

## تحلیل پدیده‌های غیر خطی در فوتونیک سیلیکونی

امیر حبیب‌زاده شریف<sup>۱</sup> و محمد سلیمانی<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup> نویسنده مسئول، دانشجوی دکترا، دانشکده مهندسی برق، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران، sharif@iust.ac.ir

<sup>۲</sup> استاد دانشکده مهندسی برق، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران، soleimani@iust.ac.ir

(تاریخ دریافت مقاله: ۱۳۹۲/۴/۵ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۹۲/۶/۱۳)

**چکیده:** اتصالات نوری، به عنوان جایگزینی مناسب برای اتصالات الکتریکی در بوردها و تراشه‌های کامپیوتری، توسط فوتونیک سیلیکونی مجتمع مبتنی بر تکنولوژی CMOS قابل تحقق هستند. موجبر شیاری عایقی، به عنوان یکی از جدیدترین ساختارهای موجبر نوری، می‌تواند زیرساخت قطعات فعال و غیرفعال این مدارهای مجتمع را تشکیل دهد. قطعات غیرفعال دارای رفتار خطی هستند. از اثرات غیرخطی در موجبرهای فوتونیک سیلیکونی نیز می‌توان به منظور تحقق قطعات فعال تمام-نوری مثل لیزر، تقویت‌کننده و مدولاتور استفاده کرد. از طرفی،  $\text{Si-nc:SiO}_2$  به عنوان ماده‌ای جدید، دارای خاصیت غیرخطی قوی تری نسبت به Si است. در این مقاله، تحلیل مودی تمام-موج موجبر شیاری تیغه‌ای فوتونیک سیلیکونی در رژیم‌های خطی و غیرخطی با استفاده از فرمولاسیون خط انتقالی انجام شده است. نتایج این تحلیل‌ها نشان می‌دهند که ناحیه شیاری این موجبر می‌تواند ضمن جای دادن  $\text{Si-nc:SiO}_2$ ، شدت نور بالایی نیز داشته باشد. بنابراین، این موجبر از طریق دو عامل شدت نور بالا و ماده غیرخطی قوی، موجب تشدید رفتارهای غیرخطی نوری می‌شود.

**واژه‌های کلیدی:** فوتونیک سیلیکونی، نور غیرخطی، موجبر شیاری نوری، تحلیل مودی تمام-موج.

### ۱- مقدمه

فوتونیک<sup>۱</sup> به عنوان علم و تکنولوژی تولید، کنترل، انتقال، تقویت، آشکارسازی، مدولاسیون و سوئیچینگ نور در طیف طول موجی مرئی و مادون قرمز در سال ۱۹۶۰ با اختراع لیزر مطرح شد و در سال‌های ۱۹۷۰ با توسعه فیبرهای نوری به عنوان محیطی برای انتقال اطلاعات امواج نوری و همچنین معرفی تقویت‌کننده‌های فیبری با دوپینگ اربوم<sup>۲</sup> رشد یافت [۱-۴]. این اختراعات به عنوان مبانی انقلاب ارتباطات راه دور در اواخر قرن بیستم محسوب شده و زیرساخت اینترنت را تشکیل دادند. از طرفی، فوتونیک

<sup>۱</sup> Photonics

<sup>۲</sup> Erbium-Doped Fiber Amplifier (EDFA)

سیلیکونی<sup>۱</sup> در اواخر سال‌های ۱۹۸۰ و اوایل سال‌های ۱۹۹۰ پیشنهاد شد [۵-۷]. در حال حاضر، این تکنولوژی جزو ۱۰ تکنولوژی برتر دنیا به شمار رفته و دارای کاربردهای بسیار زیادی است. استفاده از آن در سیستم‌های مخابراتی به عنوان اتصالات نوری یکی از مهمترین کاربردهای آن به‌شمار می‌رود [۸ و ۹]. نتایج تحقیقات نشان می‌دهند که با استفاده از اتصالات نوری سیلیکونی امکان مجتمع‌سازی یکپارچه مدارهای فوتونیک و میکروالکترونیک فراهم می‌شود. در سالهای اخیر، نسخه جدید فوتونیک سیلیکونی با عنوان نانوفوتونیک سیلیکونی<sup>۲</sup> معرفی شده است که کوچکترین ابعاد عرضی، ضخامت و طولی آن، در بازه یک دهم طول موج تا یک طول موج می‌باشند [۶ و ۱۰]. از اینرو یک تکنولوژی جدید از آزمایشگاه‌های تحقیقاتی سرتاسر جهان به صنعت وارد شده و آن، بکارگیری ویفرهای SOI استاندارد و تکنولوژی ساخت CMOS استاندارد به منظور تولید قطعات و مدارات نانوفوتونیک فوق فشرده بر روی Si است [۱۱].

تحقق اتصالات نوری با استفاده از تکنولوژی فوتونیک سیلیکونی مستلزم طراحی و ساخت قطعات مختلف فعال<sup>۳</sup> و غیرفعال<sup>۴</sup> مبتنی بر تکنولوژی CMOS و همچنین، مجتمع‌سازی آنها بر روی یک ویفر SOI است. بدین منظور، ابتدا بایستی ساختار مناسبی برای موجبر نوری انتخاب شده و سپس، سایر قطعات فعال و غیرفعال بر روی آن ساختار موجبری طراحی و ساخته شوند. انتخاب مواد و مکانیزم‌های فعال و غیرفعال سازگار با تکنولوژی CMOS از اهمیت به‌سزایی در تحقق این قطعات برخوردارند.

هدف اصلی این مقاله، تحلیل مودی تمام-موج موجبر شیاری تیغه‌ای فوتونیک سیلیکونی در رژیم‌های خطی و غیرخطی می‌باشد. بنابراین، در بخش دوم به بررسی پدیده‌های غیرخطی در فوتونیک سیلیکونی پرداخته و در بخش سوم نیز ماده جدید Si-nc:SiO<sub>2</sub> را به عنوان یک ماده غیرخطی قوی سازگار با تکنولوژی فوتونیک سیلیکونی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. سپس در بخش‌های چهارم و پنجم، به ترتیب نتایج تحلیل‌های مودی موجبر شیاری تیغه‌ای در رژیم‌های خطی و غیرخطی را ارائه می‌نماییم. مطالب مربوط به نتیجه‌گیری و بحث نیز در بخش ششم ارائه می‌شوند.

## ۲- پدیده‌های غیرخطی در فوتونیک سیلیکونی

Si به دلیل ساختار باند غیرمستقیم، برای ارسال و دریافت نور مناسب نیست. ایده راهگشا برای تحقق قطعات فعال تمام-سیلیکونی، استفاده از مدولاسیون ضریب شکست Si است [۴، ۸-۱۰، ۱۲-۱۵]. ضریب شکست Si نسبت به پدیده‌های صوت، گرما، میدان الکتریکی ساکن، میدان مغناطیسی ساکن، حامل‌های آزاد و حتی نور عبوری از آن حساس است. به این معنی که با استفاده از یک سیگنال از نوع گرما، ولتاژ، جریان الکتریکی و یا پرتو نوری می‌توان آن را تغییر داده و در واقع، رفتار انتقالی و جذبی Si را کنترل نمود. با این حال، اثرات آکوستوپتیکی، ترموپتیکی، مگنتوپتیکی، و الکتروپتیکی (بدون عبور جریان الکتریکی از Si) از کارآیی مناسبی در تحقق قطعات فعال تمام-سیلیکونی برخوردار نیستند [۸]. از طرفی، بکارگیری اثر الکتروپتیکی (با عبور جریان الکتریکی

<sup>1</sup> Silicon Photonics

<sup>2</sup> Silicon Nano-Photonics

<sup>3</sup> Active

<sup>4</sup> Passive

از Si) مانع تحقق قطعات فعال تمام-نوری می‌شود. بنابراین، اثر غیرخطی در Si که خود، شامل مجموعه‌ای از پدیده‌ها است، تنها اثر فیزیکی است که می‌تواند زمینه‌ساز تحقق قطعات فعال تمام-نوری تمام-سیلیکونی شود. از مهمترین ویژگی‌های رفتاری یک ماده نوری غیرخطی می‌توان به تغییرات ضریب شکست، ضریب جذب و سرعت نور به عنوان تابعی از شدت نور، عدم برقراری اصل جمع آثار، تغییر فرکانس و طول موج نور عبوری و امکان کنترل یک موج نوری توسط خودش و یا توسط موج نوری دیگر اشاره کرد [۱].

پدیده‌های غیرخطی نوری مرتبه سوم در Si جزو مهمترین فرآیندهای تمام-نوری به شمار رفته و نقش به‌سزایی در تحقق قطعات فعال تمام-نوری تمام-سیلیکونی ایفا می‌نمایند. این پدیده‌ها شامل تولید هارمونیک سوم<sup>۱</sup>، اثر کر نوری<sup>۲</sup>، جذب دو-فوتونی<sup>۳</sup>، مخلوط چهارموجی<sup>۴</sup>، پراکندگی برانگیخته رامن<sup>۵</sup>، پراکندگی برانگیخته بریلوئین<sup>۶</sup>، پراکندگی برانگیخته رایلی<sup>۷</sup> و ترکیب فاز<sup>۸</sup> می‌باشند.

پدیده تولید هارمونیک سوم موجب تولید فوتون‌هایی با فرکانس نوری بسیار بالاتر از بازه طول موجی شفاف Si شده و بنابراین کاملاً جذب Si می‌شوند [۱۶]، لذا این پدیده مورد نظر ما نمی‌باشد. اثر کر نوری منجر به بروز پدیده‌های مدولاسیون خود-فاز، مدولاسیون فاز متقاطع<sup>۹</sup> و خودتمرکزی<sup>۱۰</sup> می‌شود. پدیده مدولاسیون خود-فاز ناشی از انتشار یک پالس نوری با شدت بالا در موجبر سیلیکونی و متعاقب آن، تغییر ضریب شکست موجبر است. در نتیجه این تغییر ضریب شکست، که متناسب با شدت نور می‌باشد، سرعت فاز نیز دچار تغییر می‌شود. از آنجا که پالس نوری دارای یک توزیع شدت طیفی است، بنابراین تغییر ضریب شکست به ازای مؤلفه‌های مختلف فرکانسی، متفاوت بوده و فاز نوری انباشته شده به ازای فرکانس‌های مختلف طیف پالس، متفاوت خواهد بود. پیامد فیزیکی مدولاسیون خود-فاز، تولید مؤلفه‌های جدید فرکانسی طی انتشار پالس در امتداد موجبر سیلیکونی است. مدولاسیون فاز متقاطع مشابه مدولاسیون خود-فاز است، با این تفاوت که تغییر فاز در پالس سیگنال به جای این که توسط خود پالس سیگنال بوجود آید، ناشی از یک پالس انتشاری دیگر است. پدیده خودتمرکزی، مشابه فضایی پدیده مدولاسیون خود-فاز است. پدیده مخلوط چهارموجی یک فرآیند پارامتریک است که شامل جذب دو فوتون و سپس ارسال یک جفت فوتون با انرژی کل مساوی است. از این پدیده معمولاً به منظور تبدیل طول موج استفاده می‌شود. فرآیند پراکندگی برانگیخته رامن بیانگر پراکنده شدن یک فوتون پمپ توسط یک فونون نوری شبکه سیلیکونی است. فرآیندهای پراکندگی برانگیخته بریلوئین و پراکندگی رایلی نیز از کارآیی مناسبی در فوتونیک سیلیکونی برخوردار نیستند [۱ و ۱۶].

<sup>1</sup> Third-harmonic generation (THG)

<sup>2</sup> Optical Kerr Effect

<sup>3</sup> Two-photon absorption (TPA)

<sup>4</sup> Four-wave mixing (FWM)

<sup>5</sup> Stimulated Raman scattering (SRS)

<sup>6</sup> Stimulated Brillouin scattering (SBS)

<sup>7</sup> Stimulated Rayleigh scattering

<sup>8</sup> Phase conjugation (PC)

<sup>9</sup> Cross-phase modulation (XPM)

<sup>10</sup> Self-focusing (SF)

## ۲-۱- اثر جذب دو-فوتونی

با عبور پالس‌های نوری با توان بالا از موجبرهای سیلیکونی، حامل‌های آزاد از طریق فرآیندهای جذب یک-فوتونی<sup>۱</sup> یا جذب دو-فوتونی تولید شده و بدین ترتیب، ضریب شکست Si تغییر یافته و امکان کنترل همان پرتو نوری یا پرتو نوری دیگر، فراهم می‌شود. پدیده جذب دو-فوتونی موجب ایجاد وابستگی خطی ضریب جذب Si نسبت به شدت میدان نوری می‌شود [۱۶]:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta_{\text{TPA}} I \quad (1)$$

در این رابطه، پارامترهای  $I$ ،  $\alpha_0$  و  $\beta_{\text{TPA}}$  به ترتیب بیانگر شدت نور بر حسب  $\text{W}/\text{m}^2$ ، ضریب جذب خطی بر حسب  $\text{m}^{-1}$  و ضریب جذب دو-فوتونی بر حسب  $\text{m}/\text{W}$  هستند. برای Si از  $4 \times 10^{-12} \text{ m}/\text{W}$  تا  $9 \times 10^{-12} \text{ m}/\text{W}$  گزارش شده است. از طرفی، جذب فوتون‌ها موجب کاهش شدت سیگنال در امتداد موجبر می‌شود. این پدیده را می‌توان توسط رابطه زیر توصیف نمود [۱۶]:

$$dI/dz = -\beta_{\text{TPA}} I^2 \quad (2)$$

تلف ناشی از پدیده جذب دو-فوتونی می‌تواند کارآیی قطعات تمام-نوری فوق سریع که مبتنی بر اثر کِر نوری هستند را به شدت کاهش دهد [۱۶].

## ۲-۲- اثر پاشیدگی پلاسمایی حامل آزاد

الکترون‌ها و حفره‌های تولید شده توسط پدیده جذب دو-فوتونی موجب وقوع پدیده‌هایی با عنوان جذب ناشی از حامل آزاد<sup>۲</sup> و تغییر ضریب شکست ناشی از حامل آزاد<sup>۳</sup> می‌شوند که به آن، اثر پاشیدگی پلاسمایی حامل آزاد<sup>۴</sup> گفته می‌شود. تلف ناشی از پدیده جذب ناشی از حامل آزاد نیز موجب کاهش کارآیی قطعات تمام-نوری فوق سریع مبتنی بر اثر کِر نوری می‌شود [۱۵]. تغییرات ضریب شکست مختلط ناشی از اثر پاشیدگی پلاسمایی حامل آزاد در طول موج 1550 nm را می‌توان توسط معادلات تجربی Soref و Bennett بیان کرد [۱۶]:

$$\Delta\alpha_{\text{FCA}} = +[8.5 \times 10^{-18} \Delta N_e + 6.0 \times 10^{-18} \Delta N_h] \quad (3)$$

$$\Delta n_{\text{FCI}} = -[8.8 \times 10^{-22} \Delta N_e + 8.5 \times 10^{-18} \Delta N_h^{0.8}] \quad (4)$$

در این روابط،  $\Delta N_e$  و  $\Delta N_h$  به ترتیب بیانگر تغییرات غلظت الکترون‌ها و حفره‌ها می‌باشند. بدیهی است که با افزایش چگالی حامل‌های آزاد، میزان جذب ماده افزایش یافته و ضریب شکست خطی آن کاهش می‌یابد [۶، ۸ و ۱۶].

<sup>1</sup> One-photon absorption

<sup>2</sup> Free-carrier absorption (FCA)

<sup>3</sup> Free-carrier index change (FCI)

<sup>4</sup> Free-carrier plasma-dispersion effect

## ۲-۳- اثر کر نوری

اثر کر نوری عامل وابستگی ضریب شکست ماده به شدت نور است [۱۶]:

$$n(I) = n_0 + n_2 I \quad (5)$$

مقایسه رابطه (۱) با رابطه (۵)، حاکی از تشابه رفتار ضریب جذب و ضریب شکست در مواد غیرخطی مرتبه سوم می‌باشد. مقدار ضریب شکست غیرخطی  $n_2$  برای Si از  $4 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  تا  $9 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  گزارش شده است [۱۷ و ۱۸]. توانایی پدیده غیرخطی مرتبه سوم به شدت سیگنال‌های نوری در موجر بستگی دارد. بنابراین پایین بودن تلفات انتشاری موجرها به منظور بهره‌برداری مؤثر از اثرات غیرخطی، بسیار ضروری است.

## ۳- سیلیکای دوپینگ‌شده با نانو کریستال‌های سیلیکونی ( $\text{Si-nc:SiO}_2$ )

با استفاده از نانو تکنولوژی می‌توان خواص نوری مواد کریستالی حجیم<sup>۱</sup> را با کاهش اندازه آن‌ها به طور چشمگیری تغییر داد. اخیراً ماده‌ای با نام سیلیکای دوپینگ‌شده با نانو کریستال‌های سیلیکونی<sup>۲</sup> معرفی شده است که از خاصیت غیرخطی قوی‌تری نسبت به Si و  $\text{SiO}_2$  برخوردار بوده [۱۹ و ۲۰] و دارای ویژگی گسیل نور می‌باشد [۱۹-۲۱]. این ماده جالب با توجه به خاصیت غیرخطی قوی خود از این قابلیت برخوردار است که نقش ماده فعال را در قطعات فوتونیک سیلیکونی ایفا نماید. این ماده به دلیل سازگاری با تکنولوژی ساخت CMOS، برای مجتمع شدن در فوتونیک سیلیکونی نیز مناسب است [۲۲].

فیزیکدانان در سال‌های اخیر تحقیقات گسترده‌ای را برای شناخت ویژگی‌های نوری و بدست آوردن پارامترهای عایقی مثل ضریب نفوذ الکتریکی، ضریب شکست و ضریب جذب  $\text{Si-nc:SiO}_2$  انجام داده [۲۳] و همچنین تأثیر اندازه این نانو کریستال‌ها بر روی پارامترهای نوری و ساختاری  $\text{Si-nc:SiO}_2$  را بررسی نموده‌اند [۲۴].

در جدول ۷ ضرایب شکست خطی و غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی چندین نمونه  $\text{Si-nc:SiO}_2$  در طول موج  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$  ارائه شده‌اند. ضریب شکست خطی این ماده با استفاده از روش الیسومتری اسپکتروسکوپییک [۲۵] و ضرایب شکست و جذب غیرخطی آن توسط تکنیک پیمایش Z [۲۶] اندازه‌گیری شده‌اند.

نتایج جدول ۷ نشان می‌دهند که پاسخ غیرخطی  $\text{Si-nc:SiO}_2$  به اندازه یک مرتبه بزرگتر از Si و سه مرتبه بزرگتر از  $\text{SiO}_2$  است. پدیده محدودشدگی کوانتومی<sup>۳</sup>، اصلی‌ترین عامل ایجاد این خاصیت است. ضریب شکست غیرخطی این ماده با ضریب شکست غیرخطی GaAs هم-مرتبه است؛ ضمن اینکه این ماده از مزیت سازگاری با تکنولوژی ساخت CMOS نیز برخوردار است.

<sup>1</sup> Bulk

<sup>2</sup> Si-nc:SiO<sub>2</sub>

<sup>3</sup> Quantum confinement (QC)

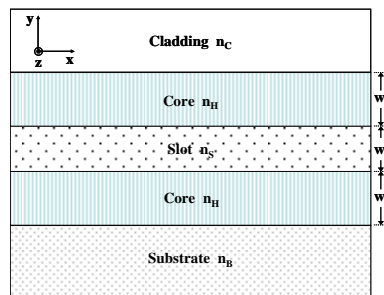
جدول ۷. مشخصات خطی و غیرخطی چندین نمونه Si-nc:SiO<sub>2</sub> در طول موج  $\lambda_0 = 1550$  nm

Sample name	Repetition rate	Pulse width	Intensity (W/cm <sup>2</sup> )	Si content (%)	$n_0$	$n_2$ (cm <sup>2</sup> /W)	$\beta_{\text{TPA}}$ (cm/W)
<b>A</b> [27]	1 kHz	100 fs	$6 \times 10^{11}$	—	—	$10^{-13}$	$-10^{-9}$ to $-10^{-8}$
<b>B</b> [28]	10 Hz	4 ns	$10^8$ to $10^9$	20	1.91	$-10^{-9}$ to $-10^{-8}$	$10^{-7}$ to $10^{-6}$
<b>C</b> [29]	1 kHz	100 fs	$10^{11}$ to $10^{12}$	21	—	$10^{-13}$	—
<b>D</b> [29]	100 MHz	20 ps	$10^9$ to $10^{10}$	21	—	$-10^{-11}$	—
<b>E</b> [30]	1 kHz	100 fs	$(1.05 \pm 0.4) \times 10^{12}$	5	1.46	$(1.03 \pm 0.4) \times 10^{-13}$	$(4.4 \pm 1.5) \times 10^{-10}$
<b>F</b> [30]	1 kHz	100 fs	$(2.3 \pm 0.8) \times 10^{11}$	8	1.54	$(4 \pm 2) \times 10^{-14}$	$\sim 0$
<b>G</b> [30]	1 kHz	100 fs	$5 \times 10^{11}$	8	1.54	$(4 \pm 2) \times 10^{-13}$	$6.7 \times 10^{-9}$
<b>H</b> [30]	1 kHz	100 fs	$2.15 \times 10^{12}$	8	1.54	$-(2.1 \pm 0.9) \times 10^{-14}$	$3.1 \times 10^{-9}$

از طرفی، Si-nc:SiO<sub>2</sub> ترکیبی از Si-nc و SiO<sub>2</sub> است، بنابراین انتظار می‌رود ضریب شکست خطی آن کمتر از ضریب شکست خطی Si (~ 3.48) بوده و این مقدار با افزایش میزان Si افزایش یابد. این ویژگی در جدول ۷ نشان داده شده است. در طول موج 1550 nm می‌توان از مکانیزم جذب خطی نور در این ماده صرف‌نظر نمود.

#### ۴- تحلیل مودی تمام-موج موجبر شیاری تیغه‌ای در رژیم خطی

سطح مقطع عرضی موجبر شیاری تیغه‌ای با پروفیل ضریب شکست پله‌ای در شکل ۵ نشان داده شده است. این موجبر دارای پنج ناحیه مختلف عایقی بوده و فقط در امتداد  $y$  محدود است. شیاری با ضخامت  $w_S$  و ضریب شکست  $n_S$  بین دو هسته با ضخامت  $w_H$  و ضریب شکست  $n_H$  واقع شده و پوسته و زیرلایه با ضرایب شکست  $n_C$  و  $n_B$  هسته‌ها را احاطه کرده‌اند، به گونه‌ای که  $n_H > n_B \geq n_C$  و  $n_S < n_H$ .



شکل ۵: سطح مقطع موجبر شیاری تیغه‌ای نوری.

موجبر شیاری تیغه‌ای تحلیل شده در این بخش دارای مشخصات  $w_H = 180$  nm،  $n_S = 1.44$ ،  $n_C = 1.44$ ،  $n_B = 1.44$ ،  $n_H = 3.48$  و  $w_S = 50$  nm بوده و قبلاً در [۳۱] شبیه‌سازی شده است. در اینجا با استفاده از فرمولاسیون خط انتقالی [۳۲]، تحلیل‌های مفصل‌تری از این موجبر انجام شده و نتایج بیشتری برای آن ارائه می‌شوند. توجه شود که به دلیل محدودیت‌های ساخت، نمی‌توان

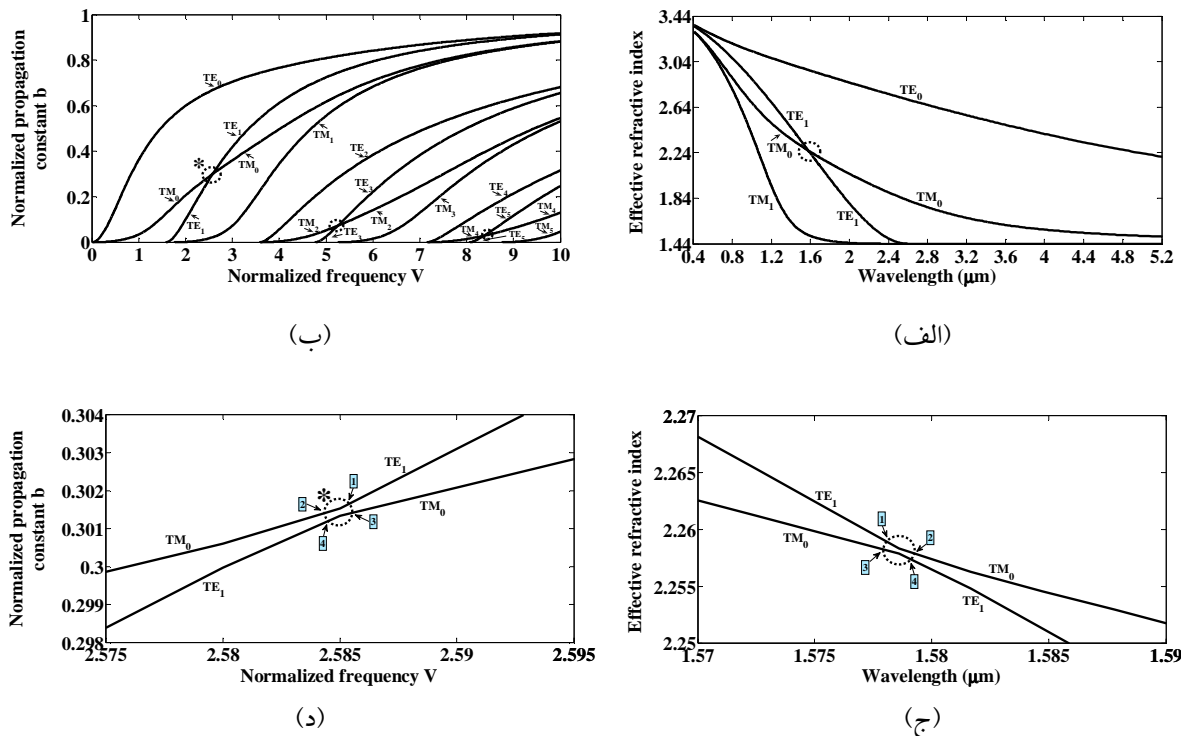
فرض  $n_s = 1$  را در نظر گرفت؛ در واقع، یک ماده با ضریب شکست بزرگتر از ۱ می‌بایست در محل شیار در نظر گرفته شود. منحنی‌های پاشیدگی مدهای TE و TM این موجبر در شکل ۶ نشان داده شده‌اند. این منحنی‌ها به صورت ضریب شکست مؤثر بر حسب طول موج و یا به صورت ثابت انتشار نرمالیزه  $b$  بر حسب فرکانس نرمالیزه  $V$  نمایش داده می‌شوند. این کمیت‌های نرمالیزه عبارتند از:

$$b = (n_{\text{eff}}^2 - n_B^2) / (n_H^2 - n_B^2) \quad (۶)$$

$$V = k_0 w_H \sqrt{n_H^2 - n_B^2} / 2 = \pi w_H \sqrt{n_H^2 - n_B^2} / \lambda \quad (۷)$$

با توجه به محدوده مقادیر  $n_{\text{eff}}$ ، یعنی  $n_B \leq n_{\text{eff}} \leq n_H$ ، داریم:  $0 \leq b \leq 1$ .

مطابق منحنی‌های شکل ۶(ب)، مود غالب  $TE_0$  دارای فرکانس قطع مساوی صفر است. از طرفی، مطابق منحنی‌های شکل ۶(الف) و (ب)، نمودارهای پاشیدگی برخی از مودها در برخی نواحی، بسیار نزدیک به هم بوده ولی مطابق منحنی‌های شکل ۶(ج) و (د)، هرگز همدیگر را قطع نمی‌کنند. در واقع در این نواحی، کوپلینگ بین مدهای TE و TM رخ داده و منجر به تبدیل متقابل این مودها می‌شود. به منظور بررسی دقیق‌تر این پدیده، در شکل ۷ شدت نور نرمالیزه مدهای TE و TM در نقاط ۱ تا ۴ حول ناحیه کوپلینگ نمایش داده شده‌اند.



شکل ۶: نمودارهای پاشیدگی مدهای TE و TM موجبر شیاری تیغه‌ای خطی؛ (الف) ضریب شکست مؤثر بر حسب طول موج، (ب) ثابت انتشار نرمالیزه بر حسب فرکانس نرمالیزه، (ج) نمای نزدیک بخشی از شکل (الف) برای مدهای  $TE_1$  و  $TM_0$  و (د) نمای نزدیک بخشی از شکل (ب) برای مدهای  $TE_1$  و  $TM_0$ .

توزیع شدت نور در سطح مقطع عرضی موجبر به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\text{Intensity}(x, y) = |\mathbf{E}_{t, \text{norm}}(x, y)|^2 \quad (۸)$$

$\mathbf{E}_{t, \text{norm}}(x, y)$  توزیع میدان الکتریکی متعامد نرمالیزه در سطح مقطع عرضی موجبر بوده و عبارتست از:

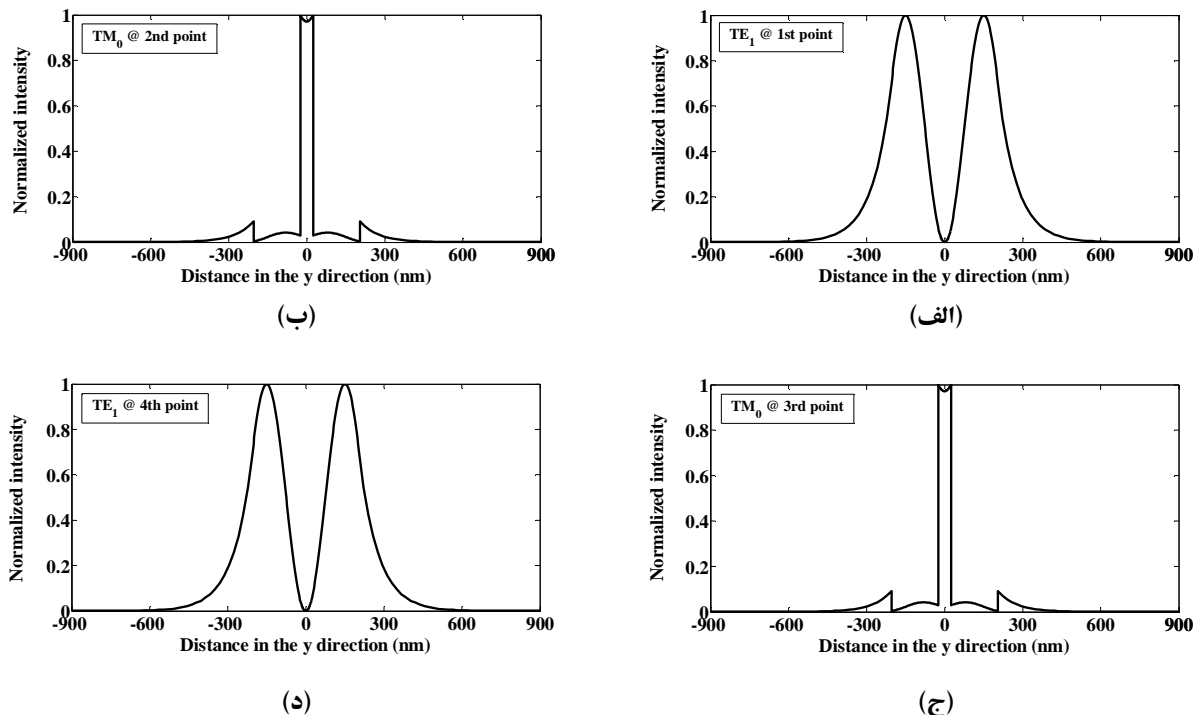
$$\mathbf{E}_{t, \text{norm}}(x, y) = \mathbf{E}_t(x, y) / \max(|\mathbf{E}_t(x, y)|) \quad (۹)$$

$\mathbf{E}_t(x, y)$  نیز توزیع میدان الکتریکی متعامد در سطح مقطع عرضی موجبر بوده و عبارتست از:

$$\mathbf{E}_t(x, y) = E_x(x, y)\hat{x} + E_y(x, y)\hat{y} \quad (۱۰)$$

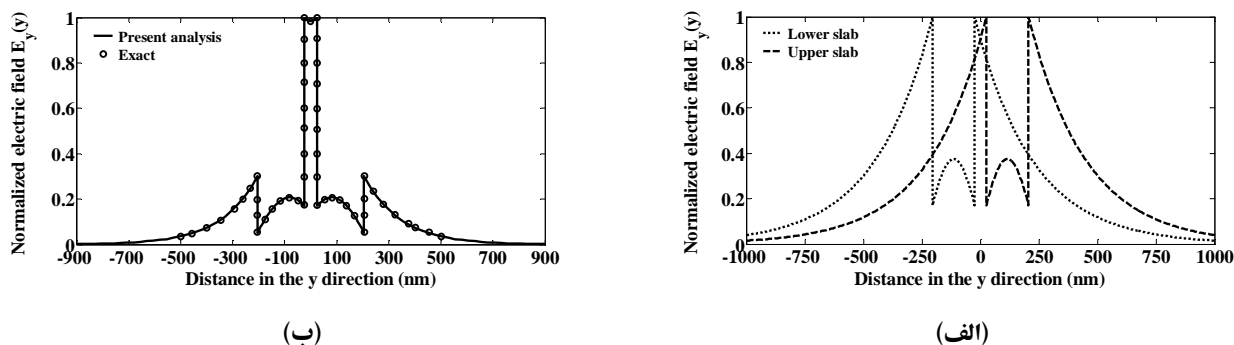
بر طبق منحنی‌های شکل ۷، مود هدایتی در نقاط ۱ و ۴،  $TE_1$  و مود هدایتی در نقاط ۲ و ۳،  $TM_0$  است. بنابراین، در ناحیه محصور بین این نقاط، تبدیل متقابل مودهای TE و TM رخ می‌دهد.

شکل ۴ نشانگر توزیع میدان الکتریکی متعامد نرمالیزه مود  $TM_0$  برای دو موجبر تیغه‌ای یکسان و برای موجبر شیاری تیغه‌ای است. این نتایج نشان می‌دهند که میدان متعامد موجبر شیاری، برآیند میدان‌های متعامد موجبرهای تیغه‌ای تشکیل دهنده آن است.



شکل ۷: شدت نور نرمالیزه مودهای TE و TM موجبر شیاری تیغه‌ای خطی؛ (الف) نقطه ۱، (ب) نقطه ۲، (ج) نقطه ۳ و (د) نقطه ۴ از شکل (ج) و (د).





شکل ۸: توزیع میدان الکتریکی متعامد نرمالیزه مود  $TM_0$  در طول موج  $\lambda_0 = 1550$  nm برای (الف) دو موجر تیغه‌ای یکسان و (ب) موجر 1 SLAB-SLOT. علامت‌های دایروی بیانگر نتایج ارائه شده در [۳۱] هستند.

همپوشانی بخش میرایی میدان‌های موجرهای تیغه‌ای در شیار باریک منجر به محدودشدگی قوی نور در ناحیه با ضریب شکست پایین شده و در نتیجه، یک میدان الکتریکی با دامنه بزرگ در محل شیار نسبت به هسته‌های سیلیکونی تشکیل می‌شود. از طرفی، شکل ۴ (ب) بیانگر توافق کامل بین نتایج حاصل از فرمولاسیون خط انتقالی و نتایج دقیق ارائه شده در [۳۱] است.

## ۵- تحلیل مودی تمام-موج موجر شیاری تیغه‌ای در رژیم غیرخطی

در این بخش، نتایج تحلیل مودی تمام-موج یک موجر شیاری تیغه‌ای غیرخطی با مشخصات  $n_C = 1.46$ ،  $n_B = 1.46$ ،  $n_H = 3.48$  و  $n_S = 1.46$ ،  $n_2 = 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$  و  $w_S = 0 - 100$  nm و  $w_H = 160$  nm در [۳۳] تحلیل شده و مواد بکار رفته در نواحی هسته و شیار آن به ترتیب، Si و  $\text{Si-nc:SiO}_2$  بوده و از  $\text{SiO}_2$  نیز در نواحی پوسته و زیرلایه آن استفاده شده است.

در شکل ۹، نتایج تحلیل مود  $TM_0$  این موجر در طول موج  $\lambda_0 = 1550$  nm با استفاده از فرمولاسیون خط انتقالی نشان داده شده‌اند. مطابق شکل ۹ (الف)، ضریب محدودشدگی توان شیار با افزایش ضخامت آن افزایش یافته و به ازای  $w_S = 100$  nm به حدود ۵۰٪ می‌رسد.

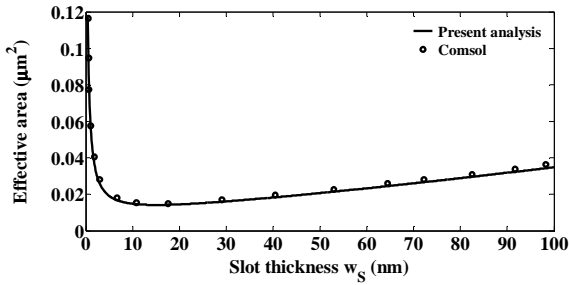
ضریب محدودشدگی توان نوری  $\Gamma$  بیانگر میزان توان نسبی هر یک از نواحی سطح مقطع موجر در مود مطلوب بوده و برای ناحیه فرضی  $\Omega$  عبارتست از [۱ و ۲]:

$$\Gamma_{\Omega} = P_{\Omega} / P_{\text{waveguide}} \quad (11)$$

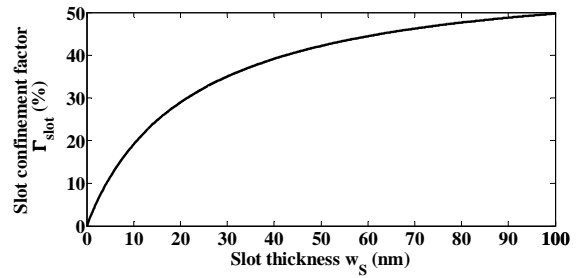
$P_{\text{waveguide}}$  و  $P_{\Omega}$  به ترتیب بیانگر توان نور مود مطلوب در ناحیه  $\Omega$  و کل سطح مقطع موجر بوده و عبارتند از:

$$P_{\Omega} = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \text{Re}[\mathbf{E}_t(x, y) \times \mathbf{H}_t^*(x, y)] \cdot \hat{z} dx dy \quad (12)$$

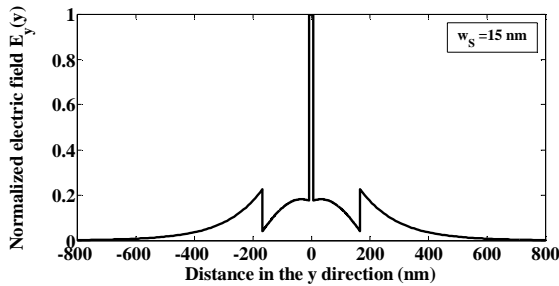
$$P_{\text{waveguide}} = \frac{1}{2} \iint_{\text{waveguide}} \text{Re}[\mathbf{E}_t(x, y) \times \mathbf{H}_t^*(x, y)] \cdot \hat{z} dx dy \quad (13)$$



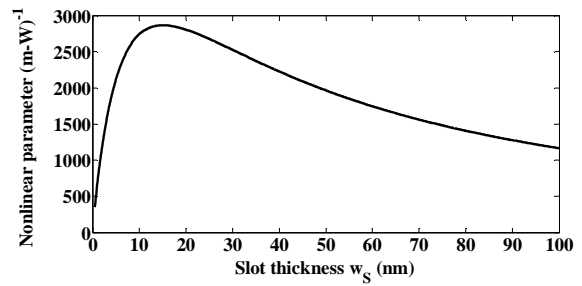
(ب)



(الف)



(د)



(ج)

شکل ۹: (الف) ضریب محدودشدگی توان در ناحیه شیار بر حسب ضخامت شیار؛ (ب) سطح برهمکنش غیرخطی مؤثر بر حسب ضخامت شیار؛ (ج) پارامتر غیرخطی موجبر بر حسب ضخامت شیار؛ (د) توزیع میدان الکتریکی  $E_y$  نرمالیزه به ازای  $w_s = 15 \text{ nm}$ ؛ برای مود  $TM_0$  موجبر شیاری تیغه‌ای غیرخطی به ازای طول  $1 \mu\text{m}$  در جهت  $x$  در طول موج  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$

از طرفی، در موجبرهای غیرخطی از پارامتری به نام سطح مؤثر برهمکنش غیرخطی مرتبه سوم به عنوان اندازه‌ای از سطح فیزیکی اشغال شده توسط مود هدایتی استفاده می‌شود. این پارامتر عبارتست از [۳۳ و ۳۴]:

$$A_{\text{eff}} = \frac{Z_0^2}{n_{\text{NL}}^2} \frac{\left| \iint_{D_{\text{total}}} \text{Re}[\mathbf{E}_t(x, y) \times \mathbf{H}_t^*(x, y)] \cdot \hat{z} dx dy \right|^2}{\iint_{D_{\text{NL}}} |\mathbf{E}_t(x, y)|^4 dx dy} \quad (14)$$

که  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 120\pi = 377 \Omega$  امپدانس ذاتی فضای آزاد،  $n_{NL}$  ضریب شکست خطی ماده غیرخطی،  $D_{total}$  سطح مقطع کلی موجبر و  $D_{NL}$  سطح مقطع ناحیه اشغال شده توسط ماده غیرخطی می‌باشد. همچنین،  $E_t(x,y)$  و  $H_t(x,y)$  مؤلفه‌های متعامد میدان‌های EM در مود مطلوب هستند که در رابطه (۱۰) معرفی شده‌اند.

بنابراین، محاسبه  $A_{eff}$  مستلزم اطلاع از توزیع مودی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی متعامد موجبر نوری و در واقع، اطلاع از پارامترهای ساختاری موجبر، یعنی ابعاد و ضریب شکست نواحی هسته، پوسته، زیرلایه و شیار موجبر است. مطابق شکل ۹(ب)، نتایج حاصل از فرمولاسیون خط انتقالی با نتایج ارائه شده توسط نرم‌افزار Comsol در [۳۳] توافق بسیار خوبی داشته و حداقل  $A_{eff}$  نیز به ازای  $w_s = 15 \text{ nm}$  تحقق یافته است.

به منظور بررسی کمی مشخصات غیرخطی موجبر، علاوه بر  $A_{eff}$  از پارامتر دیگری به نام پارامتر غیرخطی موجبر استفاده می‌شود. این پارامتر عبارتست از [۳۳ و ۳۵]:

$$\gamma_{NL} = k_0 n_2 / A_{eff} \quad (15)$$

که  $k_0 = \omega_0 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi/\lambda_0$  و  $n_2$  به ترتیب عدد موج فضای آزاد و ضریب شکست غیرخطی کر می‌باشند. بدیهی است که مقدار پارامتر غیرخطی موجبر با افزایش  $n_2$  و کاهش پارامترهای  $A_{eff}$  و طول موج  $\lambda_0$  افزایش می‌یابد. مطابق شکل ۹(ج)، حداکثر  $\gamma_{NL}$  نیز به ازای  $w_s = 15 \text{ nm}$  تحقق می‌یابد.

در شکل ۹(الف) منحنی میدان الکتریکی نرمالیزه  $E_y$  موجبر شیاری به ازای ضخامت شیار  $w_s = 15 \text{ nm}$  بر حسب مقادیر مختلف  $y$  رسم شده است. مطابق این شکل، میدان  $E_y$  به شدت در شیار محدود شده و به طور نمایی در پوسته و زیرلایه موجبر، میرا می‌شود.

## ۶- نتیجه‌گیری و بحث

در این مقاله، پس از معرفی اجمالی فوتونیک سیلیکونی، مهمترین پدیده‌های غیرخطی این تکنولوژی پیش‌تاز بررسی شده و سپس، ماده جدید نانومتری Si-nc:SiO<sub>2</sub> که ضمن سازگاری با تکنولوژی ساخت CMOS، دارای ضریب شکست خطی پایین و ضریب شکست غیرخطی کر قابل توجهی است، مورد ارزیابی قرار گرفت. سپس، تحلیل مودی تمام-موج موجبرهای شیاری تیغه‌ای با استفاده از فرمولاسیون خط انتقالی در رژیم‌های خطی و غیرخطی انجام شد. در محل شیار موجبر شیاری غیرخطی از Si-nc:SiO<sub>2</sub> استفاده شد.

مطابق نتایج تحلیل‌های مودی، موجبر شیاری به عنوان جدیدترین نوع موجبرهای نوری دارای دو ویژگی منحصر به فرد است: اولاً، این موجبر دامنه میدان الکتریکی بالا و شدت نور بالایی را در ماده با ضریب شکست پایین ایجاد می‌کند، به گونه‌ای که این سطوح میدان و شدت نور بالا تحت هیچ شرایطی در موجبرهای متداول قابل حصول نیستند. این ویژگی، امکان برهم کنش بسیار مؤثری را بین مود نوری و ماده فعال موجود در شیار فراهم نموده و با استفاده از آن می‌توان سوئیچینگ تمام-نوری، مدولاسیون تمام-نوری و تقویت پارامتریک در مدارات فوتونیک مجتمع را تحقق بخشید. ثانیاً، توسط این موجبر، محدودشدگی شدید میدان الکتریکی در ناحیه نانومتری با ضریب شکست پایین ایجاد می‌شود. بنابراین از موجبر شیاری می‌توان به منظور افزایش شدید حساسیت قطعات فشرده سنسور نوری و یا به منظور بهبود کارآیی پروب‌های نوری میدان نزدیک استفاده کرد.

مقادیر  $\gamma_{NL} = 2866 \text{ (m-W)}^{-1}$  و  $A_{\text{eff}} = 0.0141 \text{ (}\mu\text{m}^2\text{)}$  به ترتیب به عنوان سطح مؤثر برهمکنش غیرخطی مرتبه سوم و پارامتر غیرخطی موجبر شیاری تیغه‌ای به ازای  $w_S = 15 \text{ nm}$ ، نشان می‌دهند که این موجبر از کارآیی غیرخطی بسیار بالایی برخوردار است.

این ویژگی‌های منحصر به فرد موجبرهای شیاری در تحقق شدت نور بالا در محل شیار و امکان استفاده از Si-nc:SiO<sub>2</sub> به عنوان یک ماده غیرخطی قوی در آن ناحیه و همچنین، مناسب بودن خاصیت غیرخطی مرتبه سوم در تحقق قطعات فعال تمام-نوری تمام-سیلیکونی مثل مدولاتور، تقویت‌کننده و لیزر، انگیزه‌ای قوی در انجام تحقیقات گسترده در زمینه‌هایی مرتبط با این موضوعات را فراهم نموده‌اند.

پردازش سیگنال تمام-نوری با استفاده از تکنولوژی فوتونیک سیلیکونی، قادر به ایجاد تحولی عظیم در تحقق اتصالات نوری با پهنای باند وسیع در بوردها و تراشه‌های کامپیوتری است. تکنولوژی نور غیرخطی با سرعت بسیار بالا یک کاندیدای عالی برای دستیابی به این هدف می‌باشد. از طرفی، با استفاده از موجبر شیاری با توانایی محدودشدگی بالا که ناحیه شیاری آن از جنس Si-nc:SiO<sub>2</sub> به عنوان قویترین ماده غیرخطی سازگار با تکنولوژی CMOS است، می‌توان برهمکنش غیرخطی بین نور و ماده را تقویت نمود و از این طریق، کاهش قابل ملاحظه‌ای در بودجه توان ایجاد کرد.

آنچه که مسلم است علی‌رغم وجود زمینه‌های جدید و ابداعات و ابتکارات نو در قطعات فعال و غیرفعال مبتنی بر سایر موجبرها، تحقیقات در زمینه فوتونیک تمام-سیلیکونی مبتنی بر موجبر شیاری به دلیل جدید بودن و مهم‌تر از آن، به دلیل مزایای ویژه‌ای که از ویژگی‌های موجبر شیاری حاصل می‌شود، از جذابیت بیشتری برخوردار است.

## سپاسگزاری

نتایج تحقیقات ارائه شده در این مقاله، بخشی از پروژه‌ای هستند که از حمایت مالی پژوهشگاه فضای مجازی (مرکز تحقیقات مخابرات ایران) برخوردار بوده است. نویسندگان مقاله، مراتب قدردانی خود را از این حمایت مؤثر اعلام می‌دارند.

## مراجع

- [1] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, Fundamentals of Photonics, 2nd edition, John Wiley & Sons, Inc., 2007.
- [2] K. Iizuka, Elements of Photonics, John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [3] G. Lifante, Integrated Photonics: Fundamentals, John Wiley & Sons Ltd, 2003.
- [4] D. A. B. Miller, "Optical interconnects to Silicon CMOS," IEEE, pp. 95-96, 2002.
- [5] R. Soref and J. Lorenzo, "All-silicon active and passive guided-wave components for  $\lambda = 1.3$  and  $1.6 \mu\text{m}$ ," IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-22, No. 6, pp. 873-879, Jun. 1986.
- [6] M. Lipson, "Guiding, Modulating, and Emitting Light on Silicon—Challenges and Opportunities," Journal of Lightwave Technology, Vol. 23, No. 12, pp. 4222-4238, Dec. 2005.
- [7] B. Jalali and S. Fathpour, "Silicon Photonics," Journal of lightwave technology, Vol. 24, No. 12, pp. 4600-4615, Dec. 2006.
- [8] L. Pavesi and G. Guillot, Optical Interconnects—The Silicon Approach, Springer-Verlag

- Berlin Heidelberg, 2006.
- [9] M. L. Calvo and V. Lakshminarayanan, *Optical Waveguides-From Theory to Applied Technologies*, CRC Press, 2007.
- [10] M. Salib, L. Liao, R. Jones, M. Morse, A. Liu, D. Samara-Rubio, D. Alduino, and M. Paniccia, "Silicon photonics," *Intel Technology Journal*, Vol. 8, No. 2, p. 1442, 2004.
- [11] W. Bogaerts, R. Baets, P. Dumon, V. Wiaux, S. Beckx, D. Taillaert, B. Luyssaert, J. Van Campenhout, P. Bienstman, and D. Van Thourhout, "Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 23, No. 1, pp. 401-412, Jan. 2005.
- [12] R. A. Soref, "The Past, Present, and Future of Silicon Photonics," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 12, No.6, pp. 1678-1687, Nov./Dec. 2006.
- [13] B. Jalali, M. Paniccia, and G. Reed, "Silicon Photonics," *IEEE microwave magazine*, Vol. 7, No. 3, pp. 58-68, June 2006.
- [14] M. Lipson, "Guiding, Modulating, and Emitting Light on Silicon—Challenges and Opportunities," *Journal of Lightwave Thechnology*, Vol. 23, No. 12, pp. 4222-4238, Dec. 2005.
- [15] O'Connor and F. Gaffiot, "Advanced Research in On-Chip Optical Interconnects," *Low Power Electronics Design*, 2004.
- [16] R. Dekker, N. Usechak, M. Först, and A. Driessen, "Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides," *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 40, pp. R249-R271, June 2007.
- [17] M. Dinu, F. Quochi, and H. Garcia, "Third-order nonlinearities in silicon at telecom wavelengths," *Applied Physics Letters*, Vol. 82, Issue 18, pp. 2954-2956, May 2003.
- [18] H. Fukuda, K. Yamada, T. Shoji, M. Takahashi, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, J. -I. Takahashi, and S. -I. Itabashi, "Four-wave mixing in silicon wire waveguides," *Optics Express*, Vol. 13, No. 12, pp. 4629-4637, June 2005.
- [19] P. Bettotti, M. Cazzanelli, L. Dal Negro, B. Danese, Z. Gaburro, C. J. Oton, G. Vijaya Prakash, and L. Pavesi, "Silicon nanostructures for photonics," *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol. 14, pp. 8253–8281, Aug. 2002.
- [20] L. Pavesi, Z. Gaburro, L. Dal Negro, P. Bettotti, G. Vijaya Prakash, M. Cazzanelli, and C. J. Oton, "Nanostructured silicon as a photonic material," *Optics and Lasers in Engineering*, Vol. 39, pp. 345–368, 2003.
- [21] Fojtik, J. Valenta, I. Pelant, M. Kalal, and P. Fiala, "On the road to silicon-nanoparticle laser," *Journal of Materials Processing Technology*, Vol. 181, pp. 88-92, 2007.
- [22] N. Daldosso, L. Pavesi, "Nanosilicon photonics," *Laser & Photonics Reviews*, Vol. 3, No. 6, pp. 508-534, June 2009.
- [23] L. Ding, T. P. Chen, Y. Liu, C. Y. Ng, and S. Fung, "Optical properties of silicon nanocrystals embedded in a SiO<sub>2</sub> matrix," *Physical Review B*, Vol. 72, No. 12, pp. 125419-1-125419-7, Sept. 2005.
- [24] M. Zacharias, J. Heitmann, R. Scholz, U. Kahler, M. Schmidt, and J. Blasing, "Size-controlled highly luminescent silicon nanocrystals: A SiO/SiO<sub>2</sub> superlattice approach," *Applied Physics Letters*, Vol. 80, No. 4, pp. 661-663, Jan. 2002.

- [25] T. P. Chen, Y. Liu, M. S. Tse, S. Fung, and G. Dong, "Profile of optical constants of SiO<sub>2</sub> thin films containing Si nanocrystals," *Journal of Applied Physics*, Vol. 95, No. 12, pp. 8481-8483, June 2004.
- [26] M. Sheikh-Bahae, A. A. Said, T.-H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Stryland, "Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. 4, pp. 760-769, April 1990.
- [27] Anopchenko, P. Bettotti, M. Cazzanelli, N. Daldosso, L. Ferraioli, Z. Gaburro, R. Guider, D. Navarro-Urrios, A. Pitanti, S. Prezioso, R. Spano, and L. Pavesi, "Low dimensional silicon to enable silicon photonics," *Highlights on Spectroscopies of Semiconductors and Nanostructures, Conference Proceedings-Italian Physical Society, Editrice Compositori*; 1999, Vol. 94, pp. 231-242, ISSN 1122-1437, Feb. 2007.
- [28] S. Hernandez, P. Pellegrino, A. Martinez, Y. Lebour, B. Garrido, R. Spano, M. Cazzanelli, N. Daldosso, L. Pavesi, E. Jordana, J. M. Fedeli, "Linear and nonlinear optical properties of Si nanocrystals in SiO<sub>2</sub> deposited by plasma-enhanced chemical-vapor deposition," *Journal of Applied Physics*, Vol. 103, pp. 064309-1-064309-6, March 2008.
- [29] Z. Yuan, A. Anopchenko, N. Daldosso, R. Guider, D. Navarro-Urrios, A. Pitanti, R. Spano, and L. Pavesi, "Silicon Nanocrystals as an Enabling Material for Silicon Photonics," *Proceedings of the IEEE*, Vol. 97, No. 7, pp. 1250-1268, July 2009.
- [30] R. Spano, N. Daldosso, M. Cazzanelli, L. Ferraioli, L. Tartara, J. Yu, V. Degiorgio, E. Jordana, J. M. Fedeli, and L. Pavesi, "Bound electronic and free carrier nonlinearities in Silicon nanocrystals at 1550nm," *Optics Express*, Vol. 17, No. 5, pp. 3941-3950, March 2009.
- [31] V. R. Almeida, Q. Xu, C. A. Barrios, and M. Lipson, "Guiding and confining light in void nanostructure," *Optics Letters*, Vol. 29, No. 11, pp. 1209-1211, June 2004.
- [32] A. Habibzadeh-Sharif and M. Soleimani, "Efficient Lanczos-Fourier expansion-based transmission line formulation for full-wave modal analysis of optical waveguides," *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 29, No. 6, pp. 1296-1304, June 2012.
- [33] P. Muellner, M. Wellenzohn, and R. Hainberger, "Nonlinearity of optimized silicon photonic slot waveguides," *Optics Express*, Vol. 17, No. 11, pp. 9282-9287, May 2009.
- [34] C. Koos, L. Jacome, C. Poulton, J. Leuthold, and W. Freude, "Nonlinear silicon-on-insulator waveguides for all-optical signal processing," *Optics Express*, Vol. 15, No. 10, pp. 5976-5990, May 2007.
- [35] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, "Nonlinear silicon photonics," *Nature Photonics*, Vol. 4, pp. 535-544, Aug. 2010.