

ORIGINAL ARTICLE

Modeling of Silicon Nitride Inverse Linear Tapered Optical Waveguide in Photonic Integrated Circuits

Zeinab Hajijamali-Arani^{1*}, Tymaz Fatolahi-Khalkhali²

1 Ph.D., Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran.

2 Assistant Professor, Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran.

Correspondence

Zeinab Hajijamali-Arani

Email: zhajijamali@aeoi.org.ir

How to cite

Hajijamali-Arani, Z. Fatolahi-Khalkhali, T. (2026). Modeling of Silicon Nitride Inverse Linear Tapered Optical Waveguide in Photonic Integrated Circuits, Optoelectronic, 8(2), 19-28.

ABSTRACT

In this research, the photonic structure of an inverse linear tapered waveguide made of silicon nitride is investigated. This structure serves as a connector between a few micron-sized waveguides and sub-micrometer waveguides in photonic integrated circuits. Since the propagation of electromagnetic modes in the structure of waveguides, especially in tapered waveguides, depends on the shape, dimensions, and material of the waveguide, the investigations of various aspects of the mentioned geometric structure analyzed. The distribution of electromagnetic field for guided modes in this structure also studied. Considering the importance of the transmission spectrum of a waveguide for the design of integrated photonic circuits, this will be simulated using the three-dimensional finite-difference time-domain (FDTD) method. Among the selected single-mode structures, an optimized structure with improved efficiency obtained. This structure has a length of 100 μm , an output width of 1 μm , and an input width of 0.3 μm .

KEYWORDS

Tapered Waveguide, Geometric Structure, 3D FDTD Method, Electromagnetic Modes.

فصلنامه علمی
اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

مدل سازی موجبر نوری نازک شده خطی معکوس از جنس نیتريد سيليكون در مدارهای مجتمع نوری

زینب حاجی جمالی آرانی^{۱*}، تایماز فتح الهی خلخالی^۲

چکیده

در این مقاله، به طراحی ساختار نوری موجبر نازک شده خطی معکوس ساخته شده از نیتريد سيليكون به عنوان متصل کننده موجبرهای چند میکرونی با موجبرهای چند دهم میکرونی در مدارهای مجتمع نوری پرداخته شده است. از آنجا که نحوه انتشار مدهای الکترومغناطیسی در ساختار موجبرها و به ویژه در موجبر نوری نازک شده، وابسته به عوامل مختلفی از جمله شکل و ابعاد و جنس موجبر است، تاثیر جنبه های مختلف ساختار هندسی موجبر طراحی شده، تجزیه و تحلیل شد و توزیع فضایی میدان الکترومغناطیسی مدهای هدایت شده در این ساختار نیز بررسی شد. با توجه به اهمیت میزان طیف عبوری در یک موجبر برای طراحی مدارهای مجتمع نوری در کامپیوترهای کوانتومی، این طیف با استفاده از محاسبات عددی با روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) سه بعدی، شبیه سازی شد و ساختار مناسب پیشنهادی با بازده بهتر از میان ساختارهایی تک مدی با ابعاد میکرونی، برای استفاده در کامپیوتر کوانتومی، ساختاری با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ است.

واژه های کلیدی

موجبر نازک شده، ساختار هندسی، روش تفاضل محدود در حوزه زمان سه بعدی، توزیع فضایی مدهای الکترومغناطیسی.

۱ دکتر، فیزیک اتمی و مولکولی، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران.
۲ استادیار، فیزیک جامد، پژوهشکده فوتونیک و فناوری های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران.

نویسنده مسئول:

زینب حاجی جمالی آرانی

رایانامه: zhajijamali@aeoi.org.ir

استناد به این مقاله:

زینب حاجی جمالی آرانی، تایماز فتح الهی خلخالی (۱۴۰۴). مدل سازی موجبر نوری نازک شده خطی معکوس از جنس نیتريد سيليكون در مدارهای مجتمع نوری. فصلنامه علمی اپتوالکترونیک، ۸(۳)، ۱۹-۲۸.

مقدمه

با توسعه مدارهای مجتمع نوری جهت استفاده در کامپیوترهای کوانتومی بر پایه فوتونیک، کوچک سازی در ابعاد، میزان بازدهی بالا، تلفات کم اجزای تراشه و چگونگی اتصال موثر و مفید موجبرهای نوری با سطح مقطع های متفاوت موضوع مهمی است و نظر محققان را به خود جلب کرده است؛ چنان که موجبرهای نازک شده در این زمینه می توانند عامل کلیدی در بهبود بازده انتقال امواج الکترومغناطیسی باشند. بنابراین، انتخاب موجبر نازک شده مناسب برای انتقال موثر مد نوری بین موجبرهای نوری میکرونی روی تراشه و بالعکس به دلیل واکنش متقابل آنها نسبت به یکدیگر و تا حدودی تفاوت هندسی و ساختاری آنها، چالشی با اهمیت است.

واضح است که مدهای الکترومغناطیسی که در انواع مختلف موجبرها؛ اعم از موجبرهای پلاسمایی و یا موجبرهای فوتونیکی منتشر می شوند [۱-۷]، در درجه اول با شکل و ابعاد و جنس موجبر تعیین می شوند و ابعاد موجبر بر انتشار مدهای الکتریکی عرضی (TE) و مغناطیسی عرضی (TM) تأثیر می گذارد و ثابت انتشار k نیز برای هر مد متفاوت است. موجبرهای نازک شده خطی، ساختار متصل کننده طویل برای انتقال امواج الکترومغناطیسی هستند که به تدریج به سمت یک انتها باریک تر یا پهن تر می شوند که جنبه های مختلف ساختار هندسی برای پژوهشگران قابل توجه هستند. این موجبرها را می توان متناسب با اندازه طول نازک شده در دو دسته تقسیم بندی نمود: موجبرهای نازک شده بی دررو (با طول نازک شده حدود $50 \mu\text{m}$ و بیشتر)؛ موجبرهای نازک شده غیر بی دررو یا فشرده (با طول نازک شده کمتر از $50 \mu\text{m}$) [۱۸]. موجبر نازک شده بی دررو خطی باید به اندازه کافی طولانی شود تا امواج الکترومغناطیسی تک مد در هنگام عبور از آن، تک مدی بودن خود را حفظ نمایند و به عبارت دیگر موجبر به صورت بی دررو امواج را منتشر نماید [۸-۹]، چنان که در ادامه بیشتر به آن پرداخته می شود.

به عنوان نمونه می توان بیان کرد که در طی سالیان اخیر افراد مختلفی در یک شرکت فناوری اطلاعات با نام IMEC به بررسی انواع ساختارهای مختلف برای موجبر نازک شده فشرده پرداخته اند. در سال ۲۰۰۴، لویسرت و همکارانش [۱۰]، موجبر نازک شده فشرده مسطح و در سال ۲۰۱۱، ون آکولین و همکارانش [۱۱]، موجبر نازک شده فشرده متمرکزکننده به کمک عدسی و ورمولن و همکارانش [۱۲]، نیز موجبر نازک شده فشرده ناپیوسته را در سال ۲۰۱۰ بررسی نموده اند. ساختارهای موجبر نازک شده با سطوح جانبی خطی [۱۳-۱۴]

[۱۴، ۱۹] و غیرخطی [۱۵-۱۸، ۲۰]، در کاربردهای متفاوتی برای دستیابی به عملکرد بهتر وجود دارد. این طرح های مختلف می توانند به نحوی امکان فرآیندهای مختلف ساخت و همچنین کنترل ویژگی های مدی موجبر نازک شده نوری را فراهم کنند و در کاربردهای متفاوت از آنها بهره برده شود. واضح است که در استفاده از این ساختارها، میزان بازدهی و سادگی و کم هزینه بودن مراحل ساخت از اهمیت ویژه ای برخوردار است که از میان آنها، موجبرها با ساختار جانبی غیرخطی، علاوه بر اینکه امکان فراهم کردن شرایط بی دررو و انتشار امواج تک مدی را ندارند، به دلیل پیچیدگی ساخت نیز نمی توانند گزینه های مناسبی برای استفاده در کامپیوترهای کوانتومی باشند [۳۰].

در طراحی موجبر نازک شده، علاوه بر تنوع در ساختار هندسی می توان از بسترهای متنوع فناوری فوتونیک سیلیکونی بهره برد. چند مورد از این ساختارها شامل انواع مختلف سیلیکون- عایق، نیتريدسیلیکون- عایق، ژرمانیوم- عایق، ژرمانیوم-سیلیکون و نیتريد سیلیکون - سیلیکون است. از آنجایی که همه این بسترهای ذکر شده، در مدارهای مجتمع های نوری یکپارچه متراکم با زیرساخت های پردازش نیمه رسانا اکسید فلزی مکمل قابل استفاده هستند، می توان آن ها را به عنوان بسترهای مختلف فوتونیک سیلیکونی در نظر گرفت [۲۱]. از طرف دیگر، از آنجا که طول موج های کمتر از $1 \mu\text{m}$ که مربوط به فاصله باند سیلیکون هستند، طول موج های پایین تر از شفافیت سیلیکون روی عایق هستند؛ لذا سیلیکون روی عایق یک سیستم مناسب و بادوام برای استفاده در طول موج های مرئی و بسیار نزدیک مادون قرمز نیست. با این حال، با الهام از موفقیت سیلیکون روی عایق، در سال های اخیر علاقه فزاینده ای برای گسترش دامنه طول موج فوتونیک سیلیکون به حوزه مرئی با استفاده از نیتريد سیلیکون به عنوان ماده موجبر وجود دارد [۲۱]. دستگاه های فوتونیک نیتريد سیلیکون یکپارچه برای اولین بار در دهه ۱۹۹۰ نشان داده شدند [۲۲] و در دو دهه اخیر، توسعه فوتونیک نیتريد سیلیکون به یک هم افزایی از تلفات کم موجبر (در مقایسه با موجبرهای سیلیکونی یا III-V) و فشرده گی (در مقایسه با مدارهای موج نور مسطح دی اکسیدسیلیکون) دست یافته است که برای طیف گسترده ای از کاربردها مناسب است [۳۱]. از نظر ترمودینامیکی Si_3N_4 از پایدارترین نیتريد های سیلیسیم است و از نظر اقتصادی نیز از به صرفه ترین نیتريد های سیلیسیم است.

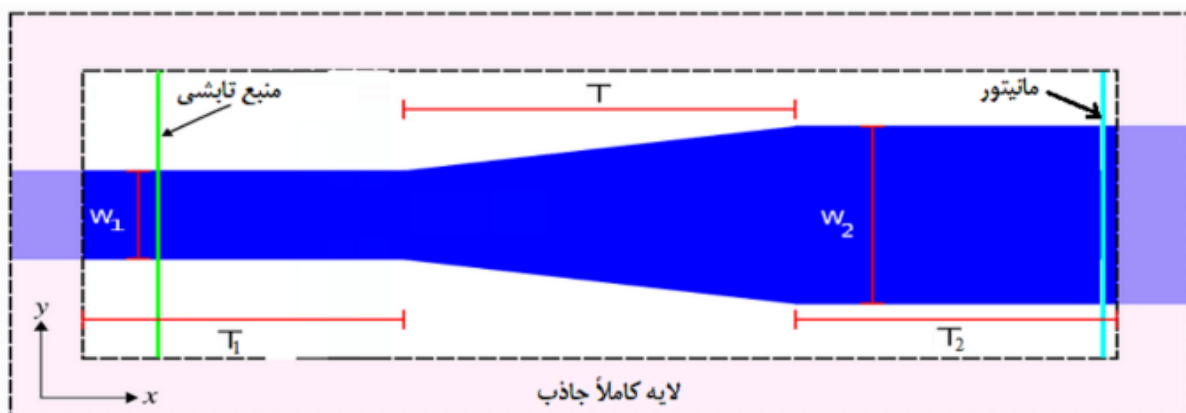
شایان ذکر است که موجبر نازک شده، به عنوان یک ساختار متصل کننده طویل برای انتقال امواج الکترومغناطیسی که به تدریج به سمت یک انتها باریک تر یا پهن تر می شود، رایج ترین

ساختار موجبر نازک‌شده معکوس

طرح موجبر نازک‌شده خطی معکوس پیشنهادی، یک موجبر نواری از جنس نیتريد سيليكون است که به سمت انتها پهن می‌شود و توسط روکش بالایی و پایینی دی‌اکسیدسیلیکون پوشانده شده است. زیر لایه ساختار نیز سیلیکون است. با انتخاب مناسب، عرض موجبر از نوک w_1 به w_2 مخروطی می‌شود در حالی که طول آن T است تا این پهن‌شدگی بی‌دررو (که به آرامی صورت می‌پذیرد) در اتصال از یک موجبر به موجبر دیگر، مانع وارد شدن تنش ناگهانی به امواج الکترومغناطیسی شده و بنابراین تطابق فازی بین مد سیستم و مد موجبر ایجاد کند. هنگامی که نور بین موجبرهای نوری در یک مدار مجتمع فوتونیک جفت می‌شود؛ مطلوب است که به یک موجبر تک‌مدی متصل شود. اگر جفت‌شدگی بین دو موجبر نوری تک‌مدی در نظر گرفته شود، مدها در هر دو موجبر باید هم در فضای واقعی و هم در فضای تکانه مطابقت داشته باشند. تطبیق فضای واقعی به این معنی است که توزیع فضایی یک موجبر باید به پروفایل مد موجبر دیگر تبدیل شود، به طوری که انتگرال همپوشانی به حداکثر برسد. اگر همپوشانی مدی خوب نباشد، منجر به اتصال به مدهای تابش غیر

راحل برای جفت‌شدگی در مدارهای مجتمع فوتونیک و به طور ویژه در زمینه کامپیوترهای کوانتومی توسط شرکت زانادا^۱ مورد توجه قرار گرفته است [۳۰]. معمولاً موجبر نازک‌شده را بر اساس نحوه قرارگیری در مدار مجتمع فوتونیک به صورت نازک‌شده مثبت و موجبر نازک‌شده معکوس نام‌گذاری می‌کنند. هنگامی که موجبر به تدریج به سمت انتها باریک‌تر شود را موجبر نازک‌شده مثبت و موجبر نازک‌شده که به تدریج به سمت انتها پهن‌تر شود را موجبر نازک‌شده منفی یا معکوس می‌نامند و آنچه که در ادامه بررسی می‌شود، موجبر نازک‌شده معکوس است.

در این پژوهش ابتدا ساختار جدیدی از موجبر نازک‌شده معکوس از جنس نیتريد سيليكون جهت اتصال بین موجبرهای فوتونیک با سطوح مقطع متفاوت در مدارهای مجتمع فوتونیک ارائه می‌شود و در ادامه، ساختار با اتصال موجبرهای تک‌مدی به دو طرف آن، بهینه می‌شود. الگوهای میدان برای انتشار نور در موجبر نازک‌شده جهت دستیابی به ساختار موجبری با الگوی میدان تک‌مدی به ازای پارامترهای مختلف، با استفاده از شبیه‌سازی سه‌بعدی روش تفاضل محدود در حوزه زمان، تجزیه و تحلیل شده است. پس از دستیابی به ساختارهای موجبر



شکل ۱. طرح موجبر نازک‌شده پیشنهادی از جنس نیتريد سيليكون به طول T ، عرض ورودی w_1 و عرض خروجی w_2 متصل‌شده به موجبرهایی به طول T_1 و T_2 در ورودی و خروجی و محصورشده با لایه کاملاً جاذب در ناحیه مرزی

هدایت‌شونده می‌شود، یا اگر یکی از موجبرها چندمدی باشد، منجر به اتصال به مدهای هدایت ناخواسته می‌شود که می‌تواند باعث تداخل و ضربان مد در مدار شود [۲۴]؛ زیرا این موجبرها معمولاً باید نه تنها اندازه مد نوری، بلکه شکل مد را نیز تغییر دهند تا اتصال بین دو موجبر مختلف را بهینه کنند. از این رو به دو طرف موجبر مفروض، موجبرهای تک‌مدی افزوده می‌شود. مقطع موجبر پیشنهادی در شکل ۱، نمایش داده شده است.

از آنجایی که در این ساختار، شبیه‌سازی نحوه انتشار مدهای الکترومغناطیسی مورد نظر است؛ لذا از لایه کاملاً

رضایت‌بخش، میزان طیف عبوری ساختارها با انجام محاسبات عددی دقیق محاسبه شده و از میان آنها، بهترین ساختار با بازدهی بالاتر برای استفاده در کامپیوتر کوانتومی پیشنهاد می‌شود. با این نتایج می‌توان موجبر نازک‌شده خطی معکوس از جنس نیتريد سيليكون و در ابعادی که امواج را با شرایط تک‌مدی بودن در ساختار منتشر می‌نماید، را مدل‌سازی نمود.

۱ Xanadu: (مجموعه‌ای کانادایی واقع در شهر تورنتو که از سال ۲۰۱۶ سرمایه‌گذاری قابل‌ملاحظه‌ای را در زمینه ساخت کامپیوترهای کوانتومی انجام داده است).

$$\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (4)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \quad (5)$$

برای حل معادلات فوق از روش تفاضل محدود در حوزه زمان با استفاده از نرم افزار Meep^۲، می توان از الگوریتم ارائه شده برای این روش توسط Yee بهره برد [۲۷-۲۸]. در این روش پس از گسسته سازی فضایی و زمانی معادلات ماکسول، مقادیر میدان ها را می توان با استفاده از معادلات گسسته ماکسول از روی مقادیر قبلی آنها و تکرار این مرحله تا زمان نهایی شبیه سازی و دستیابی به تابع خروجی مورد نظر محاسبه نمود. پس از انجام محاسبات، الگوهای میدان در مد TE به صورت معادلات رابطه (۶) حاصل می شوند، که در آنها، بالانویس n برای زمان و پارامترهای i و j برای مکان به کار می روند.

به منظور طراحی مناسب موجبر نازک شده پیشنهادی، تحلیل دقیقی از مدهای هدایت شونده در موجبر نازک شده معکوس با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه زمان^۳ (FDTD) برای محاسبه نمایه های میدان مدهای هدایت شده استفاده می شود؛ لذا الگوهای میدان، برای انتشار نور در موجبر نازک شده پیشنهادی، تحلیل شده و از روی الگوهای توزیع میدان رسم شده، ساختار موجبری با الگوی میدان تک مدی قابل دستیابی است.

در شکل ۲، با استفاده از نرم افزار Meep برشی از موجبر نازک شده در صفحه x که نمایش دهنده لایه های مختلف به کار رفته در ساختار پیشنهادی است (موجبر نازک شده از جنس نیتريد سیلیکون محصور شده توسط روکش بالایی و پایینی دی اکسید سیلیکون و زیر لایه ای از سیلیکون) را به خوبی نشان می دهد.

جاذب^۱ در ناحیه مرزی استفاده می شود تا مرز، ناحیه حل عددی را به صورت مصنوعی تا بی نهایت به عقب می راند و موج بدون انعکاس از مرز خارج می شود. همچنین، مد قطبشی TE با توزیع میدان مغناطیسی H_z در ساختار به عنوان مد اصلی بررسی می شود [۲۳].

معادلات ماکروسکوپی ماکسول، نقطه شروع در تحلیل این ساختار فوتونیکی از موجبر نازک شده و همچنین نحوه انتشار امواج الکترومغناطیسی در آن هستند [۲۵-۲۶]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho, \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} \quad (2)$$

که E و H به ترتیب میدان های الکتریکی و مغناطیسی، D، B بردار جابه جایی الکتریکی و القای مغناطیسی، ρ و J نیز چگالی بار الکتریکی آزاد و چگالی جریان هستند. در محاسبات حوزه زمان، معمولاً مسئله مقدار اولیه حل می شود که در آن میدان ها و جریان ها برای $t < 0$ صفر هستند و سپس مقادیر غیر صفر در پاسخ به برخی از جریان های $J(x, t)$ تکامل می یابند. برای حل ریاضی معادلات فوق از روش میدان مختلط استفاده می شود و قسمت حقیقی عبارت، معرف میدان های فیزیکی است. بنابراین می توان یک مد هارمونیک را به صورت حاصل ضرب یک میدان معین در یک تابع نمایی مختلط نوشت. دو معادله کرل در روابط (۱) و (۲)، میدان های E و H را به هم مربوط می کنند. می توان دو معادله را با هم ادغام نمود و معادله موج مربوط به مدهای هدایت شونده در موجبر نازک شده معکوس را به دست آورد.

اگر فرض شود که انتشار در صفحه x-y قرار دارد و میدان مغناطیسی تنها دارای مولفه z باشد؛ در واقع فقط قطبش مغناطیسی مد در نظر گرفته شده است. در نتیجه، از مجموعه

$$\begin{aligned} E_x^{n+1/2}(i, j+1/2) &= E_x^{n-1/2}(i, j+1/2) - \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon(i, j+1/2)} \left[\frac{H_z^n(i, j+1) - H_z^n(i, j)}{\Delta y} \right] \\ E_y^{n+1/2}(i+1/2, j) &= E_y^{n-1/2}(i+1/2, j) + \frac{\Delta t}{\epsilon_0 \epsilon(i, j+1/2)} \left[\frac{H_z^n(i+1, j) - H_z^n(i, j)}{\Delta x} \right] \\ H_z^{n+1}(i, j) &= H_z^{n-1/2}(i, j) + \frac{\Delta t}{\mu_0} \times \left[\frac{E_y^{n+1/2}(i+1/2, j) - E_y^{n+1/2}(i-1/2, j)}{\Delta x} - \frac{E_x^{n+1/2}(i, j+1/2) - E_x^{n+1/2}(i, j-1/2)}{\Delta y} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

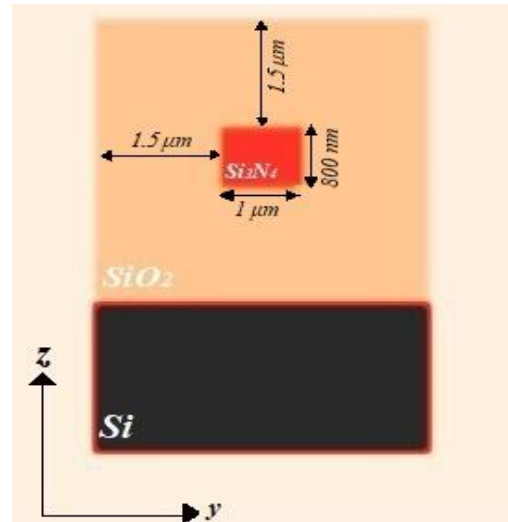
شش معادله نرده ای حاصل از روابط (۱) و (۲)، فقط سه معادله (۳)، (۴) و (۵)، جهت توصیف قطبش مد TE، مورد نیاز است که این روابط به صورت زیر در قطبش مد TE بیان می شوند:

$$-\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad (3)$$

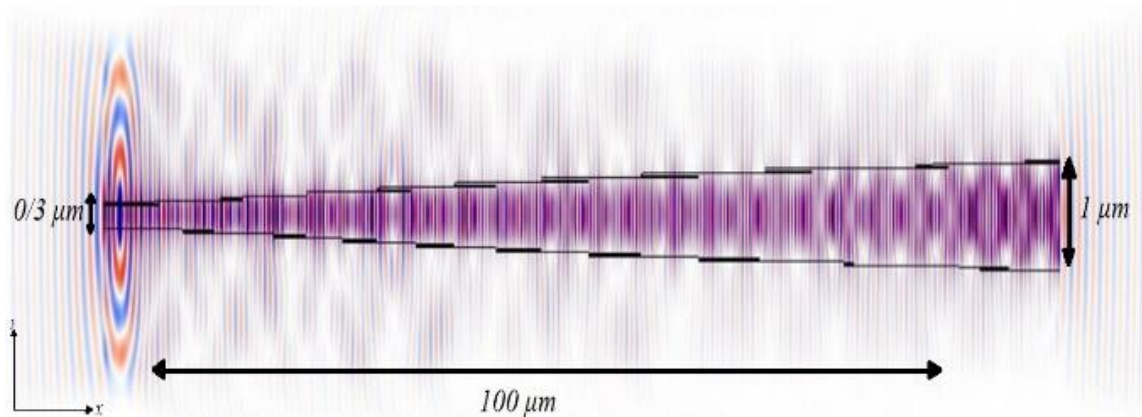
^۲ توسط محققین دانشگاه (MIT) Massachusetts Institute of Technology طراحی شده است.

نتایج و بحث

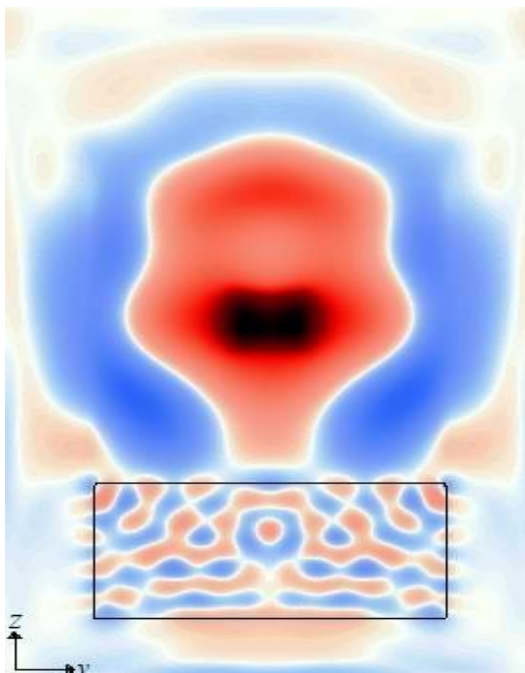
الگوهای مدهای الکترومغناطیسی با استفاده از شبیه‌سازی ۳ بعدی FDTD، منطبق با ساختار موجبر نازک‌شده با ابعاد هندسی مختلف ذکرشده در جدول ۱ به تفکیک مورد، بررسی شد. در برشی از موجبر نازک‌شده در صفحه z ، نمایی از توزیع میدان مد انتشاری TE در سراسر طول موجبر نازک‌شده با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$ ، در شکل ۳ قابل مشاهده است؛ در حالی که نمایه‌های توزیع مدهای انتشاری در انتهای موجبر نازک‌شده در برشی از صفحه x آن، برای ساختارهایی با ابعاد طولی و عرضی مختلف در شکل‌های ۴ تا ۸، نمایش داده شده است.



شکل ۲. برشی از موجبر نازک‌شده پیشنهادی در صفحه x جهت نمایش لایه‌های مختلف به کاررفته در ساختار آن

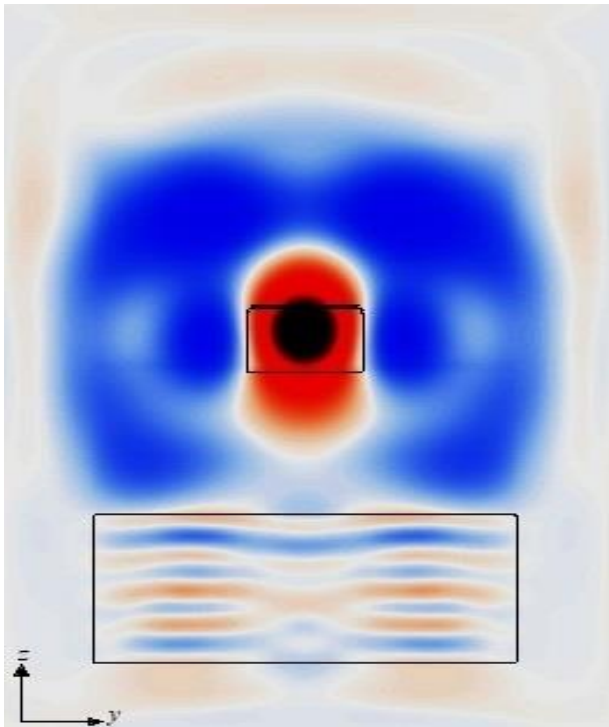


شکل ۳. توزیع مد الکترومغناطیسی TE با مولفه میدان مغناطیسی H_z در صفحه z از موجبر نازک‌شده با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$

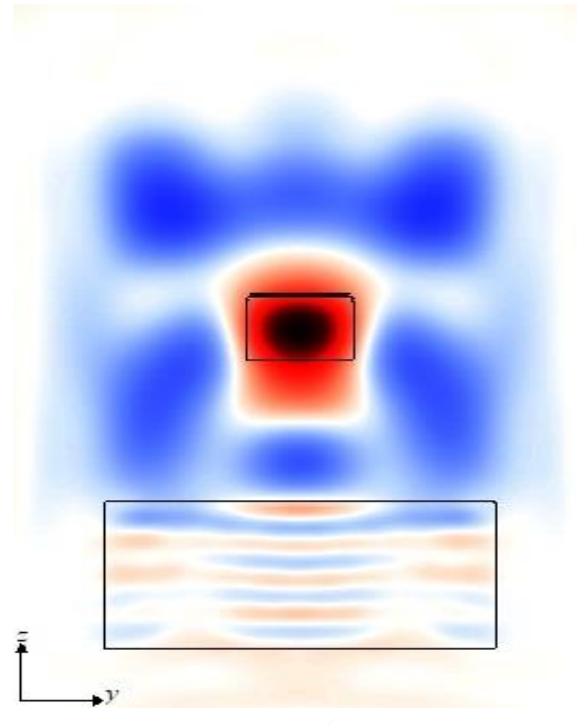


شکل ۴. توزیع مد الکترومغناطیسی TE با مولفه میدان مغناطیسی H_z در موجبر نازک‌شده با طول $50\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$

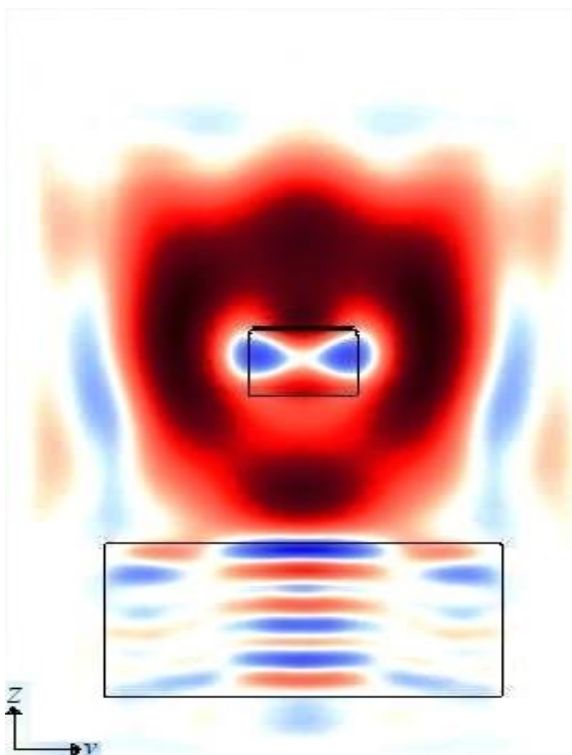
در اینجا، فرض شده که ضریب شکست سیلیکون، نیتريد سيليكون و دی‌اکسیدسیلیکون به ترتیب برابر $n_{\text{Si}} = 3.45$ ، $n_{\text{SiO}_2} = 1.44$ و $n_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2.0$ هستند. این اعداد زمانی که در محدوده طول‌موج $\lambda = 1550\ \text{nm}$ مورد نظر است، قابل استفاده هستند [۲۹]. برای شبیه‌سازی برخی از مشخصات ساختار مانند جنس (نیتريد سيليكون) و سطح جانبی (خطی) و همچنین ضخامت $800\ \text{nm}$ موجبر نیتريد سيليكون را مطابق آنچه که در شرکت زانادو برای ساخت کامپیوتر کوانتومی استفاده می‌کنند، بهره برده شده است [۳۰]. سایر موارد نیز با استفاده از شبیه‌سازی ساختارهای مختلف برای موارد زیادی از موجبرها بررسی شده است تا امکان دستیابی به ساختارهای قابل قبول حاصل شود. شبیه‌سازی برای موجبرهایی با عرض ورودی (w_1) برابر با $0.3\ \mu\text{m}$ ، $0.4\ \mu\text{m}$ و $0.5\ \mu\text{m}$ و عرض خروجی (w_2) برابر با $1\ \mu\text{m}$ و $1.5\ \mu\text{m}$ و همچنین طول‌های (T) برابر 50 ، 100 و $150\ \mu\text{m}$ انجام شده است.



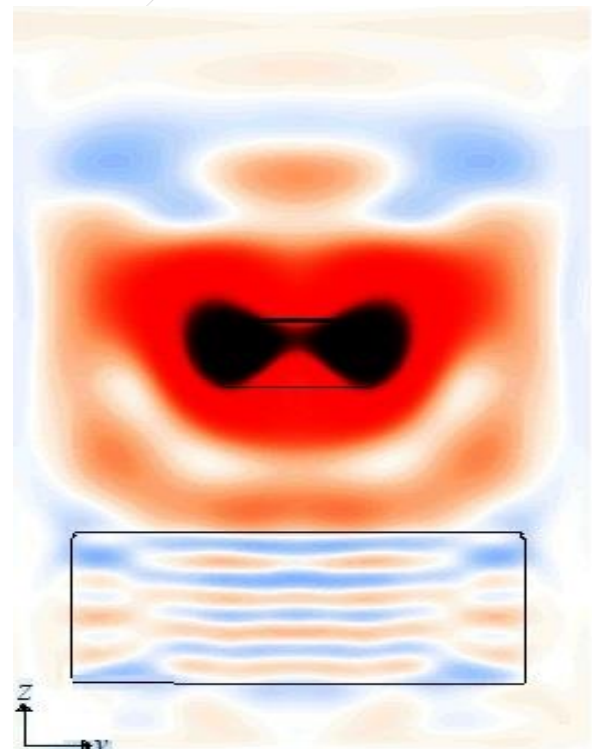
شکل ۷. توزیع مد الکترومغناطیسی TE با مولفه میدان مغناطیسی Hz در موجبر نازک‌شده با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$



شکل ۵. توزیع مد الکترومغناطیسی TE با مولفه میدان مغناطیسی Hz در موجبر نازک‌شده با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.2\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$



شکل ۸. توزیع مد الکترومغناطیسی TE با مولفه میدان مغناطیسی Hz در موجبر نازک‌شده با طول $150\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$



شکل ۶. توزیع مد الکترومغناطیسی TE با مولفه میدان مغناطیسی Hz در موجبر نازک‌شده با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.2\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1/5\ \mu\text{m}$

ساختار طول موج $\lambda = 1550 \text{ nm}$ مورد نظر است.

شاید متداول‌ترین دلیل برای استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه زمان در حل معادلات میدان، محاسبه میزان طیف عبوری از ساختارها در پاسخ به برخی محرک‌ها باشد. البته واضح است که می‌توان میدان‌ها (و در نتیجه شار انتقالی) را در هر فرکانس ω به طور جداگانه محاسبه کرد. با این حال، محاسبه پاسخ پهنای باند از طریق یک محاسبه منفرد با تبدیل فوریه پاسخ به یک پالس کوتاه بسیار کارآمدتر است. محاسبه نیروی انتقال یافته در ساختاری برای میدان‌هایی در یک فرکانس معین با استفاده از انتگرال بردار پوینتینگ (در جهت بردار نرمال $\hat{n}$) روی یک صفحه دور از ساختار به صورت زیر است [۳۲]:

$$P(\omega) = \text{Re} \hat{n} \cdot \int \vec{E}_\omega(x)^* \times \vec{H}_\omega(x) d^2x \quad (7)$$

آنچه مدنظر است این است که شار میدان‌های تبدیل فوریه یافته E و H است که با تبدیل شار دامنه زمانی یکسان نیست، چرا که شار تابع خطی از میدان‌ها نیست. لذا اگر هر بار از یک پالس کوتاه وارد شده، انتگرال بردار پوینتینگ محاسبه شود و سپس با تبدیل فوریه آن $P(\omega)$ محاسبه شود، نادرست خواهد بود. از این رو تبدیل فوریه $E_\omega(x)$ و $H_\omega(x)$ برای هر نقطه در صفحه شار روی مراحل زمانی گسسته n جمع می‌شود [۳۲]:

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_n e^{i\omega n \Delta t} f(n \Delta t) \Delta t \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int e^{i\omega t} f(t) dt \quad (8)$$

و سپس، در پایان مرحله زمانی، $P(\omega)$ توسط شارهای این میدان‌های تبدیل فوریه شده محاسبه می‌شود. این نکته را نیز باید مدنظر داشت که توان $P(\omega)$ به خودی خود خیلی مفید نیست و لازم است تا برای به دست آوردن طیف عبوری، با

با عنایت به الگوی مدهای انتشاری و شکل توزیع فضایی موجبر نازک‌شده خطی با ابعاد هندسی ذکرشده در جدول ۱، که مواردی از آن‌ها نیز در شکل‌های ۴ تا ۸ ارائه شده است، می‌توان از شرایط تک‌مدی بودن امواج در موجبر اطمینان حاصل نمود و متناسب با آن، ابعاد مناسب برای انتخاب ساختار بهینه را برگزید. شایان ذکر است که در نقاط مختلف از سطح مقطع موجبر تک‌مد، شکل فضایی توزیع میدان‌های الکترومغناطیسی بدون تغییر شکل در طول موجبر باقی می‌ماند و این پدیده حاکی از تک‌مد بودن موجبر است. از میان ساختارهای بررسی‌شده، ساختارهایی که الگوی مدی آنها در شکل‌های ۵ و ۷ ارائه شده است، به وضوح تک مدی بودن پروفایل میدان امواج انتشاری در انتهای موجبر را نمایش می‌دهند که حاکی از انتشار مد اصلی در موجبر است. این در حالی است که اگر در نقاط مختلف از سطح مقطع موجبر، شکل فضایی توزیع میدان، متغیر باشد، بیانگر انتشار چند مد از امواج الکترومغناطیسی در موجبر است. از این رو شکل‌های ۵ و ۷ به خوبی بیان می‌کنند که در ساختارهایی با طول $100 \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1 \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.2 \mu\text{m}$ و یا $0.3 \mu\text{m}$ ، توزیع تک‌مدی میدان قابل مشاهده است و به دنبال آن با محاسبات کمی برای این ساختارهای مناسب، می‌توان میزان طیف عبوری را برای انتخاب بهترین ساختار، به دست آورد. محاسبات شامل محاسبه میدان‌ها و تبدیل فوریه آنها است که از این طریق شار انرژی الکترومغناطیسی به عنوان تابعی از فرکانس ω (منطبق با طول موج λ کاری ساختار) محاسبه می‌شود. علاوه بر این، با پاسخ تبدیل فوریه به یک پالس کوتاه، طیف عبور به دست می‌آید. شایان ذکر است که در این

جدول ۱. ساختارهای موجبر نازک‌شده خطی با ابعاد هندسی مختلف

طول موجبر نازک‌شده (در راستای x)	پهنای ورودی موجبر نازک‌شده (در راستای y)	پهنای خروجی موجبر نازک‌شده (در راستای y)	حفظ حالت تک مد	درصد طیف عبور
$50 \mu\text{m}$	$0.2 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.2 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.3 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.3 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.4 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.4 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
$100 \mu\text{m}$	$0.2 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	۴۱ درصد
	$0.2 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.3 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	۸۰ درصد
	$0.3 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.4 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.4 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
$150 \mu\text{m}$	$0.2 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.2 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.3 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.3 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.4 \mu\text{m}$	$1 \mu\text{m}$	☒	—
	$0.4 \mu\text{m}$	$1/5 \mu\text{m}$	☒	—

نتیجه گیری

در این پژوهش، طراحی موجبر نازک شده خطی معکوس که از جنس نیتريد سيليكون با ابعادی که در شرایط بی دررو بتواند امواج تکمد را در مدارهای مجتمع منتشر نماید، به طور دقیق بررسی و شبیه سازی شده است. علاوه بر اینکه فرآیند ساخت موجبر نازک شده خطی به راحتی امکان پذیر است، محاسبات عددی در حل معادلات میدان بر پایه روش FDTD و با استفاده از شرایط مرزی جاذب نشان می دهند که به کارگیری ساختارهای موجبر نوری به شکل موجبرهای نازک شده خطی در مدارهای مجتمع نوری می توانند بازدهی این مدارها را تا حد زیادی بهبود بخشند (نسبت به عدم وجود آنها در مدار)، که این ناشی از ایفای نقش آن در ایجاد تطابق فازی بین اجزای مدار است. نتایج محاسبات عددی نشان می دهند با اتصال موجبرهای تکمد به دو طرف موجبر مفروض، بازدهی این ساختارها بهینه شده و دستیابی به موجبرهای تکمدی امکان پذیر است. توزیع فضایی الگوهای میدان با استفاده از شبیه سازی سه بعدی با روش FDTD برای ساختار موجبر نازک شده با ابعاد مختلف، بررسی قرار گرفت و نتایج حاکی از آن است که ساختارهایی با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.2\ \mu\text{m}$ و یا $0.3\ \mu\text{m}$ ساختار تکمد مورد نظر هستند. با انجام محاسبات عددی بیشتر و محاسبه بازده این دو ساختار می توان دریافت که برای استفاده در کامپیوتر کوانتومی از میان دو ساختار تکمدی پیشنهادی، ساختار با پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ می تواند بازده بهتری را نشان دهد.

تقسیم آن بر توان فرودی در هر فرکانس، نرمال شود. به عبارت دیگر این مقدار نرمال شده می تواند میزان بازدهی ساختار را گزارش نماید. لذا با انجام این محاسبات عددی مربوط به طیف عبوری برای ساختارهایی با ابعاد هندسی ارائه شده در جدول ۱، بازدهی ساختار تکمدی بهینه قابل حصول می باشد.

مطابق جدول ۱، می توان دریافت که طیف عبوری برای ساختار تکمدی با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.2\ \mu\text{m}$ ، برابر ۴۱ درصد و برای ساختار تکمدی با طول $100\ \mu\text{m}$ و پهنای خروجی $1\ \mu\text{m}$ و پهنای ورودی $0.3\ \mu\text{m}$ ، برابر ۸۰ درصد است. لذا به نظر می رسد که ساختار دوم دارای بازدهی بیشتری برای بهره گیری در مدار مجتمع نوری در ساخت کامپیوتر کوانتومی باشد. بنابراین، نتایج شبیه سازی حاکی از آن است که حتی تغییر یک دهم میکرون در دهانه ورودی ساختار می تواند بازده را تا حد قابل قبولی بهبود دهد و این نتیجه به وضوح وابستگی شدید هندسه ساختار را در بهبود عملکرد موجبر به نمایش می گذارد و با شبیه سازی ساختارهای مختلف و تجزیه و تحلیل آنها، ساختار بهینه برای استفاده در کامپیوتر کوانتومی ارائه می شود. به بیان دیگر در این مطالعه، یک طراحی هندسی جدید ارائه شده که پایداری مد و میزان بازدهی قابل قبولی را تضمین کرده و نه تنها موجب بهبود عملکرد موجبر در طول موج $1550\ \text{nm}$ می شود؛ بلکه ساختار پیشنهادی از نظر فرآیندهای ساخت نیز ساده تر و مقرون به صرفه تر است.

منابع

References

- [1] Z. Hajijamali-Arani, B. Jazi, "Analytical formulation for the dielectric tensor and field equations of the inhomogeneous drift plasma cylinder in rotating magnetic field," *Phys. Plasmas*, vol. 24, no. 042101, 2017. <https://doi.org/10.1063/1.4979185>
- [2] Z. Hajijamali-Arani, B. Jazi, "The role of the filamented multi-electron beams on electron azimuthal acceleration in a plasma waveguide," *Optik*, vol. 226, no. 165768, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165768>
- [3] T. Fathollahi Khalkhali, A. Bananej, "Manipulating femtosecond pulse shape using liquid crystals infiltrated one-dimensional graded index photonic crystal waveguides composed of coupled-cavities," *Physics Letters A*, vol. 381, Issue 38, pp. 3342-3347, 2017. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.08.022>
- [4] Y. Abedian khorasani, and m. hatami, "Calculation of supermodes in an arrayed optical waveguide coupler of chalcogenide materials," *Quarterly Journal of Optoelectronic*, vol. 5, no.2, 2023. (in Persian) Doi: 10.30473/jphys.2023.68534.1153
- [5] Z. Durrani, and Z. Zare, "Photonic - Crystal Splitters based on Waveguide," *Quarterly Journal of Optoelectronic*, vol. 3, no. 1, 2021 (in Persian). Doi: 10.30473/jphys.2019.46921.1083
- [6] M. Dashti Darvishzadeh, and T. Jalali, "Simulation of the AND and NOT Optical Logic Gates by Using Two-Dimensional Photonic Crystal," *Quarterly Journal of Optoelectronic*, vol. 3, no. 1, 2021. (in Persian) Doi: 10.30473/jphys.2021.56514.1
- [7] M. Pezeshkian, and H. Shahmirzaei, "Simulation of OR telecommunication logic gate with two-dimensional photonic crystal," *Quarterly Journal of Optoelectronic*, vol. 3, Issue 2, pp. 63-74, 2021. (in Persian) Doi: 10.30473/jphys.2020.56674.1098
- [8] V. R. Almeida, R.R. Panepucci, M. Lipson, "Nanotaper for compact mode conversion," *Opt. Lett.* vol. 28, no.15, 2003. <https://doi.org/10.1364/OL.28.001302>
- [9] Richard black, Langis Gagnon, "Optical Waveguide Modes: Polarization, Coupling and Symmetry", McGraw-Hill, Inc., 2010.
- [10] B. Luyssaert, P. Vandersteegen, W. Bogaerts, P. Dumon, P. Sanchis, J. Marti, and R. Baets, "A versatile optical spot-size converter design," in

- Proceedings of European Conference on Optical Communication*. (Stockholm, 2004), pp. 468–469.
- [11] K. Van Acoleyen and R. Baets, “Compact lens-assisted focusing tapers fabricated on silicon-on-insulator,” in *Proceedings of IEEE Conference on Group IV Photonics (IEEE, 2011)*, pp. 157–159.
- [12] D. Vermeulen, K. Van Acoleyen, S. Ghosh, S. Selvaraja, W. A. D. de Cort, N. A. Yebo, E. Hallynck, K. de Vos, P. P. P. Debackere, P. Dumon, G. Roelkens, D. Van Thourhout, and R. Baets, “Efficient tapering to the fundamental quasi-TM mode in asymmetrical waveguides,” in *Proceedings of European Conference on Integrated Optics, Cambridge*, 2010.
- [13] H. F. Zhou, J. F. Song, C. Li, H. J. Zhang, and P. G. Lo, “A library of ultra-compact multimode interference optical couplers on SOI,” *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 25, pp. 1149–1152, 2013. <https://doi.org/10.1109/LPT.2013.2261193>
- [14] D. Taillaert, F. V. Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. V. Thourhout, P. Bienstman, and R. Baets, “Grating coupler for coupling between optical fibers and nanophotonic waveguides,” *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. 45, pp. 6071–6077 2006. <https://doi.org/10.1143/JJAP.45.6071>
- [15] C. H. Chen and C. H. Chiu, “Taper-integrated multimode interference-based waveguide crossing design,” *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 46, pp. 1656–1661, 2010. <https://doi.org/10.1109/JQE.2010.2057410>
- [16] J. J. Wu, B. R. Shi, and M. Kong, “Exponentially tapered multimode interference couplers,” *Chin. Opt. Lett.* vol. 4, pp. 167–169, 2006. <https://opg.optica.org/col/abstract.cfm?URI=col-4-3-167>
- [17] W. Bogaerts, P. Dumon, D. V. Thourhout, and R. Baets, “Low-loss, low-cross-talk crossings for silicon-on-insulator nanophotonic waveguides,” *Opt. Lett.* vol. 32, pp. 2801–2803, 2007. <https://doi.org/10.1364/OL.32.002801>
- [18] Sethi, Purnima & Kallega, Rakshitha & Haldar, Anubhab & Selvaraja, Shankar Kumar, “Compact Broadband Low-Loss Taper for Coupling to a Silicon Nitride Photonic Wire”, *Optics Letters*. vol. 43, 2017. <https://doi.org/10.1364/OL.43.003433>
- [19] Y. Meng, J. Lee, M. Dagenais, and S. L. Rolston, “A nanowaveguide platform for collective atom-light interaction”, *Appl. Phys. Lett.* vol. 107, no. 091110, 2015. <https://doi.org/10.1063/1.4929947>
- [20] Junqiu Liu, Arslan S. Raja, Martin H. P. Pfeiffer, Clemens Herkommer, Hairun Guo, Michael Zervas, Michael Geiselmann, and Tobias J. Kippenberg, “Double inverse nanotapers for efficient light coupling to integrated photonic devices”, *Optics Letters*, vol. 43, no. 14 2018. <https://doi.org/10.1364/OL.43.003200>
- [21] A. Rahim, T. Spuesens, R. Baets and W. Bogaerts, “Open-Access Silicon Photonics: Current Status and Emerging Initiatives,” in *Proceedings of the IEEE*, vol. 106, no. 12, pp. 2313–2330, 2018. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2018.2878686>
- [22] R. G. Heideman, R. P. H. Kooyman, and J. Greve, “Performance of a highly sensitive optical waveguide Mach-Zehnder interferometer immunosensor,” *Sens. Actuators B Chem.* vol. 10, pp. 209–217, 1993. [https://doi.org/10.1016/0925-4005\(93\)87008-D](https://doi.org/10.1016/0925-4005(93)87008-D)
- [23] H. Mao, J. Wang, K. Yu, and Z. Zhu, “TM and TE propagating modes of photonic crystal waveguide based on honeycomb lattices,” *Appl. Opt.*, vol. 49, pp. 6597–6601, 2010. <https://doi.org/10.1364/AO.49.006597>
- [24] Bert Luyssaert, Peter Bienstman, Peter Vandersteegen, Pieter Dumon, and Roel Baets, “Efficient Nonadiabatic Planar Waveguide Tapers,” *Journal of light wave technology*, vol. 23, no. 8, 2005. <https://doi.org/10.1109/JLT.2005.850795>
- [25] M. Plihal and A. A. Maradudin, “Photonic band structure of two-dimensional systems: The triangular lattice,” *Phys. Rev. B*, vol. 44, no. 8565, 1991. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.8565>
- [26] P. R. Villeneuve and M. Piché, “Photonic band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices,” *Phys. Rev. B*, vol. 46, no. 4969, 1992. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.4969>
- [27] K. Sakoda, “Optical Properties of Photonic Crystals”, *Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York*. ISBN 3-540-41199-2.
- [28] A. J. Ward, J. B. Pendry, “Calculating photonic Green’s functions using a nonorthogonal finite-difference time-domain method,” *Phys. Rev. E* 58 (1998) 7252. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.7252>
- [29] aoxin Dai and Mao Mao, “Mode converter based on an inverse taper for multimode silicon nanophotonic integrated circuits,” *Optics Express*, vol. 23, no. 22, (2015). <https://doi.org/10.1364/OE.23.028376>
- [30] J. M. Arrazola, V. Bergholm, K. Brádler, T. R. Bromley, M. J. Collins, I. Dhand, A. Fumagalli, T. Gerrits, A. Goussev, L. G. Helt, J. Hundal, T. Isacson, R. B. Israe, J. Izaac, S. Jahangiri, R. Janik, N. Killoran, S. P. Kumar, J. Lavoie, A. E. Lita, D. H. Mahler, M. Menotti, B. Morrison, S. W. Nam, L. Neuhaus, H. Y. Qi, N. Quesada, A. Repington, K. K. Sabapathy, M. Schuld, D. Su, J. Swinarton, A. Száva, K. Tan, P. Tan, V. D. Vaidya, Z. Vernon, Z. Zabaneh, and Y. Zhang, “Quantum circuits with many photons on a programmable nanophotonic chip”, *Nature*, vol. 591, pp. 54–60, 2021. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-03202-1>
- [31] D. T. Spencer, Y. Tang, J. F. Bauters, M. J. R. Heck, and J. E. Bowers, “Integrated Si₃N₄/SiO₂ ultra high q ring resonators,” in *Proceedings of IEEE Photonics Conference (IEEE, 2012)* 141–142. <https://doi.org/10.1109/IPCon.2012.6358529>
- [32] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*, Wiley; 3rd edition, 1998.