تحلیل پدیده‌های غیرخطی در فوتونیک سیلیکونی

امیر حبیب‌زاده شریف[۱] و محمد سلیمانی[۲]

[۱] **نویسنده مسئول**، دانشجوی دکترا، دانشکده مهندسی برق، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران، sharif@iust.ac.ir

[۲] 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، $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$ به عنوان ماده‌ای جدید، دارای خاصیت غیرخطی قوی‌تری 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 شیار این موجبر می‌تواند ضمن جای دادن $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$، 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[۱] 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 اربیوم[۲] 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

[1] Photonics
[2] Erbium-Doped Fiber Amplifier (EDFA)

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

سیلیکونی[1] 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 فوتونیکی و میکروالکترونیکی فراهم می‌شود. در سالهای اخیر، نسخه جدید فوتونیک سیلیکونی با عنوان نانوفوتونیک سیلیکونی[2] معرفی شده است که کوچکترین ابعاد عرضی، ضخامتی 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 نانوفوتونیکی فوق فشرده بر روی Si است [۱۱].

تحقق اتصالات نوری با استفاده از تکنولوژی فوتونیک سیلیکونی مستلزم طراحی و ساخت قطعات مختلف فعال[3] و غیرفعال[4] 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 به سزایی 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 $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$ را به عنوان یک ماده غیرخطی قوی سازگار با تکنولوژی فوتونیک سیلیکونی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. سپس در بخش‌های چهارم و پنجم، به‌ترتیب 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، حامل های 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 آکوستواپتیکی، ترمواپتیکی، مگنتواپتیکی، و الکترواپتیکی (بدون عبور جریان الکتریکی از Si) از کارآیی مناسبی در تحقق قطعات فعال تمام-سیلیکونی برخوردار نیستند [۸]. از طرفی، بکارگیری اثر الکترواپتیکی (با عبور جریان الکتریکی

[1] Silicon Photonics
[2] Silicon Nano-Photonics
[3] Active
[4] Passive

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

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[۱]، اثر کِر نوری[۲]، جذب دو-فوتونی[۳]، مخلوط چهارموجی[۴]، پراکندگی برانگیخته رامَن[۵]، پراکندگی برانگیخته بریلوئین[۶]، پراکندگی برانگیخته رایلی[۷] و ترکیب فاز[۸] 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 کِر نوری منجر به بروز پدیده‌های مدولاسیون خود-فاز، مدولاسیون فاز متقاطع[۹] و خودتمرکزی[۱۰] 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 رامَن 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].

[1] Third-harmonic generation (THG)
[2] Optical Kerr Effect
[3] Two-photon absorption (TPA)
[4] Four-wave mixing (FWM)
[5] Stimulated Raman scattering (SRS)
[6] Stimulated Brillouin scattering (SBS)
[7] Stimulated Rayleigh scattering
[8] Phase conjugation (PC)
[9] Cross-phase modulation (XPM)
[10] Self-focusing (SF)

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

۲-۱- اثر جذب دو-فوتونی

با عبور پالس‌های نوری با توان بالا از موجبرهای سیلیکونی، حامل‌های آزاد از طریق فرآیندهای جذب یک-فوتونی[1] یا جذب دو-دو-فوتونی تولید شده و بدین ترتیب، ضریب شکست Si تغییر یافته و امکان کنترل همان پرتو نوری یا پرتو نوری دیگر، فراهم می-شود. پدیده جذب دو-فوتونی موجب ایجاد وابستگی خطی ضریب جذب Si نسبت به شدت میدان نوری می‌شود [۱۶]:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta_{TPA} I \qquad (۱)$$

در این رابطه، پارامترهای I، α_0 و β_{TPA} به ترتیب بیانگر شدت نور بر حسب W/m^2، ضریب جذب خطی بر حسب m^{-1}، و ضریب جذب دو-فوتونی بر حسب m/W هستند. β_{TPA} برای Si از 4×10^{-12} m/W تا 9×10^{-12} m/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]:

$$dI/dz = -\beta_{TPA} I^2 \qquad (۲)$$

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[2] و تغییر ضریب شکست ناشی از حامل آزاد[3] می‌شوند که به آن، اثر پاشیدگی پلاسمایی حامل آزاد[4] 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]:

$$\Delta\alpha_{FCA} = +\left[8.5\times10^{-18}\Delta N_e + 6.0\times10^{-18}\Delta N_h\right] \qquad (۳)$$

$$\Delta n_{FCI} = -\left[8.8\times10^{-22}\Delta N_e + 8.5\times10^{-18}\Delta N_h^{0.8}\right] \qquad (۴)$$

در این روابط، ΔN_e و ΔN_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].

[1] One-photon absorption
[2] Free-carrier absorption (FCA)
[3] Free-carrier index change (FCI)
[4] Free-carrier plasma-dispersion effect

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

۲-۳- اثر کِر نوری

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

$$n(I) = n_0 + n_2 I \qquad (۵)$$

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 4×10^{-18} m^2/W تا 9×10^{-18} m^2/W گزارش شده است [۱۷ و ۱۸]. توانایی پدیده غیرخطی مرتبه سوم به شدت سیگنال‌های نوری در موجبر بستگی دارد. بنابراین پایین بودن تلفات انتشاری موجبرها به منظور بهره‌برداری مؤثر از اثرات غیرخطی، بسیار ضروری است.

۳- سیلیکای دوپینگ‌شده با نانوکریستال‌های سیلیکونی ($Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$)

با استفاده از نانوتکنولوژی می‌توان خواص نوری مواد کریستالی حجیم[1] را با کاهش اندازه آن‌ها به‌طور چشمگیری تغییر داد. اخیراً ماده‌ای با نام سیلیکای دوپینگ‌شده با نانوکریستال‌های سیلیکونی[2] معرفی شده است که از خاصیت غیرخطی قوی‌تری نسبت به Si و 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 $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$ انجام داده [۲۳] و همچنین تأثیر اندازه این نانوکریستال‌ها بر روی پارامترهای نوری و ساختاری $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$ را بررسی نموده‌اند [۲۴].

در جدول ۷ ضرایب شکست خطی و غیرخطی و ضریب جذب غیرخطی چندین نمونه $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$ در طول موج $\lambda_0 = 1550$ nm ارائه شده‌اند. ضریب شکست خطی این ماده با استفاده از روش الیپسومتری اسپکتروسکوپیک [۲۵] و ضرایب شکست و جذب غیرخطی آن توسط تکنیک پیمایش z [۲۶] اندازه‌گیری شده‌اند.

نتایج جدول ۷ نشان می‌دهند که پاسخ غیرخطی $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$ به اندازه یک مرتبه بزرگتر از Si و سه مرتبه بزرگتر از SiO_2 است. پدیده محدودشدگی کوانتومی[3]، 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.

[1] Bulk
[2] $Si\text{-}nc\text{:}SiO_2$
[3] Quantum confinement (QC)

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

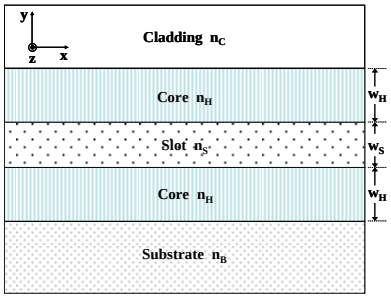
جدول ۷. مشخصات خطی و غیرخطی چندین نمونه $Si\text{-}nc:SiO_2$ در طول موج $\lambda_0 = 1550$ nm.

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

از طرفی، $Si\text{-}nc:SiO_2$ ترکیبی از Si-nc و SiO_2 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.

٤- 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. شیار 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 $n_H = 3.48$، $n_B = 1.44$، $n_C = 1.44$، $n_S = 1.44$، $w_H = 180$ nm 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

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

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.

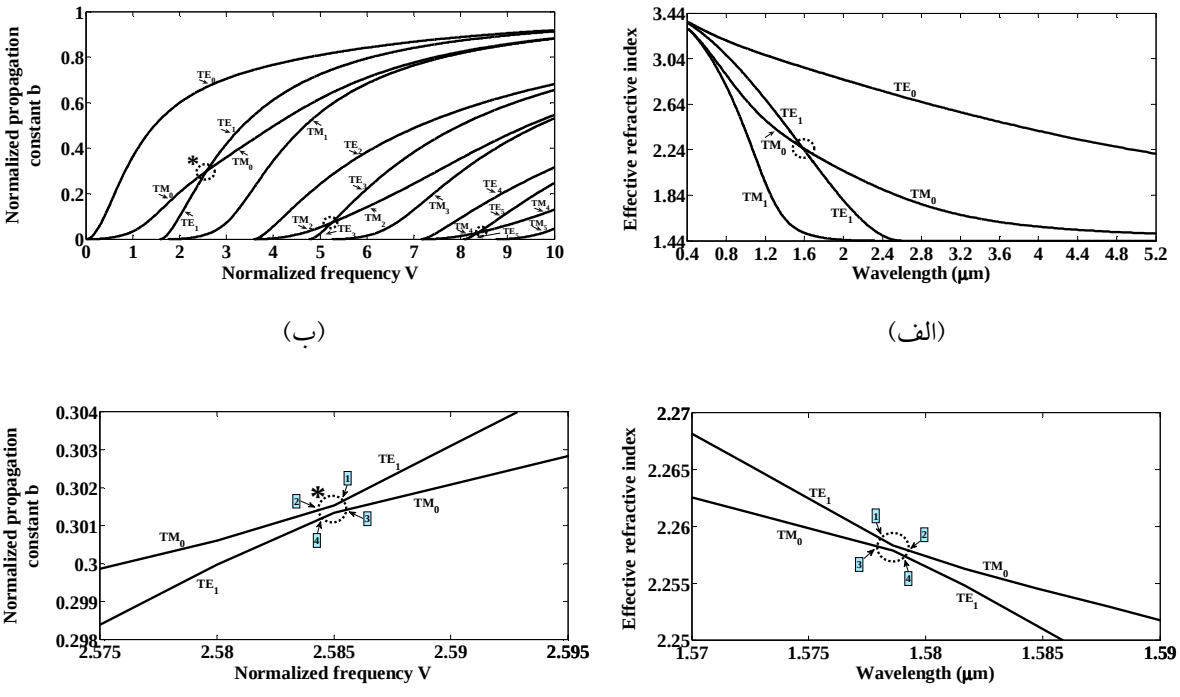
منحنی‌های پاشیدگی مودهای TE و TM این موجبر در شکل ۶ نشان داده شده‌اند. این منحنی‌ها به صورت ضریب شکست مؤثر بر حسب طول موج و یا به صورت ثابت انتشار نرمالیزه b بر حسب فرکانس نرمالیزه V نمایش داده می‌شوند. این کمیت‌های نرمالیزه عبارتند از:

$$b = \left(n_{eff}^2 - n_B^2\right) \Big/ \left(n_H^2 - n_B^2\right) \qquad (۶)$$

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

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

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 مودهای 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 مودهای TE و TM در نقاط ۱ تا ۴ حول ناحیه کوپلینگ نمایش داده شده‌اند.



(ب) (الف)

(د) (ج)

شکل ۶: نمودارهای پاشیدگی مودهای 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 مودهای TE_1 و TM_0 و (د) نمای نزدیک بخشی از شکل (ب) برای مودهای TE_1 و TM_0.

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

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

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

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

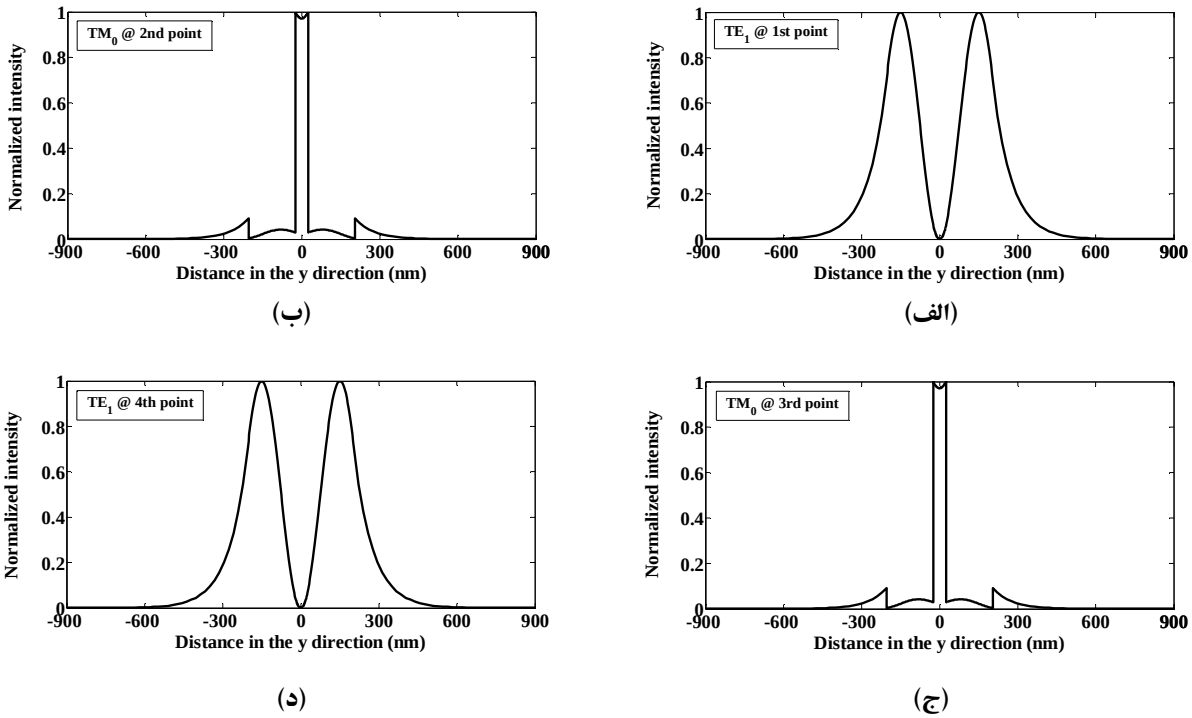
$$\mathbf{E}_{t,norm}(x,y) = \mathbf{E}_t(x,y) \Big/ \max\left(\left|\mathbf{E}_t(x,y)\right|\right) \quad (۹)$$

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

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

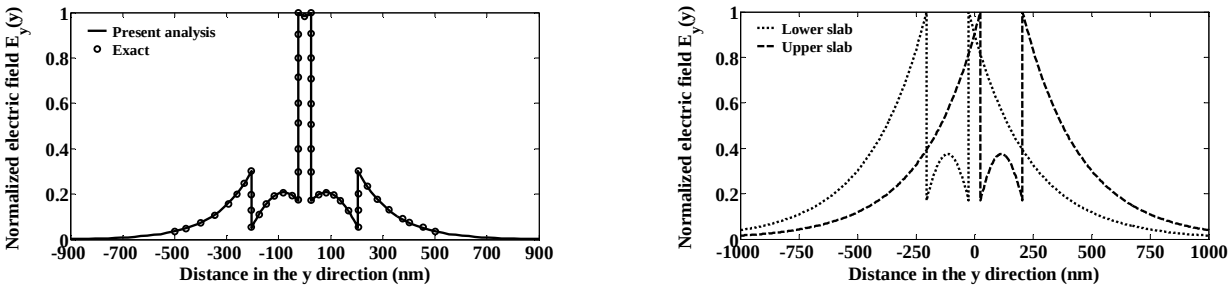
بر طبق منحنی‌های شکل ۷، مود هدایتی در نقاط ۱ و ۴، TE_1 و مود هدایتی در نقاط ۲ و ۳، TM_0 است. بنابراین، در ناحیه محصور بین این نقاط، تبدیل متقابل مودهای TE و TM رخ می‌دهد.

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).

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]



(ب) (الف)

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

همپوشانی بخش میرایی میدان‌های موجبرهای 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 موجبر شیاری تیغه‌ای در رژیم غیرخطی

در این بخش، نتایج تحلیل مودی تمام-موج یک موجبر شیاری تیغه‌ای غیرخطی با مشخصات $n_H = 3.48$، $n_B = 1.46$، $n_C = 1.46$، $n_S = 1.46$، $n_2 = 10^{-17}$ m^2/W، $w_H = 160$ nm و $w_S = 0 - 100$ nm ارائه می‌شوند. این موجبر قبلاً در [۳۳] تحلیل شده و مواد بکار رفته در نواحی هسته و شیار آن به ترتیب، Si و Si-nc:SiO_2 بوده و از SiO_2 نیز در نواحی پوسته و زیرلایه آن استفاده شده است.

در شکل ۹، نتایج تحلیل مود TM_0 این موجبر 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 Γ بیانگر میزان توان نسبی هر یک از نواحی سطح مقطع موجبر در مود مطلوب بوده و برای ناحیه فرضی Ω عبارتست از [۱ و ۲]:

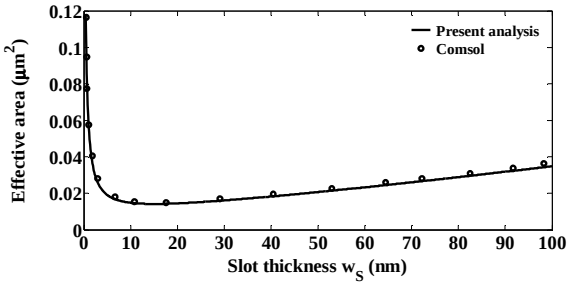
$$\Gamma_\Omega = P_\Omega / P_{waveguide} \qquad (۱۱)$$

P_Ω و $P_{waveguide}$ به ترتیب بیانگر توان نور مود مطلوب در ناحیه Ω و کل سطح مقطع موجبر بوده و عبارتند از:

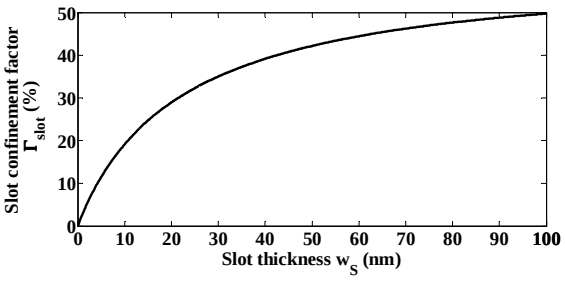
[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

$$P_{\Omega} = \frac{1}{2}\iint_{\Omega} \mathrm{Re}\left[\mathbf{E}_t(x,y)\times\mathbf{H}_t^{*}(x,y)\right]\cdot\hat{z}\,dxdy \qquad (۱۲)$$

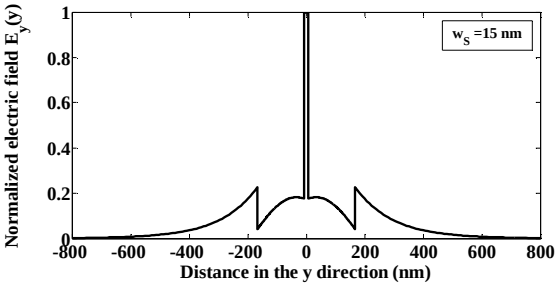
$$P_{waveguide} = \frac{1}{2}\iint_{waveguide} \mathrm{Re}\left[\mathbf{E}_t(x,y)\times\mathbf{H}_t^{*}(x,y)\right]\cdot\hat{z}\,dxdy \qquad (۱۳)$$



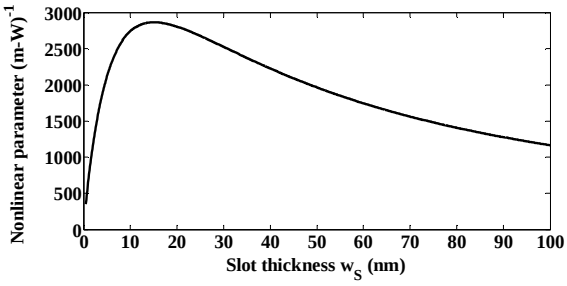
(ب)



(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 $w_S = 15$ nm؛ برای مود TM_0 موجبر شیاری تیغه‌ای غیرخطی به ازای طول 1 μm در جهت x در طول موج $\lambda_0 = 1550$ 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]:

$$A_{eff} = \frac{Z_0^2}{n_{NL}^2}\frac{\left|\iint_{D_{total}} \mathrm{Re}\left[\mathbf{E}_t(x,y)\times\mathbf{H}_t^{*}(x,y)\right]\cdot\hat{z}\,dxdy\right|^2}{\iint_{D_{NL}}\left|\mathbf{E}_t(x,y)\right|^4 dxdy} \qquad (۱۴)$$

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

که $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} = 120\pi \simeq 377\,\Omega$ 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، $\mathbf{E}_t(x,y)$ و $\mathbf{H}_t(x,y)$ 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 $w_S = 15$ 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]:

$$\gamma_{NL} = k_0 n_2 / A_{eff} \qquad (۱۵)$$

که $k_0 = \omega_0\sqrt{\mu_0\varepsilon_0} = 2\pi/\lambda_0$ و n_2، به ترتیب عدد موج فضای آزاد و ضریب شکست غیرخطی کِر می‌باشند. بدیهی است که مقدار پارامتر غیرخطی موجبر با افزایش n_2 و کاهش پارامترهای A_{eff} و طول موج λ_0 افزایش می‌یابد. مطابق شکل ۹(ج)، حداکثر γ_{NL} نیز به ازای $w_S = 15$ nm تحقق می‌یابد.

در شکل ۹(الف) منحنی میدان الکتریکی نرمالیزه E_y موجبر شیاری به ازای ضخامت شیار $w_S = 15$ 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.

٦- 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_2 که ضمن سازگاری با تکنولوژی ساخت CMOS، دارای ضریب شکست خطی پایین و ضریب شکست غیرخطی کِر 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_2 استفاده شد.

مطابق نتایج تحلیل‌های مودی، موجبر شیاری به عنوان جدیدترین نوع موجبرهای نوری دارای دو ویژگی منحصربه‌فرد است: اولاً، این موجبر دامنه میدان الکتریکی بالا و شدت نور بالایی را در ماده با ضریب شکست پایین ایجاد می‌کند، به‌گونه‌ای که این سطوح میدان و شدت نور بالا تحت هیچ شرایطی در موجبرهای متداول قابل حصول نیستند. این ویژگی، امکان برهم‌کنش 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.

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

مقادیر $A_{eff} = 0.0141\ (\mu m^2)$ و $\gamma_{NL} = 2866\ (m\text{-}W)^{-1}$ به‌ترتیب به عنوان سطح مؤثر برهمکنش غیرخطی مرتبه سوم و پارامتر غیرخطی موجبر شیاری تیغه‌ای به ازای $w_S = 15$ 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 $Si\text{-}nc:SiO_2$ 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 $Si\text{-}nc:SiO_2$ 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 λ = 1.3 and 1.6 μm,” 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 Thechnology, 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

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

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 SiO2 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/SiO2 superlattice approach,” Applied Physics Letters, Vol. 80, No. 4, pp. 661-663, Jan. 2002.

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]

[25] T. P. Chen, Y. Liu, M. S. Tse, S. Fung, and G. Dong, “Profile of optical constants of SiO2 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 . V. 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 SiO2 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.

[Downloaded from journals.sut.ac.ir on 2024-04-20]
[DOR: 20.1001.1.23223146.1392.1.2.5.3]