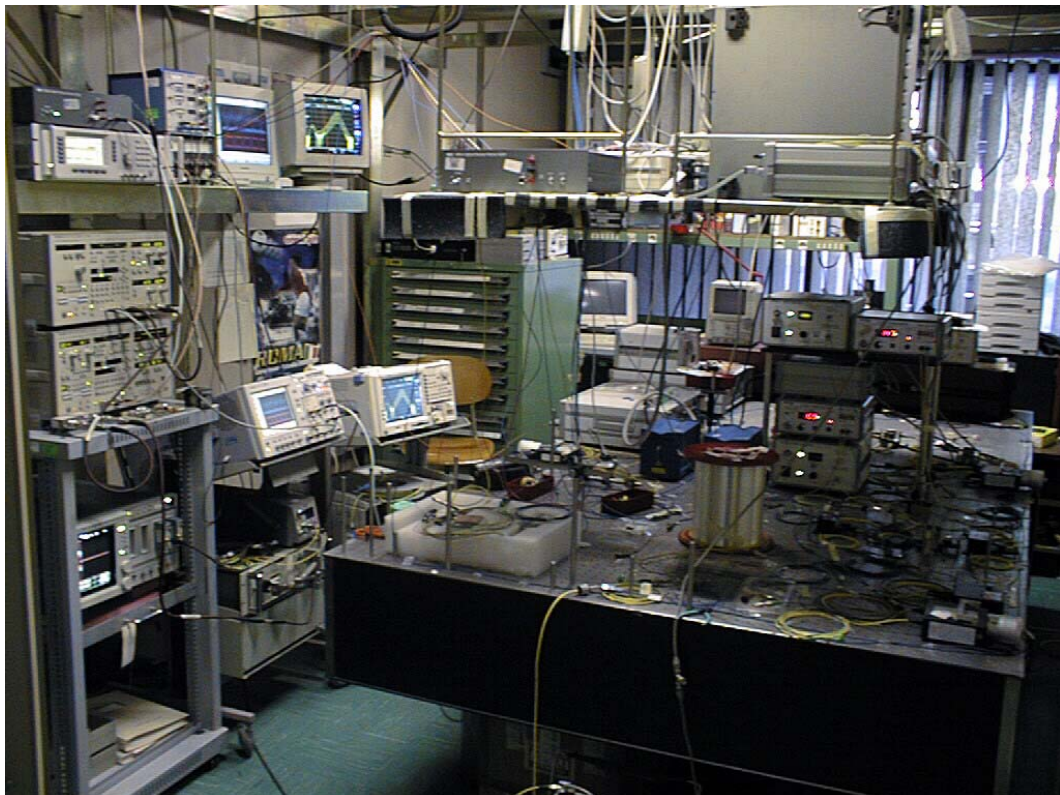




SISTEMI DI TELECOMUNICAZIONE IN FIBRA OTTICA

Francesco Matera
Fondazione Ugo Bordon



I laboratori di comunicazioni ottiche dell'ISCTI (Ministero delle
Comunicazioni) e della Fondazione Ugo Bordon

Introduzione

L'obiettivo delle comunicazioni è, da sempre, quello di permettere la trasmissione dell'informazione tra utenti posti in luoghi differenti. Le due grandezze che, in prima approssimazione, qualificano la qualità di un sistema di telecomunicazioni, sono la quantità di informazioni che, nell'unità di tempo, vengono scambiate, e la distanza alla quale si riesce a realizzare la comunicazione. Negli ultimi anni, la domanda in questo settore si è fatta sempre più intensa, ed ha favorito lo sviluppo di tecnologie che permettessero la realizzazione di sistemi con capacità sempre maggiori, a costi sempre più contenuti.

Attualmente, la tipologia di sistemi di comunicazione che permette le migliori prestazioni in termini di distanza di comunicazione e flusso di dati trasmessi nell'unità di tempo, è quella che fa uso delle tecnologie ottiche.

Per migliorare le prestazioni di un sistema di telecomunicazioni, è necessario ottimizzare le prestazioni di tutti i componenti che costituiscono il sistema stesso, e cercare, eventualmente, nuovi dispositivi da inserire nel sistema per migliorare ulteriormente le prestazioni complessive.

La ricerca scientifica è, dunque, impegnata nell'obiettivo di realizzare sorgenti ottiche sempre migliori, fibre ottiche caratterizzate da perdite e dispersione sempre più basse, e ricevitori caratterizzati dalla maggiore sensibilità possibile.

La presente dispensa dovrebbe fornire al lettore gli strumenti necessari per entrare nel mondo delle comunicazioni ottiche.

Il primo capitolo fornisce una panoramica storica sull'evoluzione delle telecomunicazioni, e sulle comunicazioni ottiche in particolare. Viene descritto nella sua generalità un sistema di telecomunicazione in fibra ottica.

Il secondo capitolo tratta il trasmettitore.

Il terzo capitolo la fibra, il quarto l'amplificatore ottico e il quinto il ricevitore.

1. I principi delle comunicazioni ottiche

1. 1 L'evoluzione delle telecomunicazioni

La necessità di comunicare a distanze sempre crescenti una quantità sempre maggiore di informazioni, ha portato negli ultimi 150 anni ad uno sviluppo incredibile delle tecnologie nel campo delle telecomunicazioni.

Nel 1830, grazie alla scoperta dell'elettricità, venne inventato il telegrafo che, grazie ad una codifica di segnale, il codice Morse, permetteva comunicazioni con un bit rate nell'ordine dei 10 b/s. Utilizzando stazioni intermedie, era possibile comunicare su distanze fino a 1000 km.

Il telegrafo è quindi un primordiale esempio di comunicazione che utilizza un segnale numerico. L'invenzione del telefono (1876), che utilizzava un segnale analogico, permise il raggiungimento di un bit rate nell'ordine dei 1000 b/s. Nei decenni successivi si sviluppò enormemente la rete mondiale telefonica, e ciò contribuì ad accelerare lo sviluppo di tecnologie che permettessero un incremento delle prestazioni dei sistemi di telecomunicazioni.

Nel 1940 venne utilizzato per la prima volta un cavo coassiale il quale permetteva la realizzazione di sistemi con banda fino a 3 MHz.

Negli anni successivi, per sopperire alle limitazioni dei cavi coassiali alle frequenze superiori a 10 MHz, si svilupparono sistemi di comunicazione a microonde i quali utilizzavano portanti dell'ordine dei GHz e permettevano, quindi, la realizzazione di sistemi con banda decisamente superiore rispetto al passato. Il grande inconveniente dei sistemi a microonde e dei cavi coassiali risiede nella necessità di spaziare i ripetitori ad una distanza dell'ordine del Km, e ciò rende questi sistemi estremamente costosi.

L'evoluzione delle telecomunicazioni ha avuta un'altra importante svolta: il passaggio dall'analogico al numerico.

In particolare il segnale telefonico può essere campionato ad una frequenza di cifra pari a 8000 volte al secondo, e codificando il valore del campione con un codice binario a 8 cifre, si ha che il segnale telefonico può essere trasmesso con tecnica digitale con una frequenza di cifra di 64 Kbit/s.

In questi ultimi anni le comunicazioni digitali hanno avuto una grandissima evoluzione, anche per l'introduzione di alcune tecniche di compressione che hanno permesso di ridurre la banda del segnale. Un chiaro esempio è rappresentato dal segnale digitale televisivo che può essere trasmesso con una frequenza di cifra di 2 Mb/s. Nella tabella 1.1 sono riportate le velocità di trasmissione richieste da alcuni tra i servizi più comuni [1].

Servizio	Banda di picco
Telemetria	<10 kbit/sec
Fonia	64 kbit/sec
Dati interattivi	1-100 kbit/sec
Trasf. Archivi	0.1-1 Mbit/sec
Trasf. Immagini	0.1-10 Mbit/sec
Videoconferenza	64-384 kbit/sec
TV qualità VHS	2 Mbit/sec
TV qualità	6 Mbit/sec
HDTV	20 Mbit/sec

Tabella 1.1

Un parametro per esprimere quantitativamente la capacità di un sistema di comunicazione, è il **prodotto bit rate-distanza, BL**, dove B indica il bit rate del segnale e L la distanza tra i ripetitori. I migliori sistemi di comunicazione a microonde, disponibili negli anni '70, erano caratterizzati da BL intorno ai 100 (Mb/s)Km.

Per ottenere sistemi caratterizzati da BL superiori, era necessario passare ad una tecnologia diversa: nasce l'era delle comunicazioni ottiche.

1.2 L'evoluzione delle comunicazioni ottiche

Il segnale ottico, infatti, presenta una frequenza portante dell'ordine dei 100 THz e, considerando il fatto che il segnale di dati può avere una occupazione di banda di qualche unità percentuale rispetto alla portante (1-2%), si comprende come sia teoricamente possibile realizzare sistemi ottici di comunicazione caratterizzati da una banda disponibile molto elevata, superiore ad 1 THz. I sistemi a microonde, che utilizzano portanti dell'ordine dei 10 GHz, permettono la realizzazione di sistemi con una banda di circa 100 MHz, un valore decisamente inferiore rispetto a quello possibile con l'utilizzo dei sistemi ottici.

Nel 1960 fu messa a punto la prima sorgente ottica coerente: il laser. Per trasmettere la luce su grandi distanze, vennero messe a punto le prime fibre ottiche, le quali erano, tuttavia, caratterizzate da una perdita notevolissima: 1000 dB/Km. Le fibre messe a punto negli anni '70 riuscivano a contenere le perdite a circa 20 dB/Km, utilizzando segnali di luce con una lunghezza d'onda intorno al μm . Lo sviluppo simultaneo di sorgenti laser compatte ed economiche e di fibre ottiche a basse perdite, portarono ad uno sviluppo portentoso dei sistemi di comunicazione ottici, a costi sempre più contenuti.

Negli ultimi 30 anni il progresso tecnologico in questo campo è stato molto rapido, ed ha portato ad un miglioramento del prodotto BL di qualche ordine di grandezza. E' possibile schematizzare l'evoluzione dei sistemi di comunicazione ottica in cinque generazioni:

Prima generazione: realizzati alla fine degli anni '70, questi sistemi operavano su una lunghezza d'onda di 0.8 μm , e permettevano sistemi con bit rate di 45 Mb/s con una spaziatura dei ripetitori di circa 10 Km.

Seconda generazione (1.3 μm): realizzati nei primi anni '80, questi sistemi operavano su una lunghezza d'onda di 1.3 μm , in corrispondenza della quale le perdite della fibra sono inferiori al dB/Km. I primi sistemi utilizzavano fibre multimodo e soffrivano di limitazioni a causa della dispersione modale. I sistemi successivi utilizzavano fibre singolo modo, e permettevano la realizzazione di

sistemi che operavano a bit rate superiori a 1.7 Gbit/s, con una distanza tra i ripetitori di circa 50 Km.

Terza generazione (1.55 μm): realizzati commercialmente nel 1990, questi sistemi operano su una lunghezza d'onda di 1.55 μm , in corrispondenza della quale si ottengono perdite in fibra dell'ordine di 0.2 dB/km. Per limitare i problemi derivanti dalla dispersione, vengono utilizzate due tecniche: fibre a dispersione traslata, in cui la dispersione nulla viene portata intorno a 1.55 μm , e sorgenti che operano su un singolo modo longitudinale. I sistemi che utilizzano queste tecnologie, sono in grado di operare a bit rate superiori a 4 Gbit/s, con distanze tra i ripetitori di oltre 100 Km. La rigenerazione avviene in maniera elettroottica: il segnale ottico che viaggia nella fibra viene rilevato da un fotodetector, viene tradotto in segnale elettrico per le successive elaborazioni all'interno del rigeneratore, e viene infine utilizzato per modulare una sorgente di luce, per trasmettere nuovamente il segnale ottico nella fibra.

Quarta generazione (amplificatori ottici): questi sistemi fanno uso di amplificatori ottici per incrementare la distanza tra i ripetitori, e utilizzano la tecnica della moltiplicazione a divisione di lunghezza d'onda (WDM) per incrementare il bit rate. Gli amplificatori ottici sono, infatti, in grado di amplificare contemporaneamente tutti i canali utilizzati nella trasmissione WDM. Utilizzando amplificatori in fibra drogata d'erbio (EDFA) lungo il collegamento, nei primi anni '90 si riescono a realizzare in laboratorio sistemi con bit rate di 5 Gbit/s su distanze complessive di 14300 Km. Questi sistemi sono quindi in grado di soddisfare le esigenze delle comunicazioni transoceaniche. Nel 1996 venne dimostrato in laboratorio un sistema di comunicazioni che utilizzava venti canali a 5 Gbit/s, su una distanza di 9100 Km, dando luogo ad un sistema caratterizzato da un fattore BL di 910 (Tb/s)Km.

Quinta generazione (solitoni e dispersion management): utilizzando i sistemi a solitoni, che verranno studiati approfonditamente nel cap. 3, si è potuto raggiungere capacità singolo canale fino a 20 Gb/s su distanza transoceaniche. Oggi mediante la tecnica WDM e il dispersion management, che è la tecnica basata sulla compensazione periodica della dispersione cromatica, si sono raggiunte capacità del terabit al secondo su distanze transoceaniche. Nella tabella 1.2 riportiamo le principali capacità ottenute in laboratorio e presentate alla conferenza ECOC'99.

Capacità	canali, Δf (GHz)	bit-rate canale	lunghezza	tipo di fibra	Ente	pag
1.5 Tb/s	150, 50 GHz	10 Gb/s	400 km	NDS speciale	Alcatel	PD -40
1 Tb/s	100, 50 GHz	10 Gb/s	6200 km	NDS speciale	KDD	PD -38
1 Tb/s	100, 25 GHz	10 Gb/s	320 km	DS	NTT	PD -30
1 Tb/s	104, 50 GHz	10 Gb/s	10000 km	NDS speciale	Fujitsu	PD -24
3.2 Tb/s bidirezionale	80, 100 GHz	40 Gb/s	40 km	G-652	Siemens	I- 94
800 Gb/s	80, 28 GHz	10 Gb/s	3400 km	NDS speciale	Alcatel	PD -44
320 Gb/s	16, 100 GHz	20 Gb/s	400 km	NZDSF	Pirelli	I- 89

Tabella 1.2

Per il futuro si intravedono grosse possibilità per la realizzazione di reti tutte ottiche. Inoltre capacità ancora più elevate si otterranno con l'introduzione dei rigeneratori tutto ottici.

1.2 Sistemi di comunicazione ottici

La figura seguente mostra il diagramma a blocchi di un generico sistema di comunicazione ottica.

FIGURA 1.1

GENERICO SISTEMA DI COMUNICAZIONE OTTICO



Analizzando lo schema precedente, si può osservare come esso sia concettualmente simile a qualsiasi sistema di comunicazione: la differenza principale risiede nel canale di comunicazione (normalmente la fibra ottica), e di conseguenza il trasmettitore e il ricevitore devono essere progettati per operare con questo tipo di canale. I sistemi di comunicazione ottica possono essere schematicamente divisi in due categorie: sistemi guidati e sistemi non guidati. Quest'ultima categoria di sistemi utilizza lo spazio libero per la propagazione del segnale: a causa del deterioramento del segnale nel transito nell'atmosfera, e a causa delle grosse limitazioni che il mezzo pone per quanto riguarda la massima distanza di trasmissione (causati anche dalla notevole difficoltà di puntamento del ricevitore), questo tipo di sistemi non è molto utilizzato.

I sistemi guidati, molto utilizzati nelle applicazioni pratiche, si basano su una fibra ottica per la trasmissione del segnale. Nel corso di questa dispensa ci si riferirà sempre a sistemi in fibra ottica.

E' utile fornire una breve panoramica sui componenti che realizzano un sistema di comunicazione ottico.

Trasmittitore ottico

Il compito del trasmettitore ottico è quello di convertire il segnale elettrico applicato al suo ingresso in un segnale ottico idoneo ad essere trasmesso nella fibra. In un trasmettitore ottico è presente una sorgente ottica, un modulatore e un accoppiatore di canale.

Le sorgenti ottiche maggiormente utilizzate sono i LED (light emitting diodes) e i LASER (dei quali verrà fornita una trattazione schematica nel prossimo capitolo), per il fatto che sono facilmente accoppiabili con la fibra ottica e presentano caratteristiche idonee alla trasmissione numerica. Il segnale ottico è generato modulando la portante ottica generata dalla sorgente ottica. Sebbene a volte si utilizzi un modulatore esterno alla sorgente per modulare la portante, spesso si preferisce modulare direttamente la sorgente ottica variando opportunamente la corrente di pilotaggio della sorgente. Questa soluzione semplifica il progetto del trasmettitore, e ne rende più economica la realizzazione.

L'accoppiatore di canale è tipicamente realizzato attraverso una microlente che focalizza il segnale ottico all'interno della fibra ottica, con la massima efficienza possibile. La potenza immessa nella fibra è una grandezza di progetto molto importante in quanto, conoscendo la potenza iniettata nella fibra e conoscendo le perdite introdotte da quest'ultima, è possibile calcolare la potenza che giunge al ricevitore, e quindi, considerando che esiste un legame tra la potenza ricevuta e la probabilità d'errore del ricevitore, quantificare le prestazioni dell'intero sistema di comunicazione.

Le prestazioni migliori si ottengono utilizzando il laser come sorgente ottica. E' preferibile utilizzare il led per applicazioni a basso costo e a basso bit rate.

Fibra ottica

Il compito del canale di comunicazione è quello di trasportare il segnale dal trasmettitore al ricevitore apportando la minore distorsione possibile al segnale stesso. La fibra ottica è realizzata da un cilindro interno (core) in fibra di vetro, ricoperto da un mantello esterno (cladding) realizzato con un materiale con maggiore indice di rifrazione e, grazie al meccanismo della riflessione totale

interna, causata dalla differenza tra i valori dei due indici di rifrazione, permette la propagazione guidata della luce attraverso il core.

La fibra si presenta come il candidato ideale a svolgere il ruolo di canale trasmissivo nelle comunicazioni ottiche, grazie al fatto che presenta delle perdite molto basse (come si è visto nel paragrafo introduttivo, recentemente sono state realizzate fibre con perdite inferiori ai 0.2 dB/km). Le perdite nel canale trasmissivo, rivestono, infatti, un ruolo molto importante nel progetto del sistema di comunicazione, e rappresentano il primo aspetto da tenere in considerazione nella progettazione della lunghezza della tratta nei sistemi di comunicazione a grande distanza (cioè su distanze superiori ai 100 km). Se la fibra presenta delle perdite troppo elevate, la distanza del collegamento sarà, a parità di condizioni, ridotta. I meccanismi di assorbimento della fibra fanno sì che la fibra presenti tre finestre nelle quali si manifesta un minimo nelle perdite ($0.82\mu\text{m}$, $1.3\mu\text{m}$ e $1.55\mu\text{m}$). Per fibre ad elevata purezza, il meccanismo dominante di perdita nelle finestre è dovuto allo scattering di Rayleigh, il quale, a parità di materiale utilizzato, ha un andamento inversamente proporzionale alla quarta potenza della lunghezza d'onda. Per questo motivo è conveniente, al fine di ottenere una trasmissione caratterizzata da basse perdite, utilizzare fibre nella terza finestra, cioè con lunghezza d'onda di $1.55\mu\text{m}$, come avviene nei sistemi dell'ultima generazione.

Un altro parametro, non meno importante del precedente, che bisogna considerare quando si realizza un sistema con fibre ottiche, è la dispersione introdotta dalla fibra: tale dispersione provoca l'allargamento degli impulsi ottici al di fuori del bit slot a loro assegnato, e questo comporta un deterioramento del segnale, in quanto gli impulsi arrivano al ricevitore più o meno allargati e sovrapposti tra di loro (interferenza intersimbolo: ISI).

Le cause che portano al fenomeno della dispersione nella fibra sono molteplici:

Dispersione modale: una fibra può permettere la contemporanea propagazione di numerosi modi al suo interno. Le differenze delle velocità associate ai vari modi che costituiscono il segnale che transita nella fibra possono essere anche molto forti, e ciò fa sì che l'allargamento dell'impulso sia molto

evidente, nell'ordine dei 10 ns per km. Per questo motivo molto spesso vengono preferite le fibre che supportano un singolo modo.

Dispersione del materiale: questo tipo di dispersione è dovuta al fatto che il valore dell'indice di rifrazione del materiale che costituisce la fibra dipende dalla frequenza. Questo tipo di dispersione può, tuttavia, essere mantenuto entro valori sufficientemente contenuti (<0.1 ns/km) controllando la larghezza spettrale della sorgente ottica.

Dispersione della guida d'onda: questo tipo di fenomeno dipende principalmente dalle caratteristiche geometriche (raggio del core della fibra, differenza di indice di rifrazione tra core e cladding) della fibra ottica.

Concludendo, i due parametri che caratterizzano maggiormente le prestazioni della trasmissione in fibra ottica sono le perdite e la dispersione. Utilizzando sorgenti di luce con lunghezza d'onda intorno a $1.55 \mu\text{m}$, il problema delle perdite diviene trascurabile, ma si accentua quello della dispersione. E' possibile, allora, utilizzare fibre particolari (fibre a dispersione traslata) appositamente progettate per presentare ridotti effetti dispersivi proprio in corrispondenza della lunghezza d'onda $1.55 \mu\text{m}$.

Ricevitore ottico

Il ricevitore ottico digitale ha il compito di convertire il segnale ottico ricevuto in un segnale elettrico e di determinare, osservando il segnale in un periodo di bit, quali tra i due possibili segnali sia stato trasmesso. Si sta, quindi, supponendo di utilizzare segnali binari.

Lo schema generale di un ricevitore ottico è mostrato nella figura seguente.

Il segnale proveniente dalla fibra ottica, opportunamente focalizzato da un accoppiatore di canale non mostrato nella figura, viene rilevato attraverso un fotodetector ad elevata impedenza (un diodo PIN oppure APD); il segnale elettrico

di basso livello così ottenuto viene amplificato utilizzando un amplificatore a basso rumore, determinante per ottenere buone prestazioni in termini di rumore dell'intero ricevitore. Segue poi l'amplificatore principale, che è dotato di sistema di controllo automatico del guadagno in modo da pilotare gli elementi seguenti del ricevitore ai livelli ottimali. Segue poi il blocco logico che si occupa della RIGENERAZIONE DEL SEGNALE: si tratta di un dispositivo che ha il compito di recuperare il segnale di clock dal segnale che ha al suo ingresso, seguito da una porta logica di decisione; in questo modo il segnale è campionato negli istanti appropriati. Il segnale digitale seriale così ottenuto viene poi convertito in segnale parallelo, che viene poi demultiplexato per ottenere segnali a più basso bit rate, e viene poi inviato al resto del sistema.

Bibliografia

- [1] Govind P. Agrawal: "Fiber-Optic Communication Systems"
- [2] E. Iannone, F. Matera, A. Mecozzi, M. Settembre "Nonlinear optical communication networks" John Wiley&Son
- [3] Buchwald, Martin-Boston: "Integrated fiber-optic receivers"
- [4] Angelici, Rabeggiani, Garagnani, Setti, Manni, Mescoli: "Manuale per reti di telecomunicazioni e trasmissione dati"

2. Trasmettitore

Lo scopo di un generico trasmettitore per telecomunicazioni è quello di spostare la banda base di un segnale su una frequenza ω_0 , denominata portante, dove il canale di trasmissione presenta delle ottime caratteristiche (ipotesi di canale ideale). Il trasmettitore è costituito da un oscillatore a frequenza ω_0 e da un modulatore che permette la modulazione della portante con il messaggio contenuto nel segnale. E' ben noto che sono possibili tre principali schemi di modulazione: ampiezza (o intensità), frequenza e fase. Attualmente nelle comunicazioni ottiche è prevalentemente utilizzata la modulazione di ampiezza per la sua semplicità e basso costo.

L'elemento chiave di un trasmettitore ottico è l'oscillatore che è costituito da un laser. In questo capitolo sono quindi riportate le principali caratteristiche del LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

2.1 Concetti basilari dell'interazione radiazione-materia

Per comprendere il funzionamento di un trasmettitore ottico ed in particolare dell'oscillatore, è necessario richiamare alcuni concetti fondamentali che stanno alla base della teoria dei laser.

Alla base del funzionamento del laser sono tre fenomeni d'interazione radiazione-materia.

1) EMISSIONE SPONTANEA. E' il processo per cui un atomo o una molecola che si trova ad un livello energetico E_2 passa ad un livello di energia $E_1 < E_2$ con emissione di un'onda elettromagnetica di frequenza $\nu = (E_2 - E_1)/h$, con $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$ J*s, vale a dire con emissione di un fotone di energia $E_2 - E_1$. Indicando con $N_2(t)$ il numero di atomi per unità di volume che al generico istante t si trova al livello

energetico E_2 (popolazione di livello), si può scrivere il rate di decadimento spontaneo della popolazione nel seguente modo:

$$(dN_2/dt) = -AN_2 \quad (2.1)$$

Il coefficiente A , costante nel tempo e caratteristico della particolare transizione energetica, è la probabilità (nell'unità di tempo) di emissione spontanea; il suo inverso τ_{SP} è detto vita media di emissione spontanea, ed ha le dimensioni di un tempo. La soluzione dell'equazione precedente assume la forma seguente:

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-t/\tau_{SP}} \quad (2.2)$$

E' importante osservare che l'emissione spontanea non è il solo processo attraverso il quale l'atomo (o la molecola) può perdere l'energia E_2-E_1 : tra gli altri processi, detti decadimenti non radiativi, i più comuni sono quelli che portano alla trasformazione dell'energia E_2-E_1 in energia cinetica degli atomi (o molecole) circostanti.

2) EMISSIONE STIMOLATA. E' il processo attraverso il quale l'atomo (o molecola) passa dal livello di energia E_2 a quello di energia $E_1 < E_2$ perché su di esso incide un'onda elettromagnetica di frequenza $\nu=(E_2-E_1)/h$, emettendo un fotone di energia E_2-E_1 che si aggiunge all'onda incidente. Anche in questo caso il rate di decadimento è proporzionale alla densità di popolazione del livello 2, ma secondo un coefficiente non più costante, ma che dipende dall'intensità dell'onda incidente.

A differenza dell'emissione spontanea, i fotoni emessi dai vari atomi delle molecole hanno una relazione di fase fissa tra loro e con l'onda incidente, il che non avviene per i fotoni emessi spontaneamente. Anche la direzione di emissione stimolata è mediamente coincidente con quella dell'onda incidente, mentre quelli spontanei sono emessi in tutte le direzioni.

3) ASSORBIMENTO. E' il processo attraverso il quale un atomo o molecola passa dal livello di energia E_1 a quello d'energia $E_2 > E_1$ quando è investito da un'onda elettromagnetica di frequenza $\nu = (E_2 - E_1)/h$, sottraendo all'onda il corrispondente fotone. Anche in questo caso è possibile dimostrare che il rate di assorbimento è proporzionale, secondo un coefficiente che è identico a quello dell'emissione stimolata, alla densità di popolazione del livello 1.

2.2 Realizzazione di un amplificatore

Si supponga che un'onda elettromagnetica piana caratterizzata da un flusso fotonico (numero di fotoni che nell'unità di tempo attraversa l'unità di area disposta perpendicolarmente alla direzione di propagazione) F , viaggiando lungo la direzione z , investa uno spessore dz di materiale (a facce piane e parallele perpendicolari a z).

Si ipotizza che nel materiale esistano due livelli energetici E_1 ed E_2 , e che l'onda abbia frequenza $\nu = (E_2 - E_1)/h$. Per effetto dei processi di emissione stimolata e di assorbimento (si trascurano per il momento i fenomeni di emissione spontanea), all'interno del materiale il flusso fotonico varierà di una quantità:

$$dF = \sigma F(N_2 - N_1)dz \quad (2.3)$$

Il parametro σ , che ha le dimensione di un'area, viene detto sezione d'urto, e dipende dalla particolare transizione: questa grandezza è pari al rapporto tra la probabilità di transizione e il flusso fotonico incidente. Se un materiale presenta una elevata sezione d'urto, a parità di flusso fotonico incidente, darà luogo ad un numero maggiore di transizioni.

Se $N_1 > N_2$, allora $dF < 0$ e il materiale si comporta come un assorbitore; se invece $N_1 < N_2$, allora $dF > 0$ e il materiale si comporta come un amplificatore. In condizioni di equilibrio termico, le popolazioni dei due livelli devono soddisfare la relazione che esprime la statistica di Boltzmann:

$$N_2^e / N_1^e = e^{-(E_2 - E_1)/KT}, \quad \text{con } K = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K} \quad (3.4)$$

Ne consegue che N_2^e sarà sempre minore di N_1^e , e quindi, in condizioni di equilibrio termico, qualunque materiale si comporta come un assorbitore, vale a dire che prevale in fenomeno dell'assorbimento rispetto al quello dell'emissione. Se invece si riesce a realizzare una condizione, che è necessariamente di non equilibrio termico, per cui $N_2 > N_1$ (condizione di inversione di popolazione), allora il materiale si comporta come un amplificatore (nei confronti dell'onda): esso viene detto materiale o mezzo "attivo". Se la frequenza ν cade nel campo del visibile, si dice che il mezzo attivo realizza un amplificatore laser.

Un sistema che opera con soli due livelli energetici non può funzionare come laser, occorre almeno un altro livello per fare in modo che il livello 2 abbia una popolazione superiore al livello 1. In particolare in un sistema a tre livelli (0 o ground, 1, 2) con il pompaggio esterno si potrebbe realizzare un passaggio dal livello 0 al 2 e sfruttare la transizione 2-1 per il funzionamento laser se si realizzano due condizioni: il tempo τ_{21} è molto grande in modo tale che il processo predominante dal livello 2 a 1 sia l'emissione stimolata e il tempo τ_{10} molto breve in modo che il passaggio dal livello 1 allo zero sia istantaneo.

2.3 Risonatori ottici

Operando quello che viene detto un "pompaggio" dall'esterno, è quindi possibile realizzare un'inversione di popolazione, e rendere un materiale attivo, e quindi è possibile amplificare l'ampiezza di un'onda incidente, purché quest'onda sia caratterizzata da una frequenza risonante con la differenza tra i due livelli energetici del materiale attivo. Per realizzare una vera sorgente di luce, è, però, necessario introdurre una opportuna reazione positiva: per far questo si ricorre ai risonatori ottici.

Nei risonatori ottici le dimensioni sono molto maggiori della lunghezza d'onda. Una cavità, infatti, delle dimensioni della lunghezza d'onda della luce utilizzata, sarebbe scomoda da un punto di vista meccanico, ed insufficiente dal punto di vista del guadagno consentito da un materiale attivo posto al suo interno.

Normalmente ci si riferisce a cavità aperte delimitate da due superfici riflettenti poste perpendicolarmente all'asse di propagazione z (asse della cavità) ad una distanza L l'una dall'altra.

Ci sono diversi tipi di risonatori, tra si ricorda il risonatore a specchi piani e paralleli, il risonatore simmetrico concentrico o sferico, il risonatore simmetrico confocale, e i risonatori con configurazioni non simmetriche.

Il risonatore a specchi piani e paralleli è il più semplice da trattare: si tratta di una cavità delimitata da due specchi piani e paralleli posti perpendicolarmente all'asse z ad una distanza L l'uno dall'altro.

Utilizzando la teoria di Schawlow e Townes, che parte dalla considerazione che lo sfasamento dell'onda nel passaggio da uno specchio all'altro deve essere pari ad un multiplo di π , è possibile dimostrare che all'interno della cavità si possono instaurare un certo numero di modi caratterizzati da frequenze di risonanza esprimibili nel modo seguente:

$$v \approx (nc/2L)\{1+(L^2/8a^2)(m^2+1^2)/n^2\}^{1/2} \quad (2.5)$$

$$l, m, n = 0, 1, 2, \dots$$

La differenza di frequenza tra due modi che hanno lo stesso valore di l e m, e il cui valore di n differisce di un'unità (tali modi si dicono longitudinali consecutivi), è data da:

$$\Delta v_n \approx c/2L \quad (2.6)$$

La differenza tra due modi trasversali consecutivi (caratterizzati da frequenze di risonanza che differiscono di un'unità per quanto riguarda il valore di l oppure m, mentre gli altri due parametri rimangono costanti) è invece pari a:

$$\Delta v_l = (cL)(2l+1)/(16na^2) \quad \Delta v_m = (cL)(2m+1)/(16na^2) \quad (2.7)$$

I modi trasversali sono quindi più "fitti" rispetto ai modi longitudinali, vale a dire che tra due modi longitudinali sono presenti più modi trasversali.

Il risonatore ottico si comporta quindi come un filtro sia in frequenza (soltanto certe configurazioni di campo, vale a dire certi modi, possono instaurarsi all'interno della cavità) sia nello spazio (il campo elettromagnetico risuonante è altamente direzionato).

2.4 Teoria del laser

Disponendo un opportuno mezzo attivo all'interno di un risonatore ottico è possibile realizzare un oscillatore laser, purché l'amplificazione dell'onda per ogni tratto percorso sia in grado di compensare le perdite presenti nel risonatore (le perdite sono dovute in piccola parte alla diffrazione trasversale, e in larga misura alla riflettività degli specchi che deve necessariamente essere <1 per poter prelevare il raggio di luce dalla cavità).

Imponendo la condizione di compensazione delle perdite, si giunge all'espressione seguente:

$$(N_2 - N_1)_c = -\ln R_1 R_2 / (2\sigma l) \quad (2.8)$$

R_1 e R_2 rappresentano le riflettività dei due specchi.

La precedente differenza di popolazione è detta critica in quanto essa corrisponde alla minima inversione sufficiente a far sì che il guadagno compensi le perdite e che quindi possa stabilirsi un'oscillazione.

Utilizzando soltanto i due livelli finora considerati, non è possibile realizzare un'inversione di popolazione: se si prova, infatti, a forzare gli atomi nel livello superiore, arrivati alla situazione nella quale $N_1 = N_2$, il materiale diventa trasparente e non dà più luogo ad assorbimento, cosicché risulta impossibile arrivare all'inversione di popolazione $N_2 > N_1$. Per realizzare la necessaria inversione è dunque indispensabile utilizzare almeno tre livelli energetici. Se si forzano gli atomi del livello fondamentale 1 a passare al livello 3, e se esso è tale che da questo livello gli atomi decadano velocemente verso il livello 2, si può arrivare a realizzare una situazione d'inversione di popolazione tra i livelli 2 ed 1.

Ancora meglio si realizza l'inversione di popolazione considerando uno schema a 4 livelli, realizzando l'inversione di popolazione tra i livelli 2 e 3.

Il meccanismo attraverso il quale gli atomi vengono forzati dal livello fondamentale al livello 3, si chiama POMPAGGIO. Esso può essere realizzato in vari modi, ma se il livello 3 è inizialmente vuoto, si può sempre scrivere:

$$(dN_2/dt) = W_p N_g \quad (2.9)$$

p =pompaggio, g =ground

Il coefficiente W_P è il rate di pompaggio, ed anche per esso esiste un certo valore critico che deve essere superato per raggiungere le condizioni di soglia.

Tutto questo discorso vale per un sistema a 3 o 4 livelli: grazie al pompaggio, si realizza l'inversione di popolazione tra due livelli, e diventa possibile l'amplificazione di un'onda elettromagnetica risonante con quel salto energetico.

I materiali utilizzati in pratica per realizzare i mezzi attivi dei laser (gas molecolari, semiconduttori, rubinio, ed altri) sono in realtà caratterizzati da bande di energia costituite da moltissimi sottolivelli energetici. Sono quindi possibili numerose transizioni energetiche, e quindi si può realizzare l'inversione di popolazione per parecchie coppie di livelli energetici. In definitiva, pompando opportunamente il mezzo attivo, questo presenta un guadagno non soltanto per una frequenza, ma per una banda estesa di frequenze: anziché fornire una riga di guadagno, presenta una curva di guadagno.

Come detto in precedenza, il risonatore ottico permette l'instaurarsi di certe configurazioni di campo (modi). Il mezzo attivo è in grado di realizzare l'inversione di popolazione per un certo numero di questi modi, in particolare per quelli che si trovano all'interno della banda di guadagno del mezzo attivo. Ad ogni passaggio all'interno della cavità, i modi che si trovano in corrispondenza a valori di guadagno del mezzo attivo superiori al valore critico, vengono amplificati, e la loro ampiezza aumenta nel tempo fino al raggiungimento di una condizione di regime.

2.5 Laser in regime impulsato

I sistemi ottici moderni hanno la necessità di gestire una quantità enorme di dati: è quindi necessario riuscire a generare impulsi di luce la cui durata sia particolarmente breve; in questo modo si potrà rendere sufficientemente elevato il bit rate del sistema in quanto si riuscirà a disporre di un maggior numero di dati nella stessa finestra temporale.

Utilizzando un laser tradizionale, è possibile generare impulsi caratterizzati da una durata nell'ordine del μs , quindi è possibile realizzare sorgenti adatte a sistemi con bit rate di circa 1 Mbit/s.

Utilizzando la tecnica del Q-switching, è possibile generare impulsi della durata dell'ordine del ns, e quindi sorgenti per segnali con bit rate fino a 1 Gbit/s. Questa tecnica si basa sull'introduzione all'interno della cavità di un interruttore che varia periodicamente il fattore di merito Q della cavità, ossia le sue perdite. Quando l'interruttore è aperto, le perdite della cavità sono elevate, e il valore critico dell'inversione di popolazione presenta valori molto elevati. Il pompaggio del mezzo attivo, in questa situazione di alte perdite, non è in grado di realizzare l'inversione di popolazione, e quindi non si ha l'emissione di luce. Quando l'interruttore si chiude, le perdite nella cavità si riducono, il nuovo valore dell'inversione di popolazione diviene decisamente più basso, e quindi il sistema si trova sopra il valore critico dell'inversione di popolazione, e quindi si ha l'emissione di un impulso di luce. L'energia immagazzinata durante il periodo nel quale l'interruttore è aperto, viene liberata nel breve tempo in cui l'interruttore si presenta chiuso. Attraverso la commutazione periodica dell'interruttore è quindi possibile generare un treno d'impulsi. Il meccanismo del Q-switching è anche alla base della teoria delle auto pulsazioni nei dispositivi laser DFB, che saranno trattati alla fine del capitolo (paragrafo 2.4.3)

La tecnica più efficace per la generazione di impulsi ultracorti (caratterizzati da durata inferiore ai 100 fs) è quella che va sotto il nome di MODE LOCKING.

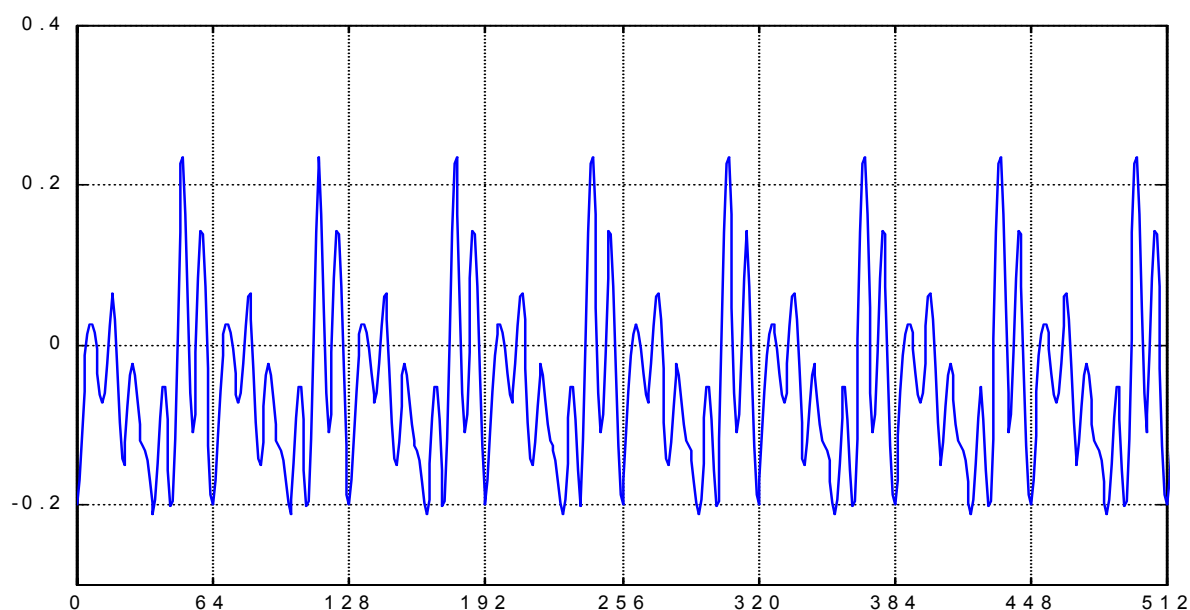
Utilizzando questa tecnica, e facendo uso di altre sofisticate tecniche mirate ad allargare la banda del segnale emesso (tecniche di compressione e utilizzo di laser a banda larghissima), è oggi possibile realizzare sorgenti laser in grado di emettere impulsi di luce della durata di 5 fs.

2.6 Teoria del mode-locking

Si consideri una cavità laser: in generale ci si può riferire ad una cavità di tipo Fabry Perot, delimitata da due specchi piani e paralleli, uno dei quali parzialmente riflettente.

La cavità laser è un risonatore ottico nel quale possono risuonare contemporaneamente più modi. Il numero e il tipo di modi che potranno esser

realmente sostenuti dipende dalla geometria della cavità e dalle caratteristiche del mezzo attivo presente nella cavità stessa. Si suppone che la cavità, grazie alla presenza del mezzo attivo, sia in grado di sostenere più modi contemporaneamente. Il segnale che si presenterà in uscita è la sovrapposizione di questi modi. In generale questa sovrapposizione dà luogo ad un segnale che presenta un andamento irregolare nel tempo, a causa del fatto che le fasi dei vari modi che oscillano nella cavità sono tra loro incorrelate, e presentano quindi dei ritardi relativi tra i vari modi.



Per ottenere un'interferenza costruttiva tra i modi che oscillano nella cavità, è necessario manipolare in qualche modo le fasi delle onde stazionarie dei modi che oscillano, in modo tale da generare, per sovrapposizione dei modi stessi, un segnale che si presenti più regolare rispetto a quello mostrato nella figura precedente.

La tecnica del MODE LOCKING (agganciamento delle fasi dei modi) è una tecnica basata sull'osservazione che, rendendo costante, o in particolare nulla, la differenza di fase tra due modi consecutivi in cavità, si ottiene, in uscita dalla cavità, un treno d'impulsi a distanza temporale $2L/c$ (dove L è la lunghezza della cavità, e c è la velocità della luce) e di durata $2L/nc$ (n è il numero dei modi che interagiscono). E' possibile quindi a generare impulsi ultracorti, caratterizzati da durate dell'ordine dei ns fino a decine di fs.

Dopo aver descritto qualitativamente il fenomeno dell'aggancio delle fasi dei modi risonanti in una cavità laser, è ora possibile fornire una dimostrazione in termini matematici.

Si consideri una cavità nella quale risuonano $2n+1$ modi longitudinali, con ampiezze uguali, polarizzati linearmente, e si assuma che le fasi Φ_L dei modi del raggio d'uscita siano bloccate in accordo alla relazione seguente:

$$\Phi_L - \Phi_{L-1} = \Phi = \text{costante} \quad (2.10)$$

Il campo elettrico complessivo $E(t)$ dell'onda elettromagnetica, ottenuto come sovrapposizione dei $2n+1$ modi, può essere scritta, a meno di un valore costante per la fase totale, nel modo seguente:

$$E(t) = \sum_{l=-n}^n E_o \exp\{i[(\omega_o - l\Delta\omega)t + l\Phi]\} \quad (2.11)$$

dove ω_o è la frequenza del modo centrale, e $\Delta\omega$ è la differenza di frequenza tra due modi longitudinali consecutivi. Per semplicità, si è considerato il campo nel punto in cui la fase del modo centrale è nulla. Il campo complessivo può essere quindi scritto come:

$$E(t) = A(t) \exp(i\omega_o t) \quad (2.12)$$

dove

$$A(t) = \sum_{l=-n}^n E_o \exp\{i[l\Delta\omega t + l\Phi]\} \quad (2.13)$$

L'equazione (2.13) mostra che il campo $E(t)$ può essere visto come una portante sinusoidale a frequenza pari a quella del modo centrale, la cui ampiezza

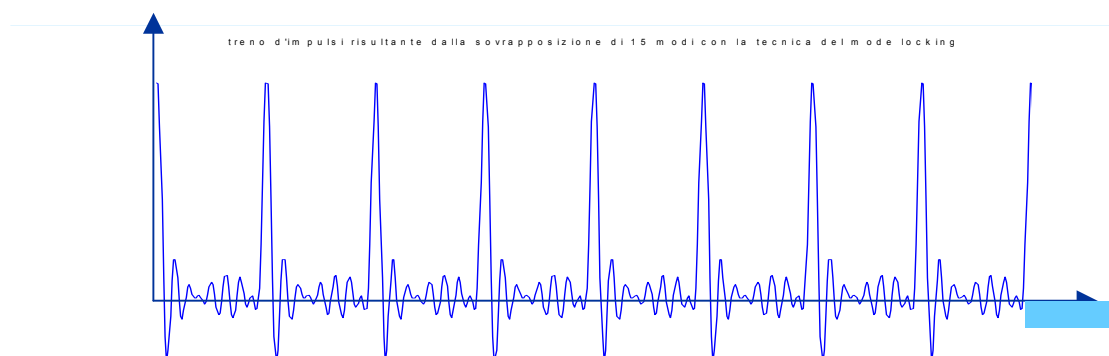
$A(t)$ è modulata nel tempo. Se si opera adesso un cambiamento del riferimento temporale in modo che risulti $\Delta\omega t^l = \Delta\omega t + \Phi$, l'espressione (2.18) può essere scritta come segue:

$$A(t^l) = \sum_{l=-n}^n E_0 \exp[i l \Delta\omega t^l] \quad (2.14)$$

La sommatoria che compare a secondo membro è una serie geometrica di ragione pari a $E_0 \exp[i l \Delta\omega t^l]$, quindi $A(t^l)$ può essere agevolmente calcolato, e fornisce l'espressione seguente:

$$A(t^l) = E_0 \frac{\sin(2n+1) \Delta\omega t^l / 2}{\sin(\Delta\omega t^l / 2)} \quad (2.15)$$

Per capire il significato fisico di questa espressione, è opportuno analizzare una rappresentazione grafica dell'ampiezza $A(t^l)$ nel caso particolare di $n=7$.



E' possibile osservare che, grazie alla condizione di aggancio delle fasi dei modi, questi ultimi interagiscono in maniera costruttiva, producendo un treno di impulsi uniformemente spaziat.

Gli impulsi presentano un massimo in corrispondenza degli istanti nei quali si annulla il denominatore della (2.20), e ciò accade quando $t^l=0$. Per $t^l=0$, anche il numeratore della (2.20) si annulla, e si può quindi verificare che $A^2(t)$ è pari a $(2n+1)^2 E_0^2$. L'impulso successivo si avrà in corrispondenza del successivo annullamento del denominatore della (2.20), e ciò accade nell'istante t^l per il

quale vale la relazione $(\Delta\omega l/2)=\pi$. Due impulsi consecutivi sono quindi separati da un tempo

$$\tau_P = 2\pi/\Delta\omega \quad (2.17)$$

Per quanto riguarda invece la larghezza temporale (FWHM) di ogni singolo impulso, si dimostra semplicemente che tale durata è legata sostanzialmente alla banda totale di oscillazione $\Delta\nu_{OSC}$, la quale, a sua volta, dipende dalle caratteristiche del mezzo attivo presente nella cavità:

$$\Delta t_P = 1/\Delta\nu_{OSC} \quad (2.18)$$

$\Delta\nu_{OSC}$ è un parametro importante perché, oltre a fissare la durata temporale di ogni singolo impulso, stabilisce quanti modi possono essere sostenuti dentro la cavità, e quindi il numero $2n+1$ di modi che posso considerare nella formula (2.20). Se la banda di oscillazione è molto ampia, sarà possibile agganciare molti modi e quindi in uscita dalla cavità si otterrà un treno d'impulsi di durata molto breve e di potenza molto elevata.

Si è quindi ottenuto, in uscita dalla cavità, un treno d'impulsi equispaziati nel tempo, e caratterizzati da una larghezza temporale ben definita.

Per comprendere meglio il fenomeno del mode-locking, è possibile ragionare nel modo seguente. I singoli modi possono essere rappresentati attraverso vettori nel piano complesso. Il modo l -esimo, corrisponde al vettore di ampiezza E_0 (tutti i modi hanno ampiezza E_0) che ruota a velocità angolare $\omega_0+l\Delta\omega$. E' possibile considerare come riferimento un asse che ruota con velocità angolare ω_0 . In questo maniera il vettore rappresentativo del modo centrale appare fermo rispetto a questo riferimento, e il modo l -esimo ruota con una velocità angolare $l\Delta\omega$ rispetto al riferimento. Al tempo zero tutti i modi sono allineati lungo l'asse di riferimento (condizione di mode-locking: tutte le fasi sono agganciate), e il campo totale, dato dalla sovrapposizione di questi vettori, è pari a $(2n+1)E_0$.

Con il trascorrere del tempo, il vettore corrispondente al modo centrale rimane fermo, mentre gli altri vettori iniziano a muoversi, alcuni in senso orario, altri in senso antiorario. Quando i $2n+1$ vettori sono equamente spazati nel piano

complesso, la loro sovrapposizione dà luogo al vettore nullo. Quando (dopo un tempo pari a $2\pi/\Delta\omega$) invece i vettori si trovano nuovamente a passare tutti per l'asse di riferimento (nel frattempo i modi più veloci avranno compiuto più giri attorno al riferimento), ci si troverà nuovamente nella condizione di interferenza costruttiva e quindi in corrispondenza all'emissione di un impulso.

La distanza frequenziale tra due modi longitudinali consecutivi che risuonano dentro la cavità, è un parametro che è fissato dalla geometria della cavità stessa, ed è pari a $\Delta\omega=2\pi\Delta\nu=\pi c/L$, dove c è la velocità della luce, e L è la lunghezza della cavità. Sostituendo il valore di $\Delta\omega$ nella (2.21), è possibile esprimere più chiaramente la distanza temporale tra due impulsi di luce consecutivi:

$$\tau_P = 2L/c \quad (2.19)$$

La spaziatura temporale di due impulsi consecutivi è dunque pari al tempo di round trip della cavità: è come se ci si trovasse di fronte ad un impulso ultracorto che rimbalza avanti e indietro dentro la cavità: in corrispondenza al passaggio per lo specchio, si ha l'emissione di un impulso.

Nel caso in cui le fasi dei singoli modi non sono bloccate, ma assumono valori casuali, l'uscita dalla cavità assume un andamento non più regolare e prevedibile (come mostrato nella figura 2.6), e il campo complessivo ha una potenza che è pari alla somma delle potenze che caratterizzano i singoli modi, e quindi è pari a $(2n+1)E_0^2$.

Nel caso invece di aggancio delle fasi, il campo complessivo ha ampiezza pari a $(2n+1)E_0$, e quindi la potenza del segnale complessivo sarà pari a $(2n+1)^2E_0^2$. La condizione di aggancio produce quindi impulsi non soltanto di durata molto breve, ma anche di notevole potenza rispetto al caso analogo in assenza di mode locking.

Metodi di mode locking

Per ottenere l'aggancio delle fasi dei modi risuonanti, sono possibili alcune tecniche, le quali possono essere raggruppate in due grandi categorie:

Mode locking passivo, ottenuto di solito attraverso l'uso di assorbitori saturabili;

Mode locking attivo, nel quale le perdite o il guadagno del laser sono modulate da una sorgente esterna.

Nel mode-locking passivo viene inserita lungo l'asse della cavità una cella contenente un opportuno assorbitore saturabile, che assorbe la radiazione alla lunghezza d'onda della transizione laser. La sostanza è una soluzione di colorante saturabile (DYE) che presenta all'assorbimento una sezione d'urto σ elevata, e quindi bassa intensità di saturazione. Finché non viene superata la soglia di saturazione, la cella assorbe la radiazione. Molto presto però, l'assorbitore va in saturazione e diviene trasparente. L'assorbitore non saturo comporta inversione critica di popolazione N_c molto elevata (alte perdite, dovute all'assorbitore che assorbe l'energia), mentre l'assorbitore saturo si presenta del tutto trasparente alla radiazione incidente, e quindi non comporta perdite aggiuntive nella cavità. Di fatto l'assorbitore saturabile si comporta come un modulatore d'ampiezza posto all'interno della cavità.

Nell'ambito del mode locking attivo, è possibile operare una ulteriore suddivisione:

Amplitude modulation (AM) mode locking.

Frequency modulation (FM) mode locking.

Mode locking attivo di tipo AM

Si supponga di inserire all'interno della cavità un modulatore, pilotato da un segnale esterno, il quale produce una perdita che varia nel tempo in maniera sinusoidale con frequenza $\Delta\omega^l$. Se la frequenza $\Delta\omega^l$ del segnale modulante è diversa dalla distanza frequenziale tra due modi consecutivi $\Delta\omega$, allora viene semplicemente modulata l'ampiezza del campo elettrico nella cavità, ed è possibile quindi scrivere il generico modo nella forma seguente:

$$E_1(t) = E_0(1 + \delta \cos \Delta\omega^l t) * \cos(\omega_1 t + \Phi_1) \quad (2.20)$$

Dove δ è la profondità di modulazione, ω_1 è la frequenza del modo l-esimo, e Φ_1 è la sua fase. Sviluppando il prodotto espresso nella (2.24), ed in particolare il prodotto dei due coseni, si può osservare la comparsa di due bande laterali a frequenza $\omega_1 + \Delta\omega^l$ e $\omega_1 - \Delta\omega^l$.

$$\begin{aligned} E_0 \delta \cos(\Delta\omega^l t) * \cos(\omega_1 t + \Phi_1) &= \\ &= (E_0 \delta / 2) \{ \cos[(\omega_1 + \Delta\omega^l)t + \Phi_1] + \cos[(\omega_1 - \Delta\omega^l)t + \Phi_1] \} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Il campo $E(t)$ contiene quindi due termini che oscillano a frequenza $\omega_1 + \Delta\omega^l$ e $\omega_1 - \Delta\omega^l$. Se viene scelta la frequenza del segnale modulante in modo tale che risulti $\Delta\omega^l = \Delta\omega$, le due bande laterali, generate dalla modulazione, coincidono con le frequenze dei modi adiacenti al modo l-esimo, quindi le due bande laterali daranno un contributo costruttivo ai modi adiacenti a quello centrale. I modi della cavità diventano quindi accoppiati, nel senso che l'equazione del campo di un determinato modo conterrà due termini generati dalla modulazione dei due modi adiacenti.

2.6 Laser per telecomunicazioni

Nel campo delle telecomunicazioni i laser principalmente utilizzati sono quelli a semiconduttore, in cui i livelli energetici per l'emissione laser sono costituiti dalla banda di valenza e di conduzione. In particolare il processo di decadimento avviene quando un elettrone della banda di conduzione si ricombina con un lacuna della banda di valenza.

Il laser a semiconduttore è realizzato mediante una giunzione PN e mediante l'uso di particolari materiali è possibile realizzare una emissione di luce nella banda di trasmissione desiderata, in particolare a 1.3 μm e 1.55 μm . Tra i principali materiali ricordiamo InGaAs, InGaAsP, InP.

Per maggiori dettagli sui laser a semiconduttore si può ricorrere ad appositi testi.

Attualmente sono stati sviluppati dei laser a semiconduttore che presentano una larghezza di riga veramente stretta (qualche KHz, che li rende particolarmente appetibili per i sistemi ottici ad alta capacità).

Tra i laser a semiconduttore ricordiamo i DFB, i DBR e i multi-quantum well (MQW).

La modulazione di un laser può avvenire in maniera diretta o esterna. Quella diretta avviene modulando direttamente la corrente di alimentazione, mentre in quella esterna il laser lavora in condizione CW e la modulazione può avvenire mediante un modulatore esterno. I modulatori più utilizzati sono quelli ad elettroassorbimento e quelli Mac Zehnder.

2.7 Formati di modulazione

Nelle telecomunicazioni si possono utilizzare tre tipi di modulazione: AM (ampiezza), FM (frequenza), PM (fase).

Oggi si utilizzano quasi esclusivamente la modulazione AM o IM (intensità).

Per la forma del segnale si possono utilizzare i formati NRZ (non return to zero) o RZ (return to zero). Per altissime capacità (>10 Gb/s) oggi si preferisce utilizzare i segnali RZ.

3. Fibra ottica

Fin dall'inizio le fibre ottiche apparivano come l'unica scelta possibile per supportare il previsto grande sviluppo delle telecomunicazioni, ma le difficoltà realizzative e le caratteristiche trasmissive non ottimali le rendevano poco attrattive nelle applicazioni pratiche.

Intorno al 1966 venne lanciato un programma di ricerche in diversi laboratori, orientato alla realizzazione e allo sviluppo delle fibre di vetro, che culminò nel 1970 con la realizzazione, presso i laboratori della Corning Glass Work, della prima fibra di vetro con perdite ottiche inferiori a 20 dB/Km.

Unendo i continui successi nella realizzazione di fibre con perdite sempre più basse alla realizzazione di laser a semiconduttore in grado di lavorare in continua a temperatura ambiente e dei fotorilevatori, si possedevano ormai tutti gli elementi per realizzare i primi sistemi trasmissivi su portante ottica a livello commerciale.

Negli anni novanta si è arrivati a velocità dell'ordine dei gigabit/s, velocità assai più elevate dei 56 Kbps di Arpanet.

Con l'attuale tecnologia a fibra, la larghezza di banda raggiungibile è certamente superiore a 50.000 Gbps (50 Tbps) e molti ricercatori stanno sviluppando materiali ancora migliori. Oggi sono disponibili capacità di 40 Gb/s su un solo canale e di 1Tb/s usando WDM. Sono a portata di mano sistemi completamente ottici compreso l'ingresso e l'uscita dei computer.

Le implicazioni di una larghezza di banda in sostanza infinita non sono state ancora completamente esplorate da una generazione di scienziati abituati a pensare in termini di ristretti limiti di Nyquist e Shannon imposti dal filo di rame. Si dovrebbe entrare nella mentalità che si dovrebbe evitare la computazione a tutti i costi, non importa quanta larghezza di banda si perda, perché ci stiamo avvicinando al limite delle velocità che i nostri calcolatori possono raggiungere, si veda figura 3.1.

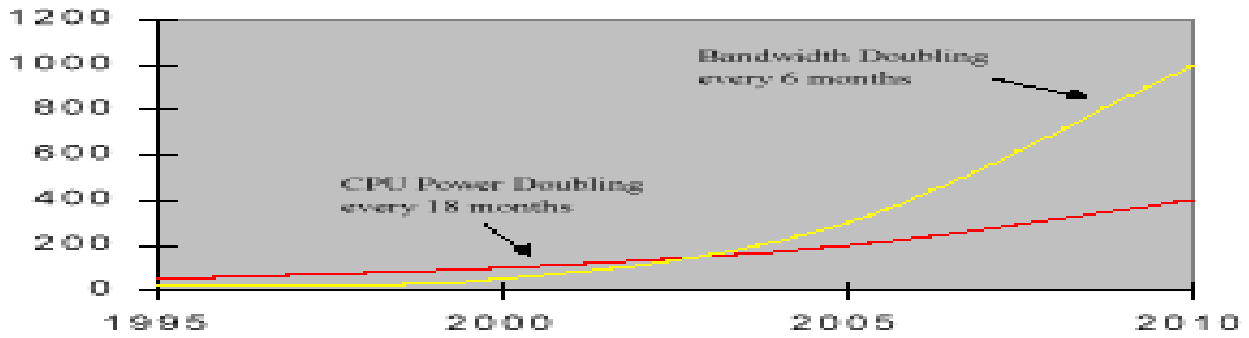


Fig. 3.1 Confronto fra la crescita della banda e la crescita della potenza delle CPU

3.1 Cenni sulla teoria delle fibre ottiche

La forma più semplice immaginabile per una fibra ottica è quella di due cilindri coassiali, in cui quello interno è detto core e quello esterno è detto cladding, entrambi di materiale che presenta la massima trasparenza alla luce nel campo del visibile e dell'infrarosso, ma con indice di rifrazione n diverso.

Se la variazione di n all'interfaccia è brusca la fibra si dice *step index*, in un differente tipo di fibra, conosciuta come *graded index* l'indice di rifrazione decresce gradualmente all'interno del core.

In figura 3.1 è mostrato schematicamente il profilo di n e la sezione dei due diversi tipi di fibra.

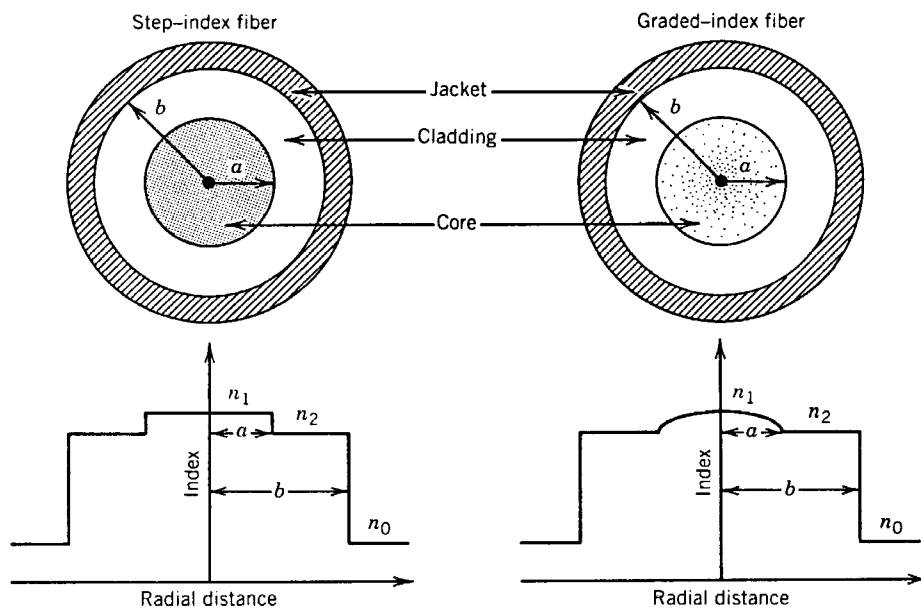


figura 3.1.

Le proprietà guidanti delle fibre ottiche possono essere studiate disegnando le traiettorie dei raggi basandosi sull'ottica geometrica. Questo metodo, sebbene approssimato, può essere adottato quando il raggio del core è paragonabile con la lunghezza d'onda λ del segnale.

Considerando la geometria di figura 2.2 quando un raggio, incidente sulla superficie di separazione aria fibra, forma un angolo θ_i con l'asse del core a causa della rifrazione, il raggio curva verso la normale secondo l'equazione:

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r \quad (3.1)$$

Dove n_1 e n_0 sono l'indice di rifrazione del core e dell'aria.

Il raggio una volta superato l'interfaccia aria fibra viene di nuovo rifratto alla superficie di separazione core cladding.

Chiaramente la rifrazione è possibile solo per un angolo ϕ tale che:

$$\sin \phi < n_2 / n_1 \quad (3.2)$$

Dove n_2 è l'indice di rifrazione del cladding

Per angoli ϕ più grandi di un ϕ_c definito come

$$\sin \phi_c = n_2 / n_1 \quad (3.3)$$

Si ha riflessione totale interna.

Ciò significa che tutti i raggi con $\phi > \phi_c$ rimangono confinati all'interno del

core.

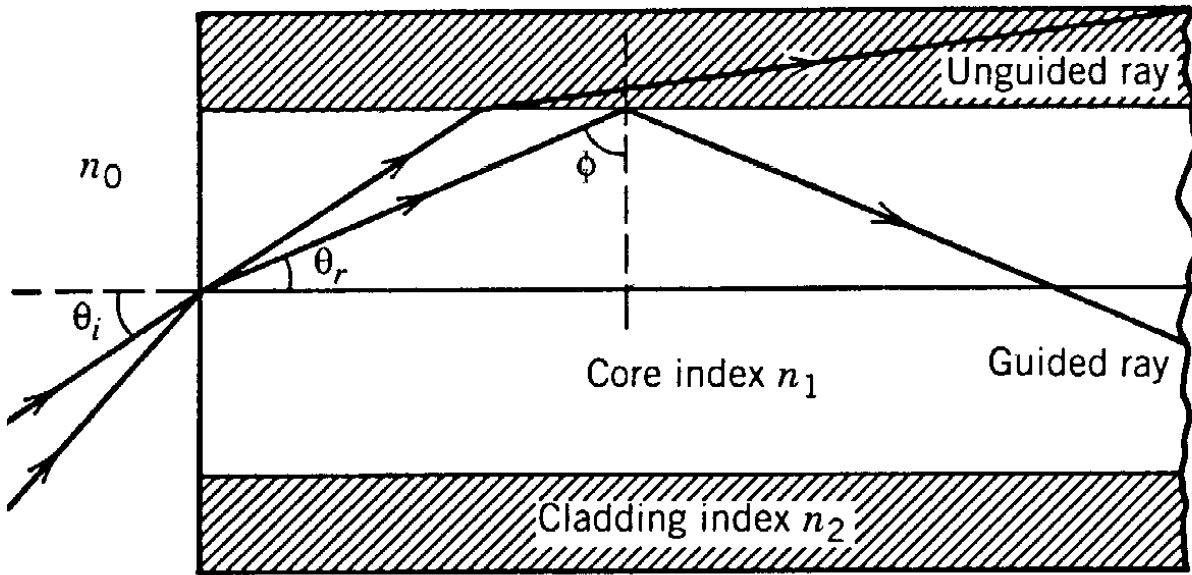


figura 3.2.

Mettendo insieme la (3.1) con la (3.3) possiamo calcolare il massimo angolo di incidenza del raggio di ingresso affinché non si abbia sconfinamento all'interno del core:

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \cos \phi_c = (n_1^2 \cdot n_2^2)^{1/2} \quad (3.4)$$

$n_0 \sin \theta_i$ è nota come *apertura numerica* (NA) della fibra e rappresenta l'apertura che essa offre alla luce in ingresso.

Quando i valori degli indici di rifrazione di core e cladding sono confrontabili NA può essere approssimata come:

$$NA = n_1 (2\Delta)^{1/2} \quad \text{con} \quad \Delta = (n_1 - n_2)/n_1 \quad (3.5)$$

E' chiaro che Δ deve essere il più grande possibile affinché si possa accoppiare la quantità maggiore di luce in fibra.

Una fibra con queste caratteristiche presenta un comportamento multimodale e i modi possono essere visti come i raggi che si propagano con le diverse direzioni. Tali modi danno origine al fenomeno *della dispersione modale* che produce allargamento temporale dell'impulso.

Il fenomeno della dispersione modale può essere capito facendo riferimento alla figura (3.3) dove si nota che, se tutti i raggi viaggiano alla stessa velocità, quelli che formano un angolo d'ingresso nullo con l'asse percorrono uno spazio

pari alla lunghezza L della fibra, mentre quelli che entrano con un angolo $\theta_i \neq 0$ percorrono uno spazio pari a $L/\sin\theta$. Ciò comporta che un segnale impulsivo in ingresso subisce un allargamento sull'asse dei tempi a causa proprio dei differenti percorsi seguiti dai raggi.

I raggi che percorrono più spazio si presentano in uscita con un ritardo rispetto al raggio principale pari a:

$$\Delta T = \frac{nl}{c} \left(\frac{L}{\sin\phi} - L \right) = (Ln_1^2/cn_2)\Delta \quad (3.6)$$

Il tempo di ritardo fra i raggi a percorso minimo e massimo è una misura dell'allargamento dell'impulso lanciato in ingresso.

E' forse più utile analizzare lo stesso fenomeno in termini di bit rate (R).

Il legame tra R e ΔT dipende da molti aspetti, nel caso di segnale impulsivo possiamo sicuramente affermare che ΔT deve essere inferiore al bit slot $T_b=1/R$, una stima del bit rate la possiamo ottenere quindi imponendo la condizione $R\Delta T < 1$:

$$RL < n_2c/n_1^2\Delta \quad (3.7)$$

Con questo tipo di fibre si riescono ad ottenere dei prodotti bit rate-distanza relativamente piccoli ≈ 0.4 (Mb/s)Km. Considerevoli miglioramenti si possono ottenere con fibre in cui $\Delta \approx 2 \cdot 10^{-3}$, queste fibre possono comunicare dati con $BL < 100$ (Mb/s)Km.

L'effetto della dispersione modale, che come abbiamo visto è particolarmente dannosa, può essere arginato usando fibre graded index.

La caratteristica di una fibra, ad indice graduale, è che n_1 decresce gradualmente dal valore massimo, al centro del core, al suo valore minimo all'interfaccia core cladding.

La maggior parte di queste fibre sono progettate con una variazione quadratica dell'indice di rifrazione:

$$n(\rho) = \begin{cases} n_1[1 - \Delta(\rho/a)\alpha] : \rho < a \\ n_1(1 - \Delta) = n_2 : \rho \geq a \end{cases} \quad (3.8)$$

dove a rappresenta il raggio del core e α determina il profilo dell'indice di rifrazione; spesso si utilizza $\alpha=2$ che corrisponde ad un indice parabolico.

E' facile capire perché in questo modo si riesca a ridurre l'effetto della distorsione intermodale: il raggio che procede in modo più obliquo percorre uno

spazio maggiore rispetto al raggio principale, ma lo fa con velocità maggiore visto che incontra un n minore.

La distorsione intermodale nelle fibre graded index può essere studiata approfonditamente usando la tecnica della propagazione d'onda.

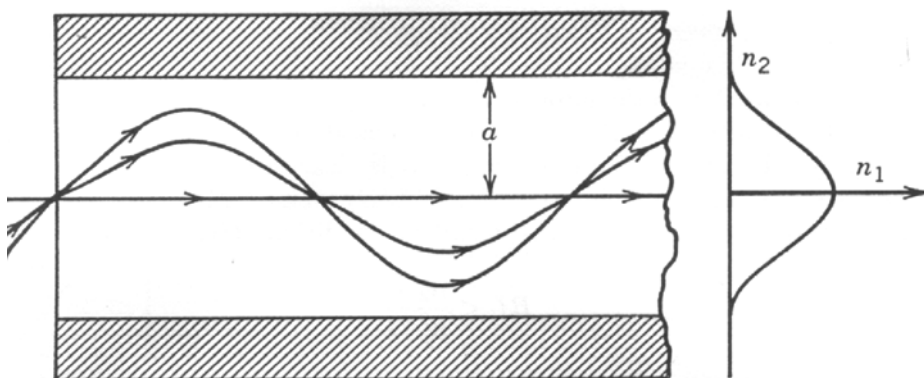


figura 3.3

La quantità $\Delta T/L$, dove ΔT rappresenta il massimo ritardo in una fibra di lunghezza L , varia sensibilmente con α (vedi figura 2.4).

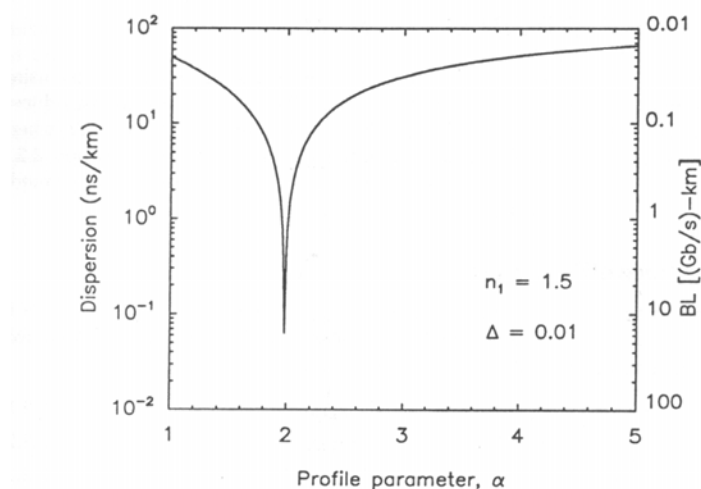


figura 3.4

Il prodotto RL è ottenuto usando il criterio $\Delta T < 1/B$ ed è dato da:

$$RL < 8c/n_1 \Delta^2 \quad (3.9)$$

Queste fibre con un appropriato profilo dell'indice di rifrazione possono comunicare dati con bit rate di 100 Mb/s per distanze superiori a 100 Km.

In ogni caso le graded index raramente sono usate per collegamenti a lunga distanza, a causa prevalentemente delle alte perdite (circa 50 dB/Km),

per questo il loro uso è limitato al trasferimento dati tra computer in area locale (10 Gb/s per una distanza di 0.5 Km).

Abbiamo detto in precedenza che il modo per eliminare completamente il multipath è di utilizzare condizioni monomodali, per far questo dobbiamo prima descrivere analiticamente i modi in fibra.

3.2 Modi in fibra.

Ogni modo di propagazione è una specifica soluzione dell'equazione delle onde (2.8) che soddisfa le condizioni al contorno ed ha la proprietà che la distribuzione spaziale non vari con la propagazione.

$$\Delta^2 E + n_2(\omega) \bar{k}_0^2 E = 0 \quad (3.10)$$

Vediamo ora i modi in una fibra step index:

Scriviamo inizialmente l'equazione (3.10) in coordinate cilindriche:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_z = 0 \quad (3.11)$$

Per semplicità di scrittura è stata trascurata la notazione vettoriale e la dipendenza dalla frequenza.

La stessa equazione si dovrà scrivere anche per le altre componenti di E e di H. Comunque non è necessario risolvere tutte e sei le equazioni, si scelgono E_z e H_z come variabili indipendenti e le altre le otteniamo in termini di queste.

L'equazione (3.11) può essere risolta semplicemente utilizzando il metodo della separazione delle variabili, scrivendo E_z come:

$$E_z(\rho, \phi, z) = F(\rho) \Phi(\phi) A(z) \quad (3.12)$$

Utilizzando l'equazione (3.12) nella (3.11) si ottengono le tre equazioni differenziali:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A}{dz^2} + \beta^2 A &= 0 \\ \frac{d^2 \Phi}{d\phi^2} + m^2 \Phi &= 0 \\ \frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + (n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2}) F &= 0 \end{aligned} \quad (3.13 \text{ a,b,c})$$

L'equazione (3.13 a) ha una soluzione della forma $A = \exp(i\beta z)$, dove β ha il significato fisico di costante di propagazione. In modo simile l'equazione (3.13b)

ha una soluzione della forma $\phi = \exp(im\phi)$, ma la costante m in questo caso può assumere solo valori interi dal momento che il campo elettromagnetico deve essere periodico in ϕ con periodo 2π .

L'equazione (3.13c), meglio conosciuta come equazione differenziale della funzione di Bessel, ha come soluzione generale:

$$F(\rho) = \begin{cases} C_1 J_m(k\rho) + C_2 Y_m(k\rho) : \rho \leq a \\ C_3 K_m(\gamma\rho) + C_4 I_m(\gamma\rho) : \rho > a \end{cases} \quad (3.14)$$

Dove C_i sono costanti e J_m, Y_m, K_m e I_m sono differenti specie di funzioni di Bessel. I parametri k e γ sono definiti come:

$$\begin{aligned} k^2 &= n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \\ \gamma^2 &= \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \end{aligned}$$

Considerevoli semplificazioni possono essere fatte se consideriamo che il campo per un modo guidato deve essere finito in $\rho=0$ e decadere a 0 in $\rho = \infty$.

Così E_z diventa:

$$E_z = \begin{cases} C_1 J_m(k\rho) \exp(im\phi) \exp(i\beta z) : \rho \leq a \\ C_2 K_m(\gamma\rho) \exp(im\phi) \exp(imz) : \rho > a \end{cases} \quad (3.15)$$

Lo stesso metodo può essere usato per H_z .

Gli altri quattro componenti possono essere espressi in termini di H_z e E_z usando le equazioni di Maxwell.

L'equazione (3.15) esprime il campo in funzione di quattro costanti A, C per E_z e B, D per un'equazione simile per H_z .

Queste costanti possono essere calcolate mediante la condizione (al contorno) che le componenti tangenziali del campo magnetico ed elettrico all'interfaccia core cladding devono essere continui. Dalla continuità di E_z, H_z, E_ϕ e H_ϕ in $\rho=a$ otteniamo un set di quattro equazioni soddisfatte da determinati valori di C_i .

Queste equazioni hanno soluzioni non banali solo se il determinante della matrice dei coefficienti è nullo. Questa condizione porta alla seguente equazione:

$$\left[\frac{J'_m(ka)}{kJ_m(ka)} + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right] \left[\frac{J'_m(ka)}{kJ_m(ka)} + \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right] = \left[\frac{2m\beta(n_1 - n_2)}{ak^2\gamma^2} \right]^2 \quad (3.16)$$

Per un determinato set di valori di k_0, a, n_1 e n_2 l'equazione (3.16) può essere risolta numericamente per determinare β . In generale la costante di propagazione ha più soluzioni per ogni valore di m , si usa enumerare queste soluzioni come β_{mn} per ogni m ($n=1,2,3,\dots$).

Ogni valore di β_{mn} corrisponde ad un possibile modo di propagazione in fibra del campo ottico, la cui distribuzione spaziale è ottenuta dalle equazioni del tipo (3.15).

I modi in fibra sono quindi “modi ibridi” e sono chiamati HE_{mn} o EH_{mn} , dipende se prevale la componente z del campo magnetico o elettrico.

Nel caso particolare di $m=0$ si parla di modo trasverso magnetico ($H_z=0$) o modo trasverso elettrico ($E_z=0$).

Un modo è univocamente determinato una volta noto β . Si usa anche un altro parametro $\bar{n} = \beta / k_0$ chiamato indice effettivo, ogni modo si propaga come se fosse in un indice \bar{n} il cui valore è compreso fra n_1 e n_2 . Un modo cessa se $\bar{n} \leq n_2$ o $\gamma=0$, cioè siamo in cutoff.

Un parametro che gioca un ruolo importante nel determinare le condizioni di cutoff è V :

$$V = k_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx (2\pi / \lambda) a n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (3.16)$$

V è chiamato frequenza normalizzata ($V \propto \omega$).

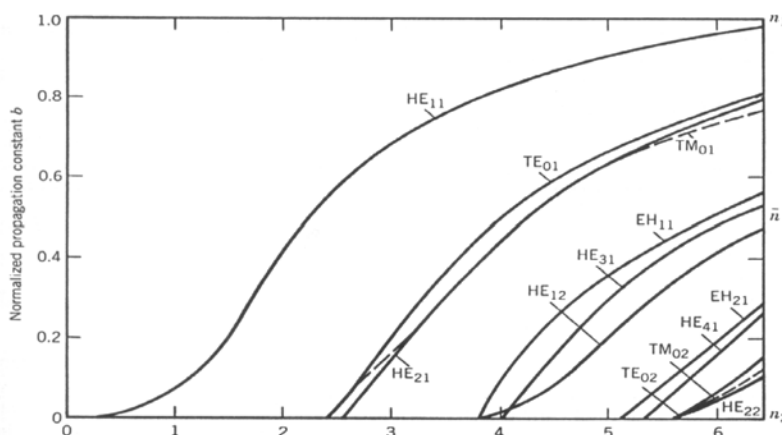


figura 3.5

Il parametro b è la costante di propagazione normalizzata:

$$b = \frac{\bar{n} - n_2}{n_1 - n_2} \quad (3.17)$$

La figura 3.5 mostra b in funzione di V . Per esempio, una tipica fibra multimodale con $a=25 \mu\text{m}$ e $\Delta=5 \times 10^{-3}$ ha $V=18$ per $\lambda=1.3 \mu\text{m}$ e può supportare 162 modi. Il numero di modi decresce velocemente al decrescere di V , una fibra con $V=5$ supporta 7 modi. Sotto un certo valore di V tutti, i modi tranne HE_{11} , sono in cutoff, siamo in condizione di singolo modo.

Il maggior vantaggio nell'utilizzo delle fibre singolo modo è quello di non presentare multipath, ciò perché l'energia è trasportata solamente da un modo.

3.3 Fenomeni di dispersione.

In una fibra singolo modo la propagazione del campo può essere assimilata a quella di un'onda piana e cioè il campo può essere scritto come

$$A(t, z) = A_0 \exp[j(\beta z - \omega_0 t)] \quad (3.18)$$

L'allargamento dell'impulso è dovuto in generale alla dipendenza dalla frequenza di β , per un impulso quasi monocromatico si usa spesso espandere $\beta(\omega)$ in serie di Taylor intorno alla frequenza della portante, arrestando la serie al terzo ordine.

$$\beta(\omega) = n \frac{\omega}{c} \approx \beta_0 + \beta_1(\Delta\omega) + \frac{1}{2} \beta_2(\Delta\omega)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\Delta\omega)^3 \quad (3.19)$$

dove $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ e $\beta_m = (d^m \beta / d\omega^m)_{\omega = \omega_0}$.

Dall'equazione (3.18) otteniamo $\beta_1 = 1/v_g$, dove v_g è la velocità di gruppo; β_2 è il coefficiente dispersione della velocità di gruppo (GVD), mentre β_3 rappresenta il contributo del terzo ordine.

A causa della GVD le varie componenti spettrali dell'impulso viaggiano con velocità di gruppo differenti. La GVD è costituita da due contributi principali: dispersione del materiale e dispersione della fibra.

Consideriamo una fibra singolo modo di lunghezza L . Una specifica componente spettrale ω arriva alla fine della fibra dopo un tempo di ritardo $T=L/v_g$, dove v_g è la velocità di gruppo definita come:

$$v_g = (d\beta / d\omega)^{-1} \quad (3.20)$$

Sapendo che $\beta = nk_0 = n\omega/c$ e che $v_g = c/n_g$ possiamo scrivere:

$$n_g = n + \omega(dn/d\omega) \quad (3.21)$$

La dipendenza dalla frequenza della velocità di gruppo induce un allargamento dell'impulso semplicemente perché le varie componenti spettrali si disperdono durante la propagazione, e non arrivano simultaneamente all'uscita della fibra.

La causa fondamentale, ma non certamente l'unica, di questo fenomeno è la dipendenza dell'indice di rifrazione dalla lunghezza d'onda; questa dipendenza è bene approssimata dalla equazione di

Sellmeier: $n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}$ dove ω_j sono le frequenze di risonanza alle quali il

mezzo assorbe la radiazione elettromagnetica attraverso le oscillazioni dei propri elettroni esterni mentre B_j è il peso di ciascuna di esse nella sommatoria. Le coppie (B_j, ω_j) sono disponibili in letteratura e dipendono dalla composizione del vetro considerato.

Se $\Delta\omega$ è l'occupazione spettrale dell'impulso, l'allargamento in una fibra di lunghezza L è:

$$\Delta T = \frac{dT}{d\omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2\omega}{d\omega^2} \Delta\omega = L\beta_2 \Delta\omega \quad (3.22)$$

dove $\beta_2 = d^2\beta/d\omega^2$ è chiamata parametro GVD e mostra come l'impulso si allarga viaggiando in fibra.

La stessa espressione viene più spesso rappresentata in funzione di λ :

$$\Delta T = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{L}{v_g} \right) \Delta\lambda = DL\Delta\lambda \quad (3.23)$$

dove:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (3.24)$$

D è chiamato parametro di dispersione ed è espresso in ps/(km-nm)

L'effetto della dispersione sul bit rate è espresso come al solito imponendo la condizione $B\Delta T < 1$, nel nostro caso otteniamo:

$$BL|D|\Delta\lambda < 1 \quad (3.25)$$

La dipendenza di D dalla lunghezza d'onda è dovuta alla dipendenza di n dalla frequenza. Dall'equazione (2.22) otteniamo:

$$D = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) \quad (3.26)$$

D è costituito da due termini : dispersione del materiale e della guida.

La dispersione del materiale è dovuto al fatto che l'indice di rifrazione del materiale con cui viene realizzata la fibra varia al variare della frequenza ottica e che a determinate frequenze di risonanza il materiale assorbe la radiazione.

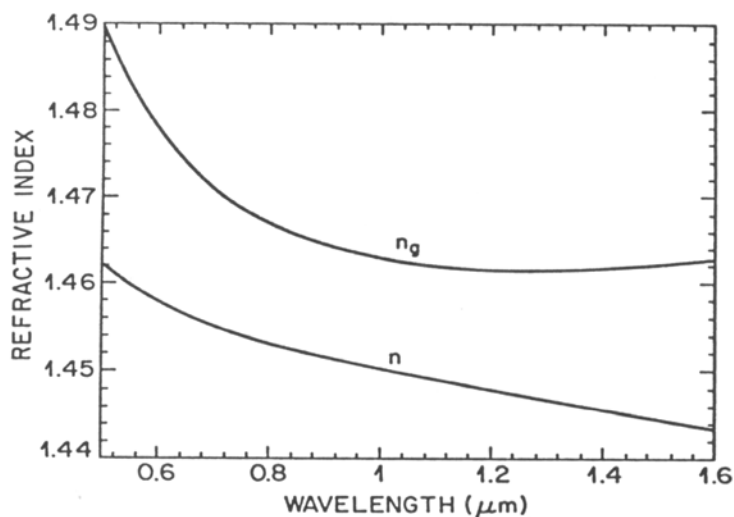


figura 3.6.

La figura 3.6 mostra la dipendenza dalla lunghezza d'onda di n e n_g nel range 0.5-1.6 μm . La dispersione del materiale D_m è legata alla pendenza di n dalla relazione $D_m = c^{-1}(dn_g/d\lambda)$.

Dalla figura risulta che $dn_g/d\lambda = 0$ alla lunghezza d'onda di 1,276 μm , lunghezza d'onda chiamata zero-dispersion (λ_{zd}).

Nel range della lunghezza d'onda prima descritto D_m può essere rappresentato da una relazione empirica:

$$D_m \approx 1.22(1 - \lambda_{zd}/\lambda) \quad (3.27)$$

Si può notare come per $\lambda = \lambda_{zd}$ D_m tende a zero.

Il contributo della dispersione della guida d'onda si ottiene dalla (3.24) introducendo la (3.16) e la (3.17) e riordinando:

$$D_w = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \left[\frac{n_{2g}^2}{n_2\omega} \frac{Vd^2(Vb)}{dV^2} + \frac{dn_{2g}}{d\omega} \frac{d(Vb)}{dV} \right] \quad (3.28)$$

La figura 6 mostra come $d(Vb)/dV$ e $Vd^2(Vb)/dV^2$ cambiano con V .

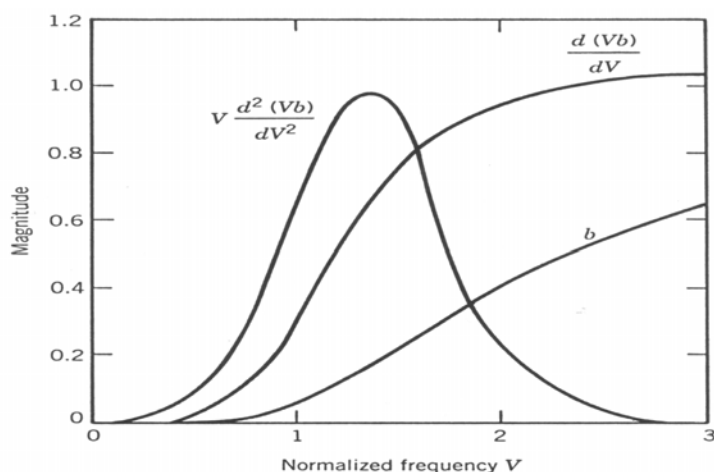


figura 3.7

Poiché entrambe le derivate sono positive $\Delta\omega$ è sempre negativo nel range considerato, mentre D_m è negativo per λ inferiore a λ_{zd} e positivo per λ superiore.

La figura 3.8 mostra come varia con λ D_m , D_w e la loro somma D .

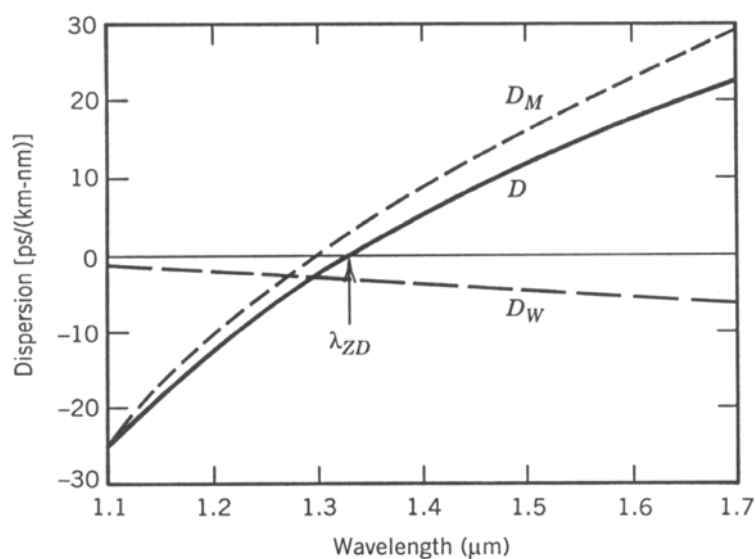


figura 3.8

Il primo effetto visibile di $\Delta\omega$ è che sposta λ_{zd} vicino ai $1.31 \mu m$ e riduce in generale la dispersione rispetto a D_m . Valori tipici di D sono $15-18 \text{ ps}/(\text{km-nm})$ vicino ai $1.55 \mu m$, valore di lunghezza d'onda di particolare interesse poiché corrispondente al punto di perdita minima. Questi valori di D sono da considerare elevati per un sistema di comunicazione a lunga distanza, per ovviare al problema

e poter continuare a lavorare a $1.55 \mu\text{m}$ si utilizzano fibre dispersione-flattened; cioè fibre in cui grazie ad opportune scelte del raggio del core e di Δ , si è riusciti a spostare λ_{zd} vicino a $1.55 \mu\text{m}$. Ciò non significa che è possibile incrementare in modo indefinito il prodotto BL, avvicinandoci sempre più a λ_{zd} , poiché D non può andare a zero a tutte le frequenze che compongono lo spettro dell'impulso (impulso non ideale), si presentano quindi fenomeni di dispersione di ordine superiore.

3.4 Equazione di Propagazione

Abbiamo visto fino ad ora i principi base della propagazione di un segnale ottico in fibra, con particolare attenzione ai modi di propagazione, ed abbiamo visto poi i problemi e le limitazioni imposte ai sistemi di comunicazione dalle dispersioni.

Vediamo ora di analizzare in modo più approfondito il segnale che si propaga in fibra, con particolare attenzione alle sorgenti di segnale, utilizzando l'equazione d'onda.

Nel paragrafo 3.2 si è mostrato come ogni componente in frequenza del campo ottico si propaga nella fibra secondo l'equazione (3.12), ovvero in una fibra singolo modo:

$$E(\mathbf{r}, \omega) = xF(\mathbf{x}, y)B(0, \omega)\exp(j\beta z) \quad (3.29)$$

Dove x è il vettore di propagazione, $B(0, \omega)$ è l'ampiezza iniziale e β è la costante di propagazione. $F(\mathbf{x}, y)$ è la distribuzione del campo del modo fondamentale e spesso è approssimata con una distribuzione gaussiana. In generale, $F(\mathbf{x}, y)$ dipende da ω , ma questa dipendenza può essere spesso trascurata considerando $\Delta\omega \ll \omega_0$ dove ω_0 è la frequenza portante. Le varie componenti spettrali si propagano quindi secondo l'equazione:

$$B(z, \omega) = B(0, \omega)\exp(j\omega\beta z) \quad (3.30)$$

L'ampiezza dell'impulso può essere rappresentata nel dominio del tempo molto semplicemente applicando la trasformata inversa di Fourier:

$$B(0, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(z, \omega) \exp(-j\omega t) d\omega \quad (3.29)$$

Se introduciamo la (3.27) e (3.29) nella (3.28) otteniamo:

$$B(z, t) = A(z, t) \exp[j(\beta_0 z - \omega_0 t)] \quad (3.30)$$

Dove l'ampiezza $A(z, t)$ è:

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d(\Delta\omega) A(0, \Delta\omega) \exp\left[i\beta_1 z(\Delta\omega) + \frac{i}{2}\beta_2 z(\Delta\omega)^2 + \frac{i}{6}\beta_3 z(\Delta\omega)^3 - j\Delta\omega t \right] \quad (3.31)$$

e dove $A(0, \Delta\omega)$ è la trasformata di Fourier di $A(0, t)$.

Calcolando dA/dz e notando che $\Delta\omega$ è sostituito da $i(dA/dz)$ nel dominio del tempo, portando tutto a primo membro l'equazione (3.31) diventa:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{i}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (3.32)$$

Si nota che per β_2 e β_3 nulli l'impulso si propaga senza variazioni nella sua forma.

La (3.32) è nota come Equazione di Propagazione. In verità questa è una forma semplificata in quanto non si è tenuto conto del comportamento non lineare della fibra; includendo il comportamento non lineare, il procedimento diventa ben più complesso ma al termine si giunge ad una equazione simile a quella trovata che è chiamata equazione di Schrodinger:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{i}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3.33)$$

dove α è il coefficiente di attenuazione mentre γ è un parametro che porta in conto il comportamento non lineare della fibra ed ha la seguente espressione: $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}$;

n_2 è il parametro che esprime la dipendenza dell'indice di rifrazione dall'intensità del campo e si misura in m^2/W ; A_{eff} invece è noto come "effective core area" e

rappresenta la regione del nucleo interessata dalla maggiore intensità del campo.

Assumendo una distribuzione traversa di tipo gaussiano : $F(x,y) = \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2}\right]$

si assume $A_{eff} = \pi w^2$. In assenza di dispersione, di attenuazione, e non linearità si

ha: $\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} = 0$ e l'impulso si propaga indistorto, cioè: $A(z,t) = A(0, t - \beta_1 z)$. Si

supponga, ora, di mettersi in un sistema di riferimento solidale con l'impulso in

movimento: $\left\{ \begin{array}{l} z' = z \\ t' = t - \beta_1 z \end{array} \right\}$

$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial z} + \frac{\partial A}{\partial t'} \frac{\partial t'}{\partial z} = \frac{\partial A}{\partial z'} - \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t'}$ e $\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial A}{\partial z'} \frac{\partial z'}{\partial t} + \frac{\partial A}{\partial t'} \frac{\partial t'}{\partial t} = \frac{\partial A}{\partial t'}$ quindi sostituendo nella

equazione di Schrodinger completa si ottiene:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3.34)$$

avendo posto $t' = T = t - \beta_1 z$

3.4.1 La dispersione cromatica

Si ponga $\beta_3 = 0$ $\gamma = 0$ $\alpha = 0$ per tener conto solo degli effetti dovuti alla **GVD**.

$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}$ questa equazione si risolve banalmente nel dominio della trasformata di Fourier;

infatti trasformando membro a membro: $i \frac{\partial \hat{A}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \hat{A}$ la cui soluzione è :

$\mathcal{A}(z, \omega) = \mathcal{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right)$ da questa relazione si evince che la risposta in frequenza della

fibra, nelle ipotesi fatte, è del tipo: $H(\omega) = \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right)$ ed introduce una variazione di fase

per ogni componente spettrale dipendente dalla frequenza e dalla distanza percorsa; tale cambiamento di fase non incide sullo spettro dell'impulso, ma ne induce un allargamento.

$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega$ sostituendo in essa la espressione di $\mathcal{A}(z, \omega)$ precedente :

$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega$ dove $\mathcal{A}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(0, T) \exp(i\omega T) dT$ queste

ultime relazioni consentono di valutare l'allargamento per le diverse tipologie di impulso.

Impulso Gaussiano $A(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right)$ dove T_0 è la semilarghezza dell'impulso quando

l'intensità si è ridotta di 1/e; solitamente, però, si preferisce fare riferimento alla larghezza totale dell'impulso a metà rispetto al punto massimo, così definita:

$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 ; 1.665T_0$ usando le due ultime relazioni di pagina precedente si ricava:

$$A(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (3.35)$$

scrivendolo in termini di modulo e fase si ottiene:

$$A(z, T) = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2\right]} \exp\left[-\frac{T^2}{2T_0^2 \left(1 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2\right)}\right] \exp\left[i \left(-\frac{\frac{z\beta_2}{T_0^2} T^2}{2 \left(1 + \left(\frac{z\beta_2}{T_0^2}\right)^2\right)} + \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{z\beta_2}{T_0^2}\right) \right)\right] \quad (3.36)$$

come si può notare l'impulso è ancora gaussiano ma la sua larghezza si è incrementata diventando:

$$T_1 = T_0 \left[1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{avendo definito} \quad L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{lunghezza di dispersione})$$

quindi quanto maggiore è la GVD (cioè β_2) minore è la L_D e maggiore sarà l'allargamento. Una interpretazione più fisica di questo fenomeno si può ottenere osservando che mentre l'impulso in ingresso alla fibra è privo di **chirp** e cioè di una *modulazione lineare di frequenza* all'interno della fibra esso acquisisce un chirp: infatti

$$\phi(z, T) = - \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{z}{L_D} \right) \frac{T^2}{T_0^2} + \frac{1}{2} \text{tg}^{-1} \left(\frac{z}{L_D} \right)}{1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2} \quad \text{e quindi} \quad \boxed{\delta\omega = - \frac{\partial\phi}{\partial T} = \frac{2 \text{sgn}(\beta_2) (z/L_D) T}{1 + (z/L_D)^2} \frac{T}{T_0^2}}$$

(3.37)

il segno di questo chirp cambia a seconda del segno di β_2 ; per questa ragione si dirà che la fibra è in regime di **dispersione normale** se $\beta_2 > 0$ e di **dispersione anomala** se $\beta_2 < 0$.

Nel primo caso si avrà un *chirp* negativo $\delta\omega < 0$ sul fronte di salita dell'impulso e positivo $\delta\omega > 0$ su quello di discesa; le cose si invertono in regime di dispersione anomala.

Ad ogni modo il chirp fa sì che l'impulso sia costituito di tante armoniche leggermente diverse tra loro, alcune più elevate ($\delta\omega > 0$) altre più basse ($\delta\omega < 0$); quindi ricordando che $\frac{dv_g}{d\omega} = -v_g^2 \beta_2$, nel caso di regime normale viaggeranno più velocemente le armoniche a frequenza più bassa (LOW) e più lentamente quelle a frequenza più elevata (HIGH); il contrario in regime anomalo. Di seguito si riporta una semplice interpretazione grafica:

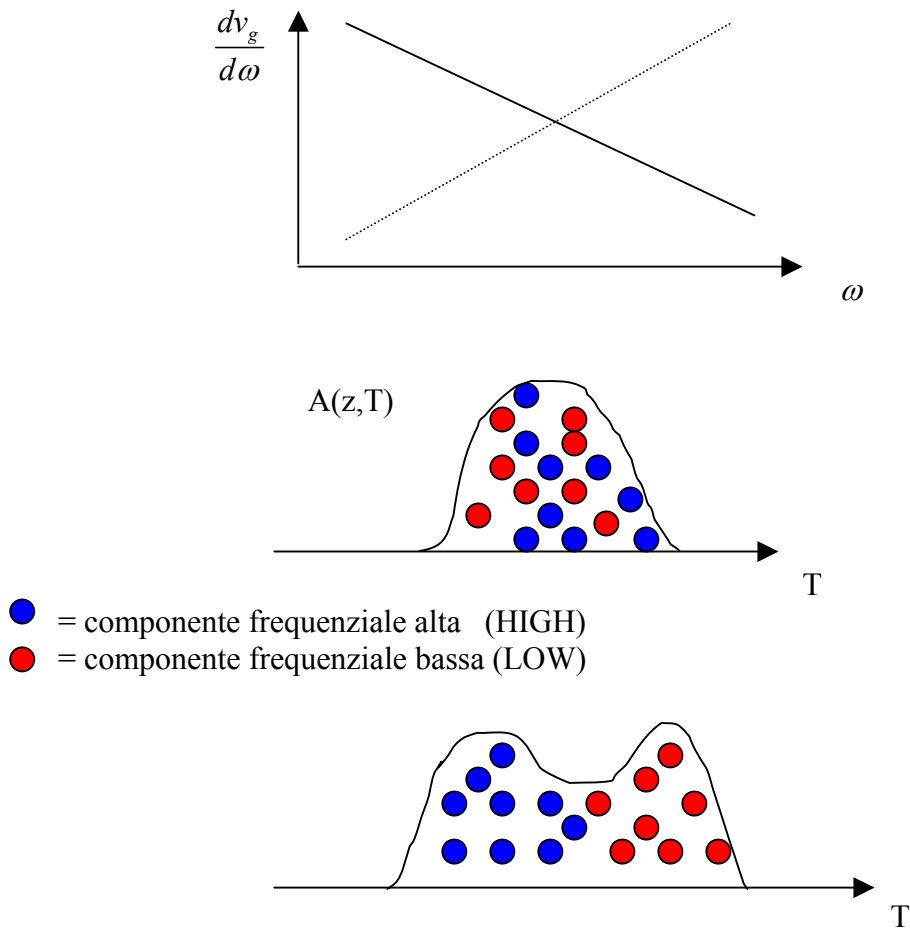


Fig. 3.9: comportamento di un impulso in presenza di dispersione cromatica.

3.4.2- La dispersione di polarizzazione PMD (*Polarisation Mode Dispersion*)

Il modo fondamentale HE_{11} è l'unico modo che si propaga nelle fibre monomodo; esso ha tre componenti; E_ρ , E_ϕ ed E_z o in coordinate cartesiane E_x , E_y , E_z ; tra queste risulta dominante una tra E_x ed E_y ; per questa ragione un'ottima approssimazione è quella di considerare il modo fondamentale *linearmente polarizzato* lungo x o y a seconda di quale sia la componente che

domina. In base a quanto appena detto, non risulta rigorosamente vero che una fibra monomodo supporta un solo modo in quanto, in realtà, essa è potenzialmente capace di supportare due modi linearmente polarizzati ed ortogonali. Naturalmente la costante di propagazione associata a questi due modi è la stessa e uguale a quella di HE_{11} ; per tale ragione essi sono detti **modi degeneri** ed indicati solitamente con la notazione LP_{01x} ed LP_{01y} .

Quindi l'energia di un segnale ottico che si propaga in una fibra ottica singolo modo "ideale", si distribuisce sempre tra questi due modi che si propagano con la medesima costante di propagazione e quindi con la stessa velocità. Nella realtà però accade che l'indice di rifrazione visto da ciascuno di questi due modi è diverso per le seguenti cause principali:

- Imperfezioni geometriche della fibra.
- Sforzi meccanici interni dovuti al processo di fabbricazione della fibra.
- Sollecitazioni meccaniche agenti sulla fibra all'interno del cavo ottico.

Questa dipendenza dell'indice di rifrazione dallo stato di polarizzazione è anche detta *birifrangenza* e fa sì che le velocità con cui si propagano i due modi LP_{01x} e LP_{01y} sono diverse. Quindi la PMD non è altro che il ritardo di gruppo differenziale DGD

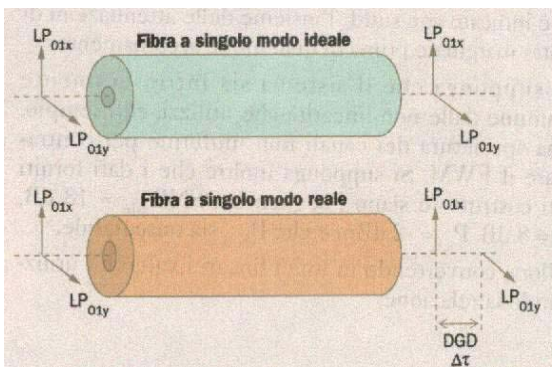


Fig.1.6 Effetto della birifrangenza PMD

(*Differential Group Delay*) o $\Delta\tau$ tra i due modi polarizzati ortogonalmente (vedere figura 6). Si dimostra, inoltre, che al ritardo differenziale si aggiunge anche l'accoppiamento modale: cioè l'energia associata all'impulso che si propaga si trasferisce continuamente tra un modo e l'altro.

Entrambi questi fenomeni producono un

allargamento dell'impulso. Il parametro significativo per la PMD è il valor medio del ritardo $\langle \Delta\tau \rangle$. Sperimentalmente si dimostra che, per fibre convenzionali di lunghezza maggiore di 100 metri, $\langle \Delta\tau \rangle$ cresce proporzionalmente alla radice quadrata della lunghezza della fibra. Per tale ragione si definisce un **Coefficiente di PMD** nel seguente modo:

$$C_{PMD} = \frac{\langle \Delta\tau \rangle}{\sqrt{L}} \quad [\text{ps}/\sqrt{\text{Km}}]$$

Questo parametro dipende dal tipo di fibra utilizzato, ma il valore massimo che di solito si utilizza in fase di progetto, è compreso tra 0.3 e 0.5 ps/ $\sqrt{\text{Km}}$.

Solitamente l'effetto della PMD è rilevante soltanto quando la cadenza di cifra è > 10 Gbit/s; questo perché crescendo il bit/rate la durata temporale degli impulsi è ovviamente più piccola, ma questo significa che più facilmente il ritardo differenziale DGD accumulato sarà paragonabile a tale durata; questo è un problema grave in quanto un singolo bit 1 potrebbe essere interpretato, in ricezione, come una sequenza 101.

Naturalmente il DGD è variabile nel tempo per cui la compensazione, in ricezione, deve essere di tipo adattativo; ad ogni modo oggi non sono disponibili in commercio compensatori di PMD, ma sono in fase di realizzazione alcune soluzioni; tra queste si ricordano:

- I ricevitori a diversità di polarizzazione che rivelano separatamente i due modi e ne correggono il ritardo.
- I compensatori ottici che correggono il ritardo direttamente sul segnale ottico.

Infine si osserva che la PMD dipende anche dalla lunghezza d'onda, e, quindi, nei sistemi DWDM si deve prevedere un compensatore per ogni canale.

3.5 Attenuazione.

L'attenuazione del segnale durante la propagazione nella fibra ottica è un altro importante fattore limitante poiché limita la potenza disponibile che raggiunge il ricevitore.

Poiché il ricevitore ottico necessita di un certo valore minimo della potenza ricevuta, perché possa interpretare l'informazione in modo accurato, la distanza della trasmissione è fortemente limitata dall'attenuazione, è importante quindi analizzare i vari meccanismi di attenuazione perché si possano utilizzare le fibre ottiche per un sistema di comunicazione, cioè per una trasmissione dati ad una distanza superiore ai 10km.

In condizioni statiche l'attenuazione del segnale in una fibra ottica è data da:

$$dP/dz = -\alpha P \quad (3.38)$$

dove α è il coefficiente d'attenuazione e P è la potenza ottica.

α è noto anche come coefficiente di assorbimento ed include non solo l'assorbimento del materiale ma anche altre forme di assorbimento. Se P è la potenza trasmessa in ingresso ad una tratta in fibra ottica lunga L , la potenza di uscita è data da:

$$P_{out}(t) = P_{in} \exp(-\alpha L) \quad (3.39)$$

Con α espresso in dB/km.

Dalla figura 2.9 si nota che l'attenuazione dipende dalla lunghezza d'onda della luce trasmessa, e che per $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, come già detto, si ha il minimo di perdita 0.2dB/km.

Lo spettro dell'attenuazione mostra poi un picco ad $1.39 \mu\text{m}$ ed altri piccoli picchi per lunghezze d'onda inferiori. Un altro minimo lo troviamo poi a $1.3 \mu\text{m}$, valore di λ spesso usato nei sistemi di comunicazione.

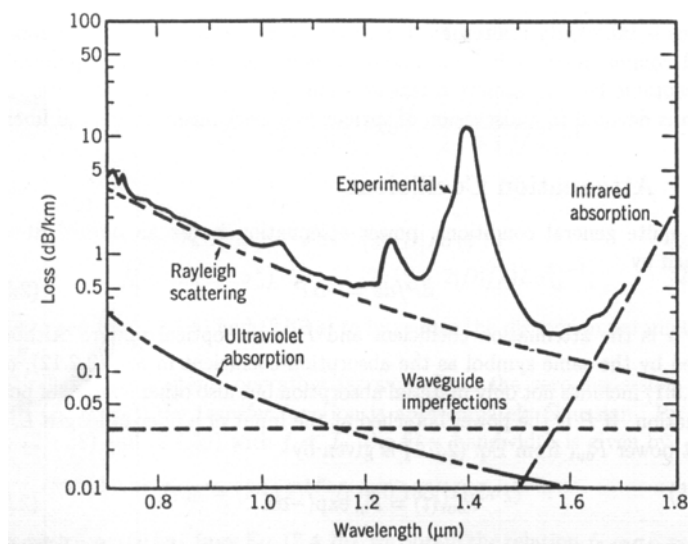


figura 3.10

I contributi più significativi ad α sono : assorbimento del materiale, scattering di Rayleigh ed imperfezione della guida d'onda.

3.5.1 Assorbimento del materiale.

Il fenomeno di assorbimento dovuto al materiale di costruzione della fibra può essere diviso in due categorie. Assorbimento intrinseco corrispondente alle perdite causate dal silicio puro e l'assorbimento estrinseco dovuto alla presenza di impurità.

Ogni materiale assorbe a certe lunghezze d'onda corrispondenti alla frequenza di risonanza elettronica e vibrazionale di specifiche molecole.

Per le molecole di biossido di silicio (SiO_2) la risonanza elettronica avviene nella regione dell'ultravioletto ($\lambda < 0.4 \mu\text{m}$), mentre la risonanza vibrazionale avviene nel campo dell'infrarosso ($\lambda > 0.7 \mu\text{m}$). A causa della natura amorfa del silicio fuso, queste risonanze sono sotto forma di bande di assorbimento le cui code si estendono nel campo del visibile.

La figura 2. 9 mostra che l'assorbimento intrinseco del materiale per il silicio nella regione $0.8\text{-}1.6 \mu\text{m}$ è inferiore a 0.1 dB. Ciò significa che nella finestra da 1.3 a $1.6 \mu\text{m}$, zona generalmente utilizzata per sistemi di comunicazione ottica, è inferiore a 0.03 dB/Km.

L'assorbimento estrinseco è dovuto alla presenza di impurità come Fe, Cu, Co, Ni, Mn e Cr i quali presentano forti fenomeni di assorbimento nel campo $0.6\text{-}1.6 \mu\text{m}$.

Grazie alle tecniche moderne di fabbricazione di fibre, è possibile ottenere silicio ad elevata purezza diminuendo ad una parte per milione la presenza di impurità, e le perdite a meno di 1 dB/Km.

Attualmente la sorgente principale di assorbimento estrinseco è la presenza di vapore acqueo. La risonanza vibrazionale degli ioni OH avviene a $2.73 \mu\text{m}$. Le sue armoniche secondarie e la combinazione con gli effetti del silicio produce forti assorbimenti a 1.39 , 1.24 e $0.95 \mu\text{m}$.

Anche una concentrazione di vapore acque bassissima, inferiore ad una parte per milione, produce una perdita di 50 dB/Km a $1.39 \mu\text{m}$.

Le fibre a bassa perdita sono realizzate con concentrazione di ioni OH inferiore a 10^{-8} .

3.5.2 Scattering di Rayleigh.

Lo scattering di Rayleigh è un fenomeno di perdita dovuto alla fluttuazione microscopica della densità molecolare.

Le molecole di silicio si muovono casualmente nel silicio fuso, ma si bloccano durante i processi di fabbricazione della fibra, realizzando così una fluttuazione casuale di densità che si traduce in una variazione dell'indice di rifrazione su una scala inferiore a quella della lunghezza d'onda.

La sezione di scattering varia con λ^{-4} , per cui le perdite intrinseche per effetto Rayleigh può essere scritte come:

$$\alpha_r = C / \lambda^{-4} \quad (3.40)$$

dove la costante C è nel range 0.7-0.9 (dB/Km)- μm^4 , dipende dai costituenti della fibra.

Questi valori di C corrispondono a $\alpha_r = 0.12-0.16$ dB/Km a $1.55 \mu\text{m}$, ciò significa che a questa lunghezza d'onda il Rayleigh è il fenomeno di perdita dominante.

Questo contributo può essere ridotto a meno di 0.01 dB/Km per lunghezze d'onda superiori ai $3 \mu\text{m}$, zona però non utilizzabile per comunicazioni ottiche.

Molti sforzi sono stati fatti di recente per trovare altri materiali adatti a realizzare sistemi di comunicazione ottica con perdite inferiori per lunghezze d'onda minori di $2 \mu\text{m}$.

Le fibre di tetrafluoruro di zirconio (ZrF_4) presentano valori di assorbimento intrinseco di circa 0.01 dB/Km vicino a $2.55 \mu\text{m}$ ed hanno le potenzialità quindi di presentare perdite inferiori a quelle delle fibre al silicio, se non fosse per le perdite estrinseche che portano l'attenuazione a circa 1dB/Km.

3.5.3 Imperfezioni della guida d'onda (Scattering di Mie)

Una fibra singolo modo ideale con un geometria cilindrica perfetta guida il segnale ottico senza perdite di energia nel cladding.

In pratica un'imperfezione all'interfaccia core cladding (es: variazione casuale del raggio del core) porta a perdite aggiuntive, spiegabili fisicamente attraverso il fenomeno noto come Scattering di Mie. Particolari attenzioni sono prese per evitare che il raggio del core non vari significativamente lungo la fibra durante il processo di fabbricazione. Tali variazioni possono essere inferiori a 1% con relativa perdita inferiore a 0.03 dB/Km.

Le curvature del cavo costituiscono un'altra sorgente di perdite, il motivo può essere spiegato attraverso l'ottica geometrica. Normalmente un raggio ottico deve colpire l'interfaccia core-cladding con un angolo superiore ad un angolo critico per avere riflessione totale interna. Il problema si presenta in prossimità delle curve, dove l'angolo decresce e può diventare più piccolo dell'angolo critico, il raggio può quindi uscire dalla fibra.

La perdita dovuta agli incurvamenti è proporzionale a $\exp(-R/R_c)$ dove R è il raggio di curvatura e $R_c = a/(n_1^2 - n_2^2)$. Per fibre singolo modo $R_c = 0.2-0.4 \mu\text{m}$ e le perdite $< 0.01 \text{ dB/Km}$ per curve $R > 5 \mu\text{m}$.

3.6 Effetti ottici non lineari.

3.6.1 Scattering di luce stimolata.

Lo scattering di Rayleigh (vedi 3.5.2) è un esempio di scattering elastico in cui quindi la frequenza o l'energia del fotone rimane invariata. Diverso è il discorso per ciò che riguarda lo scattering anelastico in cui si ha diminuzione della frequenza del segnale ottico.

Due esempi di tale fenomeno sono lo scattering di Raman e lo scattering di Brillouin.

Entrambi possono essere interpretati come la diffusione di un fotone ad uno di energia inferiore ed in cui la differenza di energia appare sotto forma di un fonone. Nello scattering di Raman il fonone è ottico mentre in quello di Brillouin è acustico.

Il risultato di entrambe i fenomeni è una perdita di potenza, e quindi costituisce un fenomeno di perdita della fibra. Comunque il fenomeno è trascurabile a bassa potenza.

A valori elevati della potenza di ingresso i fenomeni di SBS (scattering di Brillouin) e SRS (scattering di Raman) possono pesare fortemente sui fenomeni di perdita della fibra. L'intensità della luce diffusa cresce esponenzialmente una volta che la luce di ingresso eccede il valore di soglia.

La differenza maggiore che esiste tra i due fenomeni, è che SBS nelle fibre singolo modo prevale nella direzione inversa di propagazione mentre SRS in quella diretta.

Il valore di soglia per entrambe i fenomeni può essere calcolato considerando come l'intensità della luce diffuse cresce dal rumore di fondo.

Effetto Raman

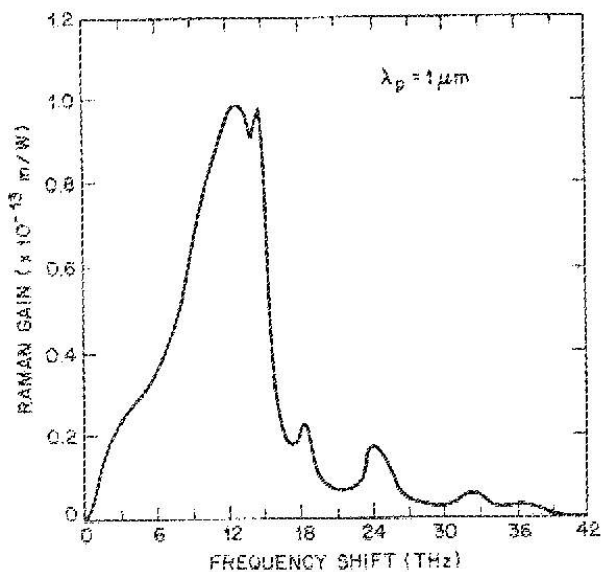


Fig. 3.11: Curva Raman

Nel caso di SRS, il valore di soglia P_{th} , definito come la potenza di ingresso per cui si ha una perdita del 50% in uscita di una fibra di lunghezza L è:

$$g_r P_{th} L_{eff} / A_{eff} \approx 16 \quad (3.41)$$

dove g_r è il valore di picco dell'amplificazione di Raman, A_{eff} è l'effettiva sezione trasversale, spesso indicata come area effettiva del core, e L_{eff} l'effettiva lunghezza di interazione definita come:

$$L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (3.42)$$

Dove α rappresenta la perdita della fibra. Per i sistemi di comunicazione ottica le fibre sono sufficientemente lunghe da poter considerare L_{eff} uguale a $1/\alpha$. Inoltre se sostituiamo A_{eff} con $\pi \rho^2$, dove ω è la dimensione dell'impulso otteniamo:

$$P_{\text{th}} \approx 16 \alpha (\pi \rho^2) / g_r \quad (3.43)$$

Il valore del guadagno Raman è $g_r \approx 1 \times 10^{-13}$ m/W per fibre al silicio vicino a $1 \mu\text{m}$. Se usiamo $\pi \omega^2 = 50 \mu\text{m}^2$ e $\alpha = 0.2$ dB/Km allora otteniamo $P_{\text{th}} = 570$ mW vicino a $1.55 \mu\text{m}$. Poiché la potenza usata nei sistemi di comunicazione ottica difficilmente supera i 10 mW l'SRS non contribuisce alle perdite in fibra.

Effetto Brillouin

La situazione è leggermente differente per l'SBS. Il valore di soglia si calcola in maniera simile a quanto fatto per l'SRS ed è dato da:

$$g_b P_{\text{th}} L_{\text{eff}} / A_{\text{eff}} \approx 21 \quad (3.44)$$

dove g_b è il guadagno di Brillouin, con le stesse approssimazione viste in precedenza $P_{\text{th}} \approx 21 \alpha (\pi \omega^2) / g_b$. Comunque $g_b = 5 \times 10^{-11}$ m/W per fibre al silicio, un valore superiore a g_r di oltre due ordini di grandezza.

Come risultato $P_{\text{th}} \approx 1$ mW, specialmente vicino a $1.55 \mu\text{m}$ dove le perdite della fibra sono minime.

Lo spettro del guadagno di Brillouin per fibre al silicio è inferiore a 100 Mhz, la potenza di soglia può essere incrementata a 10 mW o più, incrementando intenzionalmente lo spettro a 200-400 Mhz attraverso la modulazione di fase.

Attualmente SBS limite la potenza di ingresso a circa 100 mW in molti sistemi di comunicazione.

$$\Omega = \nu - \nu' : 10\text{GHz}$$

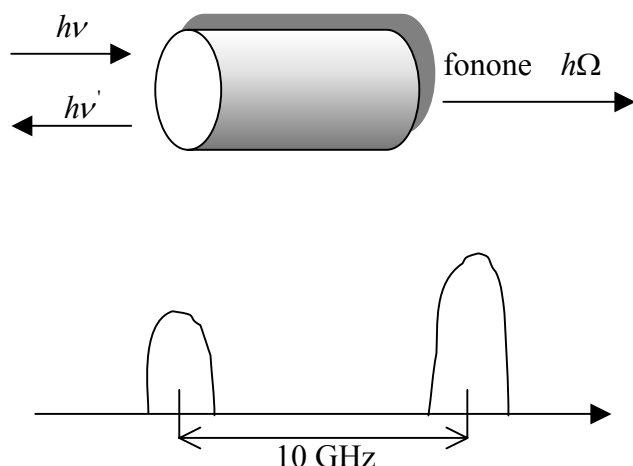


Fig. 3.12: schema effetto Brillouin.

Sia l'SBS sia l'SRS possono rappresentare un vantaggio nel progetto di sistemi di comunicazione ottica, poiché possono amplificare un campo ottico trasferendogli energia attraverso un campo "pompato" in ingresso a determinate frequenze.

A tale scopo è particolarmente adatto l'SRS per l'ampia larghezza di banda (10 Thz) associata con il profilo del guadagno Raman.

3.6.2 Rifrazione non lineare.

L'indice di rifrazione del silicio è stato assunto fino ad ora indipendente dalla potenza. Questa è una buona approssimazione a valori bassi di potenza, ma per valori superiori bisogna includere contributi non lineari:

$$n'_j = n_j + n_2(P/A_{\text{eff}}) \quad (3.45)$$

dove n'_1 e n'_2 sono gli indici effettivi del core e del cladding e n_2 è il coefficiente non lineare ($n_2 = 3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ per le fibre al silicio, $n_2 = 3\chi^{(3)}/(8n_0)$). Tipicamente il contributo non lineare all'indice di rifrazione è $< 10^{-7}$.

Se nella teoria del paragrafo 3.4 per ottenere i modi in fibra utilizziamo la (40), la costante di propagazione diventa:

$$\beta' = \beta + \gamma P \quad (3.46)$$

dove $\gamma = K_0 n_2 / A_{\text{eff}}$.

Notando che la fase del segnale ottico varia con Z , l'effetto di una rifrazione non lineare è quello di produrre una variazione non lineare della fase:

$$\Phi_{NL} = \int_0^L (\beta' - \beta) dz = \int_0^L \gamma P(z) dz = \gamma P_{in} L_{eff} \quad (3.47)$$

dove $P(z) = P_{in} \exp(-\alpha z)$ tiene conto delle perdite e L_{eff} è stato definito nella (3.41).

Per ridurre l'impatto della rifrazione non lineare è necessario che $\Phi_{NL} \ll 1$. Sostituendo L_{eff} con $1/\alpha$ per lunghe fibre ottiche, questa condizione si traduce in:

$$P_{in} \ll \alpha / \gamma \quad (3.48)$$

Tipicamente $\gamma = 2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Usando $\alpha = 0.2 \text{ dB/Km}$, la potenza di ingresso è limitata a 22 mW. Chiaramente la dipendenza dalla potenza dell'indice di rifrazione rappresenta un fattore limitante per le comunicazioni ottiche.

Il fenomeno non lineare responsabile per queste limitazioni è noto come *self phase modulation* (SPM) per il quale la variazione di fase è indotta dal segnale stesso.

L'SPM induce un notevole allargamento della dimensione dell'impulso. Dalla relazione (3.45) si deduce immediatamente che se un segnale monocromatico a lunghezza d'onda λ_0 si propaga in presenza di effetto Kerr ed in assenza di perdite, la fase ϕ del segnale si modifica lungo z nel seguente modo:

$$\text{Segnale} = \sqrt{I(t)} \cos(2\pi f_0 t - \beta z)$$

con
$$\beta = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0} + \frac{2\pi n_2 I(t)}{\lambda_0}$$
 e la fase istantanea è :

$$\phi(t) = 2\pi f_0 t - \frac{2\pi n_0}{\lambda_0} z - \frac{2\pi n_2 I(t)}{\lambda_0} z$$

da quest'ultima si ricava immediatamente la frequenza istantanea:

$$f(t) = f_0 - \frac{n_2}{\lambda_0} z \frac{dI(t)}{dt} \quad \text{quindi nasce un } \mathbf{chirp} \text{ di frequenza } \boxed{\delta(\omega) = -\frac{2\pi n_2}{\lambda_0} z \frac{dI(t)}{dt}}$$

Attenzione, questo chirp non è di tipo lineare, ma ha un andamento che dipende dalla forma dell'impulso attraverso $dI(t)/dt$ come riportato nella figura seguente: la prima cosa da osservare è che il fatto che il chirp non

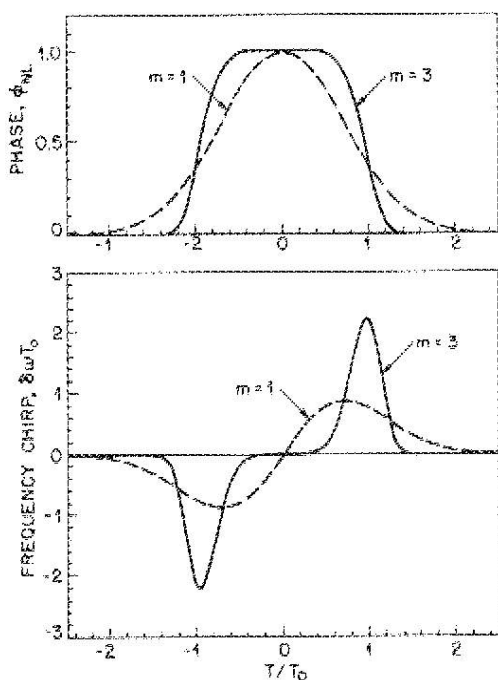


Fig.1.11 Andamento del chirp dovuto alla SPM per impulso gaussiano ($m=1$) e supergaussiano ($m=3$).

è lineare significa che si ha un allargamento reale dello spettro dell'impulso cioè nascono delle armoniche che, mediamente nel tempo, non si compensano come invece accade per il chirp lineare dovuto a dispersione cromatica.

Il secondo aspetto da osservare è che se ci si trova in **regime normale** $\beta_2 > 0$ i chirp dovuti alla dispersione cromatica e alla SPM si sommano con lo stesso segno e quindi a causa della **GVD** vi sarà un incremento dell'allargamento dell'impulso. Se, invece, si è in

regime anomalo $\beta_2 < 0$ i chirp sono opposti e quindi tendono ad elidersi a vicenda; in questo modo si riduce il contenuto armonico dell'impulso e quindi l'allargamento dovuto alla **GVD**. Il funzionamento in regime anomalo può, quindi, essere visto come un valido strumento per limitare l'allargamento dell'impulso sia nel tempo che in frequenza.

La dipendenza dell'indice di rifrazione dall'intensità del segnale può essere causato anche da un altro fenomeno noto come *cross phase modulation* (XPM).

Esso si presenta quando due o più segnali sono trasmessi simultaneamente usando frequenze portanti diverse, in questo caso la variazione di fase dipende dalla potenza di tutti i canali. La variazione di fase per lo

J-canale è:

$$\Phi_j^{NL} = \gamma L_{eff} \left(P_j + 2 \sum_{m \neq j}^M P_m \right) \quad (3.49)$$

dove M è il numero totale di canali e P_j è la potenza di canale ($j= 1$ a M).

Se assumiamo per semplicità che i vari canali trasmettano con uguale potenza la (2.44) diventa:

$$\Phi_j^{NL} = (\gamma / \alpha) (2M-1) P_j \quad (3.50)$$

Per mantenere $\Phi_j^{NL} \ll 1$ la potenza di canale deve essere limitata a 1mW , nel caso di M=10 con valore tipico di γ e α a 1.55 μm .

3.6.3 FWM (four wave mixing).

Un altro fenomeno non lineare, conosciuto come four wave mixing (FWM), è originato dalla non linearità del terzo ordine della suscettibilità $\chi^{(3)}$ nelle fibre al silicio.

Se tre segnali ottici con frequenze portanti ω_1 , ω_2 e ω_3 propagano contemporaneamente all'interno della fibra, $\chi^{(3)}$ genera una quarta onda la cui frequenza portante è ω_4 ed è legata alle altre onde dalla relazione:

$$\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3 \quad (3.51)$$

In linea di principio sono numerose le frequenze che si possono avere combinando i segni + e -. In realtà molte di queste vengono scartate poiché, causa le relazioni di fase, abbiamo delle combinazioni non "costruttive".

Il processo FWM può essere anche visto come un fenomeno di diffusione nel quale due fotoni di energia $\eta\omega_1$ e $\eta\omega_2$, creano due nuovi fotoni di energia $\eta\omega_3$ e $\eta\omega_4$.

L'FWM è significativo nei sistemi di comunicazione multicanale che fanno quindi uso di sistemi di multiplexazione a divisione di lunghezza d'onda. Un valore significativo della potenza del canale può essere trasferito al canale adiacente. Ciò comporta non solo un fenomeno di perdita per lo specifico canale ma anche un *interchannel crosstalk* che degrada le caratteristiche del sistema.

La **efficienza** di tale fenomeno e cioè la parte di energia trasferita dai segnali ottici ai prodotti di intermodulazione è una funzione molto complessa che dipende dalla separazione in frequenza Δf tra i segnali e dal valore del coefficiente di

dispersione D:
$$\eta = \left(\frac{\sin(2\pi^2 \beta_2 \Delta\omega^2 L_e)}{2\pi^2 \beta_2 \Delta\omega^2 L_e} \right)^2$$

Da questa relazione si deduce che la *degradazione dovuta al FWM diminuisce all'aumentare della spaziatura tra i canali e della dispersione cromatica*.

Una osservazione importante da fare è che dalla relazione che lega la frequenza dei prodotti di intermodulazione con le frequenze dei singoli segnali, si deduce

che se i segnali sono equispaziati in frequenza allora le nuove armoniche si sovrappongono alle frequenze dei segnali stessi creando interferenza. Se, invece, la distanza tra due segnali comunque scelti è diversa da quella di qualunque altra coppia di segnali nell'ambito del segnale multiplexato, allora tutte le nuove frequenze saranno diverse da quelle dei segnali utili e non daranno interferenza.

Per questa ragione, se si ha a che fare con un sistema DWDM in cui il FWM è molto sentito (magari perché la fibra ha un valore molto piccolo di D) un modo per ridurre la degradazione è quello di scegliere le frequenze dei segnali in modo non uniforme, **UCS** (*Unequal Channel Spacing*). Questa tecnica è adottata dalla maggior parte dei costruttori di sistemi DWDM ma ha il grosso inconveniente di non consentire il massimo sfruttamento della banda trasmissiva. Infatti, solitamente, non si dispone di LASER capaci di lavorare a qualsiasi frequenza ma di sorgenti laser con lunghezze d'onda agganciate a "griglie" standard.

Questo fa sì, ad esempio, che un sistema DWDM, con una banda degli EDFA sufficiente al trasporto da 32 a 40 canali equispaziati può consentire il trasporto al massimo da 10 a 12 canali non equispaziati.

3.6.4 Solitoni

L'effetto Kerr non produce sempre una degradazione sul segnale, in alcuni casi può anche avere un comportamento benefico. Questo in particolare avviene quando la dispersione cromatica della fibra è anomala e l'impulso con formato RZ ha una forma a campana; in queste condizioni, per particolari valori della potenza del segnale, l'effetto Kerr può limitare l'allargamento dovuto alla dispersione cromatica, ed in alcuni casi può addirittura produrre un restringimento dell'impulso. Esiste poi una condizione limite in cui un impulso non cambia la sua forma e durata durante la propagazione: è questo il caso della propagazione "solitonica". In

maniera rigorosa un impulso è chiamato solitone solo quando sono verificate alcune condizioni che possiamo riassumere:

- Il segnale si propaga in una fibra con dispersione cromatica costante anomala,
- Assenza di perdite,
- La forma del segnale è una secante iperbolica, cioè del tipo

$$A(t) = 2 / [\exp(t/T_s) + \exp(-t/T_s)] \quad (3.52)$$

dove T_s è la durata dell'impulso che è legata alla durata a metà altezza T_{FWHM} dalla relazione $T_s = T_{FWHM} / 1.76$.

- E' verificata la seguente relazione tra potenza di picco, P_k , e durata e dispersione cromatica:

$$P_k = |\beta_2| / (\gamma T_s^2) \quad (3.53)$$

E' evidente che tutte queste condizioni sono praticamente impossibili da verificarsi contemporaneamente. Tuttavia esistono delle condizioni che possono essere approssimate come ideali e quindi l'osservazione del solitone può essere più facile di quanto uno possa immaginare.

Per capire qualcosa di più sul comportamento teorico bisogna prendere in considerazione l'equazione che descrive l'evoluzione del campo e.m. in fibra in presenza della nonlinearietà di tipo Kerr. Tale equazione, detta di Schroedinger, può essere scritta, a partire dall'eq. (3.33) nella seguente forma:

$$i \left(\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\alpha}{2} L_D U \right) = \frac{1}{2} \text{sign}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + \frac{i}{6} \frac{L_D}{L'_D} \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} - \frac{L_D}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (3.53)$$

dove z/L_D , $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ è la lunghezza di dispersione, $L'_D = T_0^3/|\beta_3|$, T_0 è una costante arbitraria, β_2 la dispersione cromatica, β_3 la dispersione del terzo ordine. $U = A/\sqrt{P}$, γ è il coefficiente nonlineare e $L_{NL} = (\gamma P)^{-1}$ è chiamata lunghezza nonlineare.

In assenza di perdite l'eq. (3.49) ammette delle soluzioni periodiche in z quando è verificata la seguente relazione

$$|\beta_2| / (\gamma T_s^2 P_k) = 1/N \quad (3.54)$$

dove N è un intero, con periodo $L_s = \pi T_s^2 / (2|\beta_2|)$, detto periodo solitonico.

Tale soluzione è denominata "solitone" e N è l'indice del solitone. Per $N=1$ si parla di solitone fondamentale ed ha la caratteristica che è invariante sia in z che in t . E' ovvio che il solitone potrebbe costituire l'elemento chiave di un sistema di telecomunicazioni. A questa proprietà se ne aggiunge un'altra molto importante, ed è data dal fatto che il solitone è una soluzione stabile dell'equazione di Schroedinger. Ciò significa che se anche inviamo un segnale che non ha proprio le caratteristiche di un solitone (forma leggermente diversa, o potenza leggermente diversa da quella del solitone nominale) il segnale tende nella propagazione ad assumere una forma solitonica. Per esempio se la potenza è leggermente più alta di quella nominale l'impulso tenderà a stringersi ai fini di ottenere una durata compatibile con l'eq. (3.50).

Il solitone in presenza di perdite tende ad allargarsi perché la potenza lungo z tende a diminuire e di conseguenza in base alla eq. (3.50) il tempo ad aumentare. Il risultato è quindi in pratica che l'impulso tende sempre ad allargarsi anche se si può dimostrare che tale allargamento è minore rispetto al caso puramente dispersivo.

Le perdite possono essere compensate mediante gli amplificatori ottici, diciamo perciò che se uno amplifica periodicamente il segnale possiamo trovare una condizione in cui il segnale mantiene la potenza in maniera abbastanza costante. E' evidente che più corto è il periodo di amplificazione, L_{amp} , e più il comportamento è stabile in termini di potenza. Se la potenza è abbastanza stabile lungo z si può dimostrare che il solitone fondamentale esiste ancora, nel senso di un impulso che mantiene forma e durata per una lunghissima distanza. Questo concetto che abbiamo spiegato in maniera abbastanza qualitativa può essere espresso in termini analitici. In particolare si ha propagazione solitonica quando

$$L_{amp} \ll L_s \quad (3.55)$$

In questo caso la eq. (3.50) va lievemente modificata ed in particolare

$$P_k = \Gamma |\beta_2| / (\gamma T_s^2) \quad (3.56)$$

Dove $G = \alpha L_{amp} (G-1) / G$ e G è il guadagno dell'amplificatore.

Quando non è verificata la (3.51) si dice che il solitone è in presenza di instabilità solitonica che è uno dei principali effetti che limitano le trasmissioni solitoniche.

Ci sono altri due effetti che limitano le trasmissioni solitoniche e sono:

- l'effetto Gordon-Haus dovuto al rumore degli amplificatori ottici (ASE)
- interazioni non lineari.

Il primo effetto è dovuto al fatto che il rumore ASE produce uno spostamento del baricentro dell'impulso lungo z , ed in particolare la varianza di questa fluttuazione o "jitter" cresce col cubo della distanza.

Il secondo effetto è dovuto al fatto che se gli impulsi sono troppo vicini, la non linearità Kerr produce sugli impulsi un effetto di attrazione o repulsione.

Per concludere possiamo dire che tre sono gli effetti che limitano le trasmissioni solitoniche: l'instabilità solitonica, il Gordon-House e l'interazioni non lineari.

A causa di questi effetti possiamo dire che le trasmissioni in fibra DS (1 ps/nm/km) sono limitati ad un massimo bit rate di 2.5 Gb/s.

Questi effetti possono essere fortemente limitati grazie all'introduzione dei filtri ottici lungo il collegamento (ad esempio uno dopo ogni amplificatore).

Nelle stesse condizioni sopra riportate si ha che con filtri lungo la linea la massima capacità di trasmissione può essere portata a circa 20 Gb/s.

3.7 Cavi in fibra ottica

Per una Long haul network la fibra che viene usata più comunemente è quella che opera a 1550 nm con gli amplificatori EDFAs (Erbium fiber Doped Amplifiers).

Ci sono tecnologie di amplificazione simili anche per i sistemi di fibre a 1310 e 850 nm. Queste fibre vengono generalmente usate in area metropolitana o nei campus dove non è richiesta l'amplificazione ottica e dove quella elettrica è poco costosa.

Ci sono tre tipi di fibre che operano a 1550 nm : NDSF(No dispersion shifted fiber), DSF (dispersion shifted fiber), NZDSF (non-zero dispersion shifted fiber). Questo ultimo tipo di fibra è ora l'alternativa preferita per i sistemi aspettando l'impiego di WDM.

Con l'avvento di WDM i costruttori di fibre scoprirono che l'ottimizzare una singola lunghezza d'onda ha un effetto negativo sulla trasmissione WDM in particolare su quelle lunghezze d'onda che sono distanti dalla lunghezza d'onda centrale. Questo è dovuto alla dispersione cromatica del III ordine perché la velocità di propagazione delle varie lunghezze d'onda è diversa. Ora le fibre ottiche hanno un profilo di dispersione non nullo per limitare l'effetto del FWM (Four Wave Mixing).

Oggi ci sono fibre che permettono bit-rate nel campo da 40 a 80 Gbps tramite la combinazione di un largo numero di lunghezze d'onda a 2.5 Gbps (OC-48) o 10 Gbps (nominal OC-192). Generalmente c'è un punto di contatto tra la capacità individuale di ciascuna lunghezza d'onda e il numero di lunghezze d'onda così che la capacità dell'intera fibra non si può cambiare nonostante ciascuna lunghezza d'onda può essere trasmessa a 10 o 2 Gbps.

Le lunghezze d'onda a 10 Gbps (nominal OC-192) generalmente richiedono uno spettro più ampio rispetto ai sistemi a 2.5 Gbps (OC-48). Comunque , il grande svantaggio dei data-rate elevati sulle singole lunghezze d'onda è la necessità di uno spazio più vicino per gli amplificatori ottici.

La dispersione della fibra ha un impatto significativo sullo spazio e il numero degli amplificatori ottici e i rigeneratori elettrici. I sistemi a fibra oggi richiedono amplificatori ottici o EDFAs ogni 50-100 Km.

La figura 3.13 mostra una singola fibra vista di alto . Al centro c'è il nucleo di vetro attraverso il quale si propaga la luce. Nelle fibre multimodo, il nucleo è di 50 μ di diametro, circa lo spessore di un capello umano. Nelle fibre a modo singolo, il nucleo varia da 8 a 10 μ .

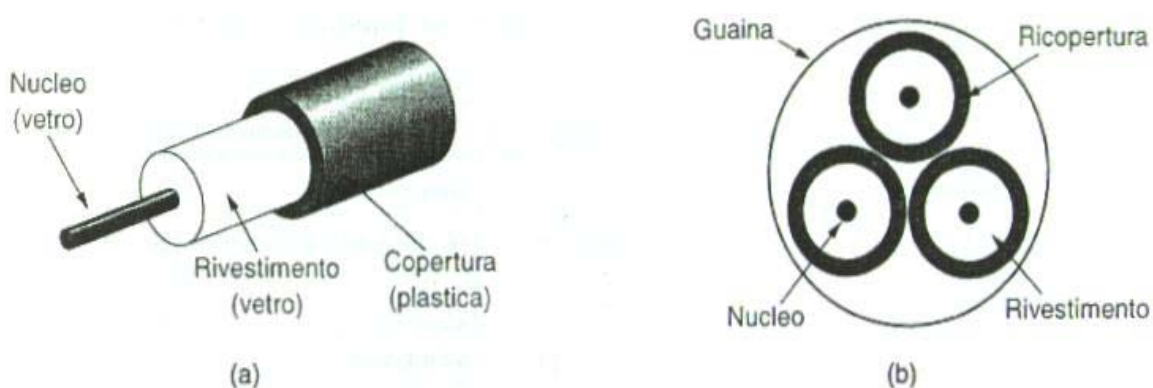


Fig. 3.13 (a) Vista di una singola fibra. (b) Estremità di una guaina con tre fibre

Il nucleo è circondato da un rivestimento di vetro con indice di rifrazione più basso di quello del nucleo, per mantenere tutta la luce nel nucleo. Vicino c'è una sottile copertura in plastica per proteggere il rivestimento. Le fibre sono tipicamente raggruppate in fasci e protette da una guaina esterna.

Le fibre possono essere connesse in tre modi diversi. Primo, possono terminare in connettori ed essere inserite in prese per fibre. I connettori perdono circa 9-10 dB di luce, ma semplificano la riconfigurazione del sistema.

Secondo, possono essere unite meccanicamente. Le giunzioni meccaniche poggiano accuratamente le due estremità una vicina all'altra in un manica speciale e le stringono insieme. L'allineamento può essere migliorato facendo passare la luce attraverso la giunzione e quindi facendo piccoli aggiustamenti per massimizzare il segnale. Le giunzioni meccaniche richiedono circa cinque minuti a personale addestrato e risultano in una perdita del 10 % di luce.

Terzo, due pezzi di fibra possono essere fusi per formare una connessione solida. Una giunzione di fusione è tanto buona quanto una singola fibra tirata dritta, ma anche qui c'è una piccola attenuazione. Per tutti e tre i tipi di giunzione, ci può essere riflessione nel punto di giunzione e l'energia riflessa può interferire col segnale.