

# PROPAGAZIONE E INTERAZIONE IN STRUTTURE OTTICHE A ONDA LENTA

*A. Melloni, F. Morichetti\*, R. Costa\* and M. Martinelli*

Dipartimento di Elettronica e Informazione, Politecnico di Milano

via Ponzio 34/5, 20133 Milano

[melloni.martinelli@elet.polimi.it](mailto:melloni.martinelli@elet.polimi.it)

\*CoreCom, Via Colombo 81, 20133 Milano

[morichetti.costa@elet.polimi.it](mailto:morichetti.costa@elet.polimi.it)

## Abstract

*Propagation in periodically loaded optical waveguides is investigated, both analytically and numerically. These structures are called slow-wave structures and are well known in the microwave field. Linear and nonlinear interactions in coupled resonator slow-wave structures are also investigated. Self and cross phase modulation and wavelength conversion by four-wave-mixing results strongly enhanced thanks to the increase of the intra-cavity mean power and interaction time between propagating fields. Their properties can be exploited in devices for the all-optical signal processing in optical communication systems.*

## INTRODUZIONE

Nel 1946 Lèon Brillouin pubblica un libretto ('libretto' per via dei materiali usati nel dopoguerra, non per i contenuti!) dal titolo "Wave propagation in Periodic Media" [1] in cui si tratta la propagazione delle onde in mezzi periodici. La trattazione è generale, valida per onde elastiche ed elettriche, in strutture mono-, bi- e tri- dimensionali e fa largo uso di concetti a quei tempi non banali come la velocità di fase, di gruppo, dell'energia e dei fronti d'onda. Si può affermare che questo testo segni l'inizio di attive ricerche in due campi molto importanti: i *dielettrici artificiali* e i *dispositivi ad onda lenta*. Il termine 'dielettrico artificiale' si applica a qualsiasi combinazione di ostacoli dielettrici e metallici e nel 1948 Kock [2] suggerisce che un dielettrico artificiale riproduce su una scala molto grande il processo per cui le molecole di un dielettrico normale rallentano la propagazione di un'onda elettromagnetica. Questi materiali hanno caratteristiche spettrali molto interessanti e sono stati utilizzati per realizzare lenti per microonde, sistemi di beam scanning e per correggere il fronte di fase delle antenne. Oggi si usano altri termini, come metamateriali, mezzi chirali, photonic band gap materials e photonic crystal ma sono tutti discendenti, più o meno evoluti, dei dielettrici artificiali del secolo scorso.

La possibilità di rallentare la propagazione di un'onda elettromagnetica è un tema affascinante in sé e per le implicazioni pratiche. Un mezzo trasmissivo (spazio libero o guide d'onda) periodicamente caricato con ostacoli di qualche tipo presenta delle bande oscure, in cui la propagazione non può avvenire, e delle bande passanti in cui la propagazione avviene con una velocità ridotta rispetto al caso non caricato. Tra le prime e più famose applicazioni ci sono i Travelling Wave Amplifiers (TWA, nati negli anni '40) e i Maser, nei quali le velocità di fase o di gruppo sono rallentate al fine di aumentare l'efficienza dell'interazione con altre onde (di carica spaziale sui fasci elettronici, TWA) o ridurre l'ingombro dei dispositivi (Maser, '50). Queste due applicazioni delle strutture ad onda lenta dimostrano la loro formidabile capacità di migliorare o addirittura permettere l'interazione tra onde di diversa natura o frequenza e tra onde e materia nei casi in cui sarebbe molto debole o impossibile.

Con la rivoluzione in atto negli ultimi anni nel mondo delle comunicazioni ottiche, ci si può chiedere se, anche nel campo della fotonica, le strutture lente possano in qualche modo aiutare i fenomeni non lineari e quindi allargare gli orizzonti dei dispositivi per all-optical signal processing.

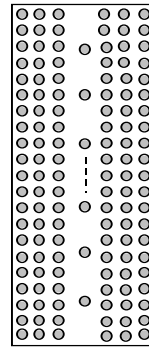
## STRUTTURE OTTICHE GUIDANTI A ONDA LENTA

Nelle Fig. 1 a), b) e c) sono riportate tre possibili strutture dielettriche guidanti a onda lenta realizzate con risonatori direttamente accoppiati. Nella prima i risonatori sono di tipo Fabry-Pèrot con i riflettori realizzabili con reticoli incisi o fotoscritti nella struttura guidante che è una guida dielettrica classica; la seconda differisce dalla prima per il fatto che la guida è

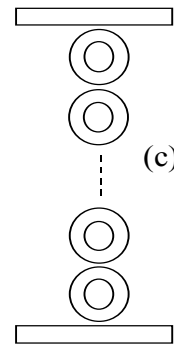
ricavata in un photonic crystal; la terza utilizza come risonatori degli anelli. Queste tre strutture possiedono una risposta spettrale periodica passabanda-arrestabanda e vi si possono propagare onde con velocità di gruppo molto inferiore alla



(a)



(b)



(c)

Fig. 1. Strutture ottiche guidanti a onda lenta a risonatori direttamente accoppiati: Fabry-Pérot in guida dielettrica (a) e in guida PBG (b), anelli risonanti (c).

velocità di fase. Tutti i risonatori sono uguali tra loro ad eccezione delle sezioni di ingresso e uscita che devono adattare la guida lenta alle guide esterne al fine di evitare fastidiose oscillazioni in banda passante [4].

Supponendo la struttura lenta infinitamente lunga, tutte le caratteristiche trasmissive si possono ricavare dalla teoria di Bloch-Floquet applicata ad una singola cella. Detto  $t$  il coefficiente di trasmissione dei vari riflettori e degli accoppiatori degli anelli, la larghezza spettrale delle bande passanti delle strutture periodiche risulta essere

$$B = \frac{2FSR}{\pi} \sin^{-1}(t) \quad (1)$$

dove il Free Spectral Range,  $FSR = c/2n_0d$ , è la distanza in frequenza tra due bande successive,  $n_0$  è l'indice di rifrazione lineare della guida e  $2d$  è il round trip dei risonatori. La propagazione è lecita solo all'interno di queste bande, dove la velocità di gruppo  $v_g$  è inferiore alla velocità (di fase o di gruppo)  $v = c/n_0$  in una guida non caricata, come è mostrato in Fig. 2 per vari valori di  $t$ . Il fattore di rallentamento  $S = v/v_g$  è definito come

$$S = \frac{v}{v_g} = \frac{\cos(kd)}{\sqrt{t^2 - \sin^2(kd)}}, \quad (2)$$

dove  $k = \omega n_0/c$  è il vettore d'onda.

Sempre dalla Fig. 2 si vede che la velocità di gruppo assume il valore massimo  $v_g = c/n_0t$  nelle risonanze, dove la dispersione del secondo ordine  $\beta_2$  si annulla. Spostandosi verso

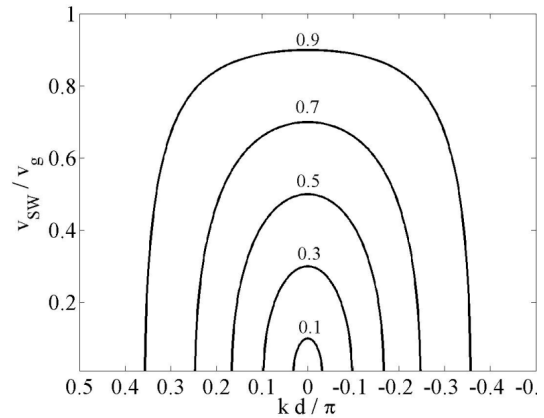


Fig. 2. Velocità di gruppo normalizzata in una banda passante per diversi valori di  $t$ .

i limiti delle bande passanti la velocità di gruppo diminuisce fino ad annullarsi mentre la dispersione cresce a causa della presenza del  $\beta_3$ .

Nel seguito si illustra brevemente la propagazione di impulsi in regime lineare e non lineare in una struttura lenta. Le simulazioni che seguono sono state ottenute con un simulatore nel dominio del tempo, sviluppato appositamente per studiare gli effetti lineari e non lineari (a uno, due e tre fasci co- e contro- propaganti) in queste strutture.

In Fig. 3a) si vede un impulso gaussiano con durata pari a  $T_0=60$  ps (banda pari a 10 GHz) centrato a  $\omega_0$  e con potenza tale da non indurre effetti nonlineari che entra nella struttura a onda lenta e si propaga. La struttura ha le seguenti caratteristiche:  $B=20$ GHz,  $FSR=100$ GHz,  $t=0.32$ ,  $d=1.5/n_0$  mm, è lunga 100 risonatori e ha un fattore  $S=3.23$  alla risonanza. Per semplicità sono stati considerati riflettori concentrati ma l'estensione a risonatori distribuiti (Bragg gratings) non modifica la discussione seguente. La banda dell'impulso è ampiamente contenuta nella banda della struttura e quindi non c'è onda riflessa. In compenso l'elevata dispersione del terzo ordine ( $\beta_3=9300$  ps<sup>3</sup>/mm) provoca le tipiche oscillazioni sul fronte di discesa dell'impulso. Si noti come l'ampiezza dell'impulso cresce appena entra nella struttura a onda lenta, per poi decrescere per dispersione. In Fig. 3b) lo stesso impulso è stato spostato di 5 GHz (pari a  $-B/4$ ): qui gli effetti di  $\beta_2$  e  $\beta_3$  sono comparabili, come si vede dalla lunga coda asimmetrica dell'impulso. Dopo 100 risonatori (circa 5 volte la lunghezza di dispersione del secondo  $L_d$  e terzo ordine  $L_d'$ ) la forma è visibilmente alterata. La Fig. 3c), infine, è stata ricavata nelle medesime condizioni della 3b) ma con una potenza di picco dell'impulso tale da far partire un solitone. Nel caso di guida in AlGaAs, con  $n_2=2\cdot 10^{-17}$  m<sup>2</sup>/W e  $A_{eff}=10$   $\mu$ m<sup>2</sup>, tale potenza vale solo 0.9 W. All'interno della struttura, grazie al fattore  $S$ , la potenza di picco è pari a circa 4.6 W, fatto che può essere utilizzato per aumentare ulteriormente altri fenomeni non lineari come la XPM e il FWM. Gli effetti non lineari di tipo SPM e XPM nelle strutture a onda lenta sono aumentati di un fattore  $S^2$  rispetto alle strutture omogenee e addirittura di un fattore  $S^4$  nel caso di FWM.

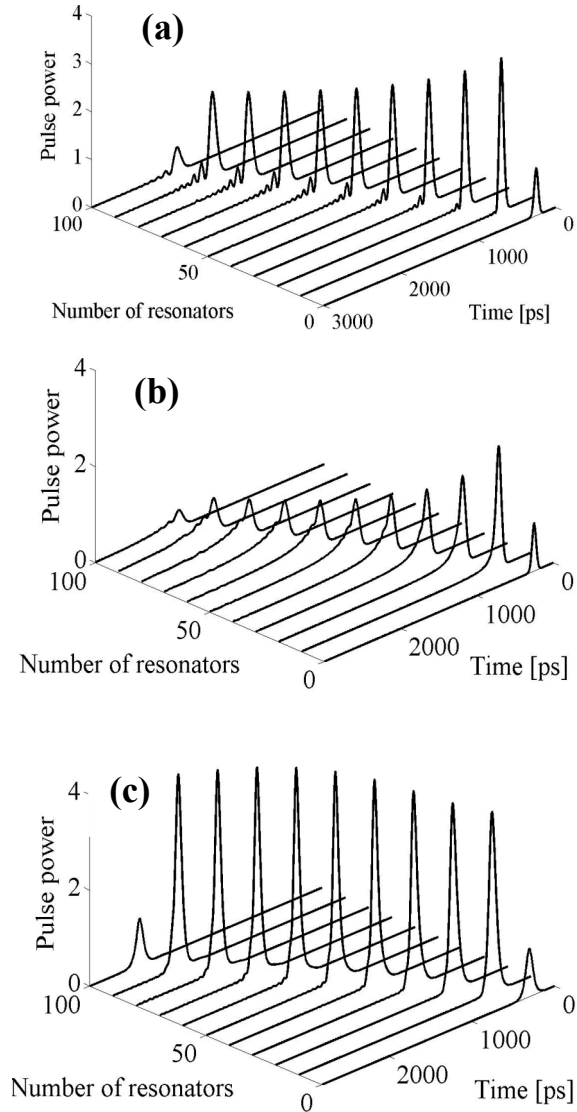


Fig. 3. Propagazione di un impulso gaussiano in una struttura ad onda lenta: (a) a bassa potenza e centrato in  $\omega_0$  e (b) in  $\omega_0-B/4$  (regime anormale); (c) nelle condizioni di (b) ma con la potenza per generare un'onda solitonica. La potenza è normalizzata alla potenza di ingresso

Gli effetti non lineari di tipo SPM e XPM nelle strutture a onda lenta aumentano di un fattore  $S^2$  rispetto alle strutture omogenee e addirittura di un fattore  $S^4$  nel caso di FWM. Infine, sempre dalla Fig. 3c), si noti che l'impulso di uscita è praticamente identico come ampiezza, forma e durata a quello di ingresso, anche dopo essersi propagato per una distanza pari a  $5L_d$  e in presenza di dispersione del secondo e terzo ordine. In conclusione il solitone consente di compensare gli effetti dispersive di queste strutture anche lontano dalla risonanza e potrebbe essere sfruttato per migliorare di uno o due ordini di grandezza l'efficienza dei dispositivi per l'elaborazione ottica dei segnali [3-5].

Anche nel caso di propagazione lineare le strutture lente presentano interessanti vantaggi [5]. Un esempio è dato dal modulatore elettroottico integrato in  $\text{LiNbO}_3$  con elettrodi tipo travelling-wave. E' noto che le prestazioni in banda sono limitate principalmente dalla differenza di velocità tra l'onda a radiofrequenza che induce la modulazione di fase e l'onda ottica, che è circa 1.9 volte più veloce. Utilizzando una struttura a onda lenta è possibile rallentare la luce di tale fattore e quindi poter garantire il matching di fase su una distanza maggiore. Ne risulta un aumento dell'efficienza di modulazione che si traduce in modulatori a banda più larga e/o con tensioni di pilotaggio inferiori. Inoltre, lo sfasamento accumulato dall'onda mentre si propaga nella struttura lenta risulta essere  $S$  volte più elevato rispetto a quello accumulato nella stessa struttura ma non caricata. A parità di tensione si possono fare modulatori più corti e quindi ridurre l'effetto delle forti perdite degli elettrodi.

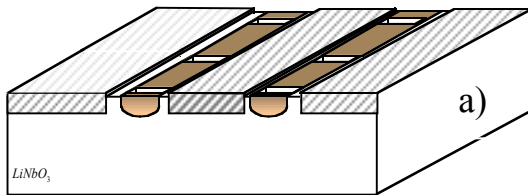
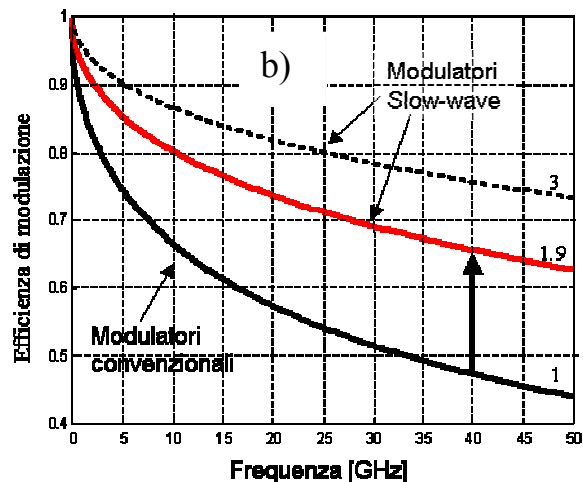


Fig. 4 - Modulatore ad onda lenta: a) struttura, b) prestazioni.



In Fig. 4a) è riportata una possibile realizzazione: la struttura è la classica del modulatore ottico integrato ma le guide ottiche hanno dei tagli opportunamente spazati per ottenere l'effetto di rallentamento desiderato. In Fig. 4b) si riporta l'efficienza di modulazione in funzione della frequenza. Sia l'effetto delle perdite degli elettrodi (0.4 dB/cm) che del mismatch di velocità sono incluse nell'analisi. A 40 Gbit/s si noti come l'efficienza migliori del 40% (62%) nel caso di mismatch pari a 1.9 (3).

Probabilmente queste strutture sono al limite delle tecnologie attuali ma in futuro potrebbero realmente dare un grande contributo alla componentistica ottica.

## References

- [1] Leon Brillouin, *Wave propagation in Periodic Structures*, McGraw-Hill Book Company, Inc. 1946.
- [2] W. E. Kock, "Metallic Delay lenses", *Bell System Technical Journal*, 27, 58, 1948.
- [3] J.E.Heebner, R.W. Boyd, "Enhanced all-optical switching by use of a nonlinear fiber ring resonator", *Opt. Lett.* **12**, 847-849 (1999).
- [4] A. Melloni and M.Martinelli, "Synthesis of direct-coupled resonators bandpass filters for WDM systems", *IEEE J. Lightwave Technol.* **20**, 296-303 (2002).
- [5] N. Shaw, W. J. Stewart, J. Heaton and D. R. Wight, "Optical slow-wave resonant modulation in electro-optic GaAs/AlGaAs modulators", *Electron. Lett.* **35**, 1557-1558 (1999).