



تولید نور گند توسط بلورهای فوتونی یک- بعدی جهت کاربرد در حافظه‌های کوانتومی

رامین شیری، علیرضا بنانج، حسین شاهرخ‌آبادی و تایماز فتح‌الهی خلخالی

پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، تهران

پست الکترونیکی: abananeg@acoj.org.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۱۲/۲۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۰۵/۱۰)

چکیده

در این تحقیق، یک ابزار نوری کارآمد و کم‌حجم برای کند کردن نور با استفاده از بلورهای فوتونی موج‌دار با الگوهای مختلف مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. ساختار پیشنهادی، تأخیر گروهی نسبتاً بزرگ با پهنای باند وسیع و پاشندگی سرعت گروه تقریباً صفر را در ناحیه فروقرمز نزدیک نشان می‌دهد. همچنین به دلیل پاشندگی سرعت گروه صفر اعمالی بر تپ عبوری، تپ خروجی با کیفیت باریکه مطلوبی از این روش حاصل می‌شود. برای مقایسه، سه ساختار مختلف بلور فوتونی با الگوهای مثلثی، سینوسی و سینوسی مدرج مورد بررسی قرار گرفت. ضریب گروهی به بزرگی ۵ و پهنای باند حدود ۵۰ نانومتر با ساختار بلور فوتونی سینوسی به طول ۸ میکرون به دست آمد. این ساختار نور گند جهت کاربرد در حافظه‌های کوانتومی بسیار امیدبخش است.

واژه‌های کلیدی: بلور فوتونی موج‌دار، تأخیر گروه، پاشندگی، نور کند، فروقرمز نزدیک، حافظه کوانتومی

۱. مقدمه

حوزه زمان مشکل می‌کند. توانایی کنترل شار انرژی حمل شده توسط تپ‌های نوری و به خصوص امکان دسترسی به سرعت‌های گروه پایین در تحقق اسباب فوتونی مجتمع و کارآمد یک موضوع اساسی است [۳]. نور گند در یک میکروچیپ کاربردهای بالقوه زیادی شامل بافرهای فشرده نوری، خطوط تأخیر نوری و پردازشگرهای تمام-نوری سیگنال دارد [۲ و ۴-۷].

گندسازی یک فرایند خطی بدون اتلاف است و لذا تمام ویژگی‌های تپ نوری گند شده، به ویژه حالت کوانتومی آن،

اصطلاح نور گند عموماً به سیگنال‌های نوری اطلاق می‌شود که با سرعتی بسیار پایین‌تر از سرعت نور در خلأ منتشر می‌شوند [۱]. این امر به معنی کاهش سرعت گروه نور است که باعث فشرده‌گی سیگنال‌های نوری و به تبع آن متمرکز شدن انرژی نوری در فضا شده و لذا منجر به افزایش اندرکنش نور-ماده می‌شود [۲]. اگرچه در فناوری انتقال داده‌ها، انتقال با سرعت نور مزیت بسیار خوبی به شمار می‌آید لیکن، این موضوع پردازش سیگنال‌های نوری را در

پایسته می‌ماند. بنابراین گنشدگی سرعت گروه به منزله ذخیره‌سازی موقت نور بوده و می‌تواند از نقطه نظر کاربرد در حافظه‌های کوانتومی جالب توجه باشد. وقتی یک تپ نوری در یک محیط بدون جذب با پاشندگی خطی منتشر می‌شود شار فوتونی آن با نسبت سرعت گروه، v_g ، به سرعت نور در خلأ، c ، کاهش می‌یابد به طوری که $(n/n_0 = v_g/c)$. با این حال، متوسط زمانی فوتون‌هایی که از صفحه عمود بر امتداد انتشار عبور می‌کنند ثابت باقی می‌ماند. لذا، بایستی فوتون‌ها در مجموعه ترکیبی اتم‌ها و تابش به طور موقت ذخیره شوند. گرایش به انتشار کند امواج صرفاً به بسامدهای نوری محدود نبوده و در بسامدهای پایین‌تر از ناحیه فرو قرمز دور تا محدوده میکرومتر نیز کاربردهای قابل توجهی دارد [۸-۹].

در دهه اخیر، چندین روش مختلف برای گنشدگی نور ارائه شده است که این روش‌ها را می‌توان در دو نوع عمده فرایندهای فیزیکی طبقه‌بندی کرد. نوع اول باعث تغییر پاشندگی ماده می‌شود که شامل شفافیت القایی الکترومغناطیسی^۱ [۱۰-۱۱] و نوسان هم‌دوس جمعیت^۲ [۱۲-۱۳] بوده و نوع دیگر باعث افزایش پاشندگی ساختاری محیط تناوبی چندساختاری از قبیل ساختارهای دی‌الکتریک [۱۴-۱۵] و بلورهای فوتونی [۱۶-۲۰] است. مزیت نوع اول، سرعت گروه پایین‌تر [۱۰] و مزایای نوع دوم که مد نظر این مقاله است عملکرد آن در دمای اتاق، قابلیت تجمع با عناصر نوری دیگر، پهنای باند وسیع‌تر و ابعاد بسیار کوچک ابزار است.

بلورهای فوتونی موادی با ثابت دی‌الکتریک تناوبی هستند. چنانچه طول موج نور تابشی بر بلور از مرتبه تناوب ساختار باشد تداخل امواج جزئی پراکنده شده از مرزهای دی‌الکتریک منجر به شکل‌گیری ساختار باند برای فوتون‌ها می‌شود. اگر اختلاف ضرایب شکست مواد تشکیل دهنده بلور فوتونی به اندازه کافی بزرگ باشد یک گاف‌باند فوتونی تشکیل می‌شود به طوری که در آن ناحیه بسامدی، هیچ نوری با راستا و قطبش خاصی نمی‌تواند از ساختار عبور کند. اما گاف‌باند فوتونی کامل

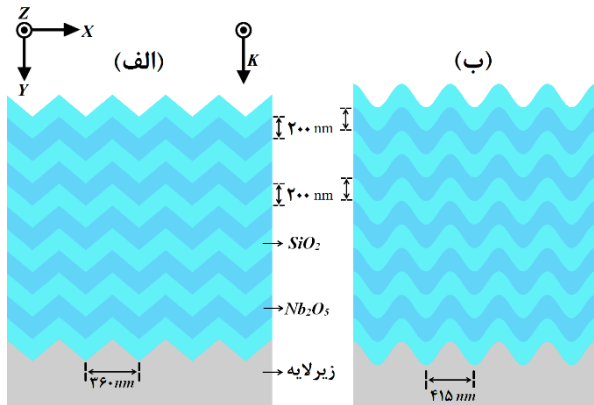
به معنی ایجاد یک ناحیه بسامدی ممنوعه در تمامی جهات ممکن و برای تمامی قطبش‌ها صرفاً در بلورهای فوتونی سه-بعدی تشکیل می‌شود. اگرچه این بلورهای سه-بعدی بسیار امیدبخش به نظر می‌رسند و به طور گسترده‌ای به صورت نظری مورد مطالعه قرار گرفته‌اند ولی ساخت عملی آن هنوز هم چالشی بزرگ محسوب می‌شود [۲ و ۱۶-۲۵]. لذا، بلورهای با ابعاد پایین‌تر که ساخت آن آسان‌تر بوده و بیشتر ویژگی‌های جالب ساختارهای سه-بعدی را نیز دارند اهمیت زیادی پیدا کرده‌اند. اخیراً، بلورهای فوتونی یک-بعدی خواص نوری بسیار جالبی را نشان داده‌اند که مورد توجه محققین قرار گرفته است [۲۶-۳۲]. ایجاد نور کند با این نوع بلورها نیز در چندین مقاله گزارش شده است [۳۱ و ۳۳-۳۴]. با اصلاح مناسب هندسه لایه‌ها، به عنوان مثال با تغییر هندسه لایه از یک لایه نازک تخت به لایه موجی-شکل با الگوی سینوسی یا مثلثی می‌توان میزان عبوردهی، بازتابندگی و همچنین رفتار پاشندگی ساختار را با درجه آزادی بالایی کنترل کرد [۳۵] و به یک ابزار نوری کارآمدی جهت تولید نور کند دست یافت.

دو مشکل اساسی ایجاد نور کند در بلورهای فوتونی، میزان اتلاف و پاشندگی محیط است به طوری که هر مزیت ناشی از نور کند با تلفات اضافی و پهن‌شدگی تپ زایل می‌شود [۳۶]. در محیط‌های پاشنده، سرعت گروه وابستگی شدیدی به بسامد داشته و میزان آن معمولاً توسط پاشندگی سرعت گروه^۳ (GVD) مشخص می‌شود. از آنجا که هر تپ نوری مؤلفه‌های طیفی معینی دارد لذا به خاطر وجود GVD، تپ نوری در انتشار از یک محیط پاشنده دچار پهن‌شدگی خواهد شد که این امر باعث از بین رفتن بیشتر مزایای آن در حوزه نور کند شده و پهنای باند قابل استفاده نور را به شدت محدود می‌سازد [۲ و ۳۷-۳۸]. این مشکل نوعاً با کنترل پاشندگی به روش‌های مختلف که هدف آن ایجاد سرعت گروه ثابت با بیشترین پهنای باند ممکن است برطرف می‌شود. هر چه حاصل ضرب تأخیر گروهی-پهنای باند بزرگ‌تر باشد کارایی روش بالاتر خواهد بود [۲۰ و ۳۸-۴۳].

۱. Electromagnetically Induced Transparency (EIT)

۲. Coherent Population Oscillation (CPO)

۳. Group velocity dispersion



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طرحواره بلور فوتونی موج‌دار: (الف) ساختار مثلثی، (ب) ساختار سینوسی.

است. ثابت افقی شبکه بلوری برای ساختارهای مثلثی و سینوسی به ترتیب ۳۶۰ و ۴۱۵ نانومتر است.

دندانه‌های ساختار مثلثی شیب $\tan^{-1}(0/9)$ دارند. به منظور قرار دادن بسامد قطع ساختار سینوسی در محدوده برابر با بسامد قطع ساختار مثلثی، ثابت افقی شبکه بلوری ساختار سینوسی بزرگ‌تر انتخاب شده است. ضخامت فیزیکی هر دو لایه ضریب شکست بالا و پایین در هر دو ساختار مورد مطالعه برابر با ۲۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است، بنابراین ثابت عمودی شبکه در هر دو ساختار برابر با ۴۰۰ نانومتر است. مجموعاً ۲۰ جفت لایه در هر ساختار به کار رفته است، لذا ارتفاع هر ساختار برابر ۸ میکرون است. محاسبات لازم در این بررسی با استفاده از روش تفاضل محدود دامنه زمان^۲ انجام شده و فرض شده است که نور فرودی قطبش TE دارد. در این روش، هندسه مورد نظر را به حجم‌های کوچکی به نام سلول بی^۳ تقسیم می‌کنیم. سپس معادلات تفاضلی ماکسول برای سه مؤلفه بردار میدان مغناطیسی و الکتریکی نوشته شده و با شرایط مرزی سلول‌های مجاور حل می‌شوند. بدین وسیله تحول زمانی بردارهای میدان الکتریکی و مغناطیسی محاسبه شده و برای محاسبه پاسخ طیفی ساختار نسبت به امواج الکترومغناطیسی فرودی، از تبدیل فوریه استفاده می‌شود [۴۸]. بررسی ویژگی‌های نوری بلورهای فوتونی با استفاده از روش

در این مقاله، یک بلور فوتونی موج‌دار یک-بعدي با الگوهای مختلف به عنوان یک ابزار جدید نوری جهت تولید نور گند با GVD کنترل شده معرفی می‌شود. بلورهای فوتونی موج‌دار در مقایسه با بلورهای فوتونی یک-بعدي مرسوم، پارامترهای بیشتری جهت کنترل پاشندگی در دسترس قرار می‌دهند و لذا ابزاری کاملاً مناسب جهت تولید نور گند هستند. در این تحقیق، اثر دو الگوی مختلف شامل الگوهای مثلثی و سینوسی بر روی سرعت گروه و پاشندگی نور در یک بلور فوتونی مورد بررسی و بحث قرار گرفته است. پس از انتخاب الگوی موجی مناسب، از دو نوع متفاوت لایه شامل لایه‌های دارای ضریب شکست یکنواخت و لایه‌های با ضریب شکست تدریجی در ساختار بلور استفاده شد. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که ساختار سینوسی پیشنهادی پهنای باند وسیع‌تر و تأخیر گروهی بیشتری نسبت به ساختارهای متداول دارد. برای ساختار سینوسی با طول ۸ میکرون تحت تابش عمودی، ضریب گروه ۳-۵ با پهنای باند ۳۰-۵۰ نانومتر و پاشندگی سرعت گروه نزدیک به صفر حاصل شد.

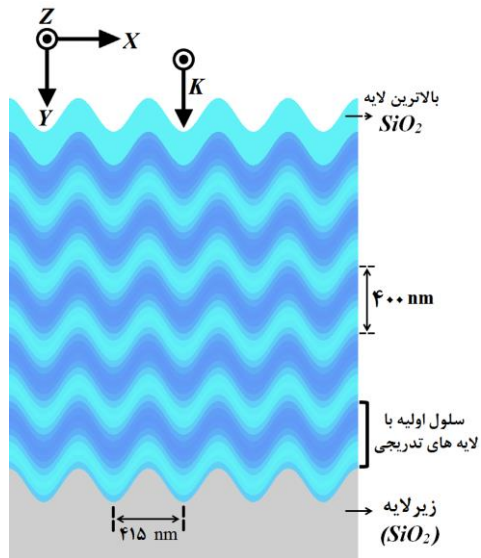
۲. مبانی نظری و ساختار

بلورهای فوتونی موج‌دار معرفی شده به روش اتوکلوئینگ^۱ ساخته می‌شوند. جهت مطالعه اثرات تغییر پارامترهای طراحی لایه‌های بلور موج‌دار بر روی تأخیر گروه، ساختارهای موج‌دار سینوسی و مثلثی شکل ۱ مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در هر دو مورد، ساختار تقارن افقی و عمودی دارد و لذا می‌توان بلورهای مورد مطالعه در پژوهش حاضر را به صورت یک بلور فوتونی دو بعدي در نظر گرفت. ماده با ضریب شکست بالا نئوبوم پنتوکساید (Nb_2O_5) با ضریب شکست ۲/۲۸ و ماده با ضریب شکست پایین سیلیکا (SiO_2)، با ضریب شکست ۱/۴۷ انتخاب شده‌اند. تلفات اپتیکی و پاشندگی ضریب شکست مواد انتخاب شده در ناحیه طول موجی به کار رفته در تحقیق حاضر قابل صرف نظر است [۴۴-۴۷]. سیلیکای مذاب با ضریب شکست ثابت ۱/۴۵ به عنوان ماده زیرلایه در نظر گرفته شده

۲. Finite difference time domain (FDTD)

۳. Yee cell

۱. Auto-cloning



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طرحواره بلور فوتونی موج دار سینوسی تدریجی طراحی شده.

بالا و پایین قابل دستیابی است. تقریب محیط موثر بروگمن توصیف کاملی از نحوه به دست آوردن ضریب شکست با استفاده از ترکیب مواد را ارائه می‌دهد [۴۹]. رابطه (۱) توزیع ضریب شکست درون سلول واحد بلور فوتونی سینوسی تدریجی را نمایش می‌دهد.

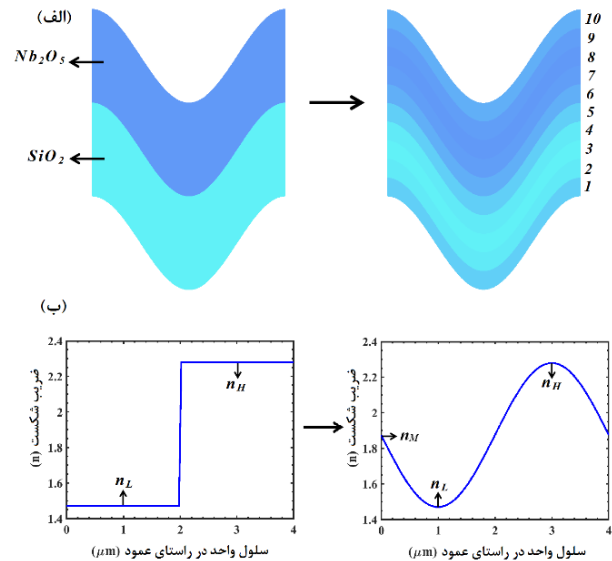
$$\begin{cases} n = n_M + (n_L - n_M) \sin\left(\frac{\pi y}{T_L}\right), & 0 \leq y < T_L, \\ n = n_M + (n_H - n_M) \sin\left[\frac{\pi(y - T_L)}{T_H}\right], & T_L \leq y \leq T_L + T_H, \end{cases} \quad (1)$$

در رابطه (۱)، پارامتر y نشانگر مسافت عمودی در طول سلول واحد است. همچنین T_L و T_H به ترتیب ضخامت بخش‌های ضریب شکست پایین و بالا هستند. طرح‌واره بلور فوتونی موج‌دار سینوسی تدریجی در شکل ۳ نمایش داده شده است. توزیع ضریب شکست در محور عمودی در بلور فوتونی موج‌دار تدریجی در شکل ۴ نمایش داده شده است.

در اینجا روش محاسبه سرعت گروه با استفاده از طیف عبور بلور فوتونی را بیان خواهیم کرد. ضریب شکست مختلط مؤثر با رابطه (۲) بیان می‌شود:

$$n_{eff}(\omega) = n(\omega) + ik(\omega), \quad (2)$$

ضریب شکست مؤثر رابطه (۲) را می‌توان با استفاده از ضریب عبور بلور فوتونی محاسبه کرد. چنانچه ضریب عبور با استفاده

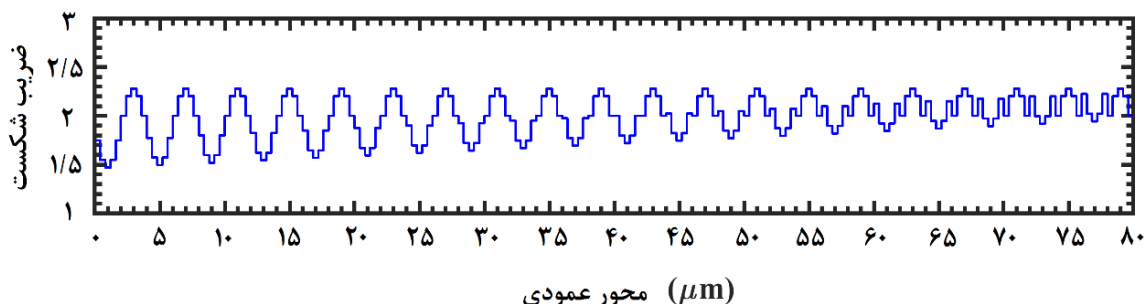


شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تبدیل ساختار یکنواخت به ساختار تدریجی در بلور فوتونی دو بعدی موج دار سینوسی: الف) نمای طرحواره سلول واحد، ب) توزیع عمودی ضریب شکست درون سلول واحد.

تفاضل محدود دامنه زمان توسط اوهرتا^۱ و همکاران انجام شده است [۴۹]. برای طراحی بلور فوتونی با ضریب شکست تدریجی، هر سلول واحد ساختار سینوسی مطابق شکل ۲ به ۱۰ قسمت با ضریب شکست یکنواخت تقسیم شده است. در این ۱۰ قسمت ۵ قسمت مربوط به ماده با ضریب شکست کمتر و ۵ قسمت مربوط به ماده با ضریب شکست بالاتر است. در شکل ۲، مقادیر n_L ، n_M و n_H به ترتیب معرف ضریب شکست پایین، ضریب شکست بالا و میانگین ضرایب شکست هستند.

در ساختار تدریجی، ضریب شکست از مقدار n_M شروع شده و در میانه محیط با ضریب شکست پایین به مقدار n_L می‌رسد، سپس دوباره شروع به افزایش کرده و در محل شروع ماده با ضریب شکست بالا مجدداً به مقدار n_M می‌رسد. از اینجا به بعد اندازه ضریب شکست باز افزایش می‌یابد تا در میانه محیط با ضریب شکست بالا به مقدار بیشینه n_H برسد، و نهایتاً در انتهای این محیط برابر با n_M می‌شود. مقادیر میانی ضریب شکست از طریق ترکیب وزنی مناسب مواد با ضرایب شکست

۱. Y. Ohtera



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) توزیع ضریب شکست در محور عمودی در بلور فوتونی موج‌دار تدریجی.

توصیف پدیده تأخیر نوری و ایجاد نور گند در موجبر بلور فوتونی با در نظر گرفتن انتشار نور در بلورهای فوتونی به سهولت امکان‌پذیر است. نور به طور همدوس در هر سلول واحد بلور پراکنده می‌شود، بنابراین بلور همانند یک توری پراش یک-بعدي عمل می‌کند. زمانی که امواج پراکنده شده در منطقه اول بریلوئن دقیقاً در فاز معکوس با امواج فرودی (که در جهت محور بلور فوتونی در حال حرکت هستند) قرار می‌گیرد یک موج ایستا ایجاد می‌شود که در مرزهای منطقه اول بریلوئن تقریباً ساکن است لذا بسیار کند بوده و در حالت آرمانی سرعت گروه برابر با صفر دارد.

۳. یافته‌ها و بحث

با تغییر بردار موج بلاخ در منطقه اول بریلوئن و محاسبه بسامد زاویه‌ای مد عبوری، می‌توان منحنی پاشندگی یک بلور فوتونی را محاسبه کرد. شکل ۵ ساختار باند بلورهای فوتونی موج‌دار مثلثی و سینوسی را نمایش می‌دهد.

در بسامدهای پایین، در باند اول عبور هر دو ساختار طول موج فرودی به قدری بزرگ است که موج قادر به دیدن ساختارهای دندان‌های بر روی بلورهای فوتونی نیست. بنابراین ساختار نوری را یک ساختار چند لایه‌ای یکنواخت می‌بیند. این پدیده دلیل مشاهده ساختار باند مرتبه اول در شکل ۵ است. بازه طول موجی مابین نقاط A و B (A' و B') در ساختار مثلثی (سینوسی)، بازه طول موجی مد نظر پژوهش حاضر جهت بررسی نور گند است. تپ نوری مورد بررسی در ناحیه فرو قرمز نزدیک قرار گرفته است. ساختارهای مورد مطالعه

از رابطه (۳) بیان شود خواهیم داشت:

$$t(\omega) = |t(\omega)| e^{i\varphi(\omega)},$$

$$n(\omega) = \frac{c\varphi(\omega)}{L\omega}, \quad (3)$$

$$k(\omega) = -\frac{c}{L\omega} \ln |t(\omega)|,$$

در رابطه (۳)، L طول بلور فوتونی و c سرعت نور است. سرعت گروه بر اساس ضریب شکست مختلط به صورت رابطه (۴) محاسبه می‌شود:

$$v_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}, \quad (4)$$

با جایگذاری رابطه (۳) در رابطه (۴) خواهیم داشت:

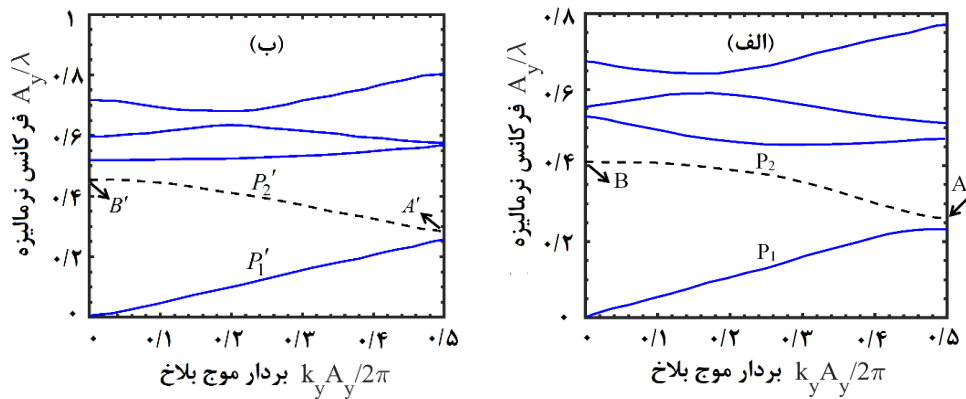
$$v_g = \frac{L\omega}{2\varphi(\omega) + \omega \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}}, \quad (5)$$

لذا با استفاده از رابطه (۵) سرعت گروه را می‌توان از روی ضریب عبور بلور فوتونی محاسبه کرد. از طرف دیگر سرعت گروه امواج الکترومغناطیسی را می‌توان از رابطه (۶) محاسبه کرد:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}, \quad (6)$$

در رابطه (۶)، ω و k به ترتیب معرف سرعت زاویه‌ای و بردار موج در جهت محور بلور فوتونی هستند. ضریب پاشندگی سرعت گروه با استفاده از رابطه (۷) به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\beta = \frac{d\left(\frac{1}{v_g}\right)}{d\omega} = -\frac{1}{\left(\frac{d\omega}{dk}\right)^2} \frac{d^2\omega}{dk^2} = -\frac{1}{v_g^2} \frac{d^2\omega}{dk^2}, \quad (7)$$



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) منحنی پاشندگی بلورهای فوتونی موج‌دار با الگوی: (الف) مثلثی و (ب) سینوسی.

پاشندگی ضریب شکست در محدوده طول موج فرودی تقریباً تخت است، بیشینه آن در طول موج حامل قرار دارد.

تخت بودن نسبی داده‌های برازش شده پاشندگی تأخیر گروه این اطمینان را حاصل می‌کند که تپ نوری با عبور از ساختار، شکل اولیه خود را حفظ خواهد کرد. نتایج شبیه‌سازی ضریب گروه تقریباً برابر با $n_g=3$ را برای پهنای طول‌موجی $\Delta\lambda=30$ نانومتر در بازه $(850-820)$ نشان می‌دهد.

محاسبات همانندی برای ساختار موج‌دار سینوسی نیز صورت گرفته است. مزیت اصلی ساختار سینوسی نسبت به ساختار مثلثی پهنای باند وسیع‌تر و نیز متوسط عبور بالاتر در باند عبور نسبت به ساختار مثلثی است. به علاوه تأخیر گروه و نیز تخت بودن رفتار طیفی تأخیر گروه نیز نسبت به ساختار مثلثی افزایش یافته است. در حالت مثلثی ضریب گروه در بازه طول موجی 50 نانومتر در محدوده بسامد حامل تقریباً برابر با $n_g=5$ است.

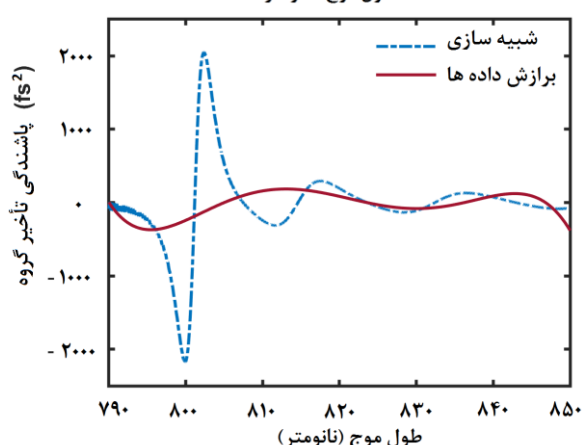
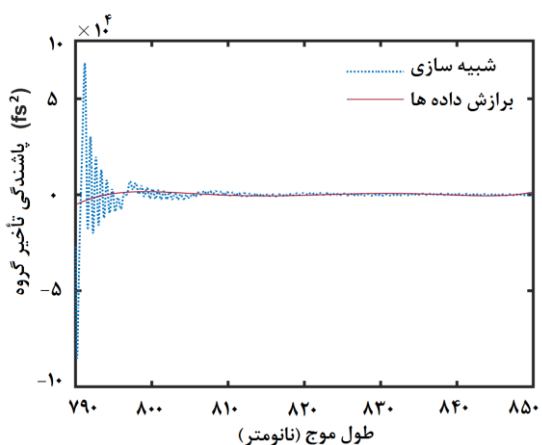
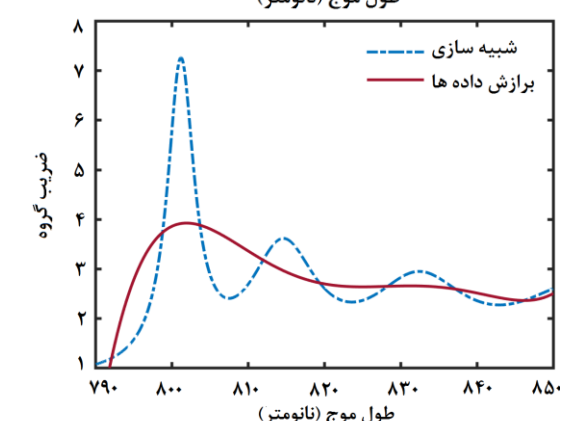
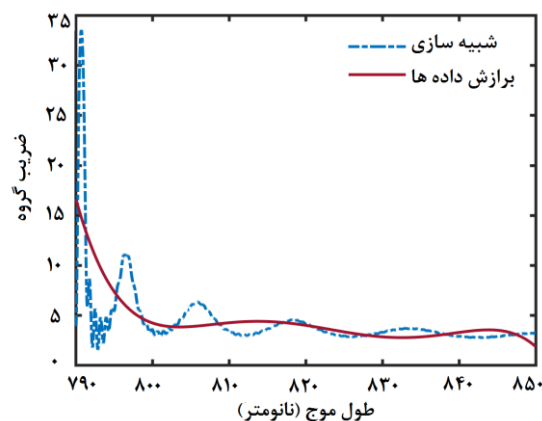
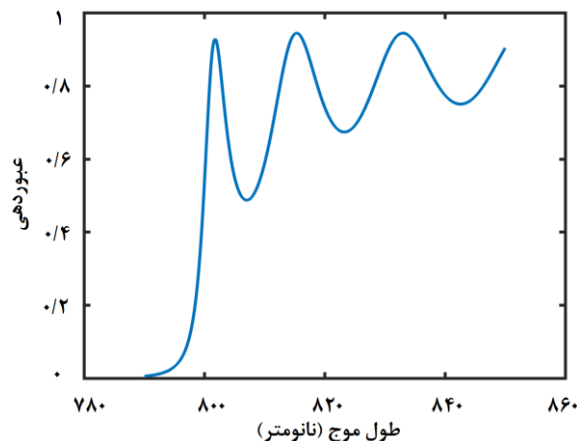
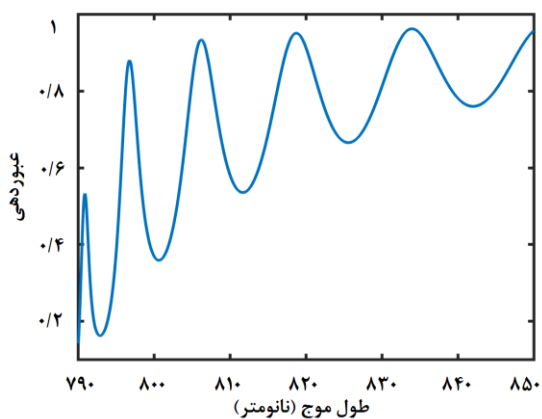
منحنی پاشندگی تأخیر گروه مطابق شکل ۷ نشان می‌دهد که ساختار سینوسی قابلیت کُندسازی بسیار بالایی دارد، چرا که پاشندگی تأخیر گروه در این ساختار در محدوده طیفی وسیعی برابر با صفر است. با ایجاد تغییرات در ساختار سینوسی و تبدیل آن به ساختار موج‌دار سینوسی تدریجی، مشاهده می‌کنیم که نسبت به هر دو ساختار موج‌دار مثلثی و سینوسی پیشین، بسامد شروع عبور ساختار تیزتر شده و همچنین نوسانات باند عبور کاهش یافته است.

از طرف دیگر، ساختار تدریجی تأخیر گروه کمتر، پهنای باند

به نحوی طراحی شده‌اند که طول‌موج حامل تپ نوری یعنی 800 نانومتر در محدوده مرزی منطقه اول بریلوئن ساختارها قرار گیرد.

مطابق آنچه که توسط اوھترا^۱ و همکاران به تفصیل شرح داده شده است، در مرزهای منطقه اول بریلوئن مشتق منحنی پاشندگی نسبت به بردار موج عمودی بسیار ناچیز است. لذا در این منطقه پاشندگی و به طور کلی رفتار طیفی بلور فوتونی به ایجاد تغییرات در محور افقی بسیار حساس است [۴۴]. پارامترهای مختلفی برای توصیف پدیده نور کند مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این بین تمرکز اصلی پروژه حاضر بر روی سرعت گروه و پاشندگی سرعت گروه است. در منطقه طیفی مورد بررسی، پاشندگی ضریب شکست و سرعت گروه، به ویژه شیب بسیار پایین پاشندگی سرعت گروه، بیانگر سرعت گروه بسیار پایین در محدوده طول موج 800 نانومتر است. نکته بسیار با اهمیت، کوچک بودن همزمان سرعت گروه و پاشندگی سرعت گروه در منطقه طیفی مورد نظر است. طیف عبور، ضریب شکست مؤثر گروه، و پاشندگی تأخیر گروه، برای ساختارهای موجی مثلثی و سینوسی به ترتیب در شکل‌های ۶ و ۷ نمایش داده شده‌اند.

همان‌طور که شکل ۶ نشان می‌دهد، ساختار مورد نظر ضریب عبور تقریباً برابر با 80 درصد در طول موج حامل دارد. به علاوه رفتار طیفی ضریب شکست مؤثر گروه نشان دهنده قابلیت ساختار نوری برای کندسازی نور است. در حالی که



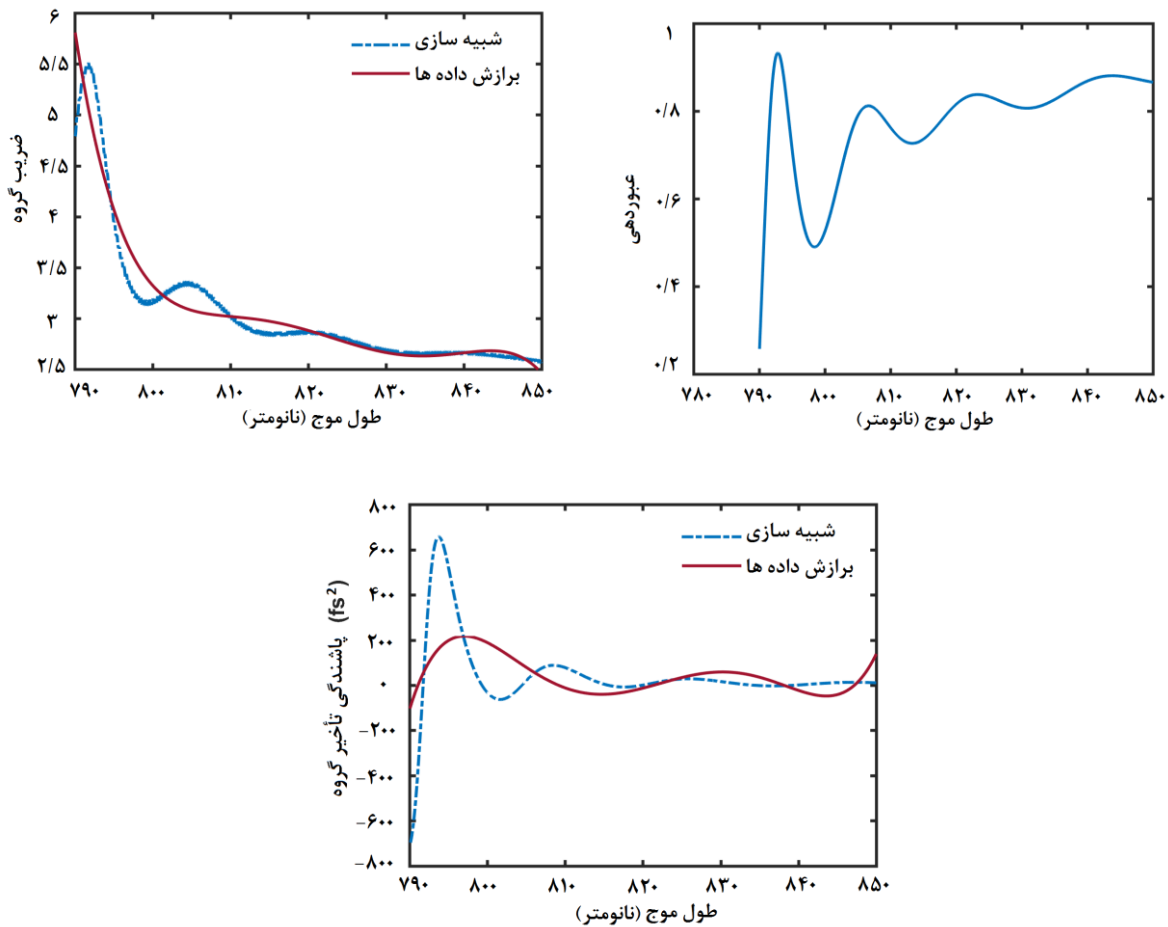
شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف عبور، ضریب گروه و منحنی پاشندگی تأخیر گروه محاسبه شده برای ساختار موجی سینوسی.

شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف عبور، ضریب شکست موثر و منحنی پاشندگی تأخیر گروه محاسبه شده برای ساختار موجی مثلثی.

ضریب گروه برای ساختار موجی سینوسی تدریجی برابر با $n_g = 2/7$ در پهنای باند $\Delta\lambda = 20$ نانومتر در بازه $(830 - 850 \text{ nm})$ است (شکل ۸).

نتایج شبیه‌سازی‌های انجام شده در پروژه حاضر نشان می‌دهد استفاده از ساختار موج دار سینوسی یک راه کار مناسب

عبور کمتر و نوسانات پاشندگی تأخیر گروه بیشتری را نشان می‌دهد. بنابراین اگرچه استفاده از ساختار تدریجی برای کاربردهایی نظیر فیلتر نوری برتری دارد [۵۰]، اما در گندسازی تپ نوری برتری ویژه‌ای نسبت به ساختارهای مثلثی و سینوسی نشان نمی‌دهد.



شکل ۸. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طیف عبور، ضریب گروه و منحنی پاشندگی تاخیر گروه محاسبه شده برای ساختار موجی سینوسی تدریجی.

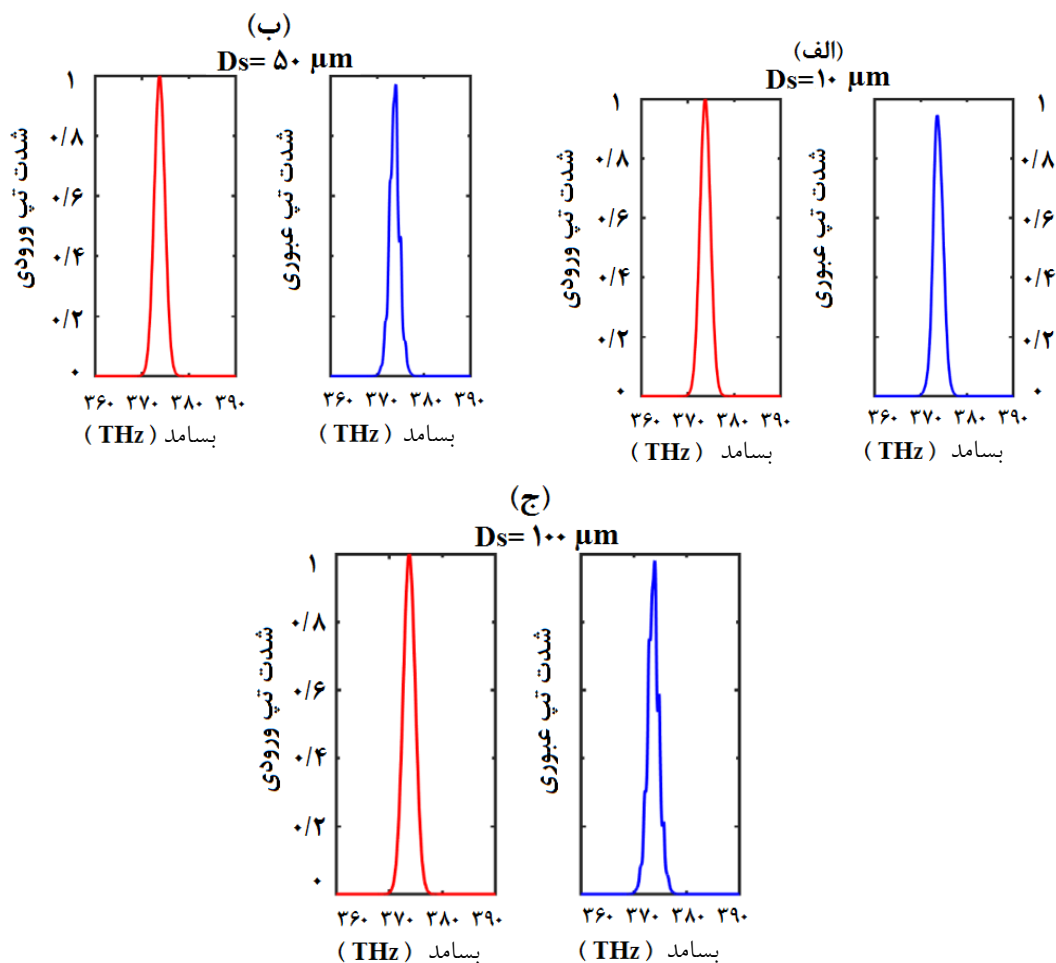
منحرف شده است. این امر ناشی از پاشندگی ماده زیرلایه است. زیرلایه نازک‌تر دارای پاشندگی کمتری است و این موضوع از آنجا ناشی می‌شود که در زیرلایه نازک‌تر به دلیل وجود ماده دی‌الکتریک کمتر، نایکنواختی محیط کمتر است.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، امکان ایجاد نور کند با استفاده از بلورهای فوتونی یک-بعدی موج دار با الگوهای مثلثی، سینوسی و سینوسی مدرج به صورت نظری مورد بررسی و شبیه‌سازی قرار گرفت. ساختار پیشنهادی قادر است در ناحیه طول موجی فوق‌قرمز نزدیک (۸۵۰-۸۰۰ nm) نور کند با بیشینه ضریب گروه ($n_g=5$) و پهنای باند بالایی ($\Delta\lambda=30-50$) ایجاد کند. بهترین نتایج برای ساختار دارای سلول‌های سینوسی-شکل

جهت تولید نور کند است. یکی دیگر از مزایای بارز ساختار مذکور از آنجا ناشی می‌شود که پاشندگی تاخیر گروه در باند طیفی مورد نظر نزدیک به صفر بوده و لذا الگوی شدت تپ فرودی در گذار از ساختار طراحی شده تغییر نخواهد کرد. شدت طیفی ورودی و خروجی از ساختار موج دار سینوسی ساده با سه ضخامت مختلف زیرلایه، DS ، برای یک تپ گوسی در حوزه بسامد مطابق شکل ۹ ترسیم شده‌اند. بسامد مرکزی تپ متناسب با طول‌موج مرکزی 800 نانومتر برابر با 375 تراهرتز است.

همان‌طور که شکل ۹ نشان می‌دهد تپ عبوری از ساختار تقریباً همان الگوی گوسی ورودی خود را بدون تغییر قابل ملاحظه‌ای حفظ کرده است. مشاهده می‌شود هر چه ضخامت زیرلایه بیشتر شده است الگوی خروجی از حالت اولیه کمی



شکل ۹. (رنگی در نسخه الکترونیکی) الگوی شدت تپ نوری ورودی و خروجی از ساختار موج دار سینوسی ساده برای سه ضخامت مختلف زیرلایه: الف) $D_s = 10 \mu\text{m}$ ب) $D_s = 50 \mu\text{m}$ و ج) $D_s = 100 \mu\text{m}$.

مقادیر به دست آمده برای ضریب گروه، پهنای باند و پاشندگی سرعت گروه موجب می شود تپ نوری با حداقل اعوجاج و تغییر شکل از محیط مورد نظر انتقال یابد. ساختار مورد نظر به دلیل ایجاد نور کند برای کاربردهایی نظیر بافرهای نوری و افزایش برهم کنش نور و ماده مناسب است.

به دست آمد. با به کارگیری لایه های مدرج در ساختار سینوسی، اگر چه طیف عبور ساختار مسطح تر شده و اعوجاجات آن نسبت به ساختارهای مثلثی و سینوسی به طور محسوسی کاهش می یابد لیکن تأخیر گروهی ایجاد شده و پهنای باند تأخیر یافته کاهش یافته و پاشندگی سرعت گروه نیز افزایش نشان داد.

مراجع

1. R W Boyd and D J Gauthier, *Science* **326** (2009) 1074.
2. T Baba, *Nature Photonics* **2**, 8 (2008) 465.
3. T F Krauss, *Nature Photonics* **2**, 8 (2008) 448.
4. V R Almeida et al., *Nature* **431** 7012 (2004) 1081
5. A Shinya et al., *Nat. Photonics* **1**, 1 (2007) 49.
6. F Xia, L Sekaric, and Y Vlasov, *Nat. Photonics* **1** 1 (2007) 65.
7. M D Lukin and A Imamoglu, *Nature* **413** 6853
8. S Savo et al., *Appl. Phys. Lett.* **98** 17 (2011) 171907.
9. E Di Gennaro et al., *Phys. Rev. B* **72** 3 (2005) 033110.
10. L V Hau et al., *Nature* **397** 6720 (1999) 594.
11. C Liu et al., *Nature* **409** (2001) 490.
12. M S Bigelow, N N Lepeshkin, and R W Boyd, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 113903.
13. F A Yanez, O G Calderon, and S Melle, *J. Opt.* **12** (2001) 273.

33. N B Ali *et al.*, *J. Opt.* **12** (2010) 045402.
34. M Danaie, A Geravand, and S Mohammadi, *Photon. Nanostruct.* **28** (2018) 61.
35. T Kawashima *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **38** (2002) 899.
36. Y A Vlasov *et al.*, *Nature.* **438** 7064 (2005) 65.
37. J Goor *et al.*, *Phys. Rev. B* **78** 15 (2008) 153101.
38. S A Schulz *et al.*, *J. Opt.* **12** 10 (2010) 104004.
39. A Badolato *et al.*, *Sci. Rep.* **8** 1 (2018) 1.
40. M Khatibi Moghaddam, A R Attari, and M M Mirsalehi, *J. Eur. Opt. Soc.* **8** (2013) 13066.
41. N Matsuda *et al.*, *Opt. Lett.* **39** 8 (2014) 2290.
42. R Hao *et al.*, *Opt. Express* **18** 16 (2010) 16309.
43. R Hao *et al.*, *Opt. Express* **18** 6 (2010) 5942.
44. Y Ohtera *et al.*, *J. Lightwave Technol.* **25** (2007) 499.
45. Y Ohtera, D Kurniatan, and H Yamada, *Opt. Express* **18** (2010) 12249.
46. L Gao, F Lemarchand, and M Lequime, *Opt. Express* **20** (2012) 15734.
47. C Tan, *J. Non-Cryst. Solids* **223** (1998) 158.
48. K Yee, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14** (1966) 302.
49. Y Ohtera, *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** (2008) 4827.
50. H Shahrokhbabadi *et al.*, *Physics Letters A* **384** 11 (2020) 126235.
- (2010) 104002.
14. T Okamoto and A Fukuyama, *Opt. Express* **13** (2005) 8122.
15. P V Korolenko, A Y Mishin, and Y V Ryzhikova, *J. Opt. Technol.* **79** (2012) 754.
16. Y Huo *et al.*, *Opt. Lett.* **36** (2011) 1482.
17. Y A Vlasov *et al.*, *Nature* **438** (2005) 65.
18. K Hosomi *et al.*, *Opt. Rev.* **11** (2004) 300.
19. D Mori and T Baba, *Appl. Phys. Lett.* **85** (2004) 1101.
20. M Notomi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 253902.
21. J Schilling *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) 1180.
22. A Birner *et al.*, *Adv. Mater.* **13** (2001) 377.
23. S Noda *et al.*, *Science* **289** (2000) 604.
24. A Blanco *et al.*, *Nature* **405** (2000) 437.
25. S Y Lin *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **18** (2001) 32.
26. Y H Cheng and W J Hsueh, *Opt. Lett.* **38** (2013) 3631.
27. C W Tsao *et al.*, *Opt. Lett.* **38** (2013) 4562.
28. Y H Cheng *et al.*, *Phys. Rev. A* **90** (2014) 023830.
29. C H Chang, C W Tsao, and W J Hsueh, *New J. Phys.* **16** (2014) 113069.
30. C W Tsao, Y H Cheng, and W J Hsueh, *Opt. Lett.* **40** (2015) 4237.
31. S A Schulz *et al.*, *Opt. Lett.* **42** (2017) 3243.
32. K H Choi *et al.*, *Opt. Lett.* **41** (2016) 1644.