

目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 波長分割多重(WDM)通信	2
1.3 光周波数コム	2
1.4 光集積回路(シリコンフォトニクス)	3
1.4.1 光集積回路とは	3
1.4.2 シリコン(Si)	4
1.4.3 シリコンナイトライド($\text{Si}_3\text{N}_4, \text{SiN}$)	5
1.5 接合例	6
1.5.1 接合時の問題点	6
1.5.2 Photonic Wire Bonding	6
1.5.3 Multilayer	8
1.6 研究目的	10
第2章 理論	11
2.1 光の伝搬理論	11
2.1.1 マクスウェル方程式	11
2.1.2 波動方程式	11
2.1.3 境界条件	12
2.2 導波路解析	12
2.2.1 三層スラブ近似	12
2.2.2 ビーム伝搬法(BPM)	15
2.2.3 有限要素法(FEM)	15
2.2.4 時間領域差分法(FDTD 法)	15

第3章 導波路端面でのモード解析	16
3.1 三層スラブ近似によるモード解析	16
3.2 BPMによるモード解析	18
3.3 FEMによるモード解析	23
3.4 モード解析結果の比較	27
第4章 逆テーパ構造の結合効率	29
4.1 シミュレーションに用いたモデル	29
4.2 BPMによる逆テーパ構造シミュレーション	30
4.3 FDTDによる逆テーパ構造シミュレーション	34
結論	37
参考文献	38
謝辞	39

第 1 章 序論

1.1 はじめに

インターネットという概念が提唱された 1982 年以来，世界のデータ総流通量は指数関数的に増加を続けており，その勢いは衰える様子がない．2020 年から未だ続く新型コロナウイルスの世界規模での流行は社会に更なる情報化を促し，通信が社会に果たす役割は未だ曾て無いほど高まっている．現在第 5 世代移動通信システム「5G」の普及が進む中，既に次世代である「6G」への関心が世界中で高まっていることから，それを窺い知ることができる．このような事情から，これからの社会が求めるデータ流通量，また，これに伴うコストもまた未曾有のものとなるのは想像に難くない．例えば，現在の通信効率のままでは，2030 年の日本におけるデータ通信に伴う消費電力は現在の日本の年間消費電力の 2 割程となるという試算も存在するほどである^[1]．したがって，高性能かつ低消費電力の通信を実現する技術開発が，これからの社会には不可欠である．

この課題を解決する手段の 1 つとして，光集積回路が挙げられる．光集積回路とは，現在情報処理に用いられている電気回路を光回路で代替する技術であり，この技術では電気抵抗によるジュール熱発生が抑えられるため，従来の集積回路と比べ省電力である．なかでも基板にシリコンを用いるシリコン光集積回路はその応用性や量産性の高さから注目を集めており，目下研究が進んでいる．シリコン光集積回路は，導波路からなる種々の部品からなり，一つの基板上に集積されたそれらを光が導波することで機能する．そのため，部品間で導波路を接合する必要が生じる．本研究では光周波数コムを用いた大容量通信用光集積回路の動作に欠くことのできない，光源及び導波路の接合構造について，いくつかの理論を用いた解析を行い，最適な接合構造および解析法について検討する．

1.2 波長分割多重(WDM)通信

WDM通信とは大容量通信を実現する光通信方法であり、一本のファイバ内を伝達する波長数を増やすことで伝送容量を増加させる技術である。WDM通信では各波長の信号が合波器(Multiplexer)で一つの信号にまとめられ、伝送ファイバを通過した後分波器(Demultiplexer)により元の信号に分波される。

WDM通信は既に敷設された光ファイバネットワークを用いて実現可能であるため、各国を繋ぐ海底ケーブルなどで使用されており、波長あたりの通信容量とチャンネル数の進歩に伴って指数関数的に通信容量を増加させて来た^[2]。

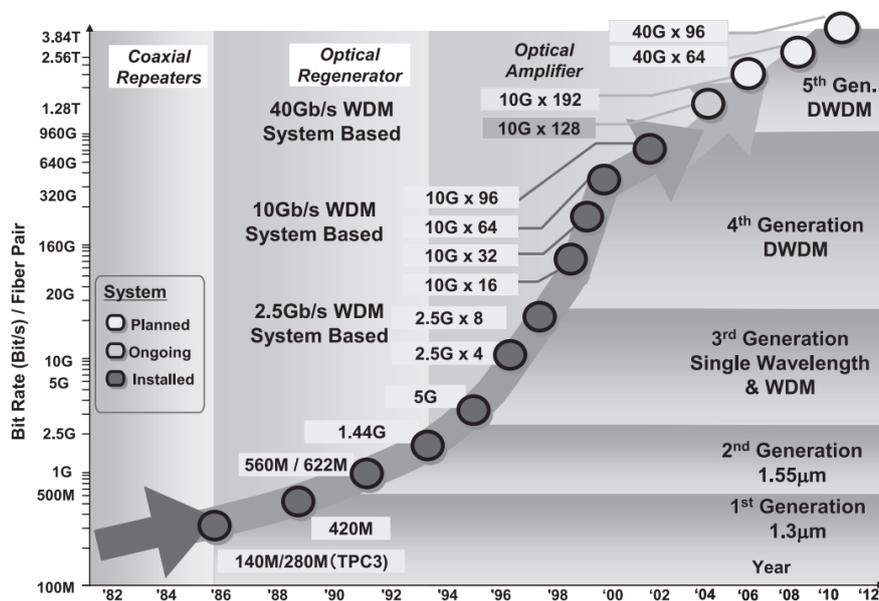


Fig.1.1 Transition of WDM transmission capacity

[間竜二, 「光海底ケーブルを支える大容量光伝送技術」, NEC 技報 68, (2016)]

WDM通信を行うためには先述した分波器や合波器といった専用装置が必要であるため、オンチップで実現可能な電気通信に比べると普及していない現状がある。WDM通信素子を小型化し、多くの電力を消費するサーバ間の通信などで使用することにより、今後求められる高性能かつ低消費電力である通信を実現できる^[3]。

1.3 光周波数コム

光周波数コムとはFig.1.2(a)に示すように、周波数領域において櫛状のスペクトルが等間隔に並ぶ光であり、その性質より「光の物差し」とも呼ばれる。また、時間領域において

はFig.1.2(b)の示すような周期パルスとなる。光周波数コムを用いることにより、従来とは比較にならぬほど簡単に高い精度により光周波数を測定することが可能となり、2005年にはT.W.Hänsch, John.L.Hall両氏が光周波数コムを用いた高精度分光学への寄与によりノーベル物理学賞を受賞した。光周波数コムはその発見以来、光周波数測定のほか様々な分野において応用され、光集積回路を用いた大容量通信を実現する光源としても期待される^[4]。

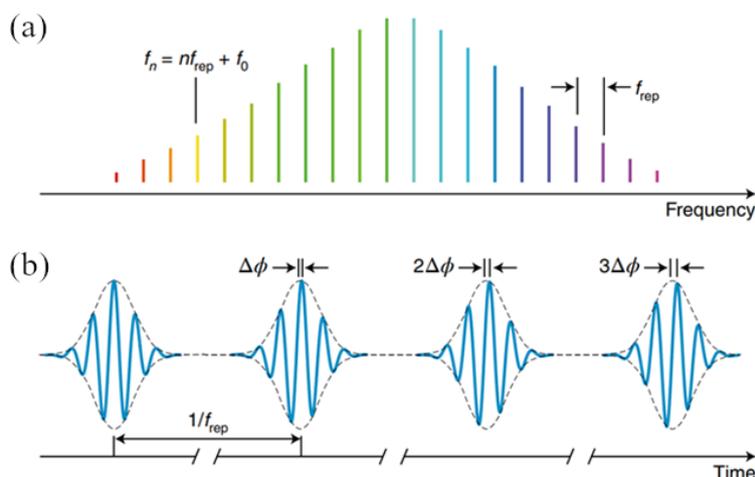


Fig.1.2 Principle of a frequency comb Time-domain representation of the train of ultrashort pulses of period $1/f_{rep}$ at the output of a mode-locked laser and the corresponding spectrum of narrow lines of a frequency comb. The phase shift $\Delta\phi$ of the carrier of the wave relative to the envelope of the pulses induces a translation $f_0 = f_{rep}\Delta\phi/2\pi$ of all the lines in the spectrum from their harmonic frequencies nf_{rep} . [N. Picqué and T. W. Hänsch, “Frequency comb spectroscopy”, Nat. photonics **13**, 146-157 (2019)]

1.4 光集積回路(シリコンフォトニクス)

1.4.1 光集積回路とは

基板上に複数の光学素子を集積し、特定の機能を実現させた光回路を光集積回路と呼ぶが、これは従来の電気を用いる集積回路と比べ処理速度が速くまた省電力でもあることから、次世代のデバイスと期待され現在研究が進められている。特に、基板にシリコンを用いるシリコンフォトニクスは、現状主に使用されているシリコンCMOS集積回路との相性が良く、既存デバイスとの連携や製造コスト面で優れていることから期待が集まっている^[5]。Fig.1.3にTbit/sでの伝送を実現する光集積回路の予想図を示す。これが実現すれば、光源、共振器、分波器、合波器といった光学素子が一つのチップ上で動作することとなる^[4]。

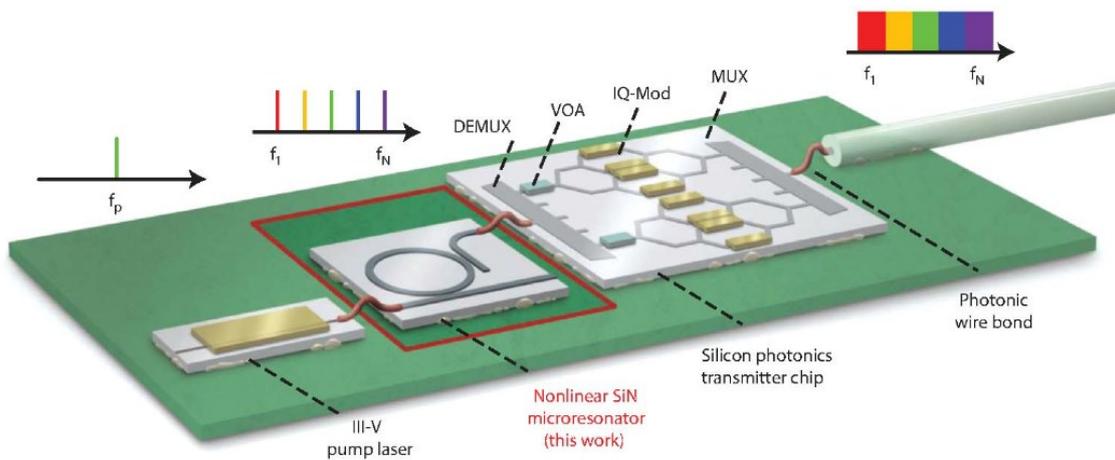


Fig.1.3 Principles of coherent terabit-per-second communications with Kerr frequency combs. Artist's view of a future chip-scale terabit-per-second transmitter, leveraging a Kerr frequency comb source. The demonstration of coherent data transmission with Kerr combs is the subject of this work. DEMUX, de-multiplexer; VOA, variable optical attenuator; IQ-Mod, IQ-modulator; MUX, multiplexer. [J. Pfeifle, et al, "Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs," Nat. Photonics **8**, 375-380 (2014)]

1.4.2 シリコン(Si)

シリコンは現在、集積回路の基盤に最も多く使われている材料である。シリコンは地球に表在する元素の内2番目に多く、量産性に優れるほか、高い屈折率に起因する集積性の高さ、変調器や分波器^[6]といった多様な光学素子が作製でき、既存の集積回路との互換性に優れるといった長所を持つ。シリコンフォトニクス素子は主にSilicon-on-Insulator (SOI) と呼ばれるシリコンの基板と表層の間にシリカの層が挿入された基板を作製し製作される^[5]。

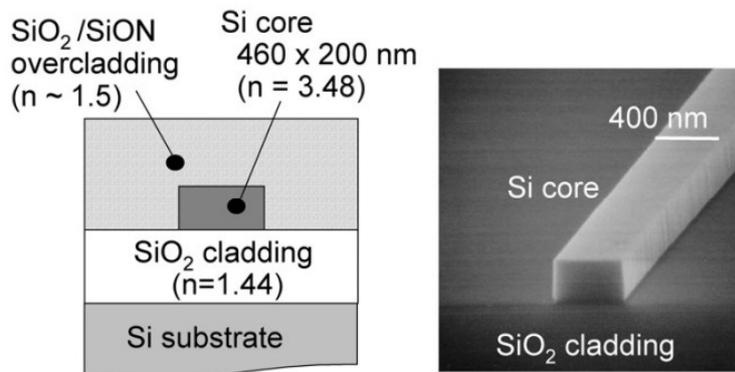


Fig.1.4. Structure of a silicon photonic wire waveguide [K. Yamada, et al, "Silicon photonics based on photonic wire waveguides", 2009 14th OptoElectronics and Communications Conference (2009)]

1.4.3 シリコンナイトライド(Si_3N_4 , SiN)

現在, シリコンフォトニクス分野で高い注目を集める材料にシリコンナイトライドがある. シリコンナイトライドの材料としての利点は光の透過範囲が大きく可視光の導波が可能である点, 比較的溫度に依存せず機能する点, シリコンに比べ低損失である点, 強い非線形光学効果を示し, 光周波数コムを生成する微小光共振器へ応用が可能である点, CMOS互換(Si , SiSi_3N_4 , SiC , InP)により安価で大量生産が可能である点などが挙げられる^[5]. 一方, 欠点としてはシリコンと比較してシリカ(SiO_2)との屈折率差が小さく, 光が漏れやすいために集積化が難しい点, キャリアの放射再結合や電気光学効果を効率的に行うための直接的なエネルギーバンドギャップがなく, レーザや変調器に適さないといった点が挙げられる. Fig.1.5は伝搬損失と曲げ半径の関係を示しており, シリコンナイトライドが他の素材と比べて曲げ変形に強く, 広い周波数領域を持つ様子が読み取れる.

Fig.1.6 はシリコンナイトライド微小光共振器を用いて作製された光周波数コムを示しており, 滑らかなコムが広範囲に発生していることがわかる.

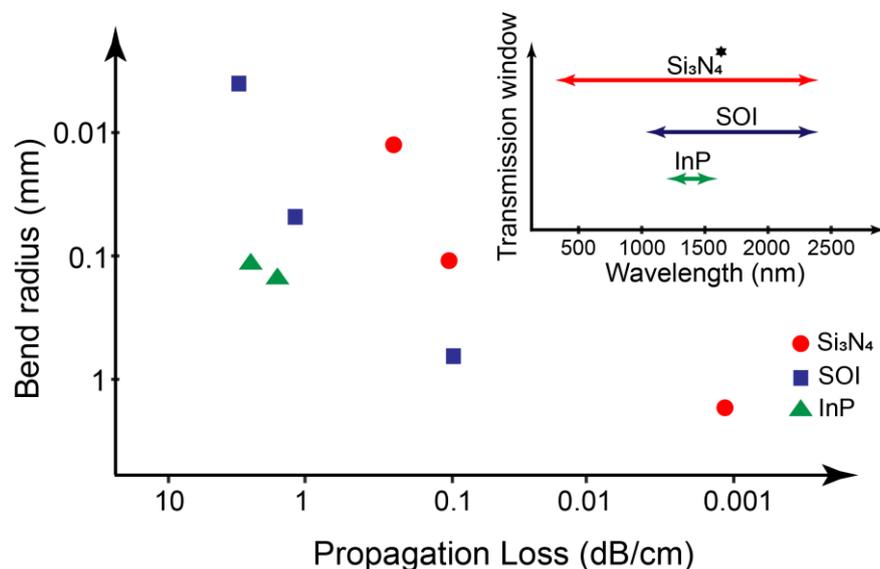


Fig.1.5 Bend radii, propagation loss, and window of transparency for published Si_3N_4 , SOI, and InP waveguides. [D. J.

Blumenthal, et al, "Silicon Nitride in Silicon Photonics", Proc. IEEE **106**, 2209-2231 (2018)]

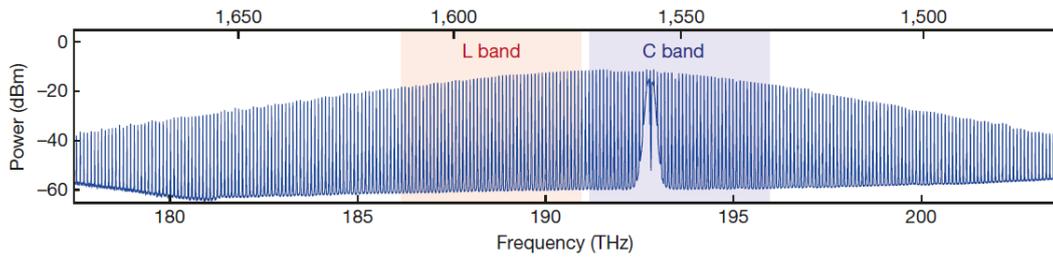


Fig.1.6 Generation of broadband frequency combs using DKSs in high-Q silicon nitride (Si_3N_4) microresonators. Measured spectrum of a single-soliton frequency comb after suppression of residual pump light. The frequency comb features a smooth spectral envelope with a 3-dB bandwidth of 6 THz comprising hundreds of optical carriers extending beyond the telecommunication C and L bands (blue and red, respectively). [P. Marin-Palomo, et al. “Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications”, *Nature* **546**, 274–279 (2017)]

1.5 接合例

1.5.1 接合時の問題点

シリコンナイトライドを用いた微小光共振器を光周波数コム光源として使用する際、光集積回路では光源と導波路を接合する必要が生じるが、異なる材料を用いた導波路間では導波路の幅や厚み、導波光のモード形状が異なり、接合部での屈折率差も大きくなるため、単純にそれらを繋ぎ合わせるだけでは十分な接合効率を得られない。したがって、接合時には効率の良い構造を用いることが求められる。以下に既存の接合例を紹介する。

1.5.2 Photonic Wire Bonding

Photonic Wire Bonding(PWB)は光ファイバとシリコンチップ間の接合を目的として開発され研究されている接合法であり、Fig.1.7で示すように各素子の端面をワイヤ状の樹脂で繋ぐことにより接合を行う。この際、フォトニックワイヤは各端面でモードが一致するようテーパされている^[7]。PWBは量産性が高く、アライメント誤差の影響を受けづらいという長所があるが、一方で比較的損失が大きいという短所もある。近年はナノスケールでの3Dプリントによりレーザ、ファイバ、チップなどを接合する研究も進められている^[8]。

PWBを用いて光周波数コムを導波させた場合、光周波数コムの高いパワーにより樹脂性のフォトニックワイヤが損傷する恐れがあり、光周波数コムを用いる光集積回路への使用には適さないと考えられる。

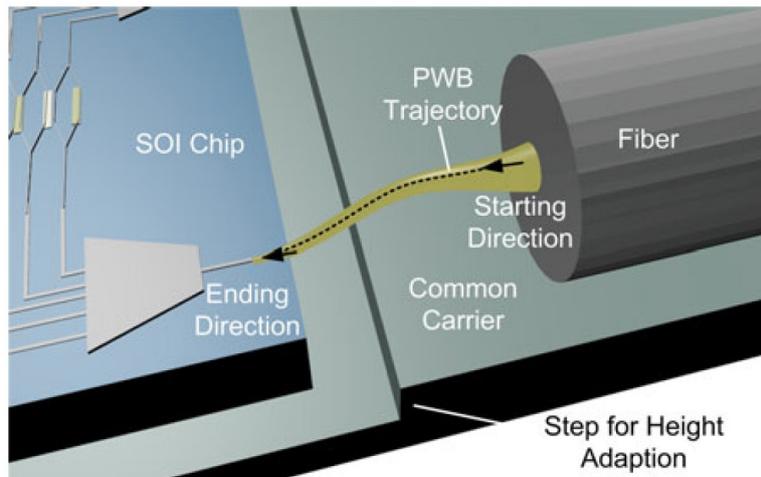


Fig.1.7 Schematic of a photonic wire bond (PWB) between fiber and silicon-on-insulator (SOI) chip. The PWB trajectory is selected such that it adapts to the positions and the optical axes of the structures to be connected. Obstacles like chip or fiber edges must be avoided, and a good compromise is to be found between long interconnects and sharp waveguide bends [N. Lindenmann, et al, “Connecting Silicon Photonic Circuits to Multicore Fibers by Photonic Wire Bonding”, J. Light. Technol. **33** 755-760 (2015)]

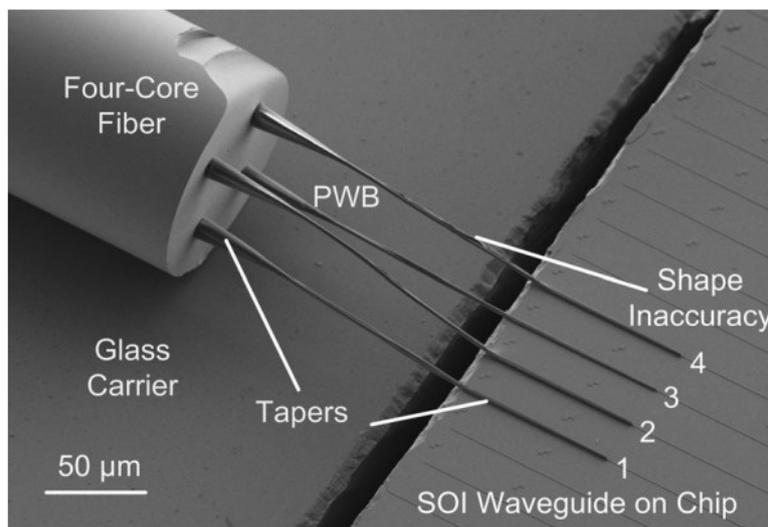


Fig.1.8 Fabricated sample: Photonic wire bonds (PWB) connect the individual cores of a four-core fiber to different on-chip SOI waveguides. The PWB are up-tapered both on the MCF and on the SOI WG side to match the mode diameter to that of the fiber core and of the SOI WG, respectively. The PWB consist of a negative-tone photo-resist. At PWB 4, shape imperfections can be seen. [N.Lindenmann, et al, “Connecting Silicon Photonic Circuits to Multicore Fibers by Photonic Wire Bonding”, J. Light. Technol. **33**, 755-760 (2015)]

1.5.3 Multilayer

マルチレイヤーはチップ間の接合を目的として研究されている接合法であり， Fig.1.9 (a)のように導波路を重ねて側面で結合させる点が特徴である．マルチレイヤーはアライメント誤差の影響を受けづらく，結合効率が高いといった長所がある一方，構造の複雑さから作製が難しく，作製可能な膜厚に制限があるといった短所を持つ． Fig.1.9(a)はシリコンナイトライド導波路同士を結合させた際の様子を示し， Fig.1.9(c),(d),(e)は(a)で示した各位置の断面を示す．

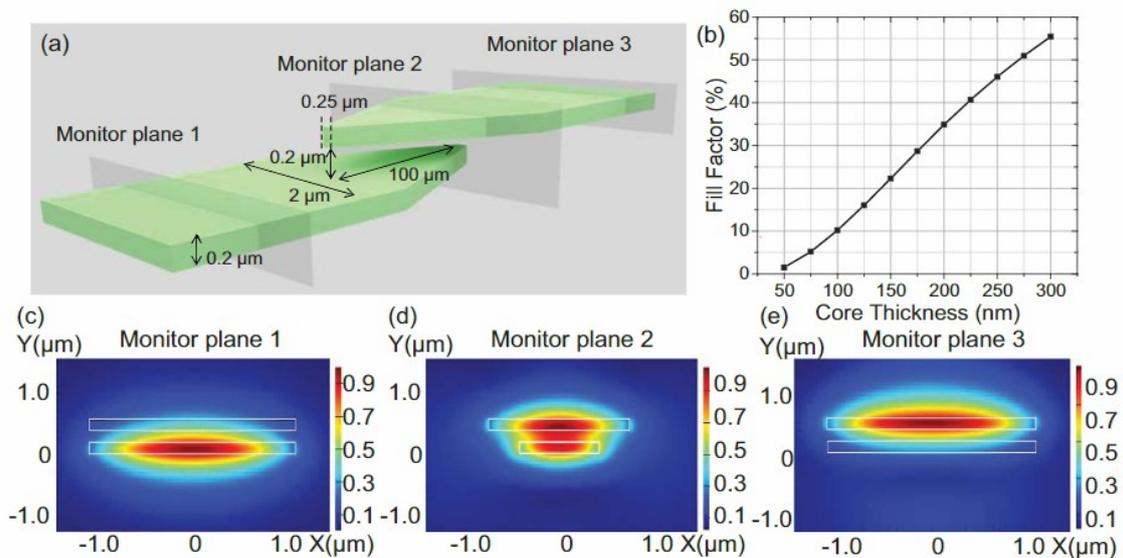


Fig.1.9 (a)Schematic of multilayer tapered vertical coupler;(b) confinement simulation of 2 μm wide Si_3N_4 waveguide with SiO_2 cladding;(c-e) optical mode distribution simulation at (c) monitor plane 1, (d) monitor plain 2, and (c) monitor plane 3 in (a). [K. Shang, et al, “Ultra-Low Loss Vertical Optical Couplers for 3D Photonic Integrated Circuits”, OSA Technical Digest (2015)]

マルチレイヤーにおいて導波路間隔が広い場合，光の遷移が阻害され，結合効率が低くなる．これを層間遷移損失と呼ぶ．一方で導波路間隔が狭い場合，1度遷移した光が再度遷移を行い，結合効率が低くなる．これを交差損失と呼ぶ．両者にはトレードオフの関係があるため，層間遷移損失を維持しつつ，大きな全層間間隔が実現可能な構造として， Fig.1.9 に示すような3層構造を持つマルチレイヤーの研究が盛んに行われている．

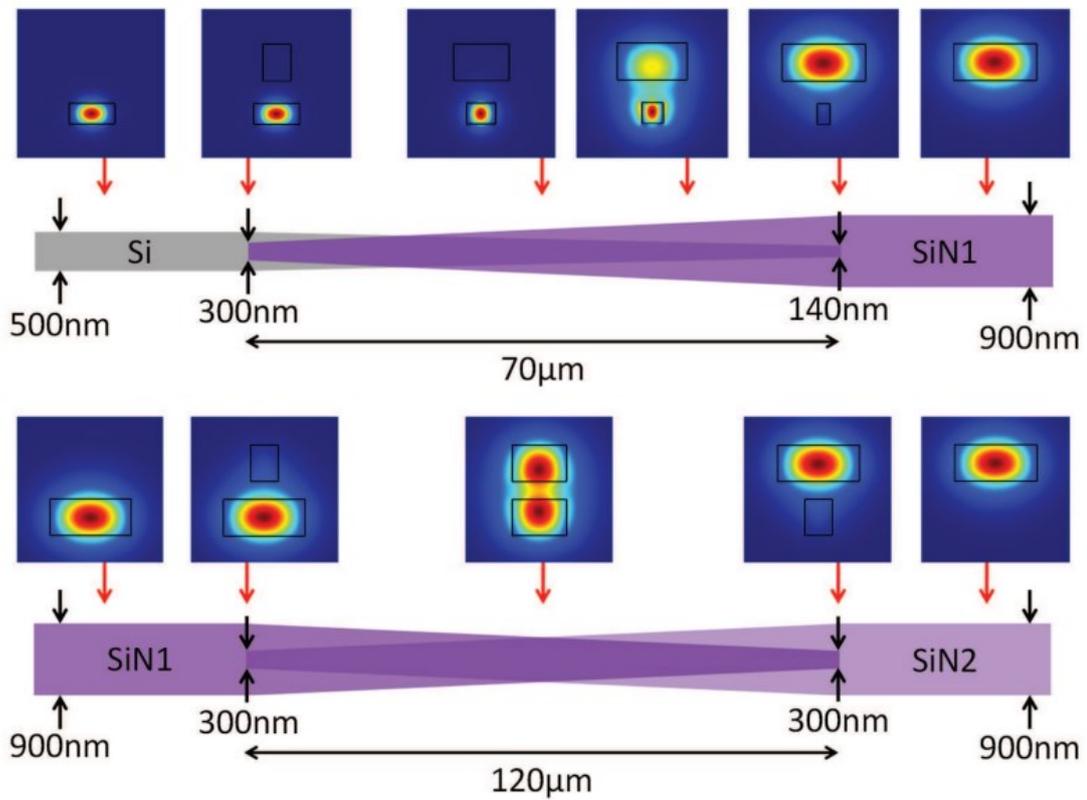


Fig.1.10 Top-down schematics of the Si-SiN1 and SiN1-SiN2 interlayer transitions. Mode intensity profiles of the fundamental TE mode at a 1550 nm wavelength are shown at multiple points along the transitions [W. D. Sacher, et al, “Tri-layer silicon nitride-on-silicon photonic platform for ultra-low-loss crossings and interlayer transitions”, Opt. Express **25**, 30862-30875 (2017)]

マルチレイヤーはその性質から異種材料接合方法として優秀ではあるものの、マルチレイヤーに使用可能な膜厚では通信波長帯において光周波数コムを発生させることは出来ないため、光周波数コムを用いる光集積回路での使用には適さないと考えられる。

1.6 研究目的

シリコン光集積回路の実現には現状それぞれ異なる材料からなる光周波数コム光源とチップの接合が不可欠であるが、既存の接合法は何れも光周波数コム光源を十分高い効率で導波する最適な構造とすることは難しい。そこで本論文では、高効率で光周波数コム光源の伝搬が可能となる異種材料の接合方法として、テーパされた導波路が向かい合う逆テーパ構造の検討を行う。

異種材料の接合では、接合面でのモード形状の違いや、実効屈折率(導波光が感じる屈折率)の違いが接合効率に大きな影響を与えると考えられ、これらは接合端面の形状に依存する。製造プロセスの関係上、導波路の膜厚は不変であるが、導波路幅を調節することにより端面の形状を変化させ、モード形状や実効屈折率を操作することが可能となる。そこで、各導波路に導波路幅が徐々に狭くなるテーパ構造を用いて導波光のモード形状や実効屈折率を操作し、接合効率を高める構造として逆テーパ構造を用いる。逆テーパ構造について、様々な方法を用いて解析を行いどのような構造が最適となるかを調べ、どのような解析が最適となるかを明らかにする。

本論文の構成は以下の通りである。第2部では矩形導波路解析に用いた三層スラブ近似、ビーム伝搬法(BPM)、有限要素法(FEM)、時間領域差分法(FDTD法)、についてまとめる。第3部では第2部で紹介した方法(三層スラブ近似, BPM, FEM)を用いて導波路端面での実効屈折率や導波光のモードを求め、結果を比較する。第4部ではBPMとFDTD法を用いて逆テーパ構造の接合効率を求め、第3部の結果も踏まえ比較検討する。第5部では第3部、第4部の結果を踏まえ結論を述べる。

第2章 理論

本章では，光の伝搬理論，及びシミュレーションに用いた理論を示す．

2.1 光の伝搬理論

2.1.1 マクスウェル方程式

光とは電磁波の一部であり，電場と磁場の振動である．したがって電磁波を記述するマクスウェル方程式を用いて光を表すことができる．マクスウェル方程式において媒質中の電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 磁場 $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ は媒質の誘電率 ϵ ，透磁率 μ を用いて

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1.1-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.1.1-2)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (2.1.1-3)$$

$$\nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = 0 \quad (2.1.1-4)$$

と記述される．ここで，媒質中に自由電荷，電流は存在しないものとした．また，一般に光に対し媒質は非磁性体として振舞うため，本論文では $\mu = \mu_0$ と扱う．

2.1.2 波動方程式

電場と磁場がマクスウェル方程式を満たすための必要条件を考える．式(2.1.1-1)にcurl演算 $\nabla \times$ を適用し，式(2.1.1-2)を代入すると

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{E}) = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.1.2-1)$$

が成り立つ．また，ベクトル等式と式(2.1.1-4)より

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \nabla^2 \mathbf{H} = -\nabla^2 \mathbf{H} \quad (2.1.2-2)$$

が成り立つ．式(2.1.2-1)と式(2.2.2-1)から

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.1.2-3)$$

を得る．同様の議論が電場に関しても成立することを踏まえると，マクスウェル方程式を満たす電磁場の各成分は

$$\nabla^2 u = \epsilon\mu \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2.1.2 - 4)$$

を満たすことがわかる。ここで、式(2.1.2 - 4)は波動方程式として知られる。

2.1.3 境界条件

均質媒質中での電場、磁場は共に位置の連続関数となる。また、媒質の境界において自由電荷や電流が無い際には電場・磁場の接線成分は連続とならなければならない^[9]。

2.2 導波路解析

進行波に対する導波路のモード形状や実効屈折率はマクスウェル方程式や境界条件を用いて記述可能だが、解析解を求めることはできない。このため、近似解を求めるために様々な方法が考案された。

2.2.1 三層スラブ近似

矩形導波路に対し、三層スラブ構造を用いた近似を行うことで、計算量を抑えた上で通過光の近似解を求めることができる^[10]。三層スラブとは無限に広がる平行な3つの層からなる構造を指す。ここで、y軸、z軸方向に無限に広がる三層スラブ構造内をz軸方向に光が伝搬する場合について考える。この時電場と磁場が単一周波数を持ち、

$$\mathbb{E} = E(x) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.2.1 - 1)$$

$$\mathbb{H} = H(x) \exp[i(\beta z - \omega t)] \quad (2.2.1 - 2)$$

で与えられるとする。マクスウェル方程式(2.1.1 - 1)、(2.1.1 - 2)に上2式を代入し、 $n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ 、 $\mu = \mu_0$ より $\epsilon = n^2 \epsilon_0$ とすると、電場・磁場の各成分について以下の6つの式を得る。

$$i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (2.2.1 - 3)$$

$$-i\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_y \quad (2.2.1 - 4)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -i\omega\mu_0 H_z \quad (2.2.1 - 5)$$

$$i\beta H_y = i\omega\epsilon E_x \quad (2.2.1 - 6)$$

$$-i\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\epsilon E_y \quad (2.2.1 - 7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega\epsilon E_z \quad (2.2.1-8)$$

これらは E_y , H_x , H_z からなる式(2.2.1-4), (2.2.1-6), (2.2.1-8)と, E_x , E_z , H_y からなる式(2.2.1-3), (2.2.1-5), (2.2.1-7)に分離でき, 前者の解をTEモード(transverse-electric mode)と呼び, 後者の解をTMモード(transverse-magnetic mode)と呼ぶ. 以下, 各モードについて解析を行う.

・TEモード

スラブ導波路内におけるTEモードの波動方程式を考える. 式(2.2.1-4)に式(2.2.1-6),

(2.2.1-8)を代入すると, 波動方程式

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (\omega^2\epsilon\mu_0 - \beta^2)E_y = \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2)E_y = 0 \quad (2.2.1-9)$$

が得られる. ここで, $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $\epsilon\mu = 1/c^2$ を用いた. この波動方程式を満たす E_y は, $k_0^2 n^2 - \beta^2 \leq 0$ の時には指数関数, $k_0^2 n^2 - \beta^2 \geq 0$ の時には正弦波の形をとる. 従って, 導波路内に光が閉じ込められる際にはコアで正弦波, クラッドで指数関数となる必要があり,

$$k_0^2 n_2^2 \leq \beta^2 \leq k_0^2 n_1^2 \quad (2.2.1-10)$$

を満たすこととなる. この時, 境界条件より E_y が連続であることを踏まえると, TEモードが満たす式は

TE偶数次モード

$$E_y = A_e \cos(\kappa x), \quad (|x| \leq a) \quad (2.2.1-11)$$

$$E_y = A_e \cos(\kappa a) \exp[-\gamma(|x| - a)], \quad (a \leq |x|) \quad (2.2.1-12)$$

TE奇数次モード

$$E_y = A_e \sin(\kappa x), \quad (|x| \leq a) \quad (2.2.1-13)$$

$$E_y = \frac{x}{|x|} A_e \sin(\kappa a) \exp[-\gamma(|x| - a)], \quad (a \leq |x|) \quad (2.2.1-14)$$

となる. ここで A_e は振幅を表す実数であり, κ, γ はそれぞれ

$$\kappa^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2 \quad (2.2.1-15)$$

$$\gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2 \quad (2.2.1-16)$$

を満たす.

以下、TE偶数次モードについて考える。境界条件より H_z も連続であり、式(2.2.1-5)に式(2.2.1-11), (2.2.1-12)を代入して整理することで固有値方程式

$$\tan(\kappa a) = \frac{\gamma a}{\kappa a} \quad (2.2.1-17)$$

が得られる。そこで、式(2.2.1-15), (2.2.1-16)より

$$\kappa^2 + \gamma^2 = k_0^2(n_1^2 - n_2^2) \quad (2.2.1-18)$$

であることを踏まえ、式(2.2.1-17), (2.2.1-18)を連立することによりモードが求まる。TE奇数次モードに関しても同様の議論が成立する。

・ TMモード

TMモードにて H_y が満たす波動方程式は

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) H_y = 0 \quad (2.2.1-19)$$

となるが、これはTEモードの E_y が満たす式と等しく、先程と同様の議論が行えるため、式(2.2.1-15), (2.2.1-16)はそのままに

TM偶数次モード

$$H_y = A_e \cos(\kappa x), \quad (|x| \leq a) \quad (2.2.1-20)$$

$$H_y = A_e \cos(\kappa a) \exp[-\gamma(|x| - a)], \quad (a \leq |x|) \quad (2.2.1-21)$$

TM奇数次モード

$$H_y = A_e \sin(\kappa x), \quad (|x| \leq a) \quad (2.2.1-22)$$

$$H_y = \frac{x}{|x|} A_e \sin(\kappa a) \exp[-\gamma(|x| - a)], \quad (a \leq |x|) \quad (2.2.1-23)$$

と、 H_y を記述できる。 E_z の連続性を用いるために式(2.2.1-8)に式(2.2.1-11), (2.2.1-12)を代入して整理することで固有値方程式

$$\tan(\kappa a) = \frac{\epsilon_1 \gamma a}{\epsilon_2 \kappa a} = \frac{n_1^2 \gamma a}{n_2^2 \kappa a} \quad (2.2.1-24)$$

が得られ、式(2.2.1-24), (2.2.1-18)を連立することでモードが求まる。TM奇数次モードに関しても同様の議論が成立する。

また、 $n_{eff} = \beta/k_0$ で定義される値を等価屈折率(実効屈折率)と呼び、これは導波する光が感じる屈折率に対応している。等価屈折率を用いることにより導波路の二次元近似を行うことができる。

2.2.2 ビーム伝搬法(BPM)

BPMは導波路伝搬をビーム派の伝搬のように扱い解析する方法であり、導波構造が光の伝搬方向に沿って変化する場合に特に有効とされる。

基本的なBPMの理論について考える。z方向に伝搬する電界が平面波

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \exp[i(k_0 n_0 z - \omega t)] \quad (2.2.2 - 1)$$

で与えられ、屈折率 $n(\mathbf{r})$ がz方向に沿って緩やかに変化する、コアとクラッドの屈折率差が小さい関数と仮定する。この仮定の下、波動方程式(2.1.2 - 4)に式(2.2.2 - 1)を代入し近似を行うと

$$2ik_0 n_0 \frac{\partial A(\mathbf{r})}{\partial z} + \nabla^2 A(\mathbf{r}) + k_0^2 (n(\mathbf{r})^2 - n_0^2) = 0 \quad (2.2.2 - 2)$$

を得る。ここで更に $A(\mathbf{r})$ のz方向の2階微分が1階微分と比べて十分小さいと近似して

$$2ik_0 n_0 \frac{\partial A(\mathbf{r})}{\partial z} + \frac{\partial^2 A(\mathbf{r})}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(\mathbf{r})}{\partial y^2} + k_0^2 (n(\mathbf{r})^2 - n_0^2) = 0 \quad (2.2.2 - 3)$$

を得る。これをフレネル方程式と呼び、フレネル方程式を解くことを通じてBPMは伝搬する電界を求める^[10]。進行波のモードを求める都合上、BPMでは光の反射を計算することはできない。BPMはフレネル方程式(2.2.2 - 3)の解析方法に応じた様々な派生を持つ。

2.2.3 有限要素法(FEM)

有限要素法(Finite Element Method)は微分方程式の近似解を数値的に得る方法であり、様々な分野で使用される。有限要素法では、解析する領域を有限個の要素に分割したうえで、各要素における方程式を簡単な関数で近似した上で境界条件から近似解を求める。領域を細かく分割し、領域内での誤差が最小となるような近似を用いて計算を行うため、分割数を増やすことで複雑な構造や、屈折率差が大きい構造の解析を行うことが出来る。

2.2.4 時間領域差分法(FDTD法)

時間領域差分法(Finite Different Time Domain method)はマクスウェル方程式を時空間領域の差分方程式とみなし逐次計算を行うことにより、電磁波の伝搬をシミュレーションする方法である。メッシュを細かくすることにより精度の良いシミュレーションが実現可能である一方、計算量が多いというデメリットを持つ。

微分は

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow \infty} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \quad (2.2.4 - 1)$$

と定義できるが、分解能 Δx が十分小さい際には以下のように近似できる。

$$\lim_{\Delta x \rightarrow \infty} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \approx \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \quad (2.2.4 - 2)$$

マクスウェル方程式(2.1.1 - 1), (2.1.1 - 2)を式(2.2.4 - 2)で近似することで, 分解能刻みに存在する離散点における電磁波成分間の線形結合な関係が得られ, 逐次計算による解析が可能となる. この時空間と時間が離散化されることとなる. FDTD 法では電場の離散点と磁場の離散点の配置をずらすことで計算精度を上げる. また, 解を確実に収束させるためには分解能が式(2.2.4 - 3)を満たす必要がある. ここで v は電磁波の最大伝搬速度である.

$$v\Delta t \leq \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \quad (2.2.4 - 3)$$

第 3 章 導波路端面でのモード解析

SiO₂をクラッドに持つ膜厚0.22 μmの Si 矩形導波路と膜厚0.8 μmの SiN 矩形導波路について, 導波路幅の長さ a と導波路の幅方向に電場を持つ基本モードとの関係を, 三層スラブ近似, BPM, FEM を用いたシミュレーションにより求め, 結果を比較した. 全てのシミュレーションで, Table 3.1 に示す値を使用する^[11].

Table 3.1 Parameters used in the simulation.

Parameter	Value
Si refractive index n_{Si}	3.477722137
SiN refractive index n_{SiN}	1.996279732
SiO refractive index n_{SiO}	1.444023622
electric constant ϵ_0	8.8541878128 pFm ⁻¹
Speed of light c	299792458 m
Free space wavelength λ	1.55 μm
Si waveguide height	0.22 μm
SiN waveguide height	0.8 μm

3.1 三層スラブ近似によるモード解析

三層スラブ近似を用いて矩形導波路の導波路幅と, 導波路の幅方向に電場を持つ基本モードの等価屈折率との関係についてシミュレーションを行った. 数値解の導出には MATLAB で関数 `vpsolve` を用いた. 三層スラブ近似を高さの方向, 幅の方向に一度ずつ用いることにより, 矩形導波路の近似を行った.

最初に、導波路の高さ方向に層が重なる三層スラブ構造について等価屈折率を求めた。この構造では、導波路幅方向に電場を持つ基本モードは理論 2.2.1 における TE0 モードに対応する。式(2.2.1-17), (2.2.1-18)からなる連立方程式の数値解を $0 < \kappa a < \pi/2$ の範囲で求めることにより TE0 モードの固有値を求め、固有値から 2次元近似した際の等価屈折率を算出した。得られた等価屈折率を Table 3.2 に示す。

Table.3.2 Equivalent index calculated from slab approximation.

Parameter	Value
Si equivalent index	2.85
SiN equivalent index	1.88

次に、先程求めた屈折率をコア層の屈折率としたうえで、幅方向に層を持つ三層スラブ構造について、導波路幅を $0 \mu\text{m}$ から $1.5 \mu\text{m}$ まで $0.005 \mu\text{m}$ 間隔で変化させた際の等価屈折率の変化を調べた。この構造では、幅方向に電場を持つ基本モードは理論 2.2.1 における TM0 モードに対応する。式(2.2.1-24), (2.2.1-18)からなる連立方程式の数値解を $0 < \kappa a < \pi/2$ の範囲で求めることで TM0 モードの固有値を求め、固有値から実効屈折率を算出した。シミュレーションから得られた実効屈折率と導波路幅の関係を Fig.3.1 に示す。

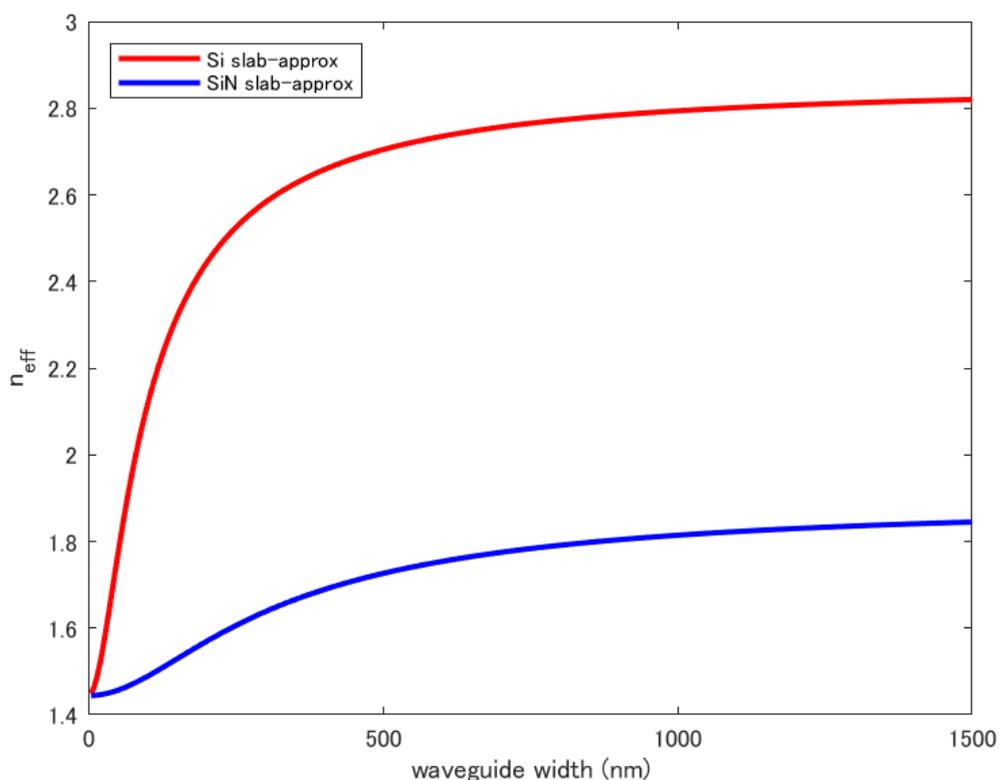


Fig.3.1 Effective index as a function of waveguide width (slab approximation).

両者共に、導波路幅が増加するにしたがって対数関数的に実効屈折率が増加してゆき、Table 3.2.で示した等価屈折率に漸近してゆく様が見られる。特に Si 導波路は導波路幅 0~0.3 μm の領域にかけて急激に実効屈折率を増加させる様子が見られる。

3.2 BPM によるモード解析

synopsis 社が提供する光シミュレーションソフトウェア群 Rsoft を用い、シミュレーションを行った。このソフトウェアは作製したモデルに対し種々の電磁波解析を行うことが可能である。使用する解析法毎にソフトウェアが存在するが、1つのインターフェイス上で使用することが可能であり、作製したモデルや解析条件を流用することも可能である。本章の解析では Rsoft に含まれる BeamProp というソフトウェアを使用した。

初めに Rsoft 上で CAD を用い、高さ 0.22 μm の Si 矩形導波路と高さ 0.8 μm の SiN 矩形導波路の 3D モデルを作製した。モデルは z 軸を導波方向とし、x 軸と導波路幅、y 軸と導波路の膜厚が平行となるよう作製した。導波路長はモード解析に影響しないこと、導波路幅は後に変更することを考慮し仮の値をおいた。

次に BeamProp 内の Compute Modes という機能を用いて、作製したモデルに対して BPM を用いた導波路のモード解析を行った。導波路中心を原点に、x 軸方向に $\pm 3 \mu\text{m}$ 、y 軸方向に $\pm 2 \mu\text{m}$ の範囲をシミュレーション範囲とし、分解能は各軸方向に 0.02 μm とした。Rsoft では、特定の変数を変化させた際の出力の変化を記録する MOST という機能が存在する。MOST と BeamProp を組み合わせ、導波路幅を変化させた際の基本モード、及び実効屈折率の変化を記録した。導波路が細すぎると解析が出来ないため、Si 導波路では 0.15 μm から 1.5 μm まで、SiN 導波路では 0.2 μm から 1.5 μm まで、それぞれ 0.02 μm 間隔でシミュレーションを行った。

Fig.3.2 に BeamProp の設定画面を示す。Rsoft ではデフォルトの単位が μm となっている。Domain Min/Max がシミュレーション範囲、Grid Size が分割する領域の幅を表しており、BPM Options で BPM に関する設定、Mode Option で探索するモードに関する条件が設定できる。

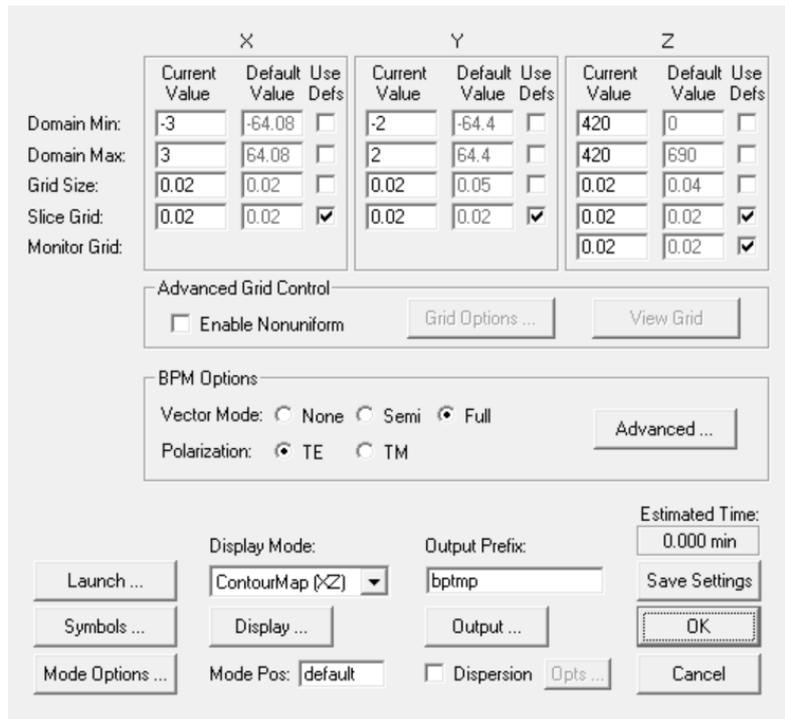


Fig.3.2 Setting of Compute Modes (BeamProp).

シミュレーションから得られた実効屈折率と導波路幅の関係を Fig.3.3 に示す。

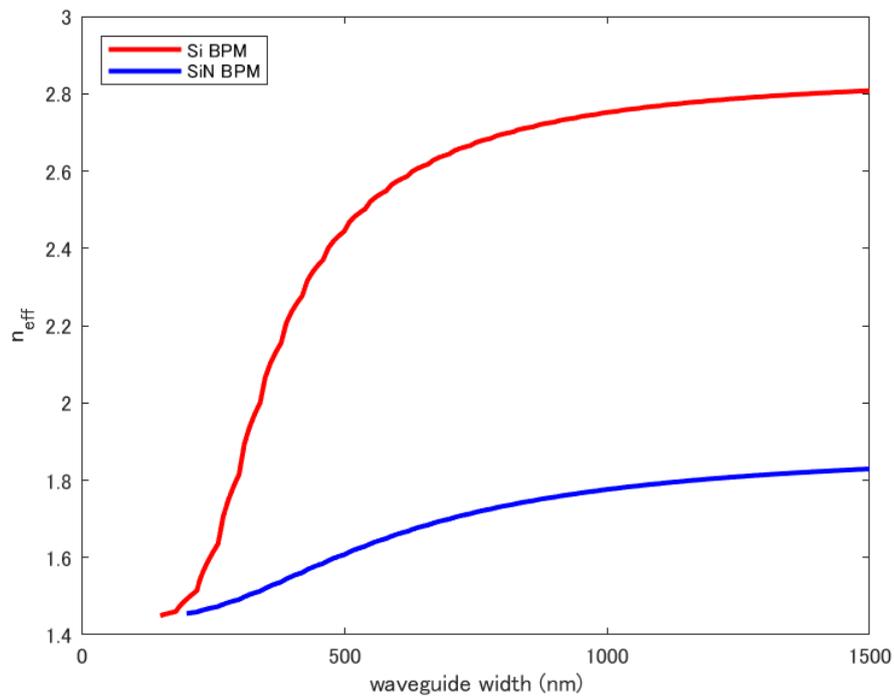


Fig.3.3 Effective index as a function of waveguide width (BPM).

三層スラブ近似の際と同様に導波路幅が増加するにしたがって対数関数的に実効屈折率が等価屈折率に漸近する様子が見られた。導波路幅が $0.5\ \mu\text{m}$ 以下の領域では結果が不連続となる様子が目立った。

シミュレーションでは実効屈折率の値に加え、 E_x と H_y のモードプロファイルが出力される。導波路の結合効率と、導波モードのポインティングベクトル $S = E_x \times H_y$ の一致にはある程度相関関係があると考え、シミュレーションから得た Si 導波路と SiN 導波路のモードの持つポインティングベクトルの重なりを計算した。Fig.3.3 が示すように、SiN の実効屈折率は Si に比べ変化が緩やかであることから、SiN 導波路の幅を $0.3\ \mu\text{m}$ に固定し、Si 導波路の導波路幅を変化させる場合を考えた。導波路幅 $0.3\ \mu\text{m}$ の SiN 導波路の実効屈折率は導波路幅 $0.2\ \mu\text{m}$ の Si 導波路の実効屈折率とほぼ等しいことから、Si 導波路幅が $0.15\ \mu\text{m}$ から $0.25\ \mu\text{m}$ の際に関して調べることにし、より正確な結果を得るために $0.001\ \mu\text{m}$ 間隔で再度シミュレーションを行った。出力された E_x と H_y のモードプロファイルは MATLAB 上で積算、正規化してポインティングベクトルとした上で、重なりを求めた。Fig.3.4 に得られた結果を示す。Fig.3.3 に重なりをグラフを加える形とした。

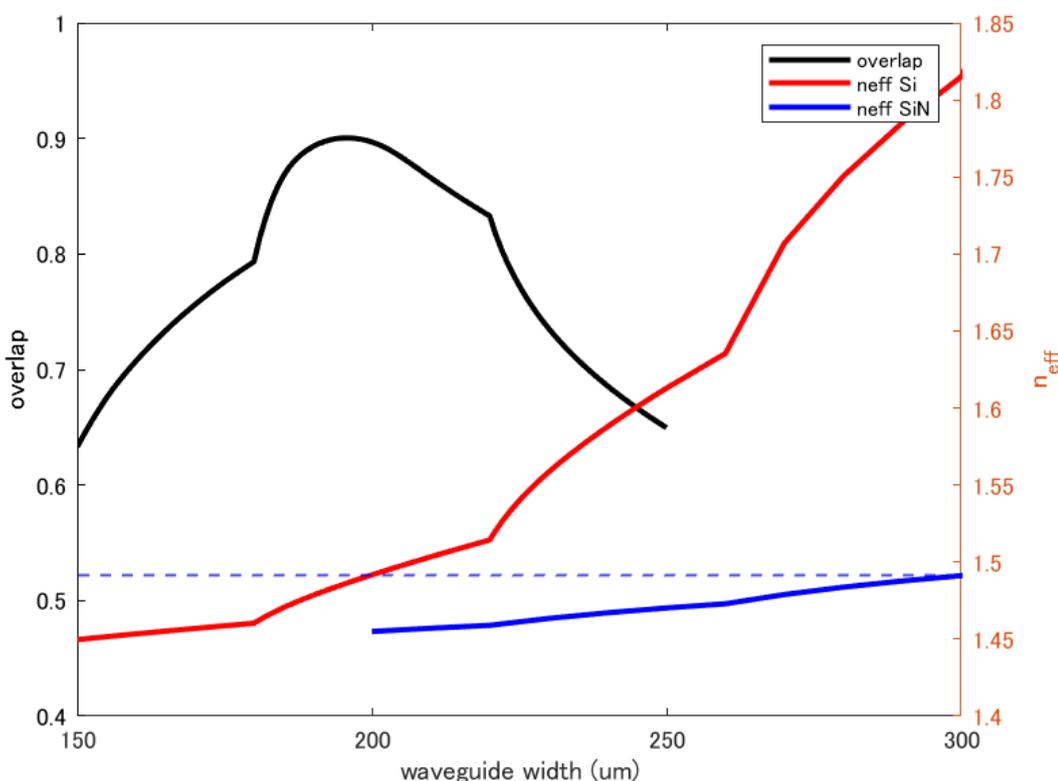


Fig.3.4 Mode overlap and effective index as a function of waveguide width (BPM).

得られたモード重なりは Si 導波路幅が $0.196\ \mu\text{m}$ の際に最大値 0.900413 をとった。Si 導波路幅が $0.200\ \mu\text{m}$ となる際に実効屈折率が 1.492 となり、導波路幅 $0.3\ \mu\text{m}$ の SiN 導波路が

持つ実効屈折率 1.491 に最も近づくことを踏まえると、導波モードのポインティングベクトルの重なりは実効屈折率差と強い相関を持つことが伺える。また、重なりグラフは実効屈折率と同様に一定間隔で不連続となる様子を見せた。

シミュレーションから得られた導波路幅 $0.3\ \mu\text{m}$ の SiN 導波路の TE0 モードを Fig3.5, そこから得たポインティングベクトルの様子を Fig.3.6 に示す。

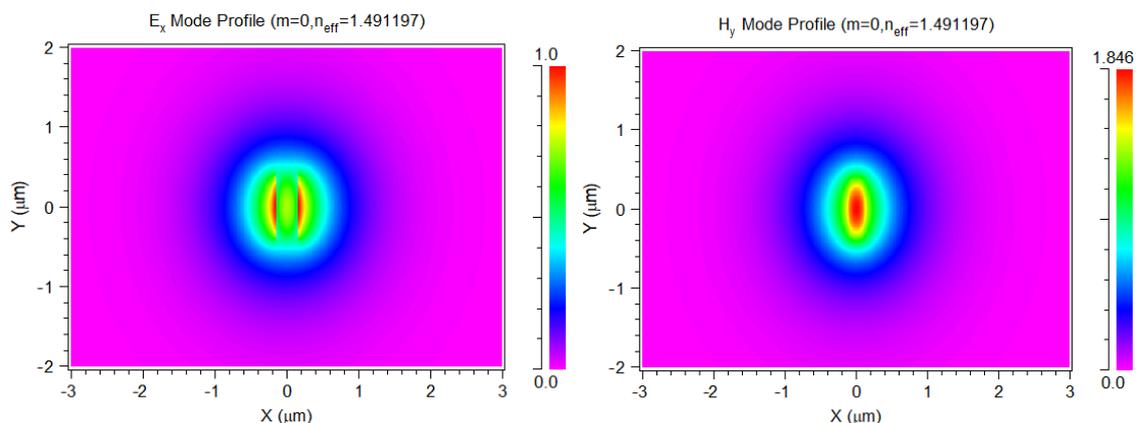


Fig.3.5 Electric and magnetic field of TE0 mode in SiN waveguide whose width is $0.3\ \mu\text{m}$ (BPM).

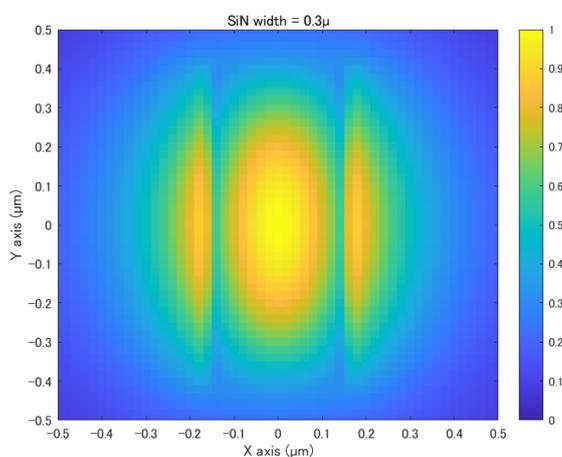


Fig.3.6 Pointing vector of TE0 mode in SiN waveguide whose width is $0.3\ \mu\text{m}$ (BPM).

Fig.3.5, Fig.3.6 から、導波路幅 $0.3\ \mu\text{m}$ の SiN 導波路の基本モードは導波路内部のパワーと導波路外に染み出したパワーの両方を持つことがわかった。また、導波路内部のパワーは H_y , 導波路外部のパワーは E_x が主体として存在していることがわかった。

Fig.3.6 に示した結果に加え、導波路幅 $0.15\ \mu\text{m}$ 、 $0.196\ \mu\text{m}$ 、 $0.25\ \mu\text{m}$ の Si 導波路の基本モードが持つポインティングベクトルの様子を Fig.3.7 に示す。

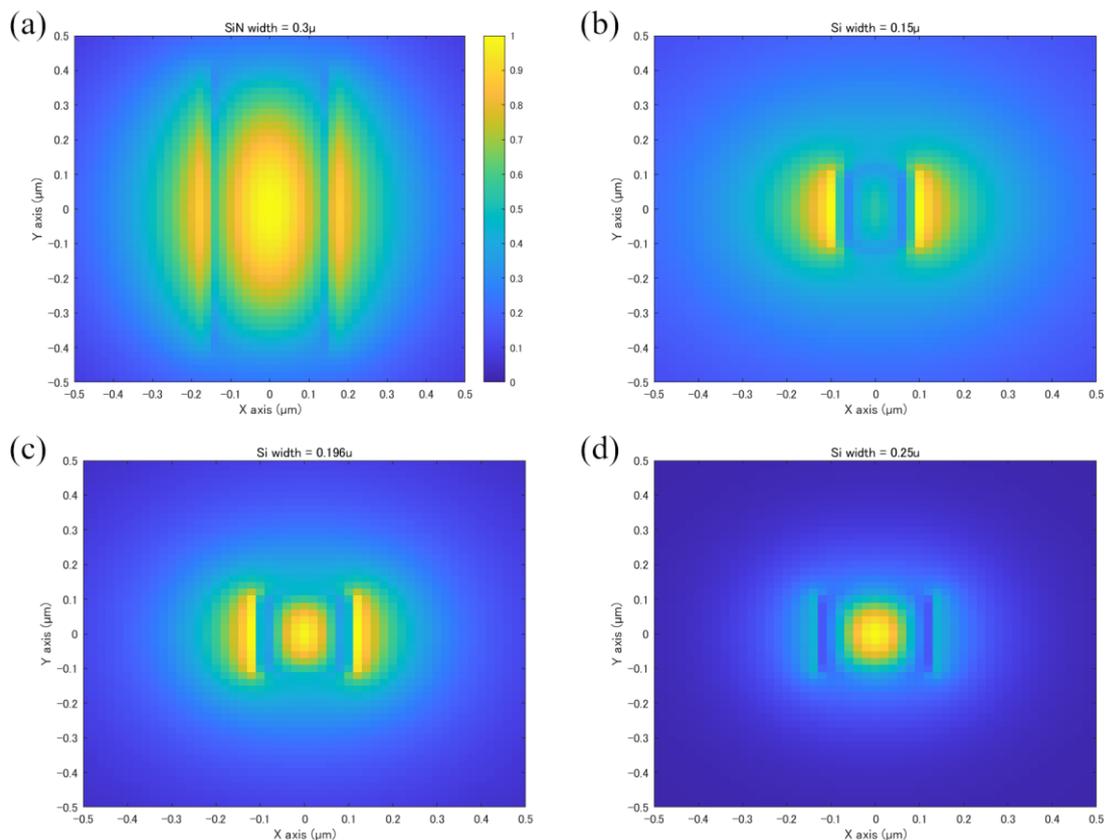


Fig.3.7 Pointing vector of TE0 mode in waveguides (BPM)

(a). SiN waveguide (width $0.3\ \mu\text{m}$), (b). Si waveguide (width $0.15\ \mu\text{m}$),

(c). Si waveguide (width $0.196\ \mu\text{m}$), (d). Si waveguide (width $0.25\ \mu\text{m}$)

Fig.3.7(b)-(d)からは Si 導波路幅が大きくなるにつれ導波路外に漏れ出る光は減り、導波路内に光が強く閉じ込められてゆく様子が観察できる。これは Fig.3.3 が示すように、Si 導波路幅を $0\sim 0.5\ \mu\text{m}$ まで増加させる際、実効屈折率が大きく増加するため、コア層とクラッド層と屈折率差も大きくなるためである。Fig.3.7(a)と Fig.3.7(c)を比較すると確かに Si 導波路幅が $0.196\ \mu\text{m}$ となる際に両者の概形が近くなっていることが見て取れる。

3.3 FEM によるモード解析

FEM シミュレーションでは Rsoft に含まれる FEMSIM というソフトウェアを使用した。3D モデルや環境変数は前節で用いたものを流用し、3.2 と同様に MOST と FEM を組み合わせ、導波路幅を0~1.5 μm にかけて0.01 μm 間隔で変化させた際の TE₀モードと実効屈折率の変化を記録した。分解能は x,y 軸共に0.01 μm とした。

Fig.3.2 に FEMSIM の設定画面を示す。Domain Min/Max がシミュレーション範囲、Grid Size が分解能を表しており、Mesh Options で分割領域に関する設定、Mode Option で探索するモードの条件が設定できる。

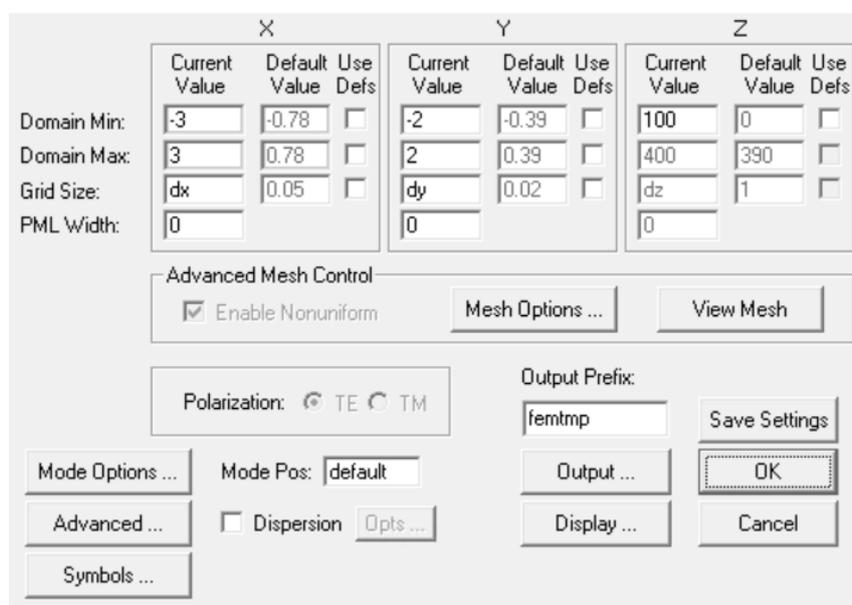


Fig.3.8 Setting of Compute Modes (FEMSIM)

シミュレーションから得られた実効屈折率と導波路幅の関係を Fig.3.9 に示す.

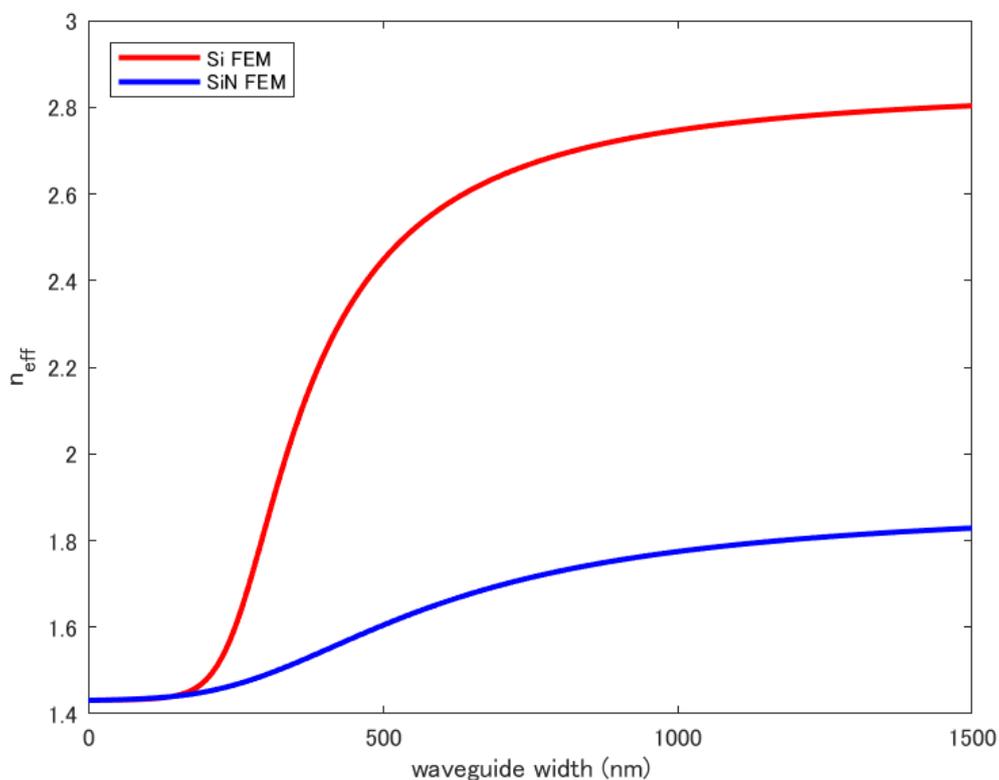


Fig.3.9 Effective index as a function of waveguide width (FEM).

前の2つの場合と同様に、導波路幅の増加に伴って対数関数的にグラフが等価屈折率付近へと漸近する様子が見られた。また、導波路幅1.4 μm 前後で Si と SiN のグラフの大きさが逆転する様子が見られた。

モードの重なりについても前節と同様に計算を行った。Si 導波路幅が0.15 μm から0.25 μm の場合に関して0.001 μm 間隔で再度シミュレーションを行い、幅0.3 μm の SiN 導波路とのモードの重なりを計算した。Fig.3.9 に得られた結果を示す。Fig.3.3 に重なりをグラフを加える形とした。

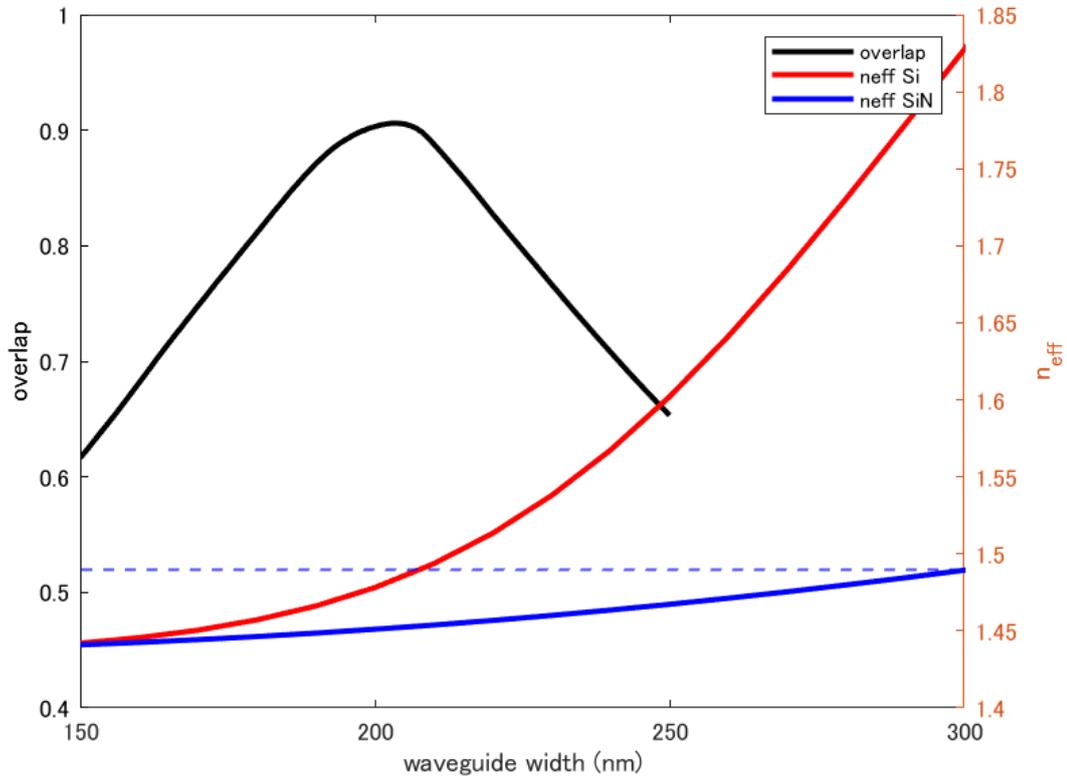


Fig.3.10 Mode overlap and effective index as a function of waveguide width (FEM).

得られた重なるのグラフは Si 導波路幅が $0.203 \mu\text{m}$ の際に最大値 0.906026 をとった. Si 導波路幅が $0.208 \mu\text{m}$ となる際に実効屈折率が 1.490 となり, 導波路幅 $0.3 \mu\text{m}$ の SiN 導波路が持つ実効屈折率 1.489 と最も近づくことを踏まえると, BPM と同様, モード重なりが最大となる時, 及び実効屈折率が最も近くなる時において, 導波路幅はほぼ一致すると考えた.

シミュレーションから得られた導波路幅 $0.3\ \mu\text{m}$ の SiN 導波路のポインティングベクトルを Fig.3.11 に示す。

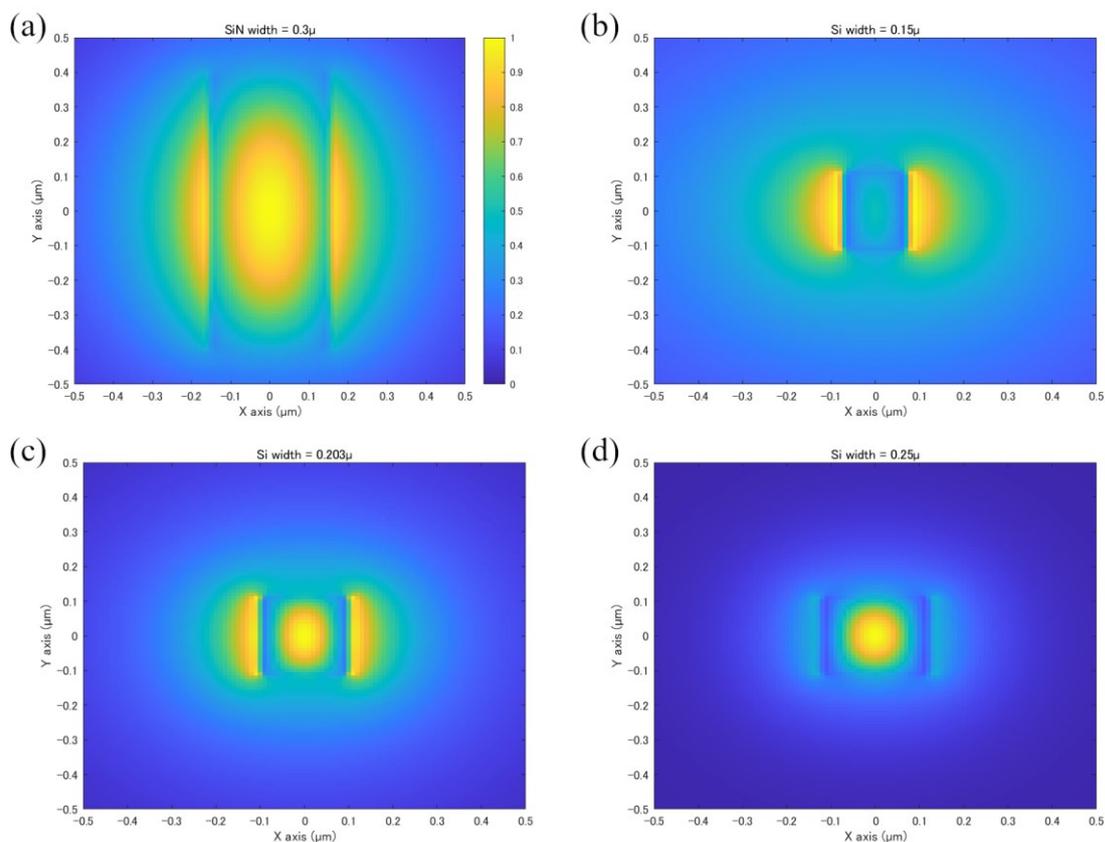


Fig.3.11 Pointing vector of TE₀ mode in waveguides (FEM).

(a). SiN waveguide (width $0.3\ \mu\text{m}$), (b). Si waveguide (width $0.15\ \mu\text{m}$),

(c). Si waveguide (width $0.203\ \mu\text{m}$), (d). Si waveguide (width $0.25\ \mu\text{m}$).

Fig.3.11(a)-(d)は Fig.3.6 と殆ど差がないことがわかる。しかし注意してみると Fig.3.6(b)に比べて Fig.3.11(b)では光がより多く漏れ出ている様子が観察できる。このことから、導波路幅が狭くなるにつれ BPM と FEM の差異も増大することが予想できる。

3.4 モード解析結果の比較

3.1~3 で得られた等価屈折率(実効屈折率)と導波路幅の関係を Fig.3.12 にまとめる。

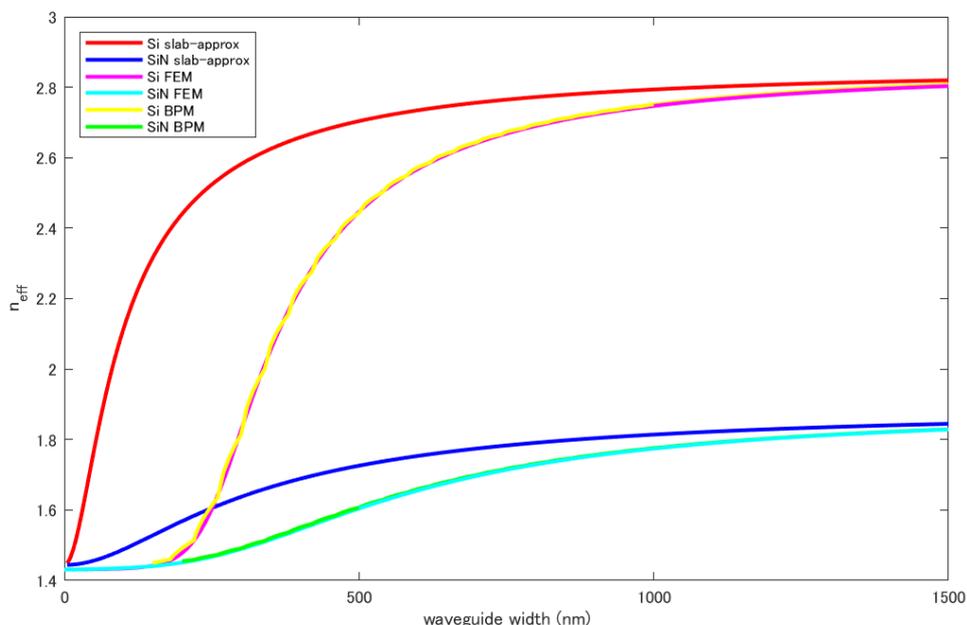


Fig.3.12 Effective index as a function of waveguide width.

三層スラブ近似により得られた等価屈折率は導波路幅が十分大きい領域では BPM, FEM と変わらない値を示したが、導波路幅が1 μm 以下の領域では大きく異なる結果を示した。これは、三層スラブ近似では導波路内に光が十分閉じ込められていると仮定してモードを計算するが、導波路幅が狭い時の基本モードは導波路外にも存在することが原因ではないかと考える。

また、BPM と FEM の結果の概形は等しいが、導波路幅が狭い領域ではやや乖離する様子が分かる。導波路幅が狭い領域について考察するために、Fig.3.12 における BPM と FEM の結果について、0 μm から0.5 μm までの拡大図を Fig.3.13 に示す。

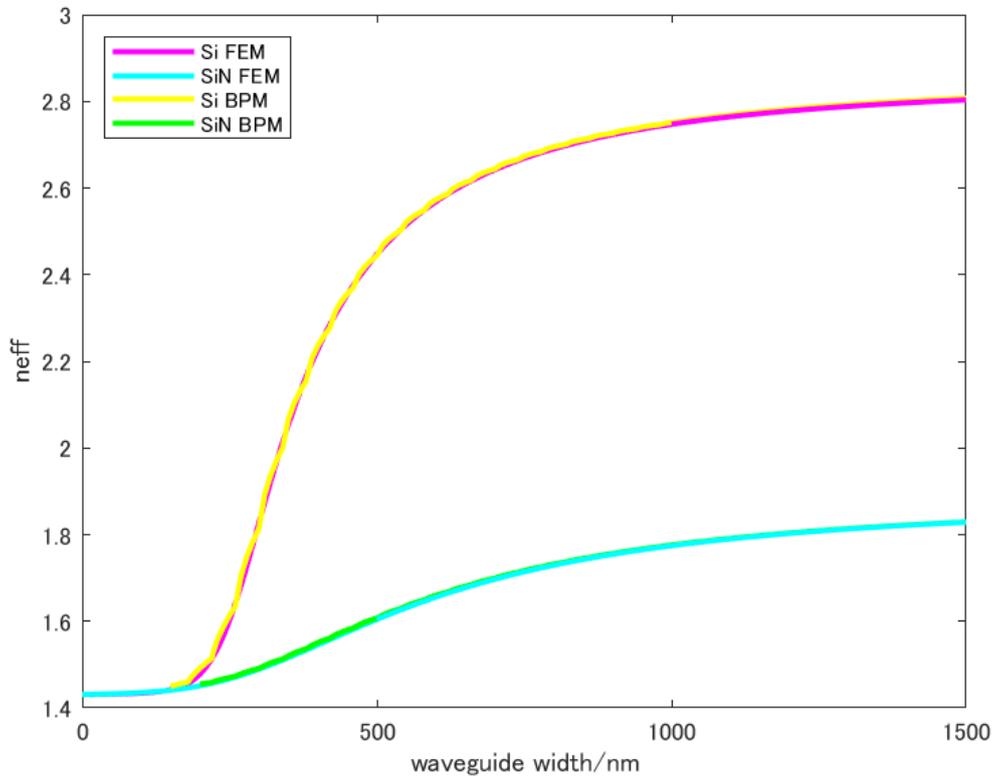


Fig.3.13 Effective index as a function of waveguide width (BPM, FEM).

導波路幅が狭い領域では、FEMの結果は滑らかなものである一方、BPMの結果は周期的に不連続となる様子が明確に確認できる。FEMで求めたグラフは下に凸である一方、BPMで求めたグラフはFEMで求めたグラフを上凸のグラフの集合で近似したような様子を呈している。

モード重なり(Fig.3.4, Fig.3.10)、屈折率推移(Fig.3.12, Fig.3.13)のどちらにおいてもFEMで求めたグラフが滑らかなものである一方、BPMで求めたグラフは歪んでおり、精度から考えてもFEMで求めた結果がより信頼できると考えた。

第4章 逆テーパ構造の結合効率

第2章で説明した逆テーパ構造について、BPM, FDTD法の両者を用いたシミュレーションを行い、第3章の結果も踏まえ比較検討を行った。

4.1 シミュレーションに用いたモデル

本節では、次節から述べるシミュレーションで使用した逆テーパ構造モデルについて説明する。モデルの作製にはRsoftのCADを用いた。シミュレーションに用いた基本的な変数は全てTable 3.1に準拠した。

作製した逆テーパ構造の投影図をFig.4.1に示す。ここで、SiN導波路の厚みは $0.8\ \mu\text{m}$ 、Si導波路の厚みは $0.22\ \mu\text{m}$ とした。接合部のSiN導波路幅を第3章の結果と比較するため $0.3\ \mu\text{m}$ に固定したうえ、接合部のSiN導波路幅を変更した際の結合効率を求めた。

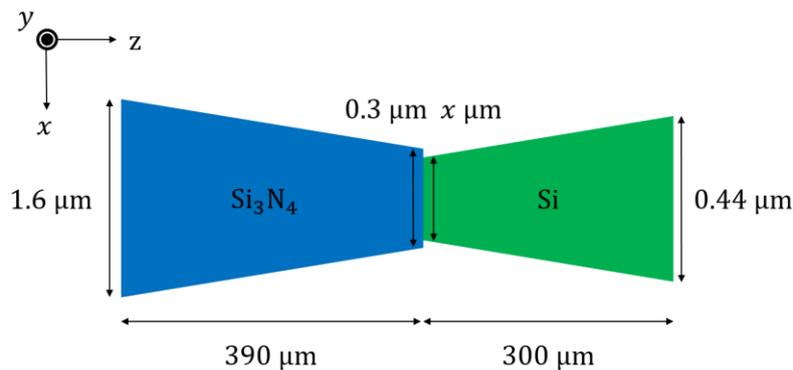


Fig.4.1 Reverse tapered structure used in the simulation.

Fig.4.1に示すモデルにおける入射光が端から端まで導波した場合のシミュレーションは、後述するFDTD法では計算量が非常に多く、モデル全体のシミュレーションが非現実的であるため、Fig.4.2に示す接合部から各導波路 $10\ \mu\text{m}$ 離れた領域についてのみ、BPM, FDTD両者の結合効率を検討した。

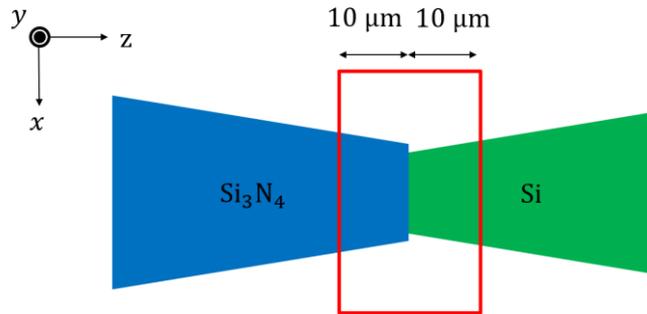


Fig.4.2 Simulation area.

ここで、シミュレーション領域は第 3 章にならいう、 x 軸方向に $6 \mu\text{m}$ 、 y 軸方向に $4 \mu\text{m}$ 、 z 軸方向に $20 \mu\text{m}$ の直方体とした。

シミュレーションでは SiN 導波路から Si 導波路に光が導波する場合を想定した。入射光は接合部から $10 \mu\text{m}$ はなれた SiN 導波路の断面について FEM で基本モードを求めたものを使用した(Fig.4.3)。

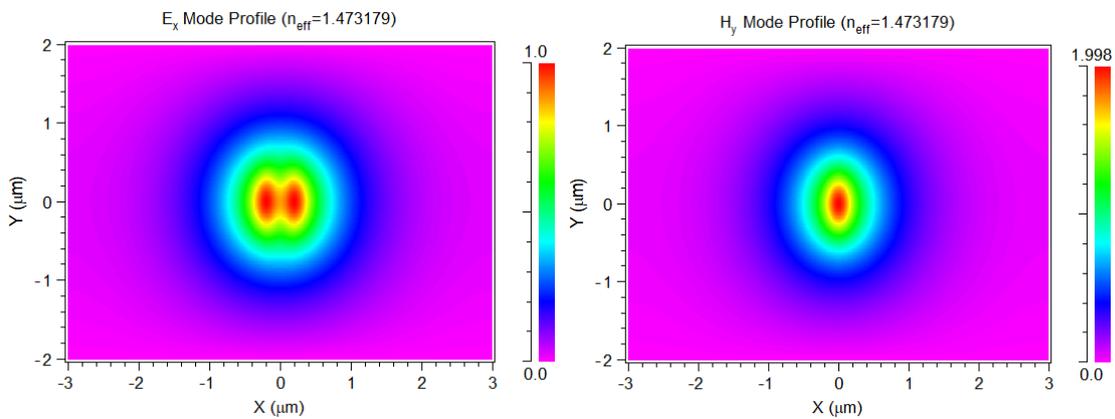


Fig.4.3 Electric field and magnetic field of incident light.

4.2 BPM による逆テーパ構造シミュレーション

第 3 章 2 節では BPM を用いた導波路端面のモード解析を行ったが、本来 BPM は電磁波伝搬の様子を解析することが主な用途である。第 3 章 2 節と同様 Rsoft の BeamProp を用い、前節で説明したモデルについて BPM を用いた解析を行った。

Fig.4.4 に BeamProp の設定画面を示す。 Domain Min/Max は第 3 章と変わらずシミュレーション範囲を表すが、今回は z 方向の範囲も指定する必要がある。 分解能は全方向とも 0.02 μm とした。

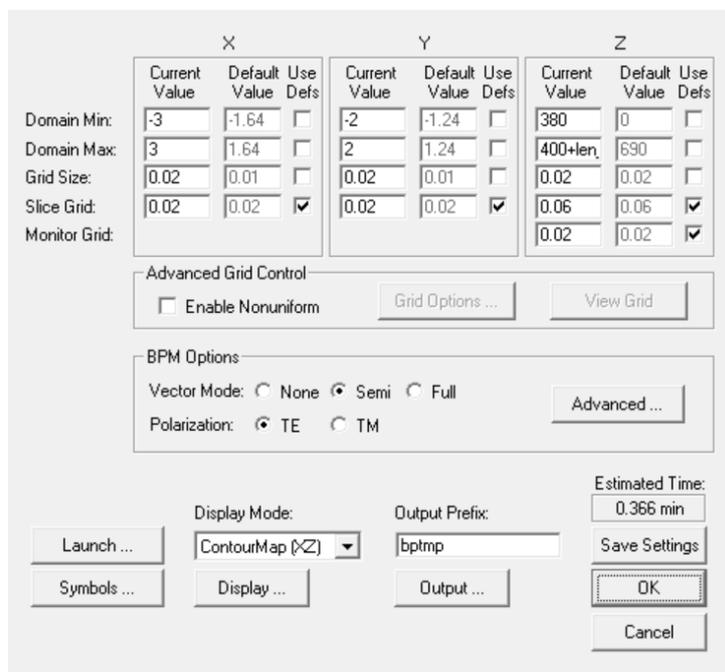


Fig.4.4 Setting screen (BeamProp).

BeamProp で導波路を通過するパワーを確認するためには Pathway Monitor を用いる。 Pathway Monitor はあらかじめ設定した Pathway を通過する光のパワーや位相を調べるための機能だが、 Pathway が設定されていない場合シミュレーション領域を通過する光について機能する。 したがって、 BeamProp を用いて z 方向への光の導波をシミュレーションし、同時に Pathway Monitor から入射光のパワーを 1 とした場合の終端面でのパワーを求めることにより導波路の結合効率を考えることができる。 これまでのシミュレーションと同様 MOST を用い結合効率と Si 導波路幅の関係を求めた。 Si 導波路幅は 0.15 μm から 0.30 μm にかけて 0.002 μm 間隔で変化させた。

求めた結合効率と Si 導波路幅の関係及び Fig.3.4 で得た結果との比較を Fig.4.4 に示す。

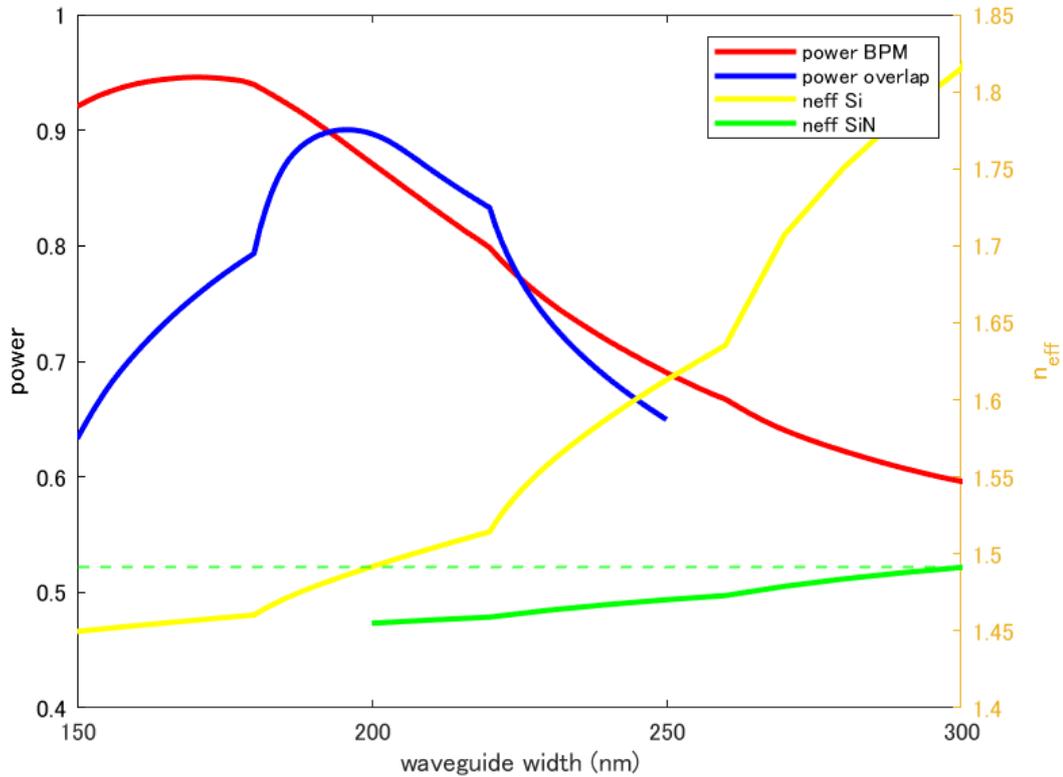


Fig.4.5 Coupling efficiency, mode overlap and effective index as a function of waveguide width (BPM).

Fig.4.5 に、Fig.3.4 に記した 3つのグラフとともに、BPM を用いて求めた結合効率を赤線で示す。結合効率は Si 導波路幅が $0.17 \mu\text{m}$ 時に最大値 0.946 をとった。この結果より、BPM で求めた結合効率もまた屈折率やモードの重なりと同様に一定間隔で不連続となることが分かるが、結合効率とモード重なりとのピーク箇所が大きく異なることから BPM で伝搬を計算した際とモードを計算した際には結果が異なると考えられる。

次に、Si 導波路幅が $0.15 \mu\text{m}$ 、 $0.25 \mu\text{m}$ の場合における BPM で求めた光伝搬の様子を Fig.4.6、Fig.4.7 に示す。

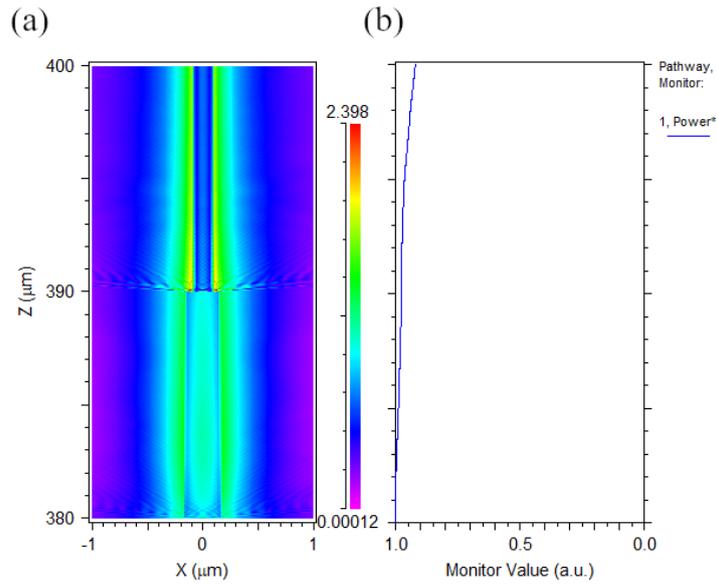


Fig.4.6 Light propagation simulated by BPM (Si waveguide width $0.15 \mu\text{m}$)

(a). Electric field propagation, (b). Power transmission.

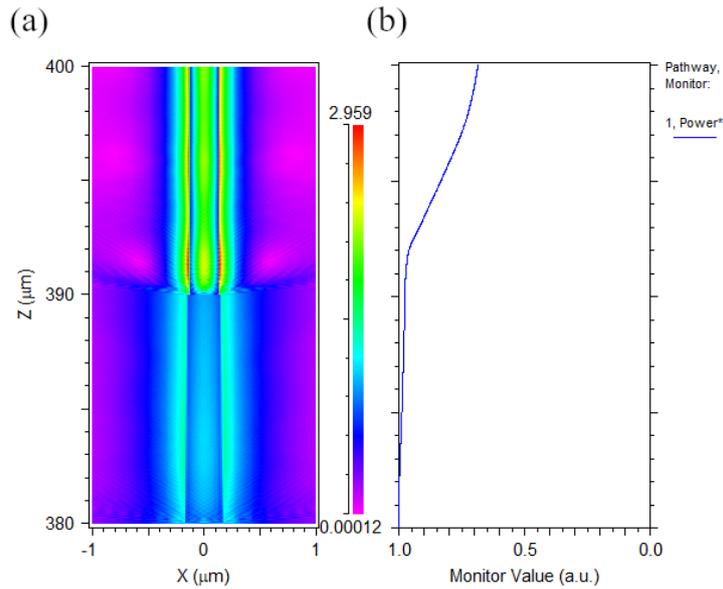


Fig.4.7 Light propagation simulated by BPM (Si waveguide width $0.25 \mu\text{m}$)

(a). Electric field propagation, (b). Power transmission.

Fig.4.6(a), Fig.4.7(a)は BPM により求めた zy 平面での電界を示し, Fig.4.6(b), Fig.4.7(b) は xy 平面でのパワーを表す. Fig.4.6において電界はほぼ形を変えずに導波しているが, Fig.4.7では Si 導波路に入った光が接合部付近で急激に拡散し, シミュレーション範囲を超えていく様子が見られた. 接合部付近で急激に拡散している成分はほぼ導波路外の光

であることから、幅 $0.25\ \mu\text{m}$ の Si 導波路のモードは Fig.3.6(b)にあるようにほぼ導波路外に存在しないことが原因ではないかと考えた。

4.3 FDTD による逆テーパ構造シミュレーション

前節で使用したモデルを用いて FDTD での解析を行った。解析には Rsoft の FullWAVE を用いた。モデルや環境変数は BeamProp で使用したものを流用した。FullWAVE でパワーを測る際には Monitor 機能を使用する。Monitor はモデル同様 CAD で設計、配置することができ、Monitor を通過する光のパワーや電磁界の時間経過を記録する。シミュレーション領域の終端に終端面と同じ大きさのモニターを配置し入射光に対する終端面でのパワーを計測することにより導波路の結合効率を考えることができる。

Fig.4.8 に FullWAVE の設定画面を示す。空間分解能は全方向に $0.02\ \mu\text{m}$ とした。これまでと異なり時間分解能を入力する必要があるが、Time Step が表す時間分解能のデフォルト値は解の安定条件をちょうど満たす値よりも少し小さいものとなっているためデフォルトの値を採用した。

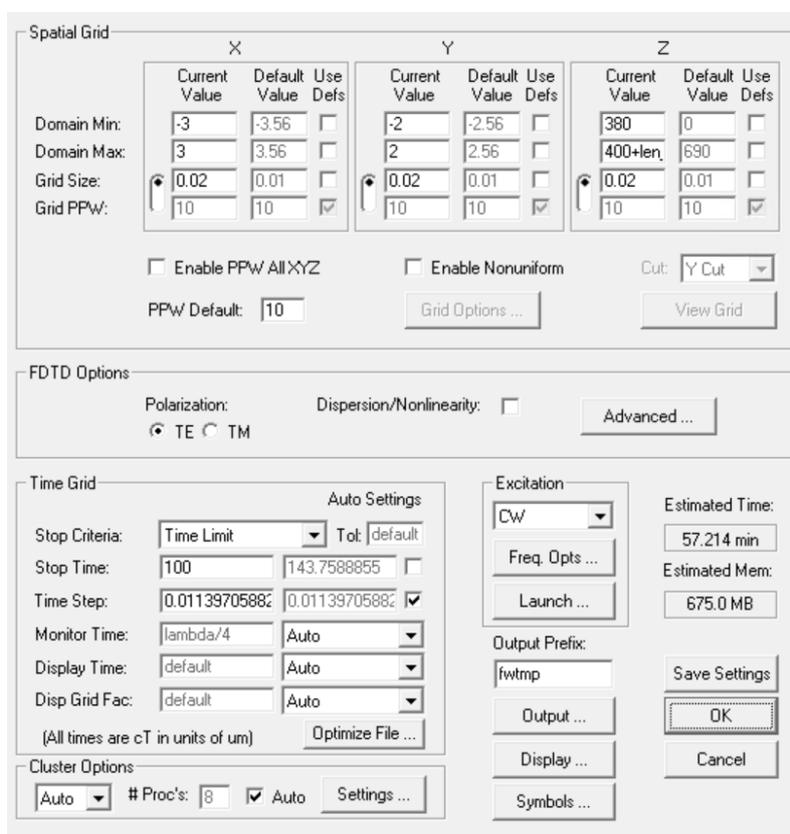


Fig.4.8 Setting screen (FullWAVE).

MOST を用いて結合効率と Si 導波路幅の関係を求めた。Si 導波路幅は $0.15\ \mu\text{m}$ から $0.25\ \mu\text{m}$ にかけて $0.01\ \mu\text{m}$ 間隔で変化させた。求めた結合効率と Si 導波路幅の関係、また Fig.3.10 で得た結果との比較を Fig.4.9 に示す。Fig.4.5 では赤い点が FDTD 法を用いて求めた結合効率を示し、残りが Fig.3.10 で示した結果となっている。

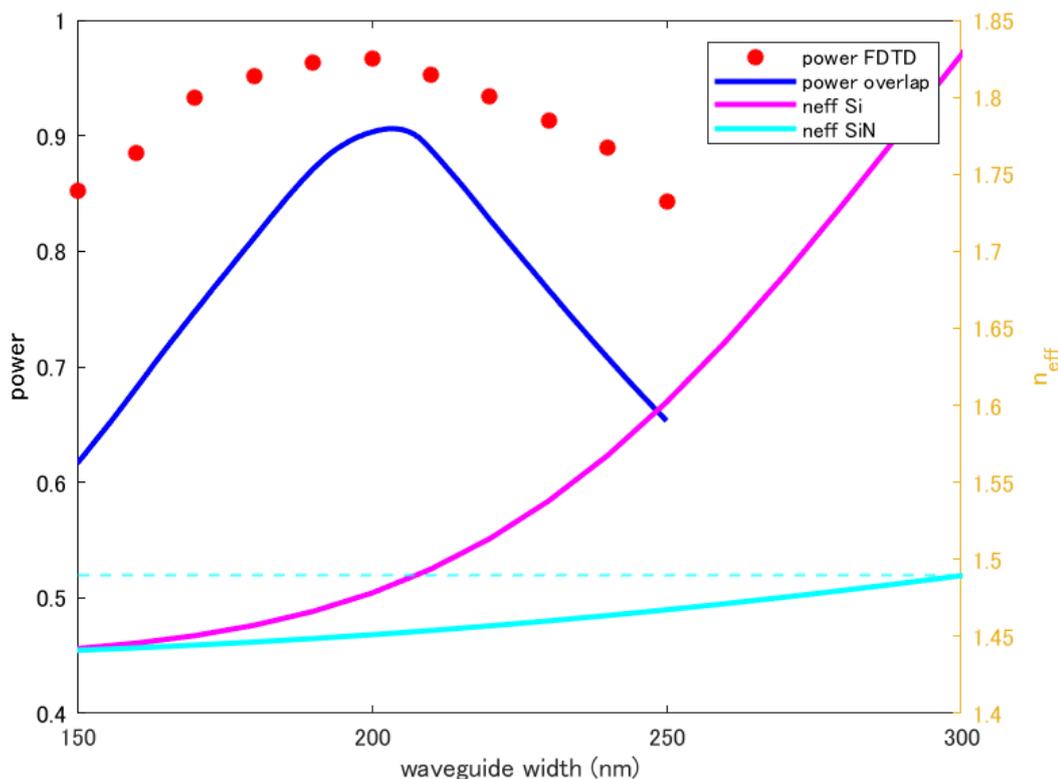


Fig.4.9 Coupling efficiency, mode overlap and effective index as a function of waveguide width (FEM).

結合効率は Si 導波路幅が $0.2\ \mu\text{m}$ となる際、最大値 0.967 を示し、モード重なりが最大値を示した Si 導波路幅が $0.203\ \mu\text{m}$ となる場合に極めて近い値となった。しかし、FDTD 法から得た結果はプロット点数が少ないため、最適な導波路幅を求めるためには $1.9\ \mu\text{m}$ から $2.1\ \mu\text{m}$ にかけて更にシミュレーションを行い、検討する必要がある。FDTD 法より求めた結合効率は FEM で解析したモードの重なりと比べて常に高い値をとった。この違いから、逆テーパ構造において結合する光は、端面でモードが重なる光のみではないことが分かった。これは、逆テーパ構造において Si 導波路幅が大きくなるにつれて導波路のモードが変化するため、端面では導波路のモード外に存在する光が、導波路につれて再結合することが原因だと考えた。

次に、Si 導波路幅が $0.15\ \mu\text{m}$ 、 $0.20\ \mu\text{m}$ 、 $0.25\ \mu\text{m}$ のときにおける FullWAVE で求めた光伝搬の様子を Fig.4.10 に示す。

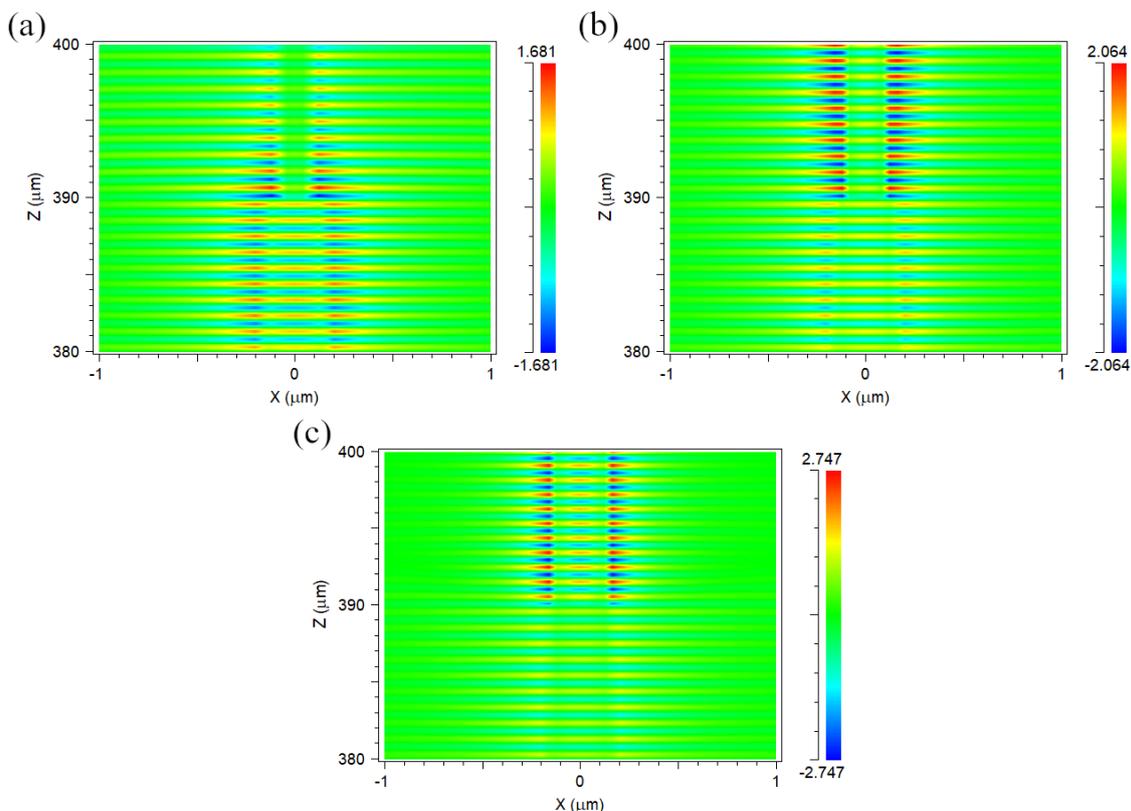


Fig.4.10 Light propagation simulated by FDTD method (FullWAVE).

(a). Si waveguide width $0.15\ \mu\text{m}$, (b). Si waveguide width $0.20\ \mu\text{m}$, (c). Si waveguide width $0.25\ \mu\text{m}$.

Fig.4.10 より、Si 導波路幅を大きくするにつれ、導波路内部にモードが生じる様子が見られた。これは Fig.3.11 にある FEM の結果と一致する。

また、Si 導波路幅が $0.20\ \mu\text{m}$ 程度と狭い場合、モードの主体は導波路外に存在することが分かり、このことから、実効屈折率が一致する場合とモード重なりが最大となる場合が一致した理由が説明できると考えた。簡単のため 2 章 2 節で扱った三層スラブ近似を用いて考える。ここで導波路内に電場が存在しないと仮定すると、モードの形状は導波路外の電場を表す式(2.2.1-12)に依存する。式(2.2.1-12)において支配的な変数は γ であり、各導波路において γ が一致する際、モード重なりが最大となると考えられる。また、実効屈折率は伝搬定数 β から定まるが、 β は式(2.2.1-16)が表すように、クラッドの屈折率 n_2 及び γ から定まる。今回シミュレーションした SiN 導波路と Si 導波路のクラッドはどちらも SiO_2 であることから、各導波路において γ が一致する際、実効屈折率が一致することとなる。以上より、主なモードが導波路外に存在する際、実効屈折率が一致する場合とモード重なりが最大となる場合は一致すると考えられる。

第5章 結論

本研究では逆テーパ構造を用いた Si 導波路と SiN 導波路の接合について、三層スラブ近似、BPM、FEM、FDTD 法を用いたシミュレーションを行った。

求めた実効屈折率とモードの結果より、三層スラブ近似はモードが導波路外部にも存在する微小導波路の解析には不向きであること、BPM によるモード解析では FEM に近い結果が出るものの、得られる結果が不連続であり、また接合効率の計算結果が FDTD 法と異なることから、信頼性が十分高いとは言えないことがわかった。

逆テーパ構造のシミュレーションより、接合部で導波路外に染み出した光が導波する過程で再結合する様子が見られた。また、結合効率が增大する構造は導波路端面での実効屈折率が一致する、もしくはモードの重なりが最大となる構造と近くなることが分かった。

したがって微小導波路の接合を解析するためには、まず FEM(場合によっては BPM)を用い接合面での実効屈折率が一致する構造を検討し、次にモードの重なりが最適となる構造を FEM より求め、最終的に、結合効率が最大となるような構造について FDTD 法を用いて求めるという段階を経ることで、効率よく正確な結果を得ることができると考えた。

参考文献

- [1] 国立研究開発法人科学技術振興機構低炭素社会戦略センター, 「情報化社会の進展がエネルギー消費に与える影響(Vol.1)」 (2018).
- [2] 間竜二, 「光海底ケーブルを支える大容量光伝送技術」, NEC 技報 **68** (2016).
- [3] 国立研究開発法人科学技術振興機構低炭素社会戦略センター, 「情報化社会の進展がエネルギー消費に与える影響(Vol.3)」 (2020).
- [4] J. Pfeifle, V. Brasch, M. Lauermann, Y. Yu, D. Wegner, T. Herr, K. Hartinger, P. Schindler, J. Li, D. Hillerkuss, R. Schmogrow, C. Weimann, R. Holzwarth, W. Freude, J. Leuthold, T. J. Kippenberg and C. Koos, “Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs,” *Nat. Photonics* **8**, 375-380 (2014).
- [5] R. Baets, A. Z. Subramanian, S. Clemmen, B. Kuyken, P. Bienstman, N. L. Thomas, G. Roelkens, D. V. Thourhout, P. Helin and S. Severi, “Silicon Photonics: silicon nitride versus silicon-on-insulator”, *Optical Fiber Communications Conference and Exhibition* (2016).
- [6] J. A. Davis, A. Li, N. Alshamrani, and Y. Fainman, “Silicon photonic chip for 16-channel wavelength division (de-)multiplexing in the O-band”, *Opt. Express* **28**, 23620-23627 (2020)
- [7] N. Lindenmann, S. Dottermusch, M. L. Goedecke, T. Hoose, M. R. Billah, T. P. Onanuga, A. Hofmann, W. Freude and C. Koos, “Connecting Silicon Photonic Circuits to Multicore Fibers by Photonic Wire Bonding”. *J. Light. Technol.* **33**, 755-760 (2014).
- [8] M. Blaicher, M. R. Billah, J. Kemal, T. Hoose, P. Marin-Palomo, A. Hofmann, Y. Kutuvantavida, C. Kieninger, P. Dietrich, M. Lauermann, S. Wolf, U. Troppenz, M. Moehrle, F. Merget, S. Skacel, J. Witzens, S. Randel, W. Freude and C. Koos, “Hybrid multi-chip assembly of optical communication engines by in situ 3D nano-lithography”. *Light: Sci. Appl.* **9**, 71 (2020).
- [9] Bahaa E. A. Saleh and Malvin Carl Teich, Fundamentals of Photonics (Morikita Publishing, 2006).
- [10] 國分泰雄, 『光波光学』, (共立出版, 1999).
- [11] M. J. Weber, Handbook of optical materials (CRC press, 2002).