

**WORKSHOPS
RIMINI 26-27 AGOSTO 2008
PROGETTO FISR VETTORE IDROGENO
SISTEMI INNOVATIVI DI PRODUZIONE DI IDROGENO DA ENERGIE
RINNOVABILI**

UPGRADING DELLA RADIAZIONE SOLARE

A.Nicolini , F. Rossi, M. Filipponi

U.O. 3: CIRIAF (Centro Interuniversitario di Ricerca di Inquinamenti da Agenti Fisici)
Via Duranti 67, 06125 Perugia

SOMMARIO

Nel corso della presente attività di ricerca sono stati studiati due nuovi componenti i quali, mediante l'impiego di tecnologie economicamente convenienti, possono consentire di migliorare in modo significativo l'efficienza del processo produttivo di idrogeno e di ottenere prestazioni superiori a quelle ottenibili con tecnologie tradizionali.

Si propone, in particolare, un nuovo metodo di scomposizione spettrale della radiazione solare. In base a tale principio, una parte della radiazione può essere utilizzata per ricavare direttamente l'idrogeno dall'acqua mentre la rimanente parte può essere impiegata, mediante opportuni convertitori fotovoltaici o impianti solari termodinamici, per la produzione di energia elettrica.

La scomposizione spettrale è ottenuta mediante l'applicazione combinata sul pannello fotovoltaico di due film dielettrici sottili.

INTRODUZIONE

Nel corso della presente attività di ricerca sono stati studiati due nuovi componenti i quali, possono consentire di migliorare in modo significativo l'efficienza del processo produttivo di idrogeno e di ottenere prestazioni superiori a quelle ottenibili con tecnologie tradizionali.

Si propone, in particolare, un nuovo metodo di scomposizione spettrale della radiazione solare in base al quale una parte della radiazione può essere utilizzata per ricavare direttamente l'idrogeno dall'acqua mentre la rimanente parte può essere impiegata, mediante opportuni convertitori fotovoltaici o impianti solari termodinamici, per la produzione di energia elettrica.

La scomposizione spettrale è ottenuta mediante l'applicazione combinata sul pannello fotovoltaico di due film dielettrici sottili.

Il primo film sottile si comporta come schermo dielettrico perfetto per le frequenze utilizzabili per la produzione diretta di idrogeno. Il secondo film sottile consente un adattamento perfetto della rimanente radiazione solare incidente con il pannello fotovoltaico, aumentandone così il rendimento.

Entrambi i film sottili sono realizzati facendo uso di strutture multistrato in cui il generico strato è fatto di materiali dielettrici comunemente disponibili e di basso costo.

L'uso di film sottili dielettrici, realizzabili mediante processi di produzione standard, permetterà di realizzare sistemi caratterizzati da:

1. Basse perdite
2. Elevata efficienza energetica
3. Elevata larghezza di banda angolare
4. Bassi costi di costruzione e di mantenimento

STRUTTURE DIELETTRICHE MULTISTRATO

In Figura 1 è mostrata una generica struttura multistrato.

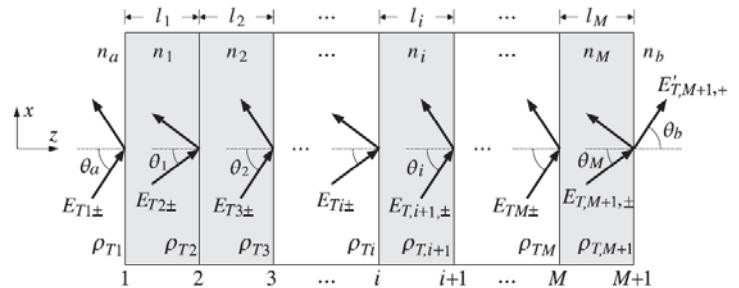


Figura 1: Incidenza obliqua in una generica struttura dielettrica multistrato.

Assumiamo che non ci siano campi incidenti nella parte destra della struttura. Gli angoli di riflessione / rifrazione di ciascun mezzo dipendono uno dall'altro dalla legge di Snell applicata a ciascuna delle M+1 interfacce:

$$n_a \sin \theta_a = n_i \sin \theta_i = n_b \sin \theta_b, \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (28)$$

È conveniente definire anche lo spessore di fase (phase thickness) per ognuno degli M strati e cioè la quantità

$$\delta_i = k_{zi} l_i$$

Usando

$$k_{zi} = n_i \cos \theta_i,$$

dove k_0 è il numero d'onda nello spazio libero,

$$k_0 = \omega / c_0 = 2\pi f / c_0 = 2\pi / \lambda$$

abbiamo per

$$i = 1, 2, \dots, M;$$

$$\delta_i = \frac{\omega}{c_0} n_i l_i \cos \theta_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i l_i \cos \theta_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i l_i \sqrt{1 - \frac{n_a^2 \sin^2 \theta_a}{n_i^2}} \quad (1)$$

in cui abbiamo usato l'equazione

Errore. L'origine riferimento non è stata trovata. per scrivere

$$\cos \theta_i = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_i} = \sqrt{1 - n_a^2 \sin^2 \theta_a / n_i^2}$$

I coefficienti di riflessione trasversi in prossimità della generica interfaccia sono definiti dall'equazione:

$$\rho_{Ti} = \frac{n_{T,i-1} - n_{Ti}}{n_{T,i-1} + n_{Ti}}, \quad i = 1, 2, \dots, M+1$$

dove si è fissato

$$n_{T0} = n_{Ta} \quad e \quad n_{T,M+1} = n_{Tb}$$

Gli indici di rifrazione in ciascun mezzo sono definiti dall'equazione:

$$n_{Ti} = \begin{cases} \frac{n_i}{\cos \theta_i}, & \text{polarizzazione TM} \\ n_i \cos \theta_i, & \text{polarizzazione TE} \end{cases}, \quad i = a, 1, 2, \dots, M, b \quad (3)$$

Per ottenere le relazioni di ricorsione di strato per i campi elettrici, si applica la matrice di propagazione ai campi alla sinistra dell'interfaccia $i+1$, che si propagano fino alla destra dell'interfaccia i , e quindi, si applica la matrice di adattamento per passare alla destra di tale interfaccia:

$$\begin{bmatrix} E_{Ti+} \\ E_{Ti-} \end{bmatrix} = \frac{1}{\tau_{Ti}} \begin{bmatrix} 1 & \rho_{Ti} \\ \rho_{Ti} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\delta_i} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{T,i+1,+} \\ E_{T,i+1,-} \end{bmatrix}$$

Moltiplicando i fattori delle matrici, otteniamo:

$$\begin{bmatrix} E_{Ti+} \\ E_{Ti-} \end{bmatrix} = \frac{1}{\tau_{Ti}} \begin{bmatrix} e^{j\delta_i} & \rho_{Ti} e^{-j\delta_i} \\ \rho_{Ti} e^{j\delta_i} & e^{-j\delta_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{T,i+1,+} \\ E_{T,i+1,-} \end{bmatrix}, \quad i = M, M-1, \dots, 1 \quad (4)$$

La ricorsione ha inizio alla sinistra della $M+1$ -esima interfaccia operando un altro accoppiamento per passare alla destra di tale interfaccia:

$$\begin{bmatrix} E_{T,M+1,+} \\ E_{T,M+1,-} \end{bmatrix} = \frac{1}{\tau_{T,M+1}} \begin{bmatrix} 1 & \rho_{T,M+1} \\ \rho_{T,M+1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E'_{T,M+1,+} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5)$$

Dall'equazione (3) segue che le risposte di riflessione, $\Gamma_{Ti} = E_{Ti-} / E_{Ti+}$, soddisfano le seguenti relazioni di ricorsione:

$$\Gamma_{Ti} = \frac{\rho_{Ti} + \Gamma_{T,i+1} e^{-2j\delta_i}}{1 + \rho_{Ti} \Gamma_{T,i+1} e^{-2j\delta_i}}, \quad i = M, M-1, \dots, 1 \quad (6)$$

e sono inizializzati per

$$\Gamma_{T,M+1} = \rho_{T,M+1}$$

In modo simile, otteniamo le seguenti ricorsioni per i campi elettrici e magnetici totali in ogni interfaccia (sono campi continui in ciascuna interfaccia):

$$\begin{bmatrix} E_{Ti} \\ H_{Ti} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_i & j\eta_{Ti} \sin \delta_i \\ j\eta_{Ti}^{-1} \sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{T,i+1} \\ H_{T,i+1} \end{bmatrix}, \quad i = M, M-1, \dots, 1 \quad (7)$$

in cui

$$\eta_{Ti}$$

sono le impedenze caratteristiche trasverse e sono legate agli indici di rifrazione tramite la relazione

$$\eta_{Ti} = \eta_0 / n_{Ti}$$

Le impedenze d'onda,

$$Z_{Ti} = E_{Ti} / H_{Ti}$$

soddisfano le seguenti ricorsioni, inizializzati con

$$Z_{T,M+1} = \eta_{Tb}$$

$$(2) \quad Z_{Ti} = \eta_{Ti} \frac{Z_{T,i+1} + j\eta_{Ti} \tan \delta_i}{\eta_{Ti} + jZ_{T,i+1} \tan \delta_i}, \quad i = M, M-1, \dots, 1 \quad (8)$$

FILM SOTTILI ANTIRIFLETTENTI AD INCIDENZA OBLIQUA

Per realizzare la pellicola antiriflettente si è deciso di utilizzare una struttura multistrato con lo spessore ottico dei singoli strati pari a $\lambda/4$ o $\lambda/2$ e di sintetizzare gli indici di rifrazione ottimi, facendo sì che i valori di indice individuati rientrino nei limiti di fisica realizzabilità. La Figura 2 mostra due possibili strutture: il caso di una struttura a due strati da un quarto d'onda ed il caso di una struttura a tre strati da un quarto -un mezz'onda- quarto d'onda.

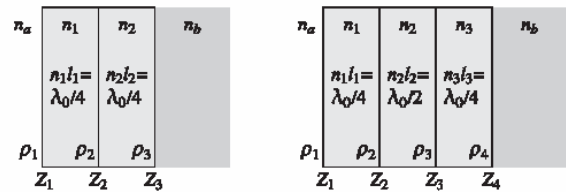


Figura 2 - Rivestimenti antiriflettenti a due e a tre strati.

Il comportamento delle due strutture è simile per la lunghezza d'onda scelta.

Per il primo caso, la scelta

$$Z_1 = \eta_a$$

implica:

$$Z_1 = \frac{\eta_1^2}{Z_2} = \frac{\eta_1^2}{\eta_2^2 / Z_3} = \frac{\eta_1^2}{\eta_2^2} \eta_b = \eta_a \quad (9)$$

che fornisce la condizione:

$$\eta_a = \frac{\eta_1^2}{\eta_2^2} \eta_b \quad (10)$$

Gli spessori ottici sono

$$n_1 l_1 = n_2 l_2 = \lambda_0 / 4$$

Nel secondo caso lo strato di mezza lunghezza d'onda (quello di mezzo) agisce come strato ponte, quindi, $Z_2 = Z_3$, e la condizione risultante è:

$$Z_1 = \frac{\eta_1^2}{Z_2} = \frac{\eta_1^2}{Z_3} = \frac{\eta_1^2}{\eta_3^2 / Z_4} = \frac{\eta_1^2}{\eta_3^2} \eta_b = \eta_a \quad (11)$$

implicando la condizione:

$$\eta_a = \frac{\eta_1^2}{\eta_3^2} \eta_b \quad (12)$$

Gli spessori ottici sono ora

$$n_1 l_1 = n_3 l_3 = \lambda_0 / 4$$

e

$$n_2 l_2 = \lambda_0 / 4$$

Le condizioni (10) e (12) sono le stesse. Nel caso della struttura a tre strati, l'indice n_2 dello strato di mezzo è arbitrario.

Gli strati antiriflettenti sono tipicamente realizzati per incidenze normali ed inoltre per un intervallo di angoli di incidenza obliqui pari, di solito, a 30° . All'aumentare dell'angolo di incidenza, la banda di antiriflessione si sposta verso lunghezze d'onda più basse, ossia verso frequenze più alte.

Se si individua un particolare angolo di incidenza, è possibile progettare lo strato antiriflettente adattandolo a tale angolo. Tuttavia, come nel caso della struttura a incidenza normale, l'efficacia di questo metodo riguarda una larghezza angolare di circa 30° intorno all'angolo scelto.

Nel caso della struttura a due strati, se il primo strato da un quarto d'onda è di fluorite di magnesio con $n_1 = 1.38$ e il substrato terminale è di vetro con $n_{\text{glass}} = 1.5$, la condizione (10) implica che l'indice per il secondo strato da un quarto d'onda sia:

$$n_2 = \sqrt{\frac{n_1^2 n_b}{n_a}} = \sqrt{\frac{1.38^2 \times 1.50}{1.0}} = 1.69 \quad (13)$$

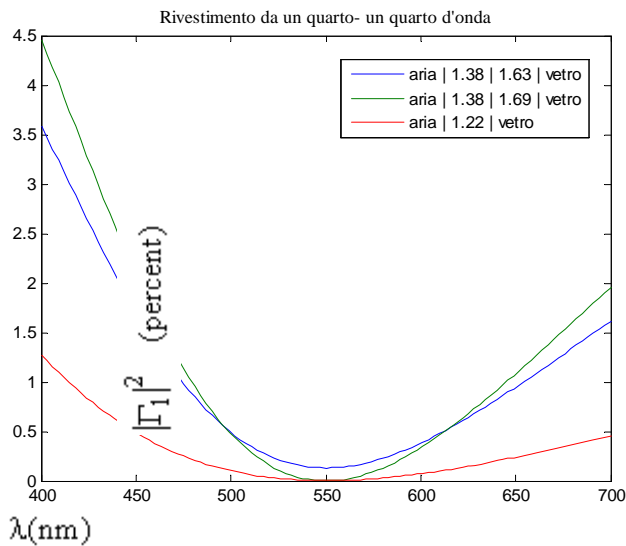
La fluorite di cerio ha un indice di $n_2 = 1.63$ a

$$\lambda_0 = 550 \text{ nm}$$

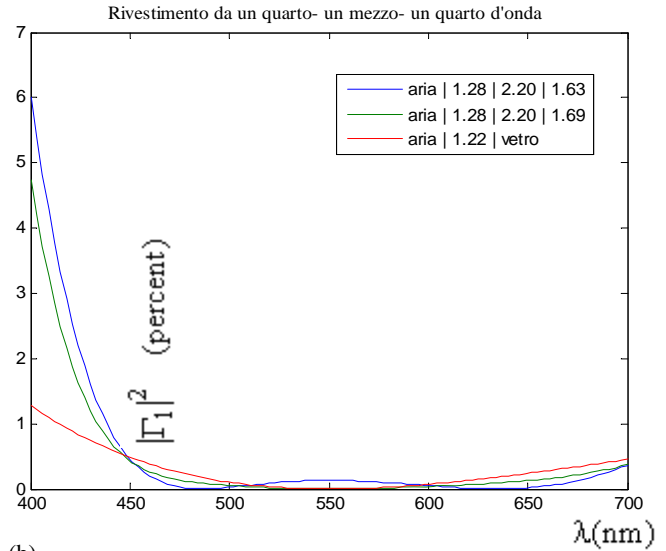
e può essere usata come un'approssimazione al caso ideale dell'(13). La Figura 3 mostra la riflettività in ingresso

$$|\Gamma_1|^2$$

per il caso di due e tre strati e per valori ideali e approssimati di indice di rifrazione del secondo strato da un quarto d'onda.



(a)



(b)

Figura 3 - Riflettanze (a) struttura a due strati, (b) struttura a tre strati.

La lunghezza d'onda scelta è stata

$$\lambda_0 = 550 \text{ nm}$$

e l'indice dello slab a mezz'onda è pari a

$$n_2 = 2.2$$

corrispondente all'ossido di zirconio (ZrO_2). Si nota che la struttura a tre strati presenta una larghezza di banda più ampia rispetto al caso della struttura a due strati.

Le riflettanze sono state calcolate con l'aiuto di un codice Matlab.

Nella tabella seguente sono indicati alcuni materiali dielettrici tipici utilizzabili come rivestimenti antiriflettenti:

materiale	n	materiale	n
Criolite (Na_3AlF_6)	1.35	Fluorite di Magnesio (MgF_2)	1.38
Biossido di Silicio (SiO_2)	1.46	Polistirene	1.73
Fluorite di Cerio (CeF_3)	1.95	Fluorite di Piombo (PbF_2)	2.20
Monossido di Silicio (SiO)	2.32	Ossido di Zirconio (ZrO_2)	2.40
Solfuro di Zinco (ZnS)	2.45	Ossido di Titanio (TiO_2)	3.50
Ossido di Bismuto (Bi_2O_3)	4.20	Silicio (Si)	4.60
Germanio (Ge)		Tellurio (Te)	

Esaminiamo un altro studio relativo ad una struttura a due strati con indici di rifrazione

$$n_a = 1 \text{ (aria),}$$

$$n_1 = 1.38 \text{ (fluoruro di magnesio),}$$

$$n_2 = 2.45 \text{ (ossido di bismuto) e}$$

$$n_b = 1.5 \text{ (vetro).}$$

Le larghezze ottiche normalizzate degli strati sono $L_1 = 0.3294$ e $L_2 = 0.0453$ a

$$\lambda_0 = 5.50 \text{ nm}$$

La Figura mostra le riflettanze dei modi TE e TM $|\Gamma_{\text{TE}}(\lambda)|^2$ in funzione di λ , per angoli di incidenza:

$$\theta = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$$

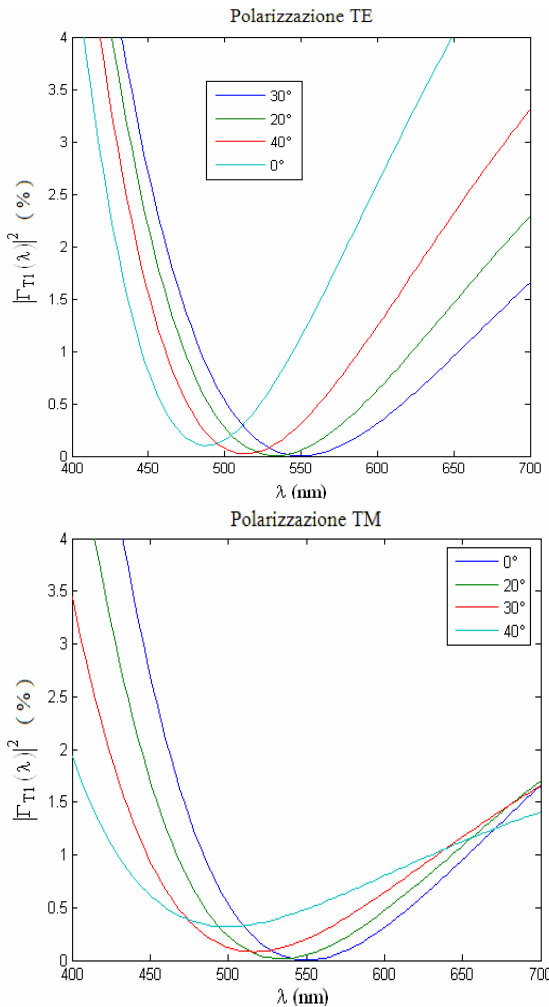


Figura 4 Struttura antiriflettente a due strati a incidenza obliqua.

Si nota lo spostamento delle risposte verso lunghezze d'onda più basse. Le risposte sono accettabili fino a 20°-30°.

Come detto inizialmente, la struttura può essere adattata per un particolare angolo di incidenza. A titolo di esempio abbiamo scelto

$$\theta = 30^\circ$$

e abbiamo riprogettato la struttura a due strati.

Le formule di progetto sono ancora date dalla (9) e dalla (11) ma con la sostituzione di

$$n_i, \rho_i$$

con i valori trasversali

$$n_{Ti}, \rho_{Ti}$$

e la sostituzione di

$$k_1 l_1, k_2 l_2$$

con gli sfasamenti a

$$\lambda = \lambda_0$$

Cioè

$$\delta_1 = 2\pi L_1 \cos \theta_1$$

e

$$\delta_2 = 2\pi L_2 \cos \theta_2$$

Inoltre dobbiamo adattare gli strati sia per il caso di polarizzazione TE che per il caso di polarizzazione TM.

La Figura 5 mostra le riflettanze dei modi TE e TM, adattate a 30°. Le lunghezze ottiche sono $L_1=0.3554$ e $L_2=0.0386$.

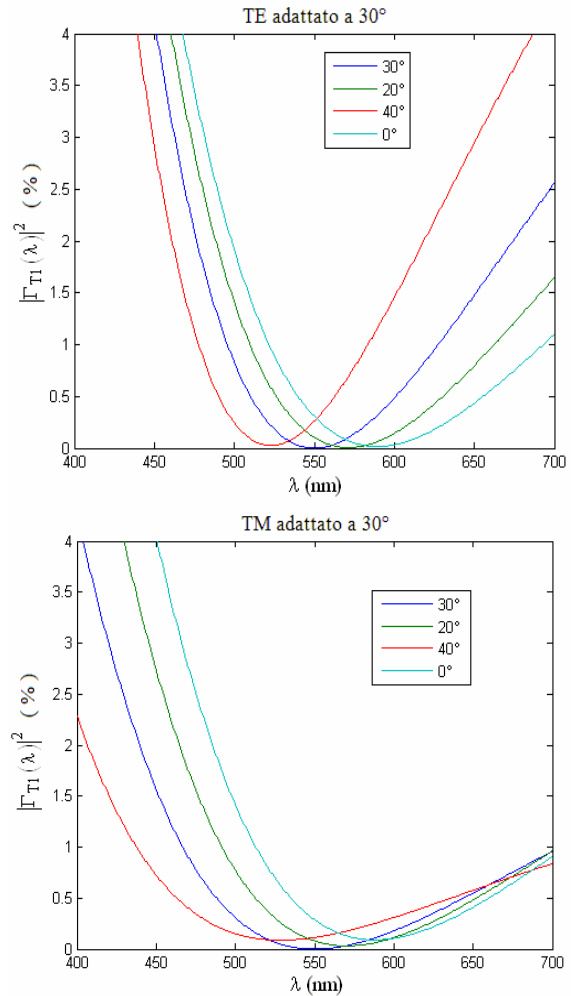


Figura 5 Struttura antiriflettente a due strati adattato a 30°.

Per prima cosa calcoliamo gli angoli di rifrazione in tutti i mezzi coinvolti:

$$\theta_i = \arcsin(n_a \sin \theta_a / n_i), \text{ per } i = a, 1, 2, b$$

Quindi, considerando la polarizzazione TE, calcoliamo gli indici di rifrazione

$$n_{Ti} = n_i \cos \theta_i, \text{ per } i = a, 1, 2, b$$

Poi si valutano i coefficienti di riflessione trasversale e gli sfasamenti δ_1, δ_2 .

Infine, calcoliamo le lunghezze ottiche normalizzate da

$$L_i = \delta_i / (2\pi \cos \theta_i), \text{ } i = 1, 2$$

E' stato prodotto un codice MATLAB che automatizza il procedimento.

Un ulteriore esempio è fornito da una struttura (quarter-half-quarter) a tre strati

$$(\lambda_0 / 4 - \lambda_0 / 2 - \lambda_0 / 4)$$

con indici di rifrazione

$n_a = 1$ (aria),

$n_1 = 1.38$ (fluoruro di magnesio),

$n_2 = 2.2$ (ossido di zirconio),

$n_3 = 1.63$ (fluoruro di cerio),

e $n_b = 1.5$ (vetro).

Le lunghezze ottiche degli strati sono $L_1=L_3=0.25$, $L_2=0.5$ rispettivamente.

La Figura 6 mostra le riflettanze per le polarizzazioni TE e TM

$$|\Gamma_{TI}(\lambda)|^2$$

in funzione di λ , per angoli di incidenza $\theta = 0^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ$.
Le risposte sono accettabili fino a circa $20^\circ - 30^\circ$, si nota, inoltre, lo spostamento di queste verso lunghezze d'onda più basse.

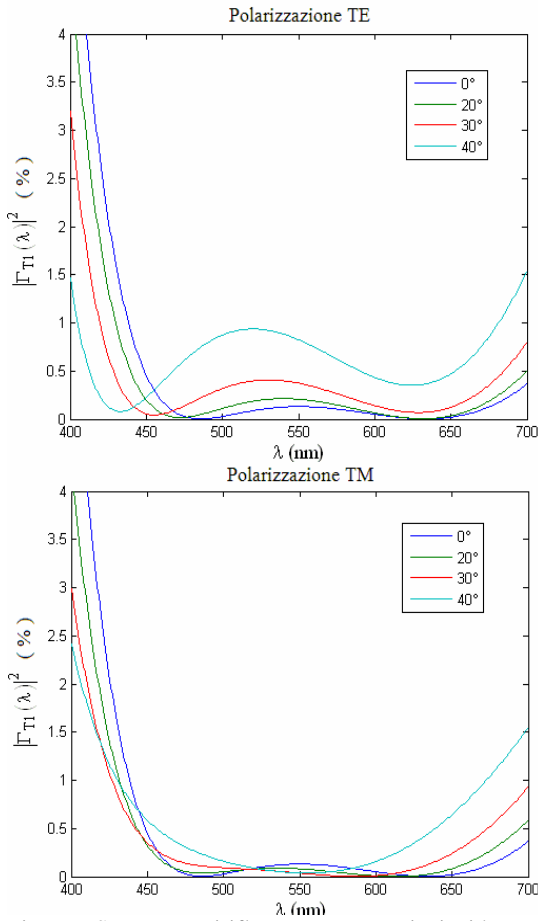


Figura 6 Struttura antiriflettente a tre strati a incidenza obliqua.

SCHERMI DIELETRICI PERFETTI OMNIDIREZIONALI

Uno specchio dielettrico consiste di un insieme di strati dielettrici di identico spessore con indici di rifrazione bassi e alti alternati, come mostrato in Figura 7.

Gli spessori ottici sono generalmente scelti pari ad un quarto di lunghezza d'onda, quindi

$$n_H l_H = n_L l_L = \lambda_0 / 4$$

dove λ_0 è la lunghezza d'onda di lavoro. La disposizione standard presenta un numero dispari di strati con lo strato ad indice di rifrazione alto posto all'inizio ed alla fine della struttura.

La caratteristica principale degli specchi dielettrici consiste nell'aver perdite estremamente basse a frequenze ottiche e del vicino infrarosso rispetto ai comuni specchi metallici. D'altra parte gli specchi metallici riflettono con una larghezza di banda angolare maggiore rispetto a quella degli specchi dielettrici.

Fino a poco tempo fa si riteneva, infatti, che fosse impossibile realizzare uno schermo perfetto omnidirezionale, ovvero uno schermo che fosse perfettamente riflettente per tutti gli angoli di incidenza, sia per polarizzazione TE che per polarizzazione TM. Di seguito dimostreremo, invece, come sia possibile realizzare schermi dielettrici a larga banda angolare e quale siano le condizioni per il loro corretto funzionamento.

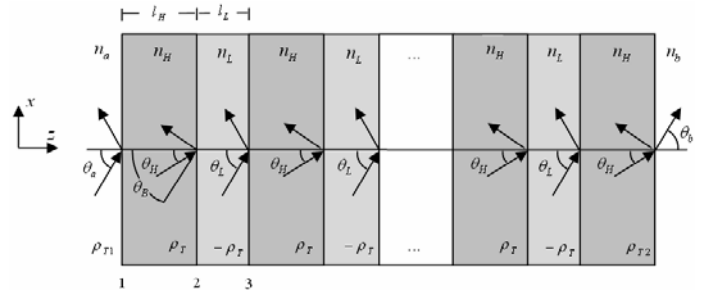


Figura 7 Schermo dielettrico perfetto a incidenza obliqua.

Lo schermo dielettrico è composto da N doppi strati, per un totale di $M=2N+1$ singoli strati. La struttura inizia e termina con un mezzo ad alto indice di rifrazione.

Gli angoli di incidenza su ogni interfaccia sono legati per la legge di Snell:

$$n_a \sin \theta_a = n_H \sin \theta_H = n_L \sin \theta_L = n_b \sin \theta_b \quad (14)$$

Gli sfasamenti dentro gli strati ad alto e basso indice sono in forma normalizzata:

$$\delta_H = 2\pi \frac{f}{f_0} L_H \cos \theta_H, \delta_L = 2\pi \frac{f}{f_0} L_L \cos \theta_L \quad (15)$$

Dove

$$L_H = n_H l_H / \lambda_0, L_L = n_L l_L / \lambda_0$$

rappresentano gli spessori ottici normalizzati per λ_0 , e $f_0 = c_0 / \lambda_0$.
Notare anche che,

$$\cos \theta_i = \sqrt{1 - n_a^2 \sin^2 \theta_a / n_i^2} = H, L$$

Una condizione necessaria (ma non sufficiente) per avere una condizione di riflettività omnidirezionale, per entrambe le polarizzazioni, è che il massimo angolo di rifrazione

$$\theta_{H,\max}$$

all'interno del primo strato sia inferiore all'angolo di Brewster θ_B proprio della seconda interfaccia, cioè dell'interfaccia tra il mezzo con alto indice e quello con basso indice di rifrazione. Questa condizione fa sì che un'onda incidente sulla prima interfaccia non possa mai avere un'angolazione maggiore dell'angolo di Brewster.

Se questa condizione non fosse soddisfatta, l'onda TM non potrebbe essere riflessa dal secondo strato e da tutte le successive interfacce e sarebbe trasmessa attraverso la struttura.

Affinché

$$\sin \theta_{H,\max} = n_a / n_H$$

e

$$\tan \theta_B = n_L / n_H$$

o

$$\sin \theta_B = n_L / \sqrt{n_H^2 + n_L^2}$$

la condizione

$$\theta_{H,\max} < \theta_B$$

o l'equivalente condizione

$$\sin \theta_{H,\max} < \sin \theta_B$$

possono essere scritte come

$$n_a / n_H = n_L / \sqrt{n_H^2 + n_L^2}$$

o

$$n_a < \frac{n_H n_L}{\sqrt{n_H^2 + n_L^2}} \quad (16)$$

In aggiunta alla condizione (16), per ottenere la riflettività omnidirezionale è necessario che le bande ad alta riflettanza presentino una zona di sovrapposizione per tutti gli angoli di incidenza e per entrambe le polarizzazioni.

Per determinare tali bande, è opportuno introdurre la matrice di transizione per il doppio strato:

$$F_T = \frac{1}{1-\rho_T^2} \begin{pmatrix} e^{j(\delta_H+\delta_L)} - \rho_T^2 e^{j(\delta_H-\delta_L)} & -2j\rho_T e^{-j\delta_H} \sin \delta_L \\ 2j\rho_T e^{j\delta_H} \sin \delta_L & e^{-j(\delta_H+\delta_L)} - \rho_T^2 e^{-j(\delta_H-\delta_L)} \end{pmatrix} \quad (17)$$

Dove $\rho_T = (n_{HT} - n_{LT}) / (n_{HT} + n_{LT})$ e:

$$n_{HT} = \begin{cases} \frac{n_H}{\cos \theta_H} \\ n_H \cos \theta_H \end{cases} \quad n_{LT} = \begin{cases} \frac{n_L}{\cos \theta_L} \\ n_L \cos \theta_L \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{(polarizzazione TM)} \\ \text{(polarizzazione TE)} \end{array} \quad (18)$$

Esplicitamente, abbiamo per le due polarizzazioni:

$$\rho_{TM} = \frac{n_H \cos \theta_L - n_L \cos \theta_H}{n_H \cos \theta_L + n_L \cos \theta_H}, \quad \rho_{TE} = \frac{n_H \cos \theta_H - n_L \cos \theta_L}{n_H \cos \theta_H + n_L \cos \theta_L} \quad (19)$$

La traccia di FT è come in

$$a = \frac{1}{2} \text{tr} F = \frac{\cos(\delta_H + \delta_L) - \rho^2 \cos(\delta_H - \delta_L)}{1 - \rho^2}$$

$$a = \frac{\cos(\delta_H + \delta_L) - \rho_T^2 \cos(\delta_H - \delta_L)}{1 - \rho_T^2} \quad (20)$$

Gli autovalori della matrice FT sono

$$\lambda_{\pm} = e^{\pm jKl}$$

dove

$$K = a \cos(a) / l$$

e

$$l = l_H + l_L$$

La condizione $a = -1$ determina i limiti inferiore e superiore della banda in frequenza in corrispondenza della quale la struttura multistrato presenta un'alta riflettività. Poichè deve essere

$$\cos^2 \left(\frac{\delta_H + \delta_L}{2} \right) = \rho^2 \cos^2 \left(\frac{\delta_H - \delta_L}{2} \right)$$

questa condizione è equivalente a:

$$a = \frac{\cos(\delta_H + \delta_L) - \rho_T^2 \cos(\delta_H - \delta_L)}{1 - \rho_T^2} \quad (21)$$

Definendo le quantità

$$L_{\pm} = L_H \cos \theta_H \pm L_L \cos \theta_L$$

e la frequenza normalizzata

$$F = f / f_0$$

possiamo scrivere:

$$\frac{\delta_H \pm \delta_L}{2} = \pi \frac{f}{f_0} (L_H \cos \theta_H \pm L_L \cos \theta_L) = \pi F L_{\pm} \quad (22)$$

Quindi estraendo la radice quadrata della (21), abbiamo:

$$\cos(\pi F L_{\pm}) = \pm |\rho_T| \cos(\pi F L_{\mp}) \quad (23)$$

Il segno più fornisce il limite di banda sinistro, $F_1 = f_1 / f_0$, e il segno meno il limite destro, $F_2 = f_2 / f_0$. Così, F_1, F_2 sono le soluzioni delle equazioni:

$$\begin{cases} \cos(\pi F_1 L_{+}) = |\rho_T| \cos(\pi F_1 L_{-}) \\ \cos(\pi F_2 L_{+}) = -|\rho_T| \cos(\pi F_2 L_{-}) \end{cases} \quad (24)$$

La larghezza e la frequenza centrale della banda di riflessione sono, rispettivamente:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \Delta f = F_2 - F_1, \quad \frac{f_c}{f_0} = F_c = \frac{F_1 + F_2}{2} \quad (25)$$

La corrispondente larghezza in termini di lunghezza d'onda è definita come:

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{F_2} = \frac{c_0}{f_2}, \quad \lambda_2 = \frac{\lambda_0}{F_1} = \frac{c_0}{f_1}, \quad \Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \quad (26)$$

Una soluzione approssimativa della (24) può essere ottenuta imponendo $L_{-} = 0$ nella parte destra della (24):

$$\cos(\pi F_1 L_{+}) = |\rho_T|, \quad \cos(\pi F_2 L_{+}) = -|\rho_T| \quad (27)$$

che ha soluzioni:

$$F_1 = \frac{a \cos(|\rho_T|)}{\pi L_{+}}, \quad F_2 = \frac{a \cos(-|\rho_T|)}{\pi L_{+}} \quad (28)$$

Utilizzando le identità trigonometriche

$$a \cos(\pm |\rho_T|) = \pi / 2 \mp a \sin(\pm |\rho_T|)$$

otteniamo la larghezza e la frequenza centrale:

$$\Delta f = f_2 - f_1 = \frac{2f_0 a \sin(|\rho_T|)}{\pi L_{+}}, \quad f_c = \frac{f_1 + f_2}{2} = \frac{f_0}{2L_{+}} \quad (29)$$

Ne consegue che la lunghezza d'onda centrale sarà

$$\lambda_c = c_0 / f_c = 2L_{+} \lambda_0$$

$$\lambda_c = 2L_{+} \lambda_0 = 2(l_H n_H \cos \theta_H + l_L n_L \cos \theta_L) \quad (30)$$

Per incidenza normale, abbiamo

$$\lambda_c = 2(l_H n_H + l_L n_L)$$

Per la struttura a lambda quarti con λ_0 e incidenza normale, abbiamo $L_{+} = 1/4 + 1/4 = 1/2$, cioè $\lambda_c = \lambda_0$.

L'accuratezza della soluzione approssimata (28) dipende dal rapporto $d = L_{-} / L_{+}$.

Per incidenza normale gli strati sono entrambi lunghi lambda quarti, ovvero $L_H = L_L = 0.25$. Ciò non è più vero per incidenza obliqua, vale a dire per altri angoli d'incidenza.

Infatti la quantità d è una funzione crescente di θ_a . Per grandi valori di d , la soluzione esatta della (24) può essere ottenuta con la seguente iterazione:

$$\begin{cases} \text{inizializzando con } F_1 = F_2 = 0 \\ \text{per } i = 0, 1, \dots, N_{\text{iter}}, \text{ si ha:} \\ F_1 = \frac{1}{\pi L_{+}} a \cos(|\rho_T| \cos(\pi F_1 L_{-})) \\ F_2 = \frac{1}{\pi L_{+}} a \cos(-|\rho_T| \cos(\pi F_2 L_{-})) \end{cases} \quad (31)$$

Evidentemente, l'iterazione $i = 0$ dà la soluzione di ordine zero (28). L'iterazione converge con estrema velocità, richiedendo solo 3-4 iterazioni N_{iter} . E' stato prodotto un codice MATLAB che implementa questo algoritmo.

A questo punto si è passati alla validazione numerica del procedimento.

In primo luogo si è osservato che f_1, f_2 sono funzioni crescenti di θ_a sia per la polarizzazione TE che per quella TM. Quindi, la frequenza centrale della banda, $f_c = (f_1 + f_2)/2$, si sposta verso frequenze più alte al crescere dell'angolo θ_a . I corrispondenti intervalli di lunghezze d'onda si sposteranno verso lunghezze d'onda inferiori.

In secondo luogo si è osservato che la larghezza di banda $\Delta f = f_2 - f_1$ è una funzione crescente di θ_a per la polarizzazione TE e decrescente per quella TM.

Quindi, al crescere di θ_a la banda in frequenza ad alta riflettività per la polarizzazione TE si allarga mentre quella per la polarizzazione

TM si riduce; inoltre, la frequenza di centro banda f_c si sposta verso l'alto per entrambe le polarizzazioni.

Al fine di ottenere una risposta in riflessione omnidirezionale, le bande per le polarizzazioni TE e TM devono presentare una zona di sovrapposizione per tutti gli angoli di incidenza.

Dal momento che la banda TM è sempre più stretta rispetto alla banda TE, da questa, si determinerà la definitiva banda omnidirezionale.

Il caso peggiore di sovrapposizione si ha per la banda TM con angolo di incidenza a 90° , che deve coincidere con la banda TM/TE a 0° . Il

limite sinistro della banda TM, $f_{1, TM}(90^\circ)$, deve essere inferiore al limite destro della banda a 0° , $f_2(0^\circ)$. Questa è una condizione sufficiente per ottenere un comportamento ad alta riflettività omnidirezionale.

Pertanto, la banda minima condivisa da tutti gli angoli di incidenza e per entrambe le polarizzazioni sarà

$$[f_{1, TM}(90^\circ), f_2(0^\circ)]$$

avente larghezza:

$$\Delta f_{\min} = f_2(0^\circ) - f_{1, TM}(90^\circ) \quad (\text{minima larghezza di banda omnidirezionale}) \quad (32)$$

In senso più stretto, la banda di riflessione comune per entrambe le polarizzazioni e per angoli fino a un certo θ_a sarà

$$[f_{1, TM}(\theta_a), f_{2, TM}(0^\circ)]$$

di larghezza:

$$\Delta f(\theta_a) = f_2(0^\circ) - f_{1, TM}(\theta_a) \quad (33)$$

E' stato prodotto un codice Matlab che, in aggiunta al calcolo della larghezza sia per polarizzazioni TM che per polarizzazioni TE, può anche calcolare la larghezza di banda omnidirezionale in funzione dell'angolo d'incidenza.

Di seguito presentiamo alcuni esempi di simulazione che aiutano a chiarire le osservazioni precedenti.

La Figura 8 rappresenta le riflessioni in funzione della frequenza f .

Gli indici di rifrazione sono

$$n_a = 1, n_H = 2.32, n_L = 1.38, n_b = 1.52$$

e i doppi strati sono a lambda quarti

$$L_H = L_L = 0.25$$

alla lunghezza d'onda normalizzata $\lambda_0 = 500 \text{ nm}$.

La struttura ha $N=30$ doppi strati. La figura 8 mostra le riflettanze TE

e TM $|\Gamma_{Ti}(\lambda)|^2$ in funzione della lunghezza d'onda λ nello spazio libero, per i due angoli di incidenza $\theta_a = 45^\circ$ e $\theta_a = 80^\circ$.

La condizione (16) risulta essere soddisfatta. Per il massimo angolo di rifrazione e per l'angolo di Brewster si ha: $\theta_{H, \max} = 25.53^\circ$ e $\theta_B = 30.75^\circ$. Quindi $\theta_{H, \max} < \theta_B$.

Su ogni grafico abbiamo indicato gli intervalli delle larghezze di banda calcolati con il codice Matlab prodotto. Si osserva, come previsto, lo spostamento delle bande verso le alte frequenze, o le basse lunghezze d'onda, il restringimento della banda TM e, di conseguenza, di quella omnidirezionale e l'allargamento di quella TE.

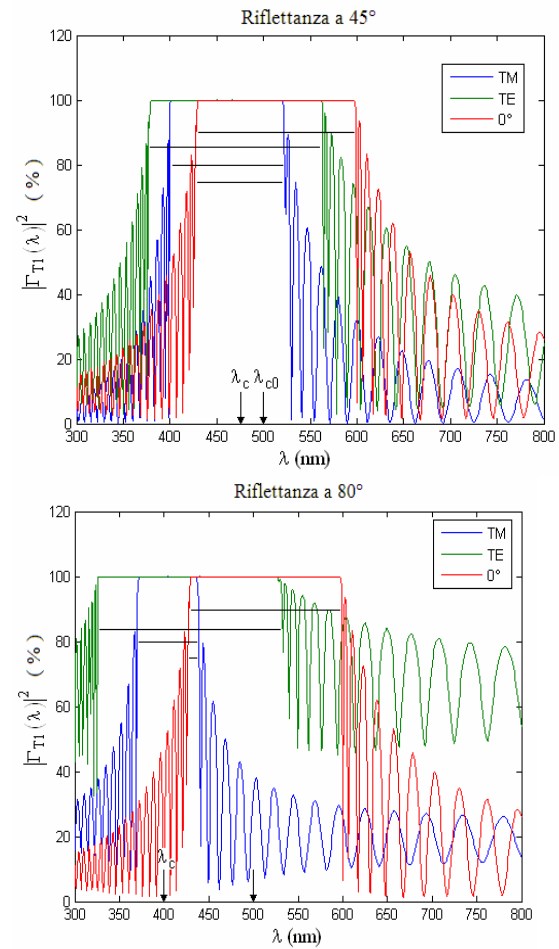


Figura 8 Riflettanze TE e TM per $n_H = 2.32, n_L = 1.38$

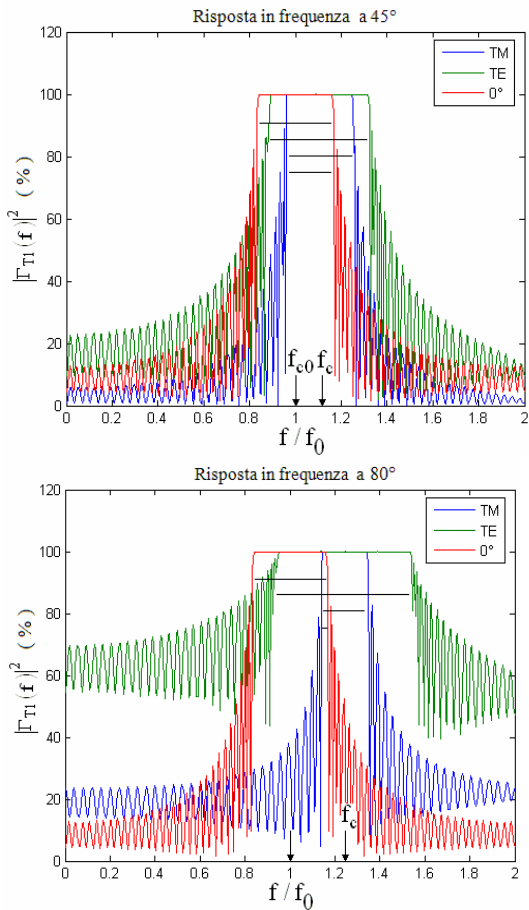


Figura 9 Risposte in frequenza per TE e TM per $n_H = 2.32$, $n_L = 1.38$.

A 45° , c'è ancora sufficiente sovrapposizione tra le bande, ma a 80° , la banda TM e quella a 0° sono sovrapposte pochissimo, ottenendo una regione di omnidirezionalità estremamente ristretta.

Le frecce che indicano f_{c0} e f_c rappresentano le frequenze di centro banda (TM) a 0° e a 45° o 80° .

I limiti corrispondenti di incidenza a 90° erano

$$\lambda_1 = \lambda_0 / F_{2, TM}(0^\circ) = 429.73 \text{ nm}$$

e

$$\lambda_2 = \lambda_0 / F_{1, TM}(90^\circ) = 432.16 \text{ nm}$$

con $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 2.43 \text{ nm}$. Quindi, questa struttura mostra una riflettività omnidirezionale, anche se per una banda molto stretta.

Dal momento che le bande ad alta riflettività si riducono al diminuire del rapporto n_H/n_L , se diminuissimo n_H , la banda TM si sposterebbe oltre la banda a 0° e non ci sarebbe sovrapposizione tra le bande di riflessione.

Ciò viene confermato in Figura 10 dove vengono mostrati i risultati per una struttura multistrato con $n_H=2$ e con tutti gli altri parametri uguali al caso precedente.

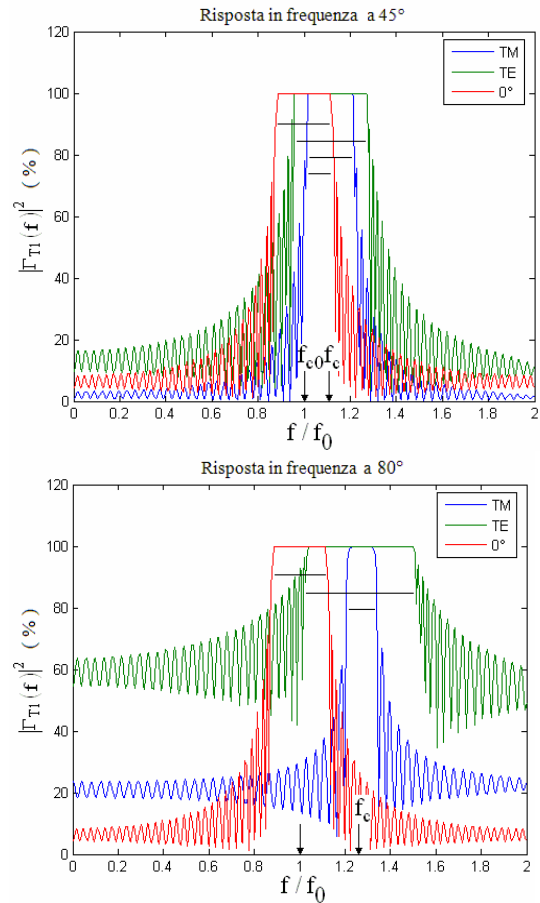


Figura 10 Riflettanze TE e TM per $n_H = 2$, $n_L = 1.38$.

A 45° c'è una sovrapposizione, ma a 80° la banda TM già si sposta oltre quella a 0° .

In questo caso non si ha riflettività omnidirezionale, anche se la condizione necessaria (16) è ancora soddisfatta, con $\theta_{H, \max} = 30^\circ$ e $\theta_B = 34.61^\circ$.

D'altra parte, aumentando n_H , tutte le bande si allargherebbero, e si otterrebbe uno schermo omnidirezionale con larghezza di banda più ampia.

La Figura 11 mostra il caso con $n_H=3$, presentando una sostanziale sovrapposizione ed un comportamento omnidirezionale.

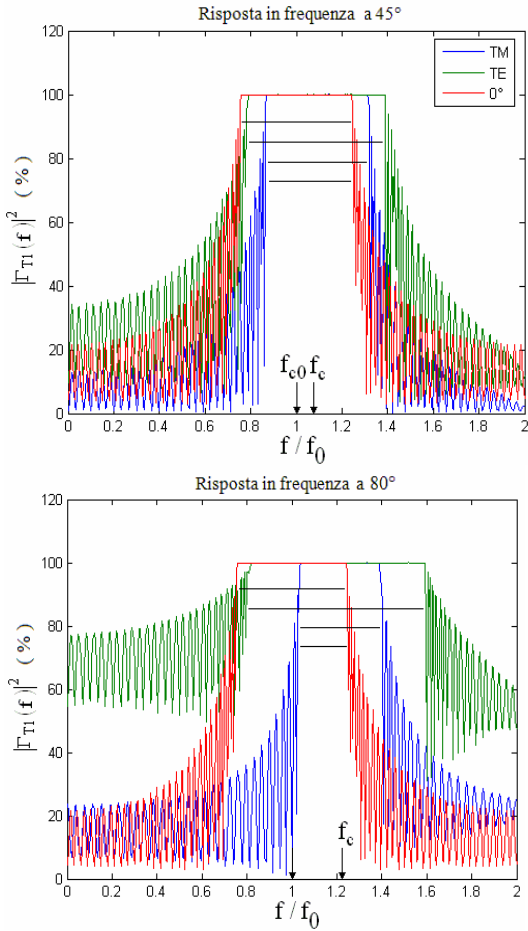


Figura 11 Riflettanze TE e TM per $n_H = 3$, $n_L = 1.38$.

La banda minima (32) è definita nell'intervallo corrispondente ai limiti in lunghezza d'onda

$$\lambda_1 = \lambda_0 / F_2 = 402.84 \text{ nm}$$

e

$$\lambda_2 = \lambda_0 / F_1 = 477.79 \text{ nm}$$

con

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = 74.95 \text{ nm}$$

estremamente differente da quanto mostrato in Figura 9. I limiti di banda sono stati calcolati con $Nit = 0$ e (31); con $Nit = 3$, si ottengono valori più accurati:

$$[F_1, F_2] = [1.0505, 1.2412]$$

Per illustrare la dipendenza delle larghezze di banda per le polarizzazioni TE e TM in funzione dall'angolo di incidenza θ_a , sono state calcolate e rappresentate graficamente le frequenze limite normalizzate $F_1(\theta_a)$, $F_2(\theta_a)$ per l'intervallo $0^\circ \leq \theta_a \leq 90^\circ$, per entrambe le polarizzazioni.

Il grafico a sinistra della Figura 12 Tm/TE bandgaps versus angoli per $n_H = 3$, $n_L = 1.38$ e $n_H = 2$, $n_L = 1.38$ mostra il caso $n_H = 3$, $n_L = 1.38$, e quello a destra, il caso $n_H = 2$, $n_L = 1.38$.

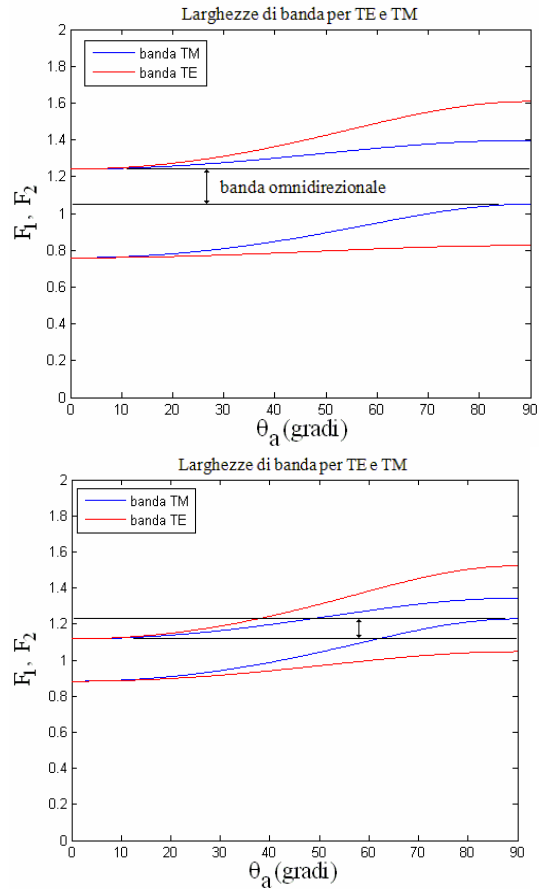


Figura 12 TM/TE bandgaps versus angoli per $n_H = 3$, $n_L = 1.38$ e $n_H = 2$, $n_L = 1.38$.

Si può osservare che la banda TE si allarga all'aumentare dell'angolo di incidenza, mentre quella TM si restringe. Nello stesso tempo, i centri si spostano verso frequenze più alte. Nell'andamento a sinistra, vi è una banda comune condivisa da entrambe le polarizzazioni e per tutti gli angoli, definita da $F_2(0^\circ)$ e $F_{1, TM}(90^\circ)$. Per l'andamento riportato a destra, il limite $F_{1, TM}(\theta_a)$ supera $F_2(0^\circ)$ per angoli θ_a più grandi di circa 61.8° , e quindi non vi è omnidirezionalità.

In Figura si studia l'effetto sulla risposta in riflettività del cambiamento delle lunghezze ottiche dei doppi strati che sono ora pari a $L_H = 0.3$ e $L_L = 0.1$.

Il risultato principale è dato dal restringimento delle bande. I risultati sono rispettivamente

$$[F_1, F_2] = [1.0933, 1.3891]$$

e

$$[F_1, F_2] = [1.1315, 1.3266]$$

Tre iterazioni producono un'eccellente approssimazione.

Consideriamo ora una struttura multistrato costituita da nove strati alternati di Tellurio ($n_H = 4.6$) e Polistirolo ($n_L = 1.6$) su un substrato NaCl $n_b = 1.48$. Le lunghezze fisiche sono $L_H = 0.8$ e $L_L = 1.6 \mu\text{m}$. La lunghezza d'onda normalizzata è $\lambda_0 = 12.5 \mu\text{m}$. Gli spessori ottici in unità di λ_0 sono quindi $L_H = 0.2944$ e $L_L = 0.2112$.

La Figura mostra le riflessioni in funzione della lunghezza d'onda e della frequenza per $\theta_a = 45^\circ$ e $\theta_a = 80^\circ$ e per entrambe le polarizzazioni TE e TM. Per entrambi gli angoli di incidenza vi è una vasta sovrapposizione, in sostanza oltre la banda desiderata di $10-15 \mu\text{m}$.

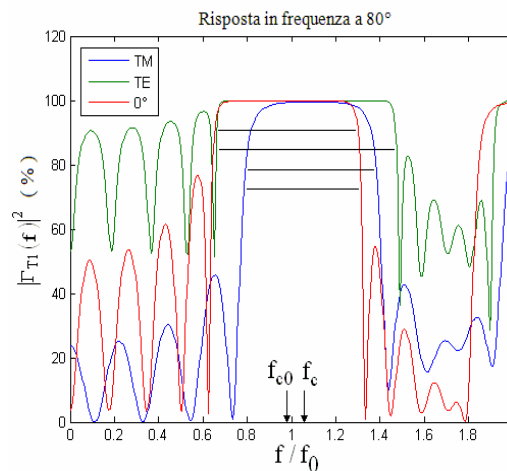
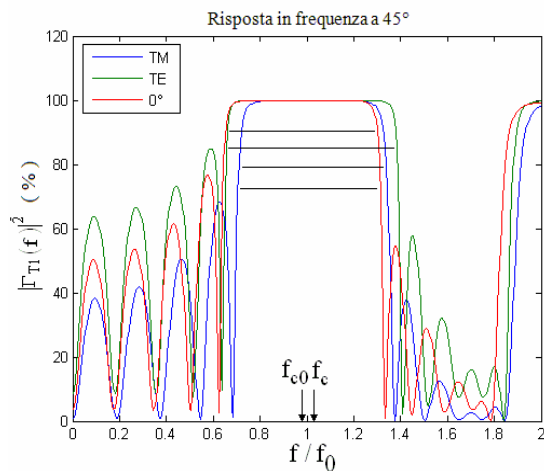
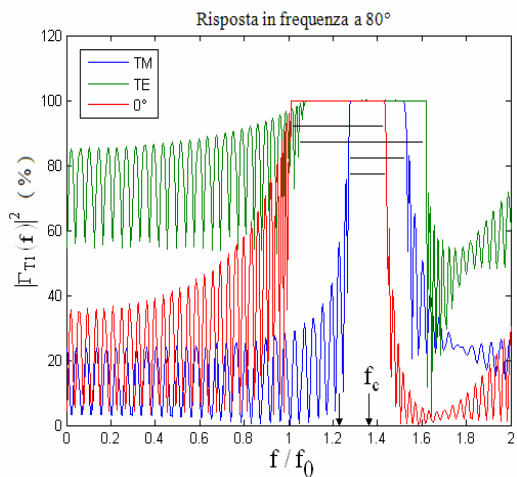
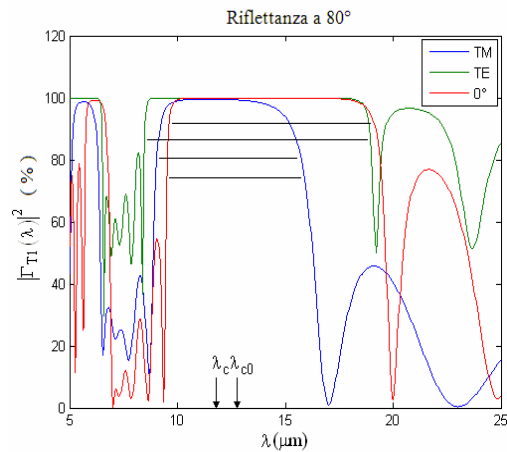
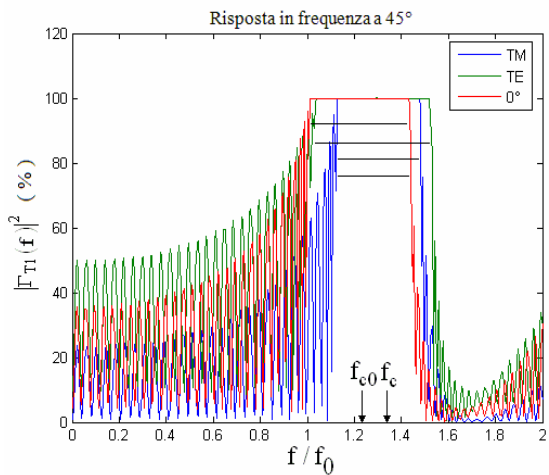


Figura 13 Lunghezze degli strati diverse $n_H = 0.30$, $n_L = 0.15$.

I limiti a 0° sono $[F_1, F_2] = [0.6764, 1.2875]$ con frequenza centrale $F_{c0} = 0.9819$, corrispondente alla lunghezza d'onda $\lambda_{c0} = \lambda_0 / F_{c0} = 12.73 \mu\text{m}$.

Allo stesso modo, nella rappresentazione a 45° , le frequenze centrali per le polarizzazioni TE e TM sono $F_{c,TE} = 1.0272$ e $F_{c,TM} = 1.0313$, quindi lunghezze d'onda $\lambda_{c,TE} = 12.17 \mu\text{m}$ e $\lambda_{c,TM} = 12.12 \mu\text{m}$ (sui grafici sono indicati solo i centri TE).

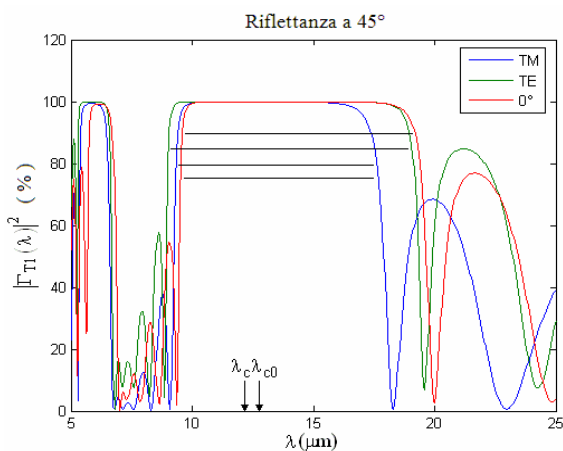


Figura 14 Nove-strati Te/PS per ottenere uno schermo omnidirezionale per il vicino infrarosso.

CONCLUSIONI

Nel corso della presente attività sono stati individuati due nuovi componenti basati su film dielettrici sottili che consentono di ottenere prestazioni superiori a quelle ottenibili con tecnologie tradizionali nella produzione di idrogeno.

Il primo film sottile si comporta come schermo dielettrico perfetto per le frequenze utilizzabili per la produzione diretta di idrogeno. Il secondo film sottile consente un adattamento perfetto della rimanente radiazione solare incidente con il pannello fotovoltaico, aumentandone così il rendimento.

Entrambi i film sottili sono realizzati facendo uso di strutture multistrato in cui il generico strato è fatto di materiali dielettrici comunemente disponibili e di basso costo.

Per realizzare la pellicola antiriflettente si è deciso di utilizzare una struttura multistrato con lo spessore ottico dei singoli strati pari a λ_0 .

e di sintetizzare gli indici di rifrazione ottimi, facendo sì che i valori di indice individuati rientrino nei limiti di fisica realizzabilità.

La risposta elettromagnetica della struttura multistrato è stata calcolata con l'aiuto di un codice Matlab scritto appositamente.

Al termine di una campagna di simulazioni numeriche si è notato che la struttura a tre strati è quella che presenta una larghezza di banda sia in frequenza sia angolare più ampia. In particolare la struttura con il migliore comportamento antiriflettente è quella in cui i tre strati sono spessi, rispettivamente, un quarto di lunghezza d'onda- mezza lunghezza d'onda- un quarto di lunghezza d'onda. I tre strati devono essere realizzati, inoltre, con fluorite di magnesio, ossido di Zirconio e fluorite di cerio, rispettivamente. Questa struttura presenta una larghezza di banda in frequenza superiore al 40% ed una larghezza di banda angolare di circa. E' opportuno osservare che all'aumentare dell'angolo di incidenza, la banda di antiriflessione si sposta verso lunghezze d'onda più basse, ossia verso frequenze più alte.

Per quanto riguarda la realizzazione dello specchio dielettrico si è scelto di utilizzare un insieme di strati dielettrici di identico spessore con indici di rifrazione bassi e alti alternati in quanto essi hanno perdite estremamente basse a frequenze ottiche e del vicino infrarosso rispetto ai comuni specchi metallici. Gli spessori ottici sono stati scelti pari ad un quarto di lunghezza d'onda. La disposizione standard presenta un numero dispari di strati con lo strato ad indice di rifrazione alto posto all'inizio ed alla fine della struttura.

E' stato scritto un codice Matlab per valutare la risposta elettromagnetica di questa particolare configurazione della struttura con l'aiuto del quale è stata effettuata una campagna di simulazioni numeriche.

Due dei più interessanti risultati di questa attività di ricerca sono l'aver dimostrato come sia possibile realizzare schermi dielettrici a larga banda angolare e l'aver individuato quale siano le condizioni per il loro corretto funzionamento.

In particolare, la struttura multistrato ottima risulta costituita da nove strati alternati di Tellurio e Polistirolo su di un substrato di Cloruro di Sodio NaCl. Le lunghezze fisiche sono $\lambda/4$ e $\lambda/2$. La lunghezza d'onda normalizzata è $\lambda/4$. Gli spessori ottici in unità di $\lambda/4$ sono quindi $1/4$ e $1/2$.

La struttura individuata presenta per entrambe le polarizzazioni TE e TM una larghezza di banda angolare prossima circa ad 80° ed una larghezza di banda in frequenza pari a circa il 30%. Questi risultati sono molto migliori di quelli fin'ora comunemente ottenuti (larghezza di banda angolare non superiore a 30° , larghezza di banda in frequenza non superiore al 20%).

A conclusione dell'attività di ricerca si sono studiati i processi che permettono, sotto ben precise condizioni, l'upgrading della radiazione solare. Si è introdotto il processo di conversione parametrica. Si è osservato che sfortunatamente il processo inverso, vale a dire la conversione di fotoni a più bassa energia in un numero sia pure inferiore di fotoni a più alta energia non avviene naturalmente.

Ottenere l'upgrading in frequenza a temperatura ambiente è impossibile, se non si altera l'equilibrio termodinamico del sistema con una fonte di energia esterna.

L'upgrading è possibile solo facendo propagare la luce in un mezzo non lineare in presenza di un generatore di energia esterno. Per comprendere meglio come ciò possa accadere è stato necessario introdurre alcune nozioni di meccanica quantistica.

Si è infine proposto un sistema completo che, sfruttando i principi di funzionamento descritti dalla meccanica quantistica, permette di ottenere la conversione di lunghezza d'onda verso il basso, la risagomatura del segnale ed, ove necessario, il recupero del segnale originario.