

## بررسی امواج سطحی قطبیده TM در بلور فوتونی متاماده با لایه کلاهیک غیرخطی تک‌محوری خود-واکانونی کننده

زهرا عینی<sup>1\*</sup>، کریم میلانچیان<sup>2</sup>

1. استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

2. استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

تاریخ دریافت: 1398/01/22 تاریخ پذیرش: 1398/07/02

## The Study of TM Surface Waves in Metamaterial Photonic Crystals with Self-Defocusing Uniaxial Nonlinear Cap Layer

Z. Eyni<sup>\*1</sup>, K. Milanchian<sup>2</sup>

1. Assistant Professor, Department of Physics, Payame Noor University

2. Assistant Professor, Department of Physics, Payame Noor University

Received: 2019/04/11 Accepted: 2019/07/02

### Abstract

In this paper, we have analytically investigated the TM surface waves (SWs) by using the first integral of Maxwell's equations in a semi-infinite one-dimensional photonic crystal (1DPC) which is truncated with the self-defocusing uniaxial nonlinear cap layer. We have studied the considered 1DPC in two cases: a metamaterial PC case (which has been made of alternate left-handed and right handed layers) and a usual PC case. Our findings reveal that between these structures, only in metamaterial PC case the dispersion of nonlinear SWs can be controlled by changing of the intensity of the electromagnetic field at the surface of self-defocusing nonlinear cap layer. Also, by comparing our results with those of the attenuated total reflection (ATR) method in the linear regime, we found that they accord with each other.

### Keywords

Photonic Crystals, Surface Waves, Metamaterials.

### چکیده

در این مقاله، امواج سطحی قطبیده TM در سطح بلور فوتونی نیمه بی‌نهایت یک بعدی با لایه کلاهیکی که به شکل بلور غیرخطی تک‌محوری است با استفاده از انتگرال اول معادلات ماکسول به صورت تحلیلی بررسی شده است. لایه کلاهیکی مورد نظر به شکل غیرخطی خود-واکانونی کننده در نظر گرفته شده و با استفاده از روش انتگرال اول معادلات ماکسول، پاشندگی امواج سطحی قطبیده TM را در حضور این لایه کلاهیکی به طور تحلیلی به دست آمده است. بلور فوتونی تک بعدی در دو نوع بلور فوتونی شامل متاماده (که از لایه‌های متناوب چپگرد و راستگرد ساخته شده است) و بلور فوتونی معمولی بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که در میان این دو ساختار، تنها در بلور فوتونی شامل متاماده، پاشندگی امواج سطحی با شدت میدان الکترومغناطیسی در سطح لایه کلاهیکی غیرخطی خود-واکانونی کننده قابل کنترل است. همچنین با مقایسه نتایج به دست آمده با روش بازتاب کلی (ATR) در حالت خطی، دریافته‌ایم که نتایج حاصل از هر دو روش با هم در انطباق هستند.

### واژگان کلیدی

بلور فوتونی، امواج سطحی، متاماده.

\*Corresponding Author: [eyni.zahra@gmail.com](mailto:eyni.zahra@gmail.com)

\* نویسنده مسئول: زهرا عینی

## مقدمه

بلورهای فوتونی ساختارهای دی‌الکتریک مصنوعی با مدولاسیون متناوب ضریب شکست، به دلیل قابلیت کنترل انتشار امواج الکترومغناطیسی، کاربردهای فراوانی در حوزه الکترونیک و فوتونیک دارند [5-1]. در سطح مشترک میان بلور فوتونی و محیط‌های دی‌الکتریک همگن، نوع جدیدی از امواج الکترومغناطیسی می‌تواند تحریک شود که به امواج سطحی بلوخ معروف [6، 7] هستند. با توجه به اینکه امواج الکترومغناطیسی سطحی (SWs) در بلورهای فوتونی، دارای کاربردهای وسیعی در حوزه حسگرهای نوری هستند [8-11]، مطالعه این امواج در فصل مشترک بلورهای فوتونی و محیط‌های همگن مورد توجه فراوان قرار گرفته است.

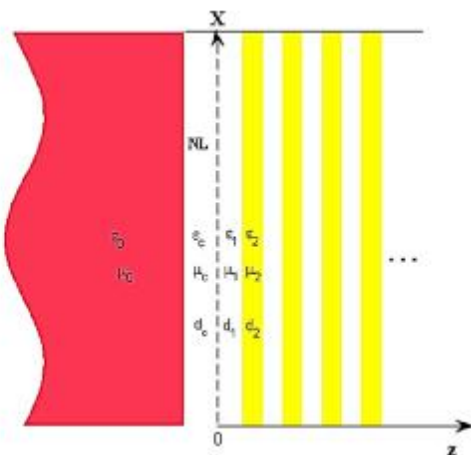
در این مقاله، به طور تحلیلی، امواج سطحی قطبیده TM منتشرشونده در سطح بلور فوتونی با لایه کلاهدک غیرخطی را مطالعه کرده‌ایم. لایه کلاهدک مورد نظر، به شکل غیرخطی تک‌محوری خود-واکانونی‌کننده فرض شده است که ضخامت این لایه کلاهدک هم می‌تواند به عنوان یک عامل کنترل اضافی روی پاشندگی امواج سطحی در ساختار مورد مطالعه در نظر گرفته شود.

درباره امواج سطحی غیرخطی قطبیده TE، به دلیل حضور تنها یک مولفه میدان الکتریکی، بدون استفاده از تقریب، می‌توان نتایج تحلیلی را به دست آورد [12-15]؛ اما برای امواج سطحی قطبیده TM، به دلیل حضور هر دو مولفه میدان الکتریکی به دست آوردن جواب‌های تحلیلی در محیط‌های غیرخطی مشکل بوده و نیاز به استفاده از روش‌های تقریبی است [16-19]؛ بنابراین در این مطالعه از روش تقریبی تک‌محوری موازی (غیرخطی موازی با فصل مشترک دو محیط فرض می‌شود) استفاده شده است [16]. با اعمال این تقریب به معادلات ماکسول و استفاده از روش انتگرال اول معادلات ماکسول غیرخطی، امواج سطحی TM منتشرشونده در سطح بلور فوتونی را بررسی کردیم. در این مطالعه، دو نوع بلور فوتونی شامل بلور فوتونی متاماده و بلور فوتونی معمولی را در نظر گرفتیم. مطالعات ما نشان داد که فقط در بلور فوتونی متاماده ناحیه وجود امواج سطحی به شدت میدان الکترومغناطیسی در سطح بلور بستگی دارد.

## مدلبندی

ساختار مورد مطالعه شامل لایه کلاهدک با غیرخطیت تک محوری است که میان بلور فوتونی و محیط نیمه بی نهایت همگن قرار گرفته است. سیستم مختصات طوری در نظر گرفته می‌شود که بردار عمود بر لایه‌ها در امتداد محور Z در نظر گرفته شود.

در بلور فوتونی، هر لایه  $(i=1, 2)$  با ضرایب گذردی دی‌الکتریک  $\epsilon_i$ ، نفوذپذیری مغناطیسی  $\mu_i$  و ضخامت  $d_i$  مشخص می‌شود. لایه کلاهدک با ضخامت  $d_c$  از  $z = -d_c$  تا 0 قرار گرفته و محیط دی‌الکتریک همگن هم در سمت چپ  $z = -d_c$  قرار دارد. مقادیر عددی مورد استفاده برای بلور فوتونی متاماده عبارتند از:  $\epsilon_1 = -4$ ،  $\mu_1 = -1$ ،  $d_1 = 2.5\text{cm}$ ،  $\epsilon_2 = 6.25$ ،  $\mu_2 = 1$ ،  $d_2 = 0.14d_1$  همچنین مقادیر عددی مورد استفاده برای بلور فوتونی معمولی عبارتند از:  $\epsilon_1 = 4$ ،  $\mu_1 = 1$ ،  $d_1 = 2.5\text{cm}$ ،  $\epsilon_2 = 6.25$ ،  $\mu_2 = 1$ ،  $d_2 = 0.14d_1$  (شکل 1).



شکل 1. ساختار هندسی مورد مطالعه که شامل مرز میان محیط نیمه بی نهایت همگن و بلور فوتونی با لایه کلاهدک تک محوری خود-واکانونی‌کننده است

مرتبه مقداری ثابت شبکه  $d = d_1 + d_2$  به ناحیه طیفی مورد نظر بستگی دارد. در ناحیه میکروویو با فرکانس 5-12 گیگاهرتز (مناسب برای متاموادها [20])، از مرتبه سانتی متر بوده و در ناحیه نوری از مرتبه میکرومتر تا نانومتر است [21-23].

$$E_{xL}(z) = E_0 e^{q_0(z+d_c)} \quad (4)$$

که در آن مقدار دامنه مولفه  $x$  میدان الکتریکی در  $n_0 = \sqrt{\epsilon_0 m_0}$  و  $q_0 = k\sqrt{b^2 - n_0^2}$ ،  $z = -d_c$  است. در ساختار بلور فوتونی امواج به شکل امواج بلوخ خواهد بود و این امواج در صورتی میرا خواهند شد که عدد موج بلوخ، عددی مختلط باشد و این شرط گاف باند بلور فوتونی را تعیین می کند [24,25]. برای امواج قطبیده TM، مولفه  $x$  میدان الکتریکی در لایه کلاهک عبارت است از:

$$E_x(z) = E_c(z) e^{i(kb x - \omega t)} \quad (5)$$

با استفاده از معادله (5) و اعمال تقریب تک محوری موازی به معادلات ماکسول برای امواج قطبیده TM در داخل لایه کلاهک، خواهیم داشت:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} \frac{\partial E_c(z)}{\partial z} \right) - \left( k^2 b^2 - k^2 \epsilon_{\parallel} m_c \right) E_c(z) = 0 \quad (6)$$

با انتگرال گیری از معادله بالا خواهیم داشت:

$$(E_c)^2 - k_c^2 \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} E_c(z) - k_c^2 \frac{a}{2\epsilon_{\parallel}} E_c^4 = C \quad (7)$$

که در آن  $k_c^2 = k^2(b^2 - \epsilon_{\parallel} m_c)$ ،  $C$  ثابت انتگرال گیری نسبت به مختصه است. ثابت  $C$  از اعمال شرایط مرزی برای امواج TM در مرزهای  $z = -d_c$  و  $z = 0$  به دست می آید:

$$\begin{aligned} E_{xL}|_{z=-d_c} &= E_c|_{z=-d_c} = E_0, \\ H_L|_{z=-d_c} &= H_c|_{z=-d_c}, \\ E_c|_{z=0} &= E_{x1}|_{z=0} = E_b, \quad H_c|_{z=0} = H_1|_{z=0} \end{aligned} \quad (8)$$

ضرب گذردهی الکتریکی لایه کلاهک غیرخطی در حالت کلی به شکل زیر در نظر گرفته می شود [16]:

$$\epsilon_c^{TM} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} + a_{xx}|E_x|^2 + a_{zz}|E_z|^2 & 0 \\ 0 & \epsilon_z + a_{zz}|E_z|^2 + a_{zx}|E_x|^2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

$$\epsilon_c^{TM} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} + a_{xx}|E_x|^2 + a_{zz}|E_z|^2 & 0 \\ 0 & \epsilon_z + a_{zz}|E_z|^2 + a_{zx}|E_x|^2 \end{pmatrix}$$

تانسور گذردهی الکتریکی لایه کلاهک با استفاده از تقریب تک محوری موازی [16,19]:

$$a_{xx} = a, \quad a_{zz} = a_{xz} = a_{zx} = 0, \quad e_x = e_z = e_c$$

به شکل زیر در می آید:

$$\epsilon_c^{TM} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} + a|E_{cx}|^2 & 0 \\ 0 & \epsilon_c \end{pmatrix} \quad (2)$$

که در آن  $e_c$  بیانگر قسمت خطی گذردهی الکتریکی لایه کلاهک، و  $E_{cx}$  مولفه  $x$  میدان الکتریکی در لایه کلاهک است. با توجه به دستگاه مختصات انتخاب شده، میدان های مغناطیسی و الکتریکی برای انتشار امواج قطبیده TM عبارت است از:

$$\begin{aligned} \vec{H} &= H_y(z) e^{i(k_x x - \omega t)} \hat{e}_y \\ \vec{E} &= [E_x(z) \hat{e}_x + E_z(z) \hat{e}_z] e^{i(k_x x - \omega t)} \end{aligned} \quad (3)$$

که در آن  $\omega$  فرکانس موج در خلا،  $b$  مولفه نرمالیزه عدد موج  $(b = \frac{n_0 \omega}{c} \sin \theta)$  که زاویه تابش نور فرودی از محیط همگن نسبت به عمود بر سطح است. همان طور که می دانیم مدهای سطحی متناظر با جواب های جایگزیده میدان الکترومغناطیسی است که با دور شدن از مرز مشترک دو محیط، واهلش می کند. با این مفهوم جواب میدان الکتریکی  $E_{xL}$  (مولفه موازی با مرز) در ناحیه  $z \in [-d_c, 0]$  عبارت است از:

$$a_1^2 = \frac{\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \sqrt{d^2 - 4G} \ddot{\phi}}{2}, b_1^2 = \frac{\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \sqrt{d^2 - 4G} \ddot{\phi}}{2}$$

$$z_{01} = nd^{-1} \frac{\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \ddot{\phi}}{\frac{\epsilon}{\epsilon} b_1} \Big|_{m_1} \ddot{\phi} = \frac{k_c^2 a}{2\epsilon_1}, d = \frac{k_c^2 \epsilon_\lambda}{|z| \epsilon_1}, G = \frac{|C|}{|z|}$$

و  $m_1 = \frac{(a_1^2 - b_1^2)}{a_1^2}$  دوره تناوب غیرخطی تابع ژاکوبی

است. لازم به ذکر است در حالت خاص  $b_1=0, C=0$  می‌شود و معادله (10) باید به شکل زیر تبدیل شود [28]:

$$E_c(z) = \text{dn} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \text{dn}^{-1} \frac{\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \ddot{\phi}}{\frac{\epsilon}{\epsilon} a_1} \Big|_{m_1} \ddot{\phi} + a_1 \sqrt{|z|} (z + d_c) \Big|_{\frac{\epsilon}{\epsilon}} \ddot{\phi} \quad (11)$$

بنابراین در حالت  $m=1, C=0$  شده و جواب معادله موج به شکل زیر در می‌آید:

$$E_c(z) = a_1 \text{sech} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \text{sech}^{-1} \frac{\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \ddot{\phi}}{\frac{\epsilon}{\epsilon} a_1} \Big|_{m_1} \ddot{\phi} + a_1 \sqrt{|z|} (z + d_c) \Big|_{\frac{\epsilon}{\epsilon}} \ddot{\phi} \quad (12)$$

اما این تابع نمی‌تواند شرایط مرزی امواج TM را برقرار کند؛ بنابراین در این حالت خاص هیچ موج سطحی نمی‌تواند در سطح بلور منتشر شود.

### بحث و نتیجه‌گیری

در شکل (2)، پاشندگی امواج سطحی غیرخطی TM در صفحه  $(k, b)$  به ازای مقادیر مختلف  $g_0$  نشان داده شده است.

که در آن  $E_{x1}$  مولفه X میدان الکتریکی و  $H_1$  میدان مغناطیسی در اولین لایه بلور فوتونی است [26]. با اعمال شرایط مرزی به معادله (7)، خواهیم داشت:

$$C = E_0^2 *$$

$$\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{\ddot{\phi}}{\epsilon_1} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{\ddot{\phi}}{\epsilon_1} - k_c^2 \frac{\epsilon_\lambda}{\epsilon_1} - \frac{k_c^2}{2\epsilon_1} g_0 \frac{\dot{\phi}}{\dot{\phi}} =$$

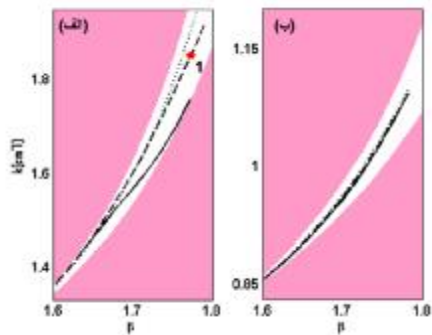
$$E_b^2 \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{\ddot{\phi}}{\epsilon_1} \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \frac{\ddot{\phi}}{\epsilon_1} R \phi^2 - k_c^2 \frac{\epsilon_\lambda}{\epsilon_1} - \frac{k_c^2}{2\epsilon_1} g_b \frac{\dot{\phi}}{\dot{\phi}} \quad (9)$$

که در آن  $g_0 = a |E_0|^2, g_b = a |E_b|^2$  عناصر ماتریس انتقال،  $A$  و  $B$  و  $R \phi = -i \frac{\dot{E}_B + (1 - A) \dot{\phi}}{\dot{E}_B - (1 - A) \dot{\phi}}$

ویژه مقدار ماتریس انتقال است. معادله (9) وابستگی  $k$  به شدت میدان الکتریکی در سطح بلور فوتونی ( $g_0$ ) را بیان می‌کند. این معادله ما را قادر می‌سازد تا خواص پاشندگی امواج سطحی غیرخطی TM را پیدا کنیم مشروط بر اینکه مقدار دامنه مولفه X میدان الکتریکی در مرز بالایی لایه کلاهدک ( $E_b$ ) معلوم باشد. معادله (9) را به عنوان پاشندگی امواج سطحی غیرخطی TM در نظر می‌گیریم. جواب معادله (7) می‌تواند بر حسب تابع ژاکوبی  $nd(p|m)$  نوشته شود که در آن  $p$  آرگومان تابع  $m$  مدول تابع ژاکوبی است [27,28]. در حقیقت دوازده نوع تابع ژاکوبی وجود دارد که انتخاب آنها به علامت  $C$  بستگی دارد. مطالعات ما نشان داد که علامت  $C$  در باند ممنوعه هر دو نوع بلور فوتونی متاماده و معمولی، منفی است؛ بنابراین جواب معادله موج TM برای لایه کلاهدک غیرخطی خود-واکانونی کننده به شکل زیر در می‌آید [28]:

$$E_c(z) = b_1 \text{nd} \left( z_{01} + a_1 \sqrt{|z|} (z + d_c) \Big|_{m_1} \right) \quad (10)$$

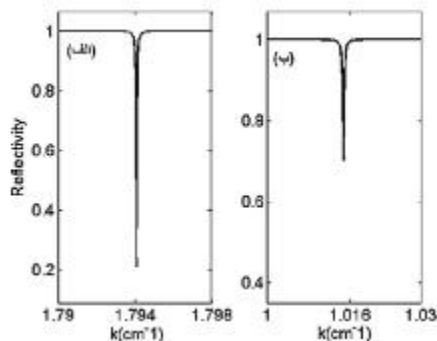
که در آن



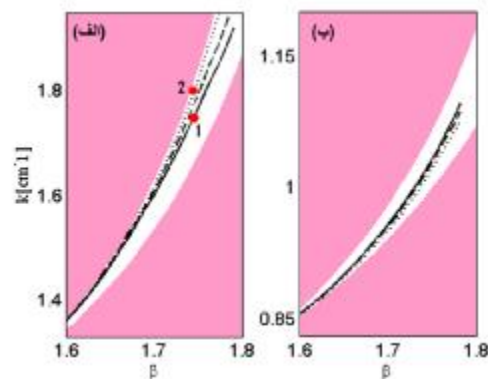
شکل 3. منحنی پاشندگی امواج سطحی غیرخطی TM به ازای  $|g_0| = 0.5$  در اولین باند ممنوعه (الف): بلور فوتونی متاماده و (ب): بلور فوتونی معمولی. نواحی غیرهاشور خورده: اولین باند ممنوعه بلور فوتونی. خطوط توپر، خط چین و نقطه چین به ترتیب پاشندگی امواج سطحی را به ازای مقادیر  $d_c = 0.8d_1, 0.5d_1, 0.2d_1$  نشان می‌دهد.

درباره بلور فوتونی معمولی از شکل‌های 2 (ب) و 3 (ب) مشاهده می‌شود که هیچ امکانی برای کنترل پاشندگی امواج سطحی از طریق تغییرات شدت و همچنین تغییرات ضخامت لایه کلاهدک وجود ندارد.

به منظور تایید نتایج حاصل، طیف ATR ساختار مورد نظر را در حالت خطی با استفاده از نظریه الکترومغناطیسی محاسبه کرده‌ایم [29]. شکل (4)، طیف ATR امواج سطحی TM را بر حسب  $(k = \frac{\omega}{c})$  به ازای  $b = 1.745$  نشان می‌دهد.



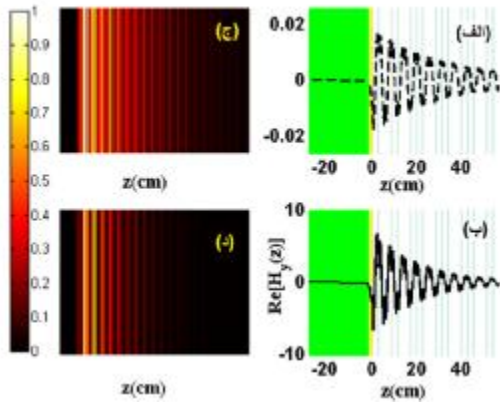
شکل 4. طیف ATR ساختار مورد مطالعه در نظام خطی به ازای  $b = 1.745$  و  $d_c = 0.5d_1$  (الف): بلور فوتونی متاماده و (ب): بلور فوتونی معمولی.



شکل 2. پاشندگی امواج سطحی غیرخطی TM روی صفحه  $(k, b)$  در حضور لایه کلاهدک تک محوری نوری خود-واکانونی کننده برای مقادیر مختلف  $g_0$  در اولین باند ممنوعه. (الف): بلور فوتونی متاماده و (ب): بلور فوتونی معمولی. نواحی غیرهاشور خورده: اولین باند ممنوعه بلور فوتونی. خطوط توپر، خط چین و نقطه چین به ترتیب پاشندگی امواج سطحی را به ازای مقادیر  $|g_0| = 0.5, 0.2$  و  $g_0 = 0$  نشان می‌دهد.

با توجه به شکل (2)، مشاهده می‌شود که امواج سطحی در نزدیکی لبه مرز بالایی بلور فوتونی متاماده وجود دارد که با افزایش  $g_0$  فرکانس امواج سطحی به میانه باند ممنوعه انتقال می‌یابد. به این ترتیب پاشندگی امواج سطحی در بلور فوتونی متاماده با تغییرات شدت در سطح لایه کلاهدک قابل کنترل است. مطالعات ما نشان داد که ناحیه وجود امواج سطحی در بلور فوتونی متاماده، همچنین به ضخامت لایه کلاهدک بستگی دارد (شکل 3 الف). به همین منظور، نقطه 1 در شکل 3 (الف) را که متناظر با  $b = 1.773$  در رژیم غیرخطی،  $|g_0| = 0.5$  است، در نظر می‌گیریم. مدهای سطحی متناظر با  $b > 1.773$ ، به ازای ضخامت  $d_c = 0.8d_1$  وجود ندارد (منحنی توپر در شکل 3 الف): در صورتی که با کاهش ضخامت لایه کلاهدک، امواج سطحی در سطح بلور فوتونی متاماده پدیدار می‌شود.

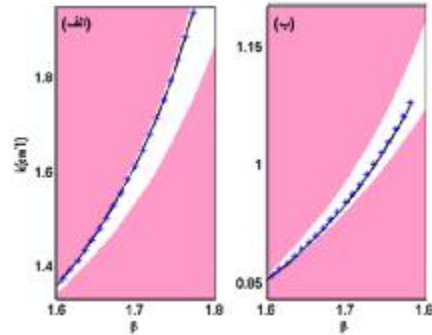
همان طور که اشاره شد در بلور فوتونی متاماده، در حالت خطی، امواج سطحی در نزدیکی مرز بالایی باند ممنوعه ایجاد می‌شوند و با افزایش  $g_0$ ، فرکانس امواج سطحی به ناحیه میانی باند ممنوعه انتقال می‌یابد که باعث جایگزیده شدن امواج سطحی می‌شود؛ به همین منظور در شکل (7)، نیمرخ عرضی میدان مغناطیسی دو مد سطحی را به ازای  $b$  یکسان و عدد موج‌های متفاوت  $k$  رسم کرده‌ایم (نقاط 1 و 2 در شکل 2(الف)).



شکل 7. ساختار عرضی امواج سطحی TM. (الف) و (ب) نیمرخ عرضی میدان مغناطیسی مدهای سطحی متناظر با نقاط 1 و 2 در شکل 1(الف)، (ج) و (د) توزیع شدت متناظر با مدهای سطحی نشان داده شده در (الف) و (ب).

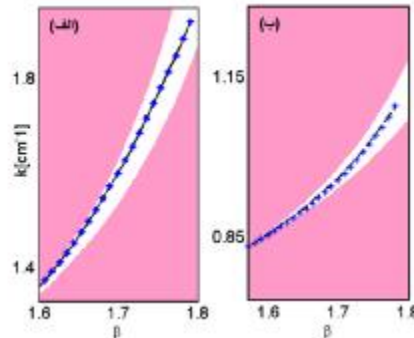
همان طور که می‌دانیم برای شارش انرژی، کل امواج سطحی در حضور مواد چپگرد می‌تواند پیشرو یا پسرو باشد [29] برای نشان دادن تاثیر لایه کلاهدک غیرخطی بر جهت شارش انرژی کل امواج سطحی TM، نمودار شارش انرژی کل امواج سطحی TM در شکل (8) به ازای مقادیر مختلف  $|g_0|$  ترسیم شده است.

مطالعات نشان داد که پاشندگی امواج سطحی بر اساس معادله (10) در  $g_0 @ 0$  نتایج طیف ATR در حالت خطی را تایید می‌کند (شکل 5).



شکل 5. منحنی پاشندگی امواج سطحی TM به ازای  $d_c = 0.5d_1$  در اولین باند ممنوعه (الف): بلور فوتونی متاماده و (ب): بلور فوتونی معمولی. منحنی‌های توپر و نشانه دار به ترتیب پاشندگی امواج سطحی را براساس معادله (11) در حالت  $g_0 @ 0$  و روش ATR نشان می‌دهد.

ما همچنین نتایج حاصل در حالت غیرخطی را با روش عددی رانگ-کوتا هم مقایسه و مشاهده کردیم نتایج حاصل از هر دو روش بر هم منطبق هستند (شکل 6).

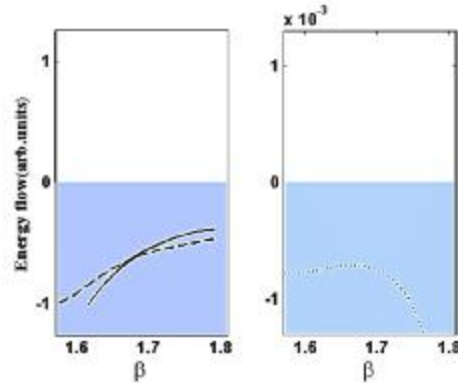


شکل 6. منحنی پاشندگی امواج سطحی TM به ازای  $d_c = 0.5d_1, |g_0| = 0.5$  در اولین باند ممنوعه (الف): بلور فوتونی متاماده و (ب): بلور فوتونی معمولی. نواحی غیرهاشور خورده: اولین باند ممنوعه بلور فوتونی. خطوط توپر و نشانه‌دار به ترتیب پاشندگی امواج سطحی را بر اساس توابع ژاکوبی و روش عددی رانگ-کوتا نشان می‌دهد.

چنان که مشاهده می‌شود تمامی مدهای سطحی TM در حضور لایه کلاهدک غیرخطی پسر و هستند.

### بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله، امواج سطحی غیرخطی قطبیده TM در دو نوع بلور فوتونی متاماده و معمولی با لایه کلاهدک غیرخطی تک محوری خود-واکانونی کننده، بررسی شد. برای امواج سطحی غیرخطی قطبیده TM، حل تحلیلی مسئله به دلیل حضور دو مولفه میدان الکتریکی، مشکل است؛ بدین منظور از روش تقریبی تک محوری موازی که غیرخطیت در امتداد فصل مشترک محیطها در نظر گرفته می‌شود، استفاده شد. نتایج ما نشان داد که تنها در بلور فوتونی متاماده، پاشندگی امواج سطحی از طریق تغییرات شدت در سطح لایه کلاهدک غیرخطی، قابل کنترل است.



شکل 8. شارش انرژی کل امواج سطحی غیرخطی TM بر حسب  $b$  به ازای  $d_c = 0.5d_1$ . منحنی‌های توپر، خط چین و نقطه چین به ترتیب متناظر با  $|g_0| = 0.5, 0.2$  و  $|g_0| = 0$  است.

### References

- [1] E. Yablonovitch, Photonic band-structures, J. Opt. Soc. Am. B, 10 (1993) 283.
- [2] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, 2th ed: Princeton, NJ; 2008.
- [3] P. Lodahl, A. Floris van Driel, A. Irman, K. Overgaag, D. Vanmaekelbergh, and W. L. Vos, Controlling the dynamics of spontaneous emission from quantum dots by photonic crystals, Nature . 430 (2004), 654.
- [4] P. Kramper, M. Agio, C. M. Soukoulis, A. Birner, F. Müller, R. B. Wehrspohn, U. Gösele, and V. Sandoghdar, Highly Directional Emission from Photonic Crystal Waveguides of Subwavelength Width, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 113903.
- [5] H. Taniyama, Waveguide structures using one-dimensional photonic crystal, J. Appl. Phys. 91 (2002) 3511.
- [6] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal, Phys. Rev. B. 44 (1991) 10961.
- [7] P. Yeh, Yariv, and A. Cho, Optical surface waves in periodic layered media, Appl. Phys. Lett. 32 (1978) 104.
- [8] F. Michelotti, and E. Descrovi, Temperature stability of Bloch surface wave biosensors, Appl. Phys. Lett. 99 (2011) 231107.
- [9] M. Shinn, and W. Robertson, Surface plasmon-like sensor based on surface electromagnetic waves in a photonic band-gap material, Sens. Actuators B. 105 (2005) 360.
- [10] V. N. Konopsky, T. Karakouz, E. V. Alieva, Ch. Vicario, S. K. Sekatskii, and G. Dietler, Photonic Crystal Biosensor Based on Optical Surface Waves, Sensors. 13 (2013) 2566.
- [11] H. Taniyama, Waveguide structures using one-dimensional photonic crystal, J. Appl. Phys. 91 (2002) 3511.
- [12] Z. Eyni, A. Namdar, S. Roshan Entezar, and H. Tajalli, Dispersion properties of nonlinear surface waves in one-dimensional photonic crystals with a nonlinear self-defocusing cap layer of

- left-handed metamaterial, *J. Opt. Soc. Am. B.* 27 (2010) 2116.
- [13] A. Namdar, S. Roshan Entezar, H. Tajalli, and Z. Eyni, Backward nonlinear surface Tamm states in left-handed metamaterials, *Opt. Express.* 16 (2008) 10543.
- [14] Z. Eyni, S. Roshan Entezar, A. Namdar, and H. Tajalli, Tamm states of a nonlinear slab sandwiched between a uniform medium and a one-dimensional photonic crystal, *PIERL.* 18 (2010) 115.
- [15] S. Roshan Entezar, A. Namdar, H. Tajalli, and Z. Eyni, Nonlinear surface waves in one-dimensional photonic crystals containing left-handed metamaterials, *Phys. Rev. A.* 78 (2008) 023816.
- [16] A. D. Boardman, A. A. Maradudin, G. I. Stegman, T. Twardowski, and E. M. Wright, Exact theory of nonlinear p-polarized optical waves, *Phys. Rev. A.* 35 (1987) 1159.
- [17] A. D. Boardman, and T. Twardowski, Transverse-electric and transverse-magnetic waves in nonlinear isotropic waveguides, *Phys. Rev. A.* 39 (5) (1989) 2481.
- [18] D. Mihalache, G. I. Stegman, A. D. Boardman, and T. Twardowski, Exact dispersion relations for transverse magnetic polarized guided waves at a nonlinear interface, *Opt. Lett.* (1987) 187.
- [19] D. Mihalache, R. G. Nazmitdinov, and V. K. Fedyanin, P-Polarized Nonlinear Surface Waves in Symmetric Layered Structures, *Phys. Scr.* 29 (1984) 269.
- [20] A. Namdar, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, Excitation of backward Tamm states at an interface between a periodic photonic crystal and a left-handed metamaterial, *Phys. Rev. A.* 75 (2007) 053812.
- [21] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, Experimental Verification of a Negative Index of Refraction, *Science.* 292 (2001) 77.
- [22] U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, H. K. Yuan, W. Cai, S. Xiao, V. P. Drachev, and V. M. Shalaev, Dual-band negative index metamaterial: double negative at 813nm and single negative at 772nm, *Opt. Lett.* 32 (2007) 1671.
- [23] A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, Fabrication of optical negative-index metamaterials: Recent advances and outlook, *Metamaterials.* 2 (2008) 1.
- [24] A. Yariv, and P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media*: Wiley, New York; 1988.
- [25] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, Electromagnetic Bloch waves at the surface of a photonic crystal, *Phys. Rev. B.* 44 (1991) 10961.
- [26] J. Martorell, D. W. L. Sprung, and G. V. Morozov, Surface TE waves on 1D photonic crystals, *J. Opt. A, Pure Appl. Opt.* 8 (2006) 630.
- [27] A. D. Boardman, P. Egan, Novel nonlinear surface and guided TE waves in asymmetric LHM waveguides, *J. Opt. A.* 11 (2009) 114032.
- [28] M. Abramowitz, and A. S. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions*: Dover, New York; 1972.
- [29] A. Namdar, I. V. Shadrivov, and Y. S. Kivshar, Excitation of backward Tamm states at an interface between a periodic photonic crystal and a left-handed metamaterial, *Phys. Rev. A.* 75 (2007) 053812 .