

学位論文

表面プラズモンポラリトン導波路を用いた
小型積層光デバイスに関する研究

2019年3月

徳島大学大学院 先端技術科学教育部

システム創生工学専攻 光システム工学コース

鎌田 隼

目次

序論	1
第 1 章 表面プラズモンポラリトン導波路 (PWG) の概要	3
1-1 PWG について	3
1-1-1 表面プラズモンポラリトンについて	3
1-1-2 導波路の形状	4
1-2 PWG を使った光デバイス	6
1-2-1 デバイス構造	6
1-2-2 これまでの問題点とその解決策	6
1-3 研究目的	8
第 2 章 PWG における光伝搬	9
2-1 表面プラズモンポラリトン (SPP) の原理	9
2-1-1 SPP の存在条件	9
2-1-2 金属/絶縁体界面の分散関係	13
2-1-3 金属/絶縁体/金属 (MIM) 型 PWG の分散関係	15
2-1-4 プラズモニック材料としての Ag の優位性	21
2-2 数値解析による MIM 型 PWG の評価	24
2-2-1 評価方法 (FDTD 法)	24
2-2-2 MIM 型 PWG を伝搬する SPP の評価	26
2-3 実験による MIM 型 PWG の光伝搬特性評価	36
2-3-1 MIM 型 PWG の作製	36
2-3-2 MIM 型 PWG を伝搬する SPP の測定	37
2-3-3 伝搬距離の測定結果と考察	39
2-3-4 結合効率の評価結果と考察	41
2-4 まとめ	47
第 3 章 プラズモニック Mach-Zehnder 干渉計	48
3-1 はじめに	48
3-2 数値解析による特性評価	51
3-2-1 基本特性の解析	51
3-2-2 共振モード解析	53
3-2-3 曲率半径依存性	60
3-3 実験による干渉モードの観測	64
3-3-1 作製方法と結果	64
3-3-2 光学特性の評価	68

3-4 実験によるウィスパリングギャラリーモードの評価	70
3-4-1 作製方法と結果.....	70
3-4-2 光学特性の評価.....	72
3-4 変調特性の評価	77
3-4-1 数値解析による性能評価.....	77
3-4-2 電気光学ポリマーを使った構造作製と評価	79
3-5 まとめ.....	84
第4章 四角形共振器デバイス.....	85
4-1 はじめに	85
4-2 共振モードの解析	86
4-2-1 共振器の高さ変化.....	86
4-2-2 連成振動モデルによる解析.....	90
4-2-3 共振器の長さ変化.....	93
4-2-4 共振器の屈折率変化.....	95
4-3 作製と特性評価	98
4-3-1 作製方法と結果.....	98
4-3-2 共振モードの測定と考察.....	101
4-4 まとめ.....	108
第5章 総括	109
参考文献	110
研究業績リスト	119
謝辞	130

序論

情報社会の発展に伴い、データ伝送量が急激に増加している。その背景には、インターネットの社会基盤化、センサ等の情報機器の高度化、ビッグデータの活用などが挙げられる。これまで、大容量のデータ伝送においては、屋外の中長距離用途には光通信が、短距離用途にはマイクロ波無線通信または導線通信が用いられてきた。伝送量の急激な増加に対応するため、光通信がラック間、ボード間、ボード内、チップ内へと適用範囲が小型化している。

光集積回路は、チップ内で光情報処理を行う技術であり、1969年に S. E. Miller によって提案されて以来、盛んに研究されている[1]。電子集積回路と光集積回路の比較を Fig. 1.1 に示す。電子集積回路は電流の ON/OFF すなわち”1”と”0”で情報の判別を行う。したがって、配線 1 本あたりの情報量は 2 bit と制限されてしまう。また、配線間の寄生容量の問題があり、信号の立ち上がりに遅延が生じる。そのため、GHz 程度が最大通信速度である。それに対し、光集積回路は各波長に情報を付加する波長分割多重により、配線 1 本あたりの情報量を増加させることが可能である。また、寄生容量の問題がなく通信速度の向上が見込まれる。しかし、これまでの光集積回路に用いられている光配線は、回折限界の制約を受けるためデバイスサイズが数 mm オーダーと大きくなるという問題がある。そのほかにも、光集積回路は電子集積回路に比べ、低消費電力であるなどの特徴がある。

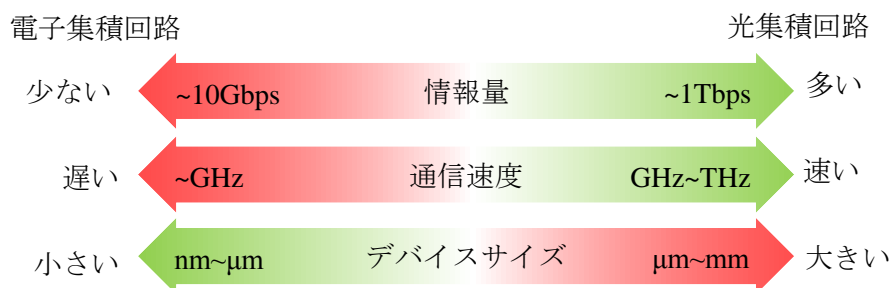


Fig. 1.1 電子集積回路と光集積回路の比較

光集積回路は、光配線によって構成されている。これまでの光配線は、誘電体光導波路やフォトニック結晶が用いられてきた。

誘電体光導波路は、屈折率の高い誘電体（コア）を屈折率の低い誘電体（クラッド）で覆い、光の全反射を利用した光導波路である。中長距離、ラック間、ボード間通信によく用いられるファイバーがその代表例である。光はコアに閉じ込められているが、電磁界はクラッド側にも広く浸み出している。コア径を小さくすると、回折限界により光がコアに閉じ込められず、光は発散する。そのため、導波路の小型化には限界がある。また、誘電体光導波路は光の全反射を利用しているため、曲がり導波路においては、全反射が成立する曲がり半径で導波路を曲げる必要がある。市販のシングルモード光ファイバーの場合、許容曲げ半径は 7.5 mm~30 mm 程度である[2]。光集積回路のような微小領域での光通信に

用いる場合、高集積化が困難という課題がある。強い光閉じ込めを実現するため、コアとクラッドの屈折率の違いの大きな Si 導波路をベースとした光集積回路が盛んに研究されている[3-5]。

フォトニック結晶導波路は、周期的な誘電体構造で構成されている。例えば、光の波長程度の周期で誘電体に穴を配置することで、伝搬モードが存在しないフォトニックバンドギャップが形成される。フォトニック結晶導波路は、このフォトニックバンドギャップを利用して、光を導波路内に閉じ込め伝搬させることができる。フォトニック結晶の配置を適切に設計することで、90°の曲がり導波路において、透過率 98.5 %を実現することも可能である[6]。フォトニック結晶導波路は、光を微小領域に閉じ込め伝搬することと、フォトニックバンドの特性を利用してスローライトを生成することができるため、様々な光集積回路素子への応用が研究されている[7,8]。しかし、フォトニック結晶導波路は、周期構造によるブロッホ反射による光閉じ込めを行っているため、強い光閉じ込めを実現するために光波長の数倍以上の空間にわたる構造が必要である。従って、素子面積が大きいという問題がある。また、波長によってフォトニックバンドギャップを生む周期構造の周期が異なるため、1つの導波路で多波長を同時に扱にくい問題点がある。

本論文の構成

本論文は5章で構成されている。各種集積回路技術の分類と本論文の内容を Fig. 0.1 に示す。第1章では、プラズモニック導波路 (Plasmonic waveguide: PWG) の概要について説明する。形状の異なる PWG の特徴について述べ、研究背景について示す。第2章では、SPP の原理について述べる。金属/絶縁体界面での表面プラズモンポラリトン (Surface Plasmon Polariton: SPP) の存在条件と分散関係の導出を示す。そして、実験的に MIM 型導波路の光伝搬特性を評価した結果について示す。第3章では、PWG で構成された Mach-Zehnder 干渉計について述べる。PWG による Mach-Zehnder 干渉計の研究背景について述べ、提案する構造のコンセプトを示す。また、数値解析と実験的に評価した結果について示す。第4章では、四角形共振器を隣接した PWG について述べる。共振器を接続した PWG の研究背景とその応用先を示す。また、共振特性を評価した結果について述べる。第5章では、本研究の総括を示す。

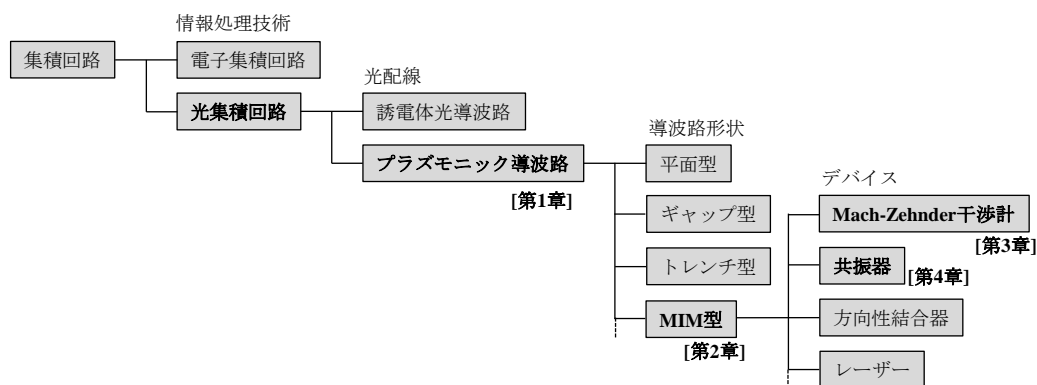


Fig. 0.1 本論文の内容

第 1 章 表面プラズモンポラリトン導波路 (PWG) の概要

本章では、光集積回路素子の光配線に用いられるプラズモニック導波路について述べる。また、形状により分類したプラズモニック導波路の特徴とその先行研究を示す。さらに、これまでのプラズモニック導波路の問題点を示し、本研究の優位性と位置づけについて述べる。

1-1 PWG について

1-1-1 表面プラズモンポラリトンについて









光を金属/絶縁体界面の微小領域に閉じ込めることができる表面プラズモンポラリトン (Surface Plasmon Polariton: SPP) が近年注目されている。SPP は、空間中を伝搬する電磁波と金属/絶縁体界面の電子の集団振動が結合した状態のことである。SPP は、局在型と伝搬型の 2 種類に分類される。局在型 SPP は、空間中の光と金属微小構造内の電子の集団振動が結合した状態である。誘電体中に配置された波長より十分小さな金属微小構造に光が照射され、金属中の電子振動の共鳴条件を満たすと金属近傍に光が局在する。この状態を表面プラズモン共鳴と呼び、共鳴条件は、金属微小構造のサイズや誘電率によって決まる。この現象を利用して、表面増強ラマン散乱[9]や表面プラズモン顕微鏡[10]の研究が報告されている。それに対し、伝搬型 SPP は金属/絶縁体界面に光が局在したまま界面に沿って伝搬する。光強度は金属/絶縁体界面で最大となり、界面から離れるに従って指数関数的に減衰する。

伝搬型 SPP を利用した導波路が表面プラズモンポラリトン (プラズモニック) 導波路 (Plasmonic waveguide: PWG) である。PWG は、空間中の電磁界を金属/絶縁体界面の微小領域に閉じ込め伝搬させることができる。このとき伝搬光は、誘電体光導波路で生じる回折限界を超えた波長以下 (数百 nm 程度) の領域に閉じ込めることができる。従って、ナノスケールの光配線が実現可能となる。また、誘電体光導波路の場合、曲がり導波路においては曲げ半径を十分考慮して設計する必要があるが、PWG の場合、直角曲がり導波路においても低損失に伝搬可能である[11]。PWG を伝搬する SPP は、周辺の屈折率変化などに敏感に反応することから、集積回路用のセンサデバイスなどにも応用可能である。これらの特徴から、PWG を用いることで、高集積なナノ光集積回路の実現が期待されている[12,13]。しかし、PWG を伝搬する SPP は金属の吸収損失があり、伝搬距離が短いという問題点がある。例えば波長 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ における Au/空気界面での SPP は、 $191\text{ }\mu\text{m}$ 伝搬すると光強度が $1/e$ (約 36.8 %) に減衰してしまう。

1-1-2 導波路の形状

PWG の光閉じ込め効果は, 導波路の形状に依存する. PWG の形状は, プレナー型[14–16], 絶縁体/金属/絶縁体 (Insulator/Metal/Insulator: IMI) 型[17–20], 金属/絶縁体/金属 (Metal/Insulator/ Metal: MIM) 型[21–24], V 字溝型[25,26], ナノワイヤー[27–32], ギャップ型[33–38], トレンチ型[39–41], 誘電体装荷型[42–46]などがある. V 字溝型やトレンチ型 PWG は, 金属の溝を 1 次元的に伝搬することから, チャンネル型[47]とも呼ばれる. それぞれの特徴を Table 1.1 に示す.

Table 1.1 プラズモニック導波路の形状による比較

		形状	光閉じ込め	光回路設計	伝搬距離	Reference
プレナー型			×	×	○	[14–16]
IMI 型	Short range		△	×	○	[18]
	Long range		×	×	◎	[17,19,20]
MIM 型			○	○	△	[21–24]
V 字溝型			◎	○	△	[25,26]
ナノワイヤー型			△	○	○	[27–32]
ギャップ型			○	○	△	[33–38]
トレンチ型			○	○	△	[39–41]
誘電体装荷型			△	○	○	[42–46]

プレナー型 PWG は PWG の基本構造であり, 金属/絶縁体の界面を伝搬する SPP を利用している. 金属/絶縁体界面で界面に対して法線方向に電磁界のエバネッセント場が生じ, 界面に沿って伝搬する. プレナー型 PWG を伝搬する SPP は, 金属/絶縁体界面の 1 次元的に閉じ込められており, 2 次元的な光閉じ込めはない. 光閉じ込めは弱く, 絶縁体側に広く浸み出している. 例えば, 波長 $1.55\ \mu\text{m}$ における Ag/空気界面の空気側への浸み出し長は $2.50\ \mu\text{m}$ である. また, 波長 $1.55\ \mu\text{m}$ における Ag/空気界面での SPP の伝搬距離 (光強度が $1/e$ に減衰するまでの距離) は $321\ \mu\text{m}$ であり, 伝搬距離が比較的長いことが特長である. 伝搬距離は長い, 絶縁体側に光が広く浸み出しており, 2 次元の光回路の設計は困難である. プレナー型 PWG で発生した金属表面の SPP を利用して, 物質のセンシングなどが研究されている[14,15]. 特に, 金属表面の SPP を利用したビアコア[16]は, 分子間の相互作用を解明

するために実用化されている。

IMI 型 PWG は金属薄膜を絶縁体で挟んだ構造である。IMI 型では、金属/絶縁体界面での金属側へ浸み出した電磁界同士が結合して形成される伝搬モードである。このとき、両界面で形成される電荷の正負の組み合わせにより、Short range モードと Long range モードの2種類が存在する。波長 775 nm における空気/Au(20 nm)/空気の IMI 型 PWG の場合、Short range モードの伝搬距離が約 3 μm であるのに対し、Long range モードの伝搬距離が約 2 mm である[48]。Long range モードは、絶縁体側へ電磁界が広く浸み出すことで、金属による吸収損失を非常に小さくすることができる。しかし、導波路を曲げることが困難であるなどの高集積化に対応できない問題点がある。

MIM 型 PWG は、絶縁体を金属で挟んだ構造である。MIM 型では、金属/絶縁体界面での絶縁体側へ浸み出した電磁界同士が結合して形成される伝搬モードである。このとき、金属側への電界の浸み出し長は非常に短く、数十 nm である。したがって、PWG が隣接することで生じるクロストークの影響が少ない。また、MIM 型 PWG を伝搬する SPP の伝搬距離は、平面型や IMI 型の Long range モードに比べて短いが、V 字溝型やトレンチ型に比べて長い。波長 1.55 μm における Ag/空気/Ag で構成された MIM 型 PWG の伝搬距離は 15.4 μm である。

V 字溝型、ナノワイヤー型、ギャップ型、トレンチ型 PWG は 2 次元的な光閉じ込めが可能である。V 字溝型 PWG は、V 字の先端付近に光が強く閉じ込められている。V 字の先端の角度によって伝搬定数が異なり、Ag/空気の先端角度 30°の V 字溝型 PWG の伝搬距離が約 20 μm であると報告されている[49]。また、V 字溝型 PWG を用いた Mach-Zehnder 干渉計の特性が実験的に評価されている[50]。しかし、V 字先端に構造欠陥が生じると SPP が散乱して伝搬できない。特に、Mach-Zehnder 干渉計のような PWG の分岐部分の作製は、V 字先端付近において高い作製精度が要求される。

また、ナノワイヤー型 PWG は、金属ナノワイヤー表面に発生した SPP が伝搬する。金属ナノワイヤーは、高精度な微細加工を必要としない方法で欠陥がない単結晶として作製可能であるため、古くから研究されている。ナノワイヤー型 PWG を使った論理回路[51]やプラズモニックレーザー[30]の研究が報告されている。ナノワイヤー型 PWG を伝搬する SPP は、2 次元的な光閉じ込めはあるが、絶縁体側に電磁界が広く浸みだしているため、クロストークの影響が顕著に表れる。そのため、光回路への応用は困難である。

ギャップ型やトレンチ型 PWG は、金属/絶縁体界面で発生した SPP 同士が結合して伝搬モードが形成され、横方向への光閉じ込めが可能となる。ギャップ型 PWG による光回路の研究が多く、研究グループにより報告されている[52]。ギャップ型やトレンチ型 PWG は、縦方向の長さが長くなるにしたがって、高次のモードが形成される[53]。特に、金属のエッジ付近で形成される伝搬モードを 1st モード、金属の中央付近で形成されるモードを 2nd モードと呼ぶ[54]。多くの研究では、1st モードが利用している。しかし、1st モードは、金属のエッジ部分による散乱損失の影響を受けやすく、高い作製精度が求められる。

誘電体装荷型 PWG はプレナー型 PWG の絶縁体側に高屈折率材料を装荷した構造である。誘電体装荷型 PWG は、プレナー型 PWG の伝搬距離が長い特長を生かして、2 次元の光閉

じ込めを可能にした PWG 構造である．誘電体装荷型 PWG を用いた論理回路[46]や Mach-Zehnder 干渉計[44]が提案されている．波長 $1.55\ \mu\text{m}$ における伝搬距離は $30.2\ \mu\text{m}$ であると報告されている[45]．しかし，金属/誘電体界面に平行な方向に対する光閉じ込めは回折限界の制約を受けるため，高集積化は困難である．

1-2 PWG を使った光デバイス

1-2-1 デバイス構造

光集積回路は，チップ上に様々なデバイスを集積した回路である．これまでに，PWG による光変調器[55–59]，センサ[42,60–62]，波長フィルタ[63–65]，レンズ[66–68]，光源[30,69]，論理回路[26,31,51,70]，マルチプレクサ[71–73]などが報告されている．情報処理のためには，光変調器とセンサは必要不可欠な素子である．光変調器は，光の強度や位相を電気信号などで変化させるためのデバイスである．伝搬する光に情報を乗せて伝えるために光変調器が用いられる．また，センサは集積回路における物理量を測定するために用いられる．例えば，電子集積回路における温度センサは回路基板上の温度を監視し，制御するために用いられている．

光デバイスにおいて変調器やセンサの代表的な構造として，Mach-Zehnder 干渉計がある．Mach-Zehnder 干渉計は，光波を 2 本の導波路に分岐させ，再び合波させて光を干渉させる構造である．一方の光路に屈折率変化を与えると，光波の位相が変化し，合波する際に強度変化として捉えることができる．この現象を利用することで，光変調器[74–76]やセンサ[77,78]に利用できる．また，センサのために，共振器構造がよく用いられている．共振器は構造内で定在波が発生することで，共振現象が起きる素子である．共振器は，波長フィルタ[79–81]やセンサ[42,60,82,83]などに用いられる．

1-2-2 これまでの問題点とその解決策

光閉じ込めが強くなると，金属の吸収損失の影響を受けやすくなり，伝搬距離が短くなる．このように，光閉じ込めと伝搬距離はトレードオフの関係にある．ギャップ型，トレンチ型，V 字溝型は，伝搬する SPP が 2 次的に閉じ込められており，形状の欠陥による散乱損失が大きく，光回路の設計が困難である．

これまでは，ギャップ型 PWG を用いた光集積回路素子の研究が多く報告されている．それらギャップ型 PWG を伝搬する SPP のモードは，金属の淵を伝搬する 1st モードがほとんどである．1st モードは，SPP が 2 次的に閉じ込められている．そのため，構造の欠陥による散乱損失の影響を受けやすいという問題点がある．構造の欠陥による散乱損失の影響を低減するためには，MIM 型 PWG を伝搬するモードを利用すると解決される．MIM 型 PWG を伝搬するモードは，ギャップ型 PWG の 2nd モードと特徴が似ている．つまり，ギャップ型 PWG の 2nd モードが励起できる構造を用いることで，構造の欠陥による散乱損失を低減できる．ギャップ型 PWG で 2nd モードを励起するためには，Fig. 1.2 (a) に示すようにある程度のギャップ高さが必要である．基板平面に対して垂直方向に，アスペクト比の高い

ギャップ構造は、作製が非常に困難である。

そこで、Fig. 1.2 (b) に示すような、基板に金属と絶縁体を積層した MIM 型 PWG を採用することを考えた。この構造は、アスペクト比の高いギャップ構造を比較的容易に作製することが可能である。ギャップの幅は、絶縁体の膜厚に相当するため、簡単に制御することができる。この構造を用いることで、ギャップ型 PWG の 2nd モードを容易に励起可能である。

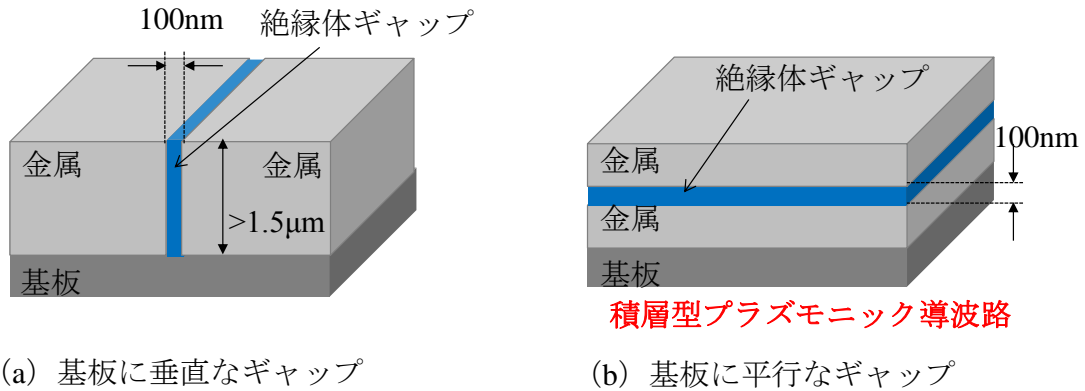


Fig. 1.2 ギャップ型 PWG の 2nd モードが励起可能な構造

MIM 型 PWG を用いた光デバイスの報告は数多く存在するが、数値計算がほとんどであり、実験的な評価例は少ない。光回路を設計する場合、MIM 型 PWG の分岐や曲がりを作製する必要があり、作製プロセスが複雑になる。そのため、MIM 型 PWG の分岐や曲がりの作製プロセスは、確立されていない。そのような理由から、シンプルな形状の MIM 型 PWG[84]を用いた光デバイスの研究に留まっている。MIM 型 PWG を用いた光デバイスの実験的な光伝搬特性についての報告例はほとんどない。

1-3 研究目的

以上の背景より，本研究では，基板に金属と絶縁体を積層して作製できる MIM 型 PWG を用いた光デバイス構造を開発することを目的とした．そのために，以下の内容に取り組んだ．

- (1) MIM 型 PWG の光伝搬特性を数値解析と実験により明らかにする．数値解析では，PWG の伝搬光の分散関係に着目し，伝搬光の特徴を解析する．また，実験では，金属と絶縁体を積層させて作製した MIM 型 PWG の伝搬光及び光入射・検出方法について検討する[第2章]．
- (2) MIM 型 PWG を用いた Mach-Zehnder 干渉計の構造を提案する．提案した構造の光伝搬特性を電磁界解析と数値計算により明らかにして，デバイス構造の作製と評価を行う[第3章]．
- (3) MIM 型 PWG に四角形共振器構造を隣接した構造を提案する．本構造をセンサデバイスに利用するために，共振特性を明らかにする．また，共振特性を実験的に評価し，センサデバイスの特性について検討する[第4章]．

本研究の位置付けを Fig. 1.3 に示す．これまでの情報処理デバイスは半導体電子デバイス[85,86]が主流である．情報量の増加に伴い誘電体光デバイスの研究[87–89]が行われており，実用化されている技術がある．半導体電子デバイスに比べ，誘電体光デバイスは，動作速度の向上が見込まれているが，素子サイズが大きくなるという問題がある．そこで，誘電体光デバイスの回折限界を超えた光閉じ込めのために，近年ではフォトニック結晶の光閉じ込め効果を使った光デバイスの研究[7,90]も取り組まれている．本研究では，素子サイズの高集積化と動作速度の高速化が見込まれている電気光学ポリマーを用いることで，Fig. 1.3 に示す領域を目標としている．

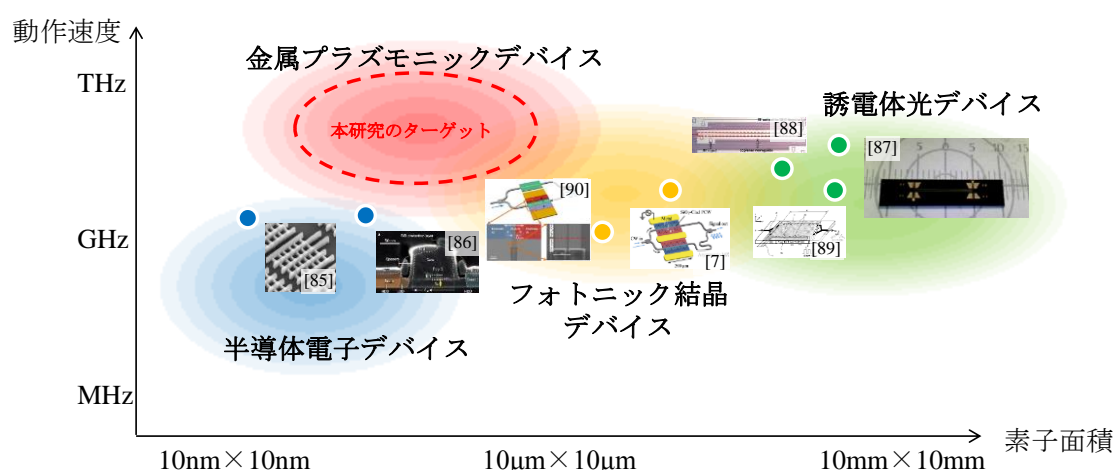


Fig. 1.3 本研究の位置付け

第2章 PWG における光伝搬

プラズモンとは、プラズマ中の電子やイオンの集団振動であり、金属中では、自由電子の集団振動のことである。金属/絶縁体界面では、横波である電磁波と縦波であるプラズモンが結合した1つのモードが存在できる。この状態は表面プラズモンポラリトン（SPP: Surface Plasmon Polariton）と呼ばれる。単に表面プラズモンとも呼ばれる。この表面プラズモンは伝搬型と局在型に分けられ、プラズモニック導波路（Plasmonic waveguide: PWG）は、伝搬型プラズモンを利用したものである。本章では、SPPの原理について述べる。SPPの存在条件と、金属/絶縁体の2層構造と金属/絶縁体/金属の3層構造におけるSPPの分散関係を導出する。また、数値解析によってPWGを伝搬するSPPの特性を評価し、実際に作製するための設計指針を示す。さらに、実験的にSPPを評価した結果について示す。

2-1 表面プラズモンポラリトン（SPP）の原理

2-1-1 SPPの存在条件

本項では、金属/絶縁体界面でのTMモードとTEモードの基本方程式を導出する。TMモードにおける各電磁界成分を示し、SPPの存在条件を導出する。

まずMaxwellの方程式から、2つの異なる媒質から成る界面におけるTEモードとTMモードの基本方程式を導出する。Fig. 2.1に2つの異なる媒質の界面を示す。ここで、 ϵ_0 は真空中の誘電率を表わし、 ϵ_{r1} と ϵ_{r2} はそれぞれ媒質1と媒質2の比誘電率を表わす。また、 μ_0 は真空中の透磁率を表わし、 μ_{r1} と μ_{r2} はそれぞれ媒質1と媒質2の比透磁率を表わす。また、光波は波数 k_z で z 方向に進行するとする。

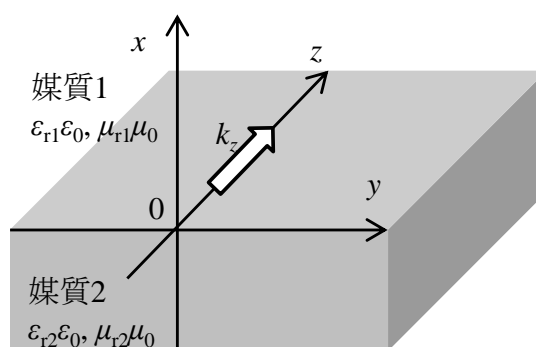


Fig. 2.1 2つの異なる媒質の界面

電界を \mathbf{E} (V/m)、磁界を \mathbf{H} (A/m)、電束密度を \mathbf{D} (C/m²)、磁束密度を \mathbf{B} (T) とし、電荷密度を ρ (C/m³)、電流密度を \mathbf{J} (A/m²) とすると、微分形式のMaxwellの方程式は次式で表わされる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.1b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho \quad (2.1c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1d)$$

Maxwell の方程式を解くためには、以下の構成方程式が必要となる。

$$\mathbf{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (2.2a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_r \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.2b)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.2c)$$

ここで、 ϵ_r と μ_r は比誘電率と比透磁率を表わす。 $\mathbf{J} = 0, \rho = 0$ の媒質を考え、構成方程式 (2.2) を式 (2.1) に代入すると、次式のようになる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_r \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2.3a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.3b)$$

ここで、 \mathbf{E} と \mathbf{H} は次式の一般的な波の形式で表される。

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (2.4a)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) \exp[-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (2.4b)$$

\mathbf{k} と \mathbf{r} はそれぞれ、波数ベクトル(k_x, k_y, k_z)と位置ベクトル(x, y, z)である。また、 ω は角周波数である。電界と磁界を成分表示すると、 $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = (E_x, E_y, E_z)$, $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = (H_x, H_y, H_z)$ になる。 \mathbf{E} と \mathbf{H} は上式のように表されるため、電界と磁界の時間微分は $\partial/\partial t = i\omega$ となる。従って、式 (2.3) を成分表示すると次式のようになる。

$$\nabla \times (E_x, E_y, E_z) = -i\omega \mu_r \mu_0 (H_x, H_y, H_z) \quad (2.5a)$$

$$\nabla \times (H_x, H_y, H_z) = i\omega \epsilon_r \epsilon_0 (E_x, E_y, E_z) \quad (2.5b)$$

ここで、ベクトルの回転を成分表示すると、以下のようになる。

$$\nabla \times \mathbf{A} = \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}, \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}, \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \quad (2.6)$$

式 (2.6) を式 (2.5) に適応させると、各成分が次式となる。

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -i\omega \mu_r \mu_0 H_x \quad (2.7a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega \mu_r \mu_0 H_y \quad (2.7b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega \mu_r \mu_0 H_z \quad (2.7c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = i\omega \epsilon_r \epsilon_0 E_x \quad (2.7d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = i\omega\epsilon_r\epsilon_0 E_y \quad (2.7e)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = i\omega\epsilon_r\epsilon_0 E_z \quad (2.7f)$$

TE モードと TM モードの電磁場のベクトル成分は Fig. 2. 2 に示すようになる．電界と磁界の成分は，以下ようになる．

$$\text{TE: } \mathbf{E} = (0, E_y, 0), \mathbf{H} = (H_x, 0, H_z) \quad (2.8a)$$

$$\text{TM: } \mathbf{E} = (E_x, 0, E_z), \mathbf{H} = (0, H_y, 0) \quad (2.8b)$$

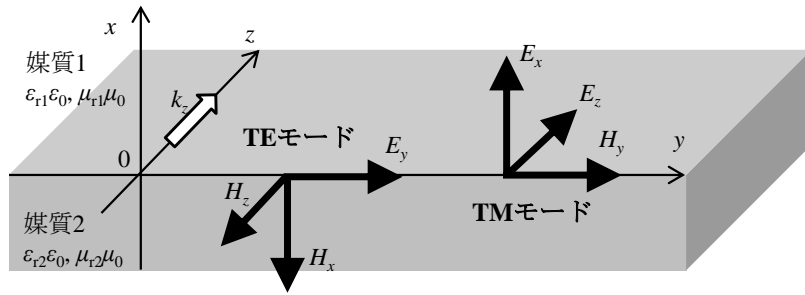


Fig. 2. 2 TE モードと TM モードの電磁場のベクトル成分

ここで, y 方向は無限に広いものとみなすため, $\partial/\partial y = 0$ である．これを考慮すると, 式 (2.7a), 式 (2.7c), 式 (2.7d) は TE モード, 式 (2.7b), 式 (2.7d), 式 (2.7e) は TM モードの式となる．電界と磁界は z 方向に伝搬しているため, $\partial/\partial z = -ik_z$ である．また, $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$ である．式 (2.7a) と式 (2.7c) を式変形すると, 次式となる．

$$H_x = -\frac{k_z}{\omega\mu_r\mu_0} E_y \quad (2.9a)$$

$$H_z = -\frac{1}{i\omega\mu_r\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.9b)$$

これを式 (2.7e) に代入し, 式変形すると次式が得られる．

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \mu_r \right) E_y \quad (2.10)$$

これが TE モードの基本方程式である．式 (2.10) の方程式を E_y について解き, 式 (2.9a) と式 (2.9b) に代入すると, TE モードの各成分を求めることができる．

同様に, 式 (2.7d) と式 (2.7f) を式変形すると, 次式となる．

$$E_x = \frac{k_z}{\omega\epsilon_r\epsilon_0} H_y \quad (2.11a)$$

$$E_z = \frac{1}{i\omega\epsilon_r\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2.11b)$$

これを式 (2.7b) に代入し，式変形すると次式が得られる．

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_r \mu_r \right) H_y \quad (2.12)$$

これが TM モードの基本方程式である．式 (2.12) の方程式を H_y について解き，式 (2.11a) と式 (2.11b) に代入すると，TM モードの各成分を求めることができる．

次に，TM モードにおける金属/絶縁体界面での電磁界成分を導出する．Fig. 2.1 に示す媒質 1 ($0 < x$) を絶縁体 ($\epsilon_{r1} > 0, \mu_{r1} = 1$) とし，媒質 2 ($x < 0$) を金属 ($\epsilon_{r2} > 0, \mu_{r2} = 1$) とする．TM モードにおける，各媒質における電磁界の成分は次式で表される．

$$\frac{\partial^2 H_{y1}}{\partial x^2} = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r1} \right) H_{y1} \quad (0 < x) \quad (2.13a)$$

$$\frac{\partial^2 H_{y2}}{\partial x^2} = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r2} \right) H_{y2} \quad (x < 0) \quad (2.13b)$$

ここで， H_{y1} と H_{y2} はそれぞれ媒質 1 と媒質 2 の磁界成分である． γ_1 と γ_2 を次式のように定義する．

$$\gamma_1^2 = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r1} \right) \quad (2.14a)$$

$$\gamma_2^2 = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r2} \right) \quad (2.14b)$$

式 (2.13a) と式 (2.13b) における H_{y1} と H_{y2} の一般解は次式で表される．

$$H_{y1}(x) = A \exp[\gamma_1 x] + B \exp[-\gamma_1 x] \quad (0 < x) \quad (2.15a)$$

$$H_{y2}(x) = C \exp[\gamma_2 x] + D \exp[-\gamma_2 x] \quad (x < 0) \quad (2.15b)$$

ここで， A, B, C, D は比例定数である．式 (2.12a) において $x \rightarrow \infty$ で右辺第 1 項が発散するため，伝搬光を考えると $A = 0$ である．また，式 (2.12b) において $x \rightarrow -\infty$ で右辺第 2 項が発散するため， $D = 0$ である． $x = 0$ における磁界成分は連続であるため， $H_{y1}(0) = H_{y2}(0)$ である．従って， $B = C$ である．以上より，次式が得られる．

$$H_{y1}(x) = B \exp[-\gamma_1 x] \quad (0 < x) \quad (2.16a)$$

$$H_{y2}(x) = B \exp[\gamma_2 x] \quad (x < 0) \quad (2.16b)$$

式 (2.16a) の $\gamma_1 > 0$ とすると，界面 ($x = 0$) から離れるに従って，磁界成分が指数関数的に減衰することが分かる．式 (2.16a) と式 (2.16b) を式 (2.11b) に代入すると，媒質 1 と媒質 2 における電界成分 E_{z1} と E_{z2} が表される．

$$E_{z1}(x) = \frac{1}{i\omega \epsilon_{r1} \epsilon_0} \gamma_1 B \exp[-\gamma_1 x] \quad (0 < x) \quad (2.17a)$$

$$E_{z2}(x) = -\frac{1}{i\omega \epsilon_{r2} \epsilon_0} \gamma_2 B \exp[\gamma_2 x] \quad (x < 0) \quad (2.17b)$$

$x = 0$ における電界成分は連続であるため， $E_{z1}(0) = E_{z2}(0)$ である．従って，次式が得られる．

$$\frac{\gamma_1}{\epsilon_{r1}} = -\frac{\gamma_2}{\epsilon_{r2}} \quad (2.18)$$

これが金属/絶縁体界面での表面波 SPP の存在条件である。一方の比誘電率が負のときの、上式が成り立つ。金属は、可視光・近赤外線領域で負の誘電率をもつため、金属/誘電体界面で SPP が存在する。

2-1-2 金属/絶縁体界面の分散関係

式 (2.18) の k_z について解くと、次式のようにになる。

$$k_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}} \quad (2.19)$$

これが金属/絶縁体界面での SPP の分散関係である。

Fig. 2.1 において、媒質 1 と媒質 2 をそれぞれ絶縁体と金属とする。式 (2.19) での ϵ_{r1} と ϵ_{r2} はそれぞれ ϵ_i と $\epsilon_m(\omega)$ とする。金属/絶縁体界面を伝搬する SPP の分散関係を Fig. 2.3 に示す。ここで、 $\epsilon_m(\omega)$ は Ag の誘電率とし、参考文献[91]の値を用いた。 $\epsilon_m(\omega)$ の周波数依存性を Fig. 2.4 に示す。 $\epsilon_m(\omega)$ の詳細については“2-1-4 プラズモニック材料としての Ag の優位性”で示す。

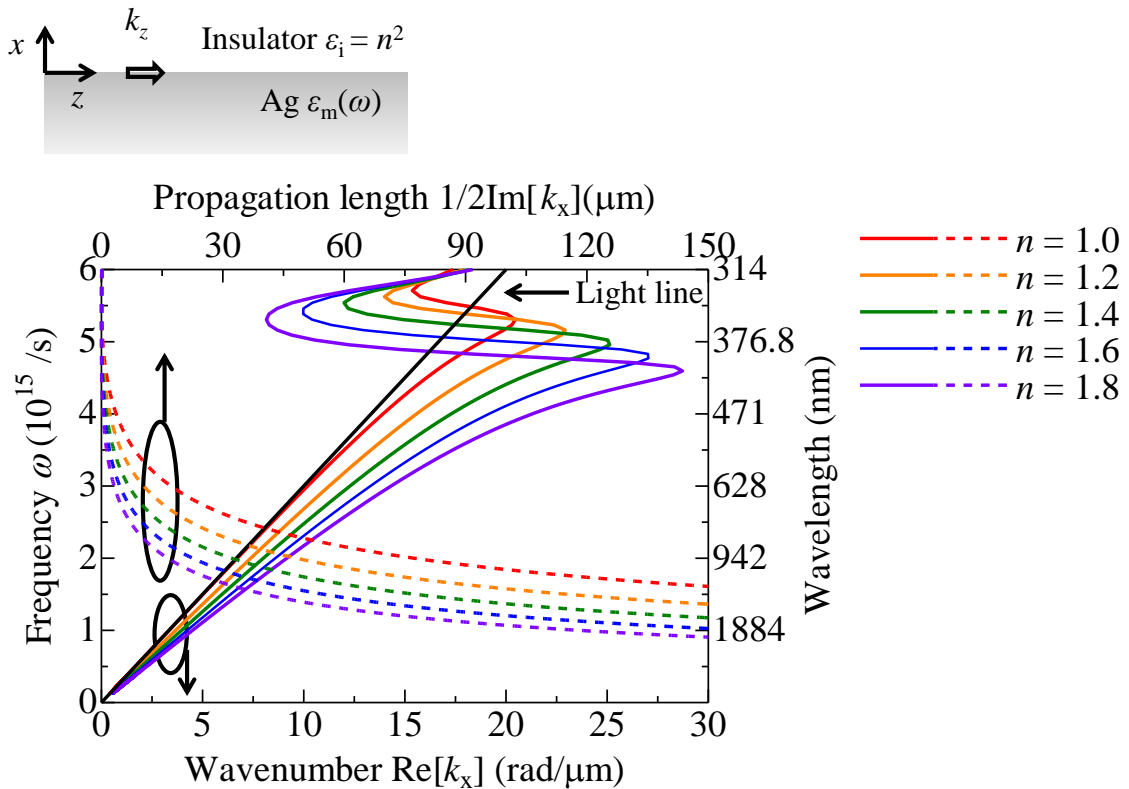


Fig. 2.3 金属/絶縁体界面の SPP の分散関係と伝搬距離

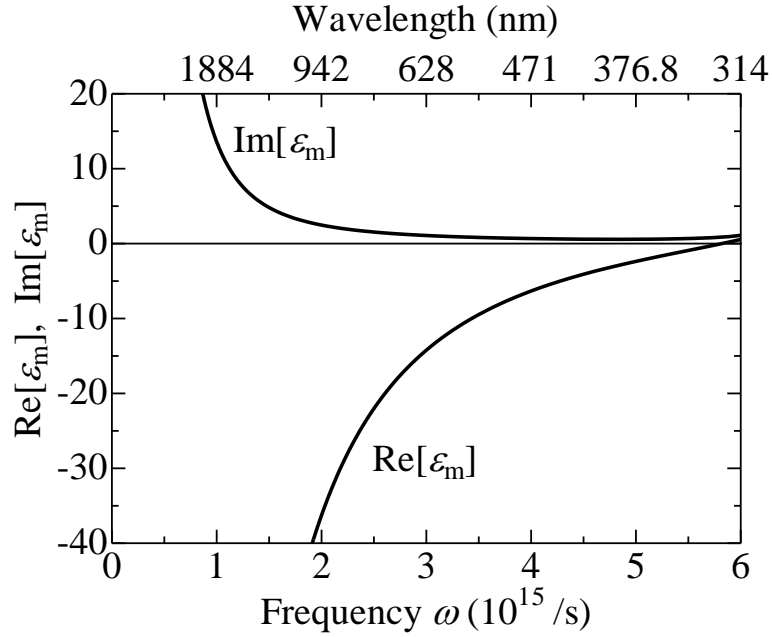

 Fig. 2.4 Ag の誘電率 ϵ_m の周波数依存性

Fig. 2.3 より，周波数の増加に伴い，波数が増加していることが分かる．また，ある周波数において，波数の増加が減少に転じている．屈折率 $n = 1.0$ の場合，周波数 $5.31 \times 10^{15} /s$ （波長 355 nm）で減少に転じる．SPP の分散関係で，ライトラインの右側にある領域で金属/絶縁体界面に束縛されたモードが存在する．SPP の分散関係がライトラインより右側と左側のどちら側に位置するかどうかは，式 (2.19) における $\text{Re}[\sqrt{\epsilon_i \epsilon_m / (\epsilon_i + \epsilon_m)}]$ と 1 の大小関係で決定される． $\text{Re}[\sqrt{\epsilon_i \epsilon_m / (\epsilon_i + \epsilon_m)}] > 1$ の場合は，ライトラインより右側に位置する．それに対し， $\text{Re}[\sqrt{\epsilon_i \epsilon_m / (\epsilon_i + \epsilon_m)}] < 1$ の場合は，ライトラインより左側に位置する． ϵ_m を Ag の誘電率， $\epsilon_i = 1$ とした場合，周波数が $5.6 \times 10^{15} /s$ より小さいときは， $\text{Re}[\sqrt{\epsilon_i \epsilon_m / (\epsilon_i + \epsilon_m)}] > 1$ が成り立つため，SPP の波数はライトラインより右側（高い波数側）に位置する．従って，周波数 $5.6 \times 10^{15} /s$ 以下のときに，伝搬する SPP のモードが存在する．絶縁体の誘電率（屈折率）が大きくなるにしたがって，SPP が存在できる周波数が低エネルギー側にシフトする．また，絶縁体の誘電率が大きくなるにしたがって，波数が大きくなっていることが分かる．

Fig. 2.3 に金属/絶縁体界面の SPP の伝搬距離を示している．伝搬距離は，エネルギーが $1/e$ に減衰するまでの距離であり， $1/2\text{Im}[k_z]$ で求められる．Fig. 2.3 より，周波数が大きくなるに従って，伝搬距離が短くなっていることが分かる．屈折率 $n = 1.0$ の場合，周波数 $1.22 \times 10^{15} /s$ （波長 1550 nm）のときの伝搬距離は， $322 \mu\text{m}$ である．また，絶縁体の屈折率が大きくなるにしたがって，伝搬距離が短くなっていることが分かる．これは，絶縁体の屈折率が大きくなると，絶縁体側への電界の浸み出し長が短くなり，金属の吸収損失の影響を受けやすくなるためである．

2-1-3 金属/絶縁体/金属（MIM）型 PWG の分散関係

金属/絶縁体/金属（MIM）型導波路における SPP の分散関係を導出する．金属/絶縁体/金属で構成された3層構造を Fig. 2.5 に示す．ここで， ϵ_{r1} と ϵ_{r3} は金属， ϵ_{r2} は絶縁体の比誘電率とする．また，絶縁体層（媒質2）の膜厚を h とする．媒質1と媒質3はそれぞれ $+x$ 方向と $-x$ 方向に無限に長いものとする．

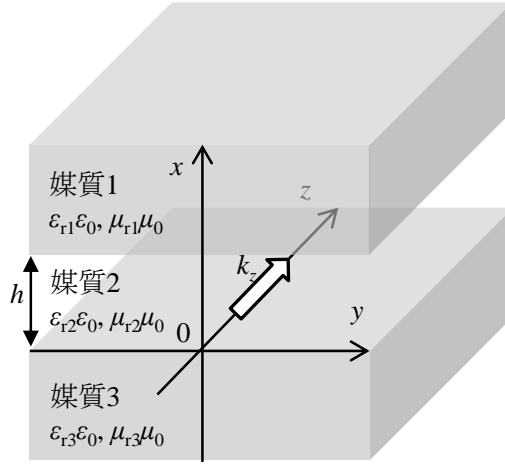


Fig. 2.5 金属/絶縁体/金属で構成された3層構造

TM モードにおける各媒質の H_y 成分は以下の方程式で表される．

$$\frac{\partial^2 H_{y1}}{\partial x^2} = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r1} \right) H_{y1} = \gamma_1^2 H_{y1} \quad (h < x) \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial^2 H_{y2}}{\partial x^2} = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r2} \right) H_{y2} = \gamma_2^2 H_{y2} \quad (0 < x < h) \quad (2.20b)$$

$$\frac{\partial^2 H_{y3}}{\partial x^2} = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r3} \right) H_{y3} = \gamma_3^2 H_{y3} \quad (x < 0) \quad (2.20c)$$

ここで， γ_1 と γ_2 ， γ_3 は次式とする．

$$\gamma_1^2 = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r1} \right) \quad (2.21a)$$

$$\gamma_2^2 = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r2} \right) \quad (2.21b)$$

$$\gamma_3^2 = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{r3} \right) \quad (2.21c)$$

媒質1 ($h < x$) においては， $\epsilon_{r1} > 0$ なので， $\gamma_1^2 > 0$ である．従って， H_{y1} の一般解は次式で表される．

$$H_{y1}(x) = \exp[-\gamma_1(x - h)] \quad (2.22)$$

媒質2 においては， γ_2^2 の正負によって場合分けが必要である．今回は，伝搬モードを考えるため， $\gamma_2^2 > 0$ とする． $\gamma_2^2 > 0$ の場合を考えると， H_{y2} の一般解は次式で表される．

$$H_{y2}(x) = A \cosh(\gamma_2 x) + B \sinh(\gamma_2 x) \quad (2.23)$$

ここで、 A と B は任意定数である。媒質 3 ($x < 0$) においては、 $\epsilon_{r3} < 0$ なので、 $\gamma_3^2 > 0$ である。従って、 H_{y3} の一般解は次式で表される。

$$H_{y3}(x) = C \exp(\gamma_3 x) \quad (2.24)$$

ここで、 C は任意定数である。 $x = h$, $x = 0$ において、磁界成分は連続である。境界条件 $H_{y1}(h) = H_{y2}(h)$, $H_{y2}(0) = H_{y3}(0)$ を適応させると、次式が得られる。

$$1 = A \cosh(\gamma_2 h) + B \sinh(\gamma_2 h) \quad (2.25a)$$

$$A \cdot 1 + B \cdot 0 = C \quad (2.25b)$$

従って、 $A = C$ である。各層における電界を求めるために、式 (2.22) と式 (2.23), 式 (2.24) を式 (2.11b) に代入すると、次式が得られる。

$$E_{z1}(x) = \frac{1}{i\omega\epsilon_{r1}\epsilon_0} \frac{\partial H_{y1}(x)}{\partial x} = -\frac{\gamma_1}{i\omega\epsilon_{r1}\epsilon_0} \exp[-\gamma_1(x-h)] \quad (2.26a)$$

$$E_{z2}(x) = \frac{1}{i\omega\epsilon_{r2}\epsilon_0} \frac{\partial H_{y2}(x)}{\partial x} = \frac{\gamma_2}{i\omega\epsilon_{r2}\epsilon_0} [A \sinh(\gamma_2 x) + B \cosh(\gamma_2 x)] \quad (2.26b)$$

$$E_{z3}(x) = \frac{1}{i\omega\epsilon_{r3}\epsilon_0} \frac{\partial H_{y3}(x)}{\partial x} = \frac{\gamma_3}{i\omega\epsilon_{r3}\epsilon_0} A \exp(\gamma_3 x) \quad (2.26c)$$

$x = h$, $x = 0$ において、電界成分は連続である。境界条件 $E_{z1}(h) = E_{z2}(h)$, $E_{z2}(0) = E_{z3}(0)$ を適応させると、次式が得られる。

$$-\frac{\gamma_1}{i\omega\epsilon_{r1}\epsilon_0} = \frac{\gamma_2}{i\omega\epsilon_{r2}\epsilon_0} [A \sinh(\gamma_2 h) + B \cosh(\gamma_2 h)] \quad (2.27a)$$

$$\frac{\gamma_2}{i\omega\epsilon_{r2}\epsilon_0} (A \cdot 0 + B \cdot 1) = \frac{\gamma_3}{i\omega\epsilon_{r3}\epsilon_0} A \quad (2.27b)$$

式 (2.27b) より、任意定数 A と B は次式の関係になる。

$$B = \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} A \quad (2.28)$$

これを式 (2.25a) に代入すると、次の関係が得られる。

$$1 = A \cosh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} A \sinh(\gamma_2 h) \quad (2.29)$$

$$A = \left[\cosh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} \sinh(\gamma_2 h) \right]^{-1}$$

式 (2.28) と式 (2.29) を式 (2.27a) に代入し、整理すると次式が得られる。

$$\frac{\gamma_1}{i\omega\epsilon_{r1}\epsilon_0} = -\frac{\gamma_2}{i\omega\epsilon_{r2}\epsilon_0} \left[\frac{\sinh(\gamma_2 h)}{\cosh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} \sinh(\gamma_2 h)} + \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} \frac{\cosh(\gamma_2 h)}{\cosh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} \sinh(\gamma_2 h)} \right] \quad (2.30)$$

$$\cosh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} \sinh(\gamma_2 h) = -\frac{\gamma_2 \epsilon_{r1}}{\gamma_1 \epsilon_{r2}} \left[\sinh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \epsilon_{r2}}{\gamma_2 \epsilon_{r3}} \cosh(\gamma_2 h) \right]$$

$$\begin{aligned}
 1 + \frac{\gamma_3 \varepsilon_{r2}}{\gamma_2 \varepsilon_{r3}} \tanh(\gamma_2 h) &= -\frac{\gamma_2 \varepsilon_{r1}}{\gamma_1 \varepsilon_{r2}} \left[\tanh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \varepsilon_{r2}}{\gamma_2 \varepsilon_{r3}} \right] \\
 1 + \left(\frac{\gamma_3 \varepsilon_{r2}}{\gamma_2 \varepsilon_{r3}} + \frac{\gamma_2 \varepsilon_{r1}}{\gamma_1 \varepsilon_{r2}} \right) \tanh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_3 \varepsilon_{r2}}{\gamma_2 \varepsilon_{r3}} &= 0 \\
 \tanh(\gamma_2 h) + \frac{\gamma_2 \varepsilon_{r2} (\gamma_3 \varepsilon_{r1} + \gamma_1 \varepsilon_{r3})}{\gamma_1 \gamma_3 \varepsilon_{r2}^2 + \gamma_2^2 \varepsilon_{r1} \varepsilon_{r3}} &= 0
 \end{aligned}$$

これが、金属/絶縁体/金属で構成された 3 層構造における TM モードの分散関係式である。
 ここで、媒質 1 と媒質 3 が同じ金属 ($\varepsilon_{r3} = \varepsilon_{r1} = \varepsilon_m$, $\gamma_3 = \gamma_1 = \gamma_m$), 媒質 2 が絶縁体 ($\varepsilon_{r2} = \varepsilon_i$, $\gamma_2 = \gamma_i$) とすると、式 (2.28) は次式のように変形できる。

$$\begin{aligned}
 \tanh(\gamma_i h) + \frac{2\gamma_m \gamma_i \varepsilon_m \varepsilon_i}{\gamma_m^2 \varepsilon_i^2 + \gamma_i^2 \varepsilon_m^2} &= 0 \\
 \tanh(\gamma_i h) + \frac{2 \frac{\gamma_i \varepsilon_m}{\gamma_m \varepsilon_i}}{1 + \left(\frac{\gamma_i \varepsilon_m}{\gamma_m \varepsilon_i} \right)^2} &= 0
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

ここで、 $\tanh(x) = 2\tanh(x/2)/(1 + \tanh^2(x/2))$ の関係式を用い、 $D = \gamma_i \varepsilon_m / \gamma_m \varepsilon_i$ とおくと、次式に変形できる。

$$\begin{aligned}
 \frac{2\tanh\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right)}{1 + \tanh^2\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right)} + \frac{2D}{1 + D^2} &= 0 \\
 D \tanh^2\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right) + (1 + D^2) \tanh\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right) + D &= 0
 \end{aligned} \tag{2.32}$$

$\tanh(\gamma_i h/2)$ について因数分解すると、次式になる。

$$\left[\tanh\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right) + D \right] \left[\tanh\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right) + \frac{1}{D} \right] = 0 \tag{2.33}$$

従って、次の 2 つの関係式が得られる。

$$\tanh\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right) + \frac{\gamma_i \varepsilon_m}{\gamma_m \varepsilon_i} = 0 \tag{2.34a}$$

$$\tanh\left(\frac{\gamma_i h}{2}\right) + \frac{\gamma_m \varepsilon_i}{\gamma_i \varepsilon_m} = 0 \tag{2.34b}$$

式 (2.21) より、 γ_m と γ_i を代入し、 ω/c を真空中の波数 k_0 とおくと、次式が得られる。

$$\tanh\left(\frac{h}{2} \sqrt{k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_i}\right) + \frac{\varepsilon_m \sqrt{k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_i}}{\varepsilon_i \sqrt{k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_m}} = 0 \tag{2.35a}$$

$$\tanh\left(\frac{h}{2}\sqrt{k_z^2 - k_0^2\epsilon_i}\right) + \frac{\epsilon_i\sqrt{k_z^2 - k_0^2\epsilon_m}}{\epsilon_m\sqrt{k_z^2 - k_0^2\epsilon_i}} = 0 \quad (2.35b)$$

これが MIM 型 PWG の分散関係式である．式 (2.35a) が反対称モード (anti-symmetric mode)，式 (2.35b) が対称モード (symmetric mode) の分散関係式である．反対称モードと対称モードは，それぞれ非結合モード (anti-bonding mode) と結合モード (bonding mode)，奇結合モード (odd mode) と偶結合モード (even mode) とも呼ばれる．MIM 型 PWG における反対称モードと対称モードの電荷分布を Fig. 2. 6 に示す．

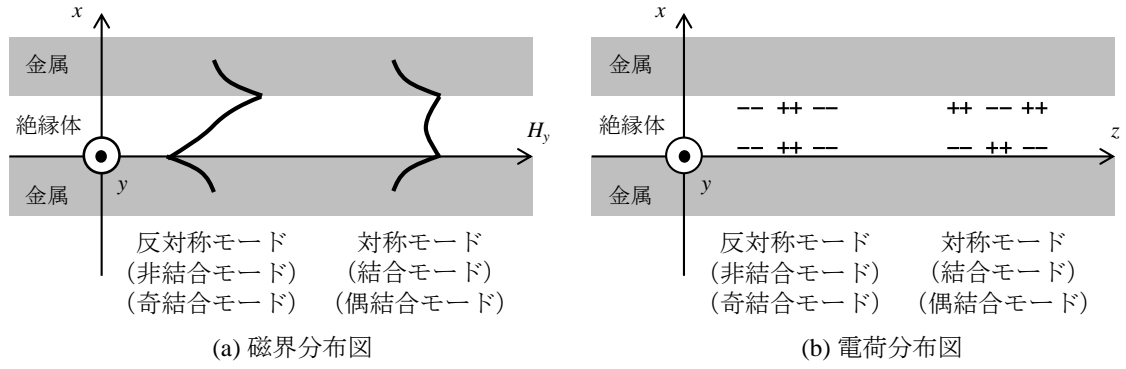


Fig. 2. 6 MIM 型 PWG を伝搬する反対称モードと対称モードの磁界分布図と電荷分布図

反対称モードはそれぞれの金属/絶縁体界面での磁界成分が反対称であるため，反対称モードと呼ばれている．反対称モードは電荷の正負がそれぞれの界面に存在しているため，電気力線は一方の界面からもう一方の界面に向かう向きとなるため，結合した状態であるといえる．そのため，結合モードとも呼ばれている．

反対称モードは，絶縁体の膜厚が薄くなると，カットオフとなる[54]．反対称モードは，対称モードよりも波数が大きいモードである．空間を伝搬する光の波数 k_0 との差が大きいため，反対称モードの励起はブリズムカプラ[14,92]やグレーティングカプラ[93–95]が必要である．それに比べ，対称モードは空間を伝搬する光の波数 k_0 との差が小さいため，エンドファイヤ[96–98]などの方法で容易に励起可能である．本研究では，基本的にエンドファイヤで SPP を励起しており，式 (2.35b) に示している対称モードを扱う．

式 (2.35b) の k_z について解くことで，MIM 型 PWG を伝搬する波数 k_z を求めることができる．変数 x が十分に小さい場合， $\tanh x = x$ の近似式が成り立つ．この近似式を用いて，式 (2.35b) の k_z について解くと，次式のようになる．

$$k_z \approx k_0 \sqrt{\varepsilon_i + 0.5 \left(\frac{k_z^0}{k_0} \right)^2 + \sqrt{\left(\frac{k_z^0}{k_0} \right)^2 \left(\varepsilon_i - \varepsilon_m + 0.25 \left(\frac{k_z^0}{k_0} \right)^2 \right)}} \quad (2.36)$$

$$k_z^0 = -\frac{2\varepsilon_i}{h\varepsilon_m}, k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

ここで、 ε_i と ε_m はそれぞれ絶縁体と金属の誘電率、 k_0 は真空の波数、 h は絶縁体層の膜厚である。式 (2.36) を用いて、MIM 型 PWG を伝搬する波数 k_z を算出した。真空波長 λ_0 を 1.3 μm 、絶縁体の誘電率 ε_i を 1、金属の誘電率 ε_m を $-71.83 + 5.231i$ 、ギャップ幅 h を 100 nm した場合、 k_z は $5.904 \times 10^6 + 3.693 \times 10^4 i$ (rad/m) である。

この波数 k_z を式 (2.35b) の第一項と第二項に代入して、近似式である式 (2.36) の精度について示す。 $k_z = 5.904 \times 10^6 + 3.693 \times 10^4 i$ (rad/m) とした場合、式 (2.35b) の第一項は $0.1679533 + 0.0031241i$ 、第二項は $-0.1696086 - 0.0030965i$ であった。第一項に対する第二項の誤差は、実部が 0.98%、虚部が 0.88% であった。これらの誤差は、十分に小さいと言える。従って、以後、式 (2.36) の近似式を用いる。

式 (2.36) を用いて MIM 型 PWG の分散関係を算出した結果を Fig. 2.7 に示す。また、伝搬距離 $(2\text{Im}[k_z])^{-1}$ も Fig. 2.7 に示す。ここで、絶縁体の幅 h は 100 nm とし、 ε_m は Ag の誘電率とし、参考文献[91]の値を参考にした。絶縁体の屈折率を 1.0 から 1.8 まで変化させた際の分散関係と伝搬距離を示している。

Fig. 2.7 の分散関係より、絶縁体の屈折率が大きくなるにしたがって、波数が大きくなり、伝搬距離が短くなっていることが分かる。幅 100 nm、真空波長 1.55 μm における絶縁体の屈折率 1.0 と 1.4 のときの伝搬距離は、それぞれ 15.4 μm と 10.8 μm である。

また、絶縁体の屈折率 1.0 と 1.4 のときの MIM 型 PWG の実効屈折率 ($\text{Re}[k_z]/k_0$) は、それぞれ 1.22 と 1.71 である。このことから、絶縁体の屈折率が大きくなると、空間中を伝搬する光との波数の差が大きくなる。エンドファイヤ法で空間伝搬光から SPP を励起させる場合、PWG 端面での実効屈折率差が大きくなると、反射率が増加する。従って、PWG の実効屈折率が高いと、空間伝搬光から SPP の励起光効率が低下することが予想される。

金属/絶縁体と金属/絶縁体/金属の SPP の分散関係を比較すると、金属/絶縁体/金属の SPP の波数が大きく、伝搬距離が短いことが分かる。伝搬距離が短いことは光閉じ込めが強いことを表しており、光閉じ込めが必要なデバイスに適していることを示している。

MIM 型 PWG のギャップ幅 h に対する伝搬距離を Fig. 2.8 に示す。ここで、MIM 型 PWG は Ag/空気 ($n = 1$) /Ag で構成されており、波長は 1.55 μm である。ギャップ幅 100 nm と 200 nm、300 nm のときの伝搬距離はそれぞれ 15.5 μm と 28.4 μm 、41.2 μm である。ギャップ幅が狭いほど伝搬距離が短いことが分かる。MIM 型 PWG を伝搬する光は、絶縁体層に閉じ込められると同時に、金属側へエバネッセント波として浸み出している。ギャップ幅が狭い場合、金属側へエバネッセント波成分が全体の占める割合として多くなる。従って、金属の吸収損失の影響を受けやすくなり、伝搬距離が短くなる。

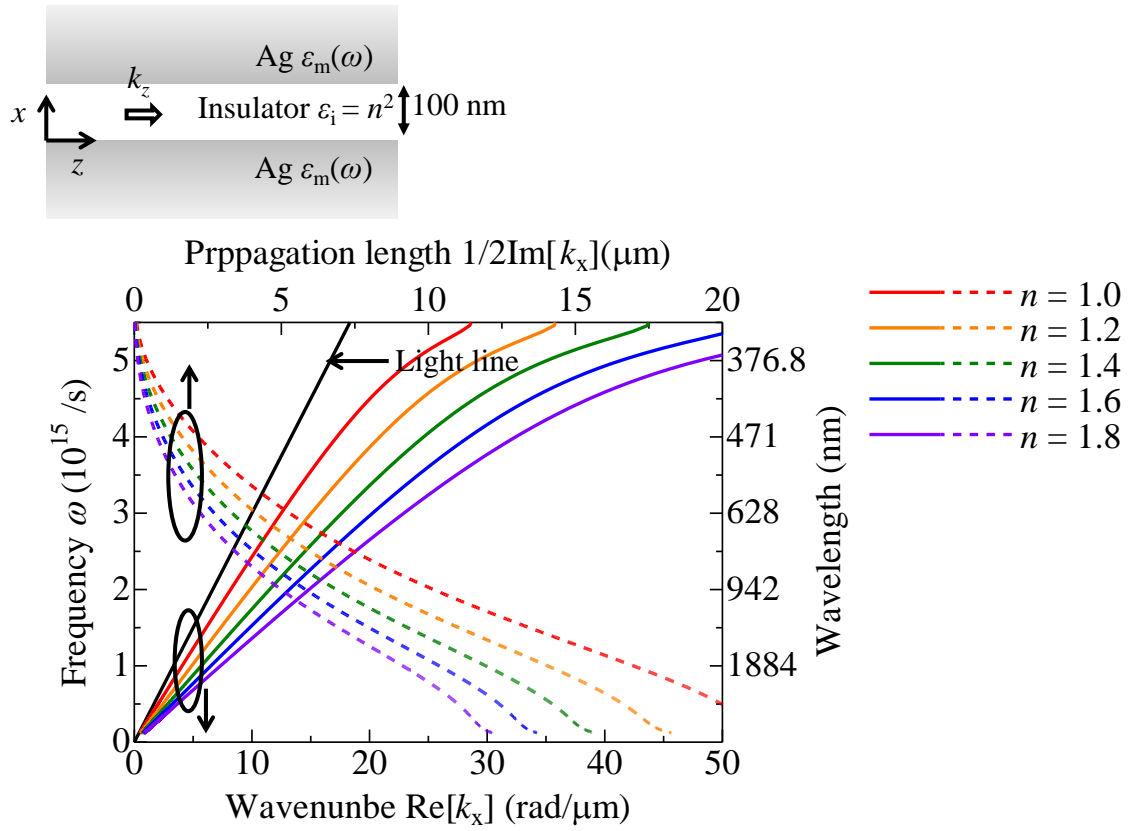


Fig. 2.7 金属/絶縁体/金属の SPP の分散関係と伝搬距離

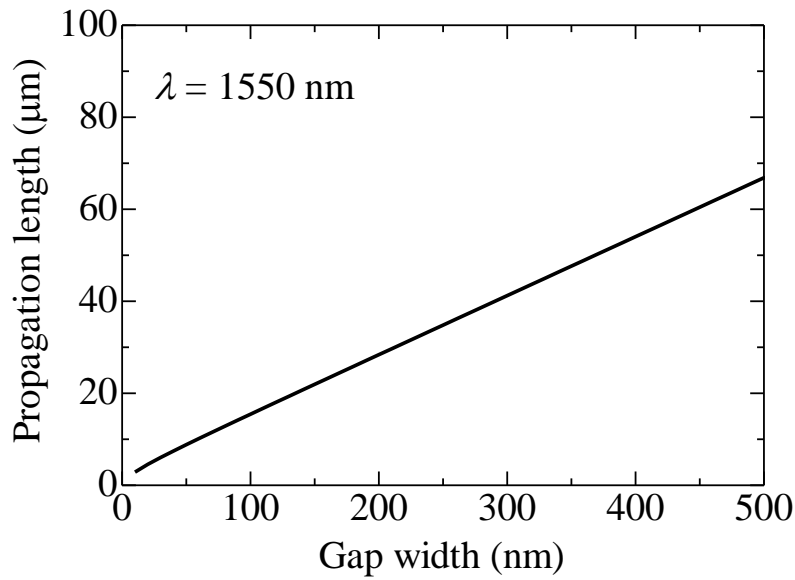


Fig. 2.8 Ag/空気 ($n = 1$) /Ag で構成された MIM 型 PWG のギャップ幅に対する伝搬距離

2-1-4 プラズモニック材料としての Ag の優位性

プラズモニック材料として、金属が用いられているのは、負の誘電率を持つためである。式 (2.18) に示す SPP の存在条件より、一方の媒質の誘電率が負である必要がある。プラズモニック材料の金属として、Ag や Au, Al が広く用いられている。ここでは、Ag と Au, Al の誘電率を示し、それぞれの金属材料で構成された MIM 型 PWG の伝搬特性を示す。

金属の誘電率はローレンツ・ドルーデモデルを用いて表わされる。金属の複素誘電率は $\epsilon_r(\omega) = \epsilon_{r1}(\omega) - i\epsilon_{r2}(\omega)$ とする。ここで、ローレンツ・ドルーデモデルにおける複素誘電関数 $\epsilon_r(\omega)$ は自由電子による項 $\epsilon_r^{(f)}(\omega)$ とバンド間遷移による項 $\epsilon_r^{(b)}(\omega)$ の和で表わされる[91]。

$$\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r^{(f)}(\omega) + \epsilon_r^{(b)}(\omega) \quad (2.37a)$$

$$\epsilon_r^{(f)}(\omega) = 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma_0)} \quad (2.37b)$$

$$\epsilon_r^{(b)}(\omega) = \sum_{j=1}^k \frac{f_j \omega_p^2}{(\omega_j^2 - \omega^2) + i\omega\Gamma_0} \quad (2.37c)$$

ここで、 ω_p はプラズマ周波数、 ω_j は角周波数、 f_j は強度、 $1/\Gamma_j$ は寿命、 $\Omega_p = f_0^{1/2} \omega_p$ である。バンドギャップが大きい金属（ナトリウムやカリウム）は、バンド間遷移を無視することもできる。バンド間遷移を無視することができると、誘電関数はドルーデモデルのみで記述できる。しかし、プラズモニック材料としてよく扱われる Ag や Au, Al は、可視域・紫外域における金属のバンド間遷移の影響を無視できなくなる。そのため、ドルーデモデルとローレンツモデルを組み合わせる必要である。Ag と Au, Al における式 (2.37) のパラメータの値は参考文献[91]で Table 2.1 のように示されている。

Table 2.1 ローレンツ・ドルーデモデルにおける複素誘電関数 $\epsilon_r(\omega)$ のパラメータ[91]

Parameter	Metal		
	Ag	Au	Al
$\hbar\omega_p$	9.01	9.03	14.98
f_0	0.821	0.700	0.526
Γ_0	0.048	0.053	0.047
f_1	0.065	0.024	0.227
Γ_1^a	3.886	0.241	0.333
ω_1^a	0.816	0.415	0.162
f_2	0.124	0.01	0.05
Γ_2	0.452	0.345	0.312
ω_2	4.481	0.83	1.544
f_3	0.011	0.071	0.166
Γ_3	0.065	0.87	1.351
ω_3	8.185	2.969	1.808

f_4	0.84	0.601	0.03
Γ_4	0.916	2.494	3.382
ω_4	9.083	4.304	3.473
f_5	5.646	4.384	-
Γ_5	2.419	2.214	-
ω_5	20.29	13.32	-

^a 電子ボルト

Table 2.1 に示すパラメータを式 (2.37) に代入し、誘電率を算出した結果を Fig. 2.9 に示す。Ag と Au は可視域～近赤外線域において、誘電率の実部が負である。Al は紫外域においても誘電率の実部が負である。誘電率の実部が負である波長域において、これらの金属がプラズモニック材料として利用することができる。また、Fig. 2.9 より、Ag と Au, Al の誘電率の虚部はそれぞれ波長 0.28 μm , 0.35 μm 付近, 0.81 μm で共鳴ピークになっていることが分かる。

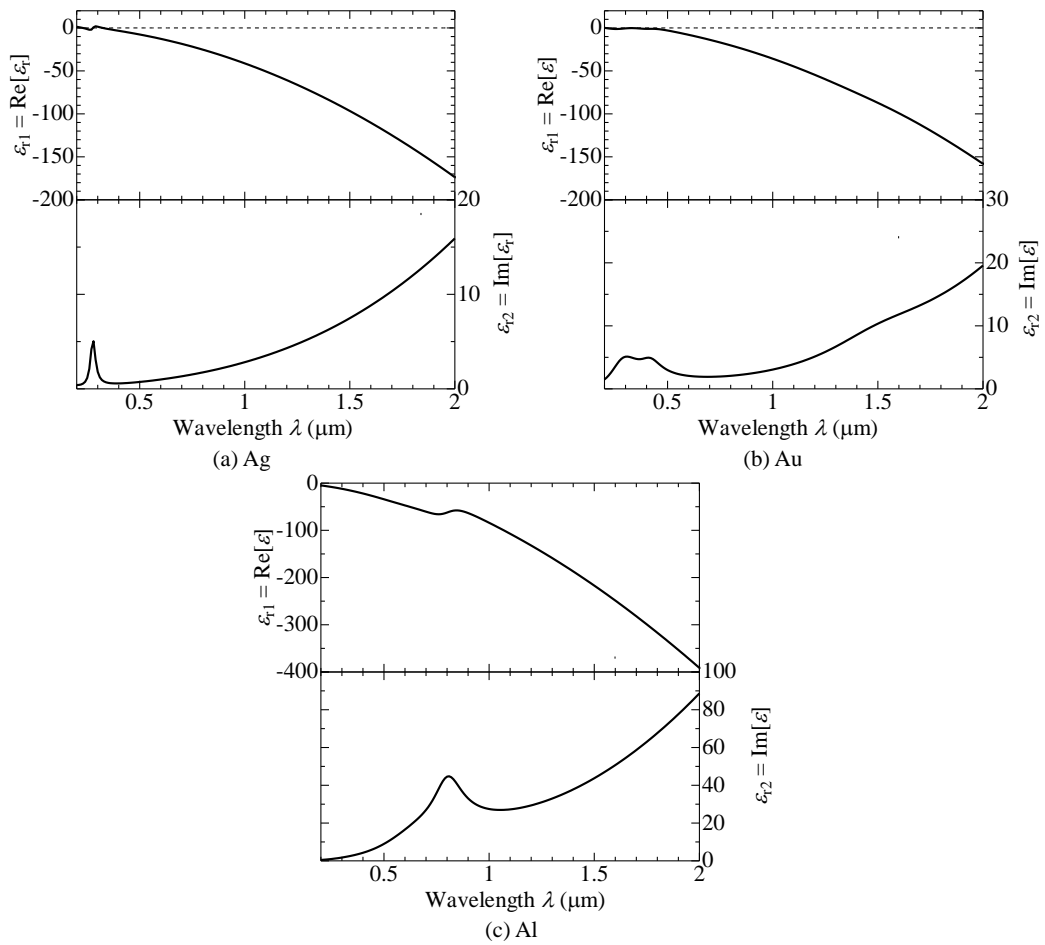


Fig. 2.9 各種金属の誘電率の波長依存性

これら金属と空気 ($n = 1$) で構成された MIM 型 PWG の各波長における伝搬距離を Table 2.2 と Fig. 2.10 に示す. 伝搬距離は, 式 (2.36) の分散関係式から求めた. MIM 型 PWG のギャップ幅は 100 nm とした. Fig. 2.10 より, 可視域～近赤外域において Au と Al に比べて Ag の伝搬距離が長いことが分かる. これは, Au と Al に比べ Ag の誘電率の虚部が小さいことに起因する. 本研究で用いる可視域～近赤外域においては, Ag が材料として最も適していることが分かる. 紫外域においては, Ag と Au に比べ Al の伝搬距離が長いことが分かる. 紫外域におけるプラズモニック材料としては, Al が有効であることが分かる.

Table 2.2 代表的な波長における各種金属の伝搬距離

Wavelength (μm)	Propagation length (μm)		
	Ag	Au	Al
0.30	0.109	0.170	2.37
0.60	4.75	1.13	2.28
1.00	10.9	8.14	3.38
1.30	13.8	9.33	7.08
1.55	15.5	9.77	8.80

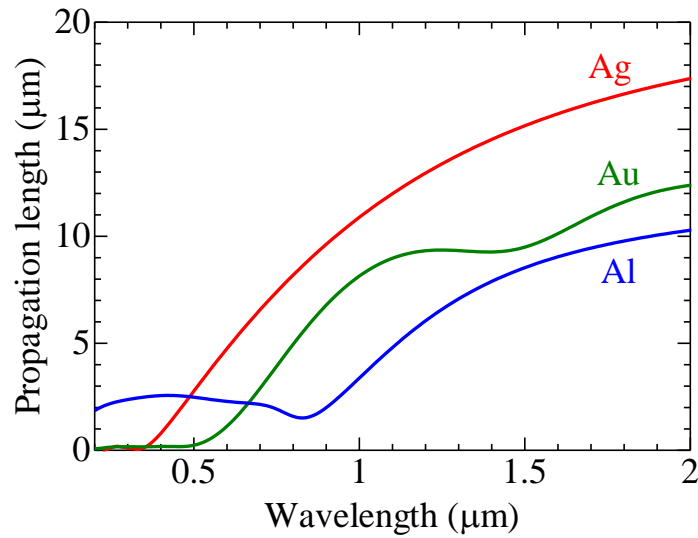


Fig. 2.10 各種金属の伝搬距離 (金属/空気/金属で構成された MIM 型 PWG)

2-2 数値解析による MIM 型 PWG の評価

2-2-1 評価方法 (FDTD 法)

導波路などの電磁界解析を行う手法として、有限要素法 (FEM: Finite Element Method) [99], 厳密結合波解析 (RCWA: Rigorous Coupled-Wave Analysis) [100], 時間領域差分法 (FDTD: Finite Difference Time Domain) [101]などが一般的に用いられている。

本研究では、任意形状に対して、時間領域・周波数領域の解析を行う必要があるため、FDTD 法を用いた。FDTD 法は、Maxwell の方程式を差分化して、時間領域で解く方法である。以下、FDTD 法について説明する[102,103]。

Maxwell の方程式 (2.1) に構成方程式 $\mathbf{B}=\mu\mathbf{H}$, $\mathbf{D}=\epsilon\mathbf{E}$, $\mathbf{J}=\sigma\mathbf{E}$ を代入すると、電界と磁界の連立方程式が得られる。

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\epsilon}\mathbf{E} + \frac{1}{\epsilon}\nabla \times \mathbf{H} \quad (2.38a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu}\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.38b)$$

FDTD 法では、上式を時間および空間について差分化することで、電磁界分布を求める。

FDTD 法では、Yee のアルゴリズムを用いて、Maxwell の方程式を適応して定式化される。Yee のアルゴリズムは、次の3ステップ定式化される。

(1) 時空間の差分

FDTD 法では、Maxwell の方程式を時間および空間について一次の中心差分が行われる。ここで、空間における各セルサイズを Δx , Δy , Δz , 時間ステップを Δt とすると、電磁界のある1つの成分を f は次式で表わされる。

$$\frac{\partial f}{\partial x} \approx \frac{f\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right) - f\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right)}{\Delta x} \quad (2.39a)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} \approx \frac{f\left(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}\right) - f\left(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} \quad (2.39b)$$

FDTD 法では、各点 (x, y, z) と成分 f を次式のように表わす。

$$(x, y, z) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) \quad (2.40a)$$

$$f(x, y, z) = f^n(i, j, k) \quad (2.40b)$$

ここで、式 (2.40a), (2.40b) を用いることで、式 (2.39a), (2.39b) は次式のように表わされる。

$$\frac{\partial f}{\partial x} \approx \frac{f^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - f^n\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta x} \quad (2.41a)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} \approx \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta t} \quad (2.41b)$$

(2) 電磁界の時間配置

ここでは、電界の存在する時刻を $t = (n-1)\Delta t$, $n\Delta t$, $(n+1)\Delta t$ とし、磁界の存在する時刻を $t = (n-1/2)\Delta t$, $(n+1/2)\Delta t$, $(n+3/2)\Delta t$ とする。時刻 $t = (n-1/2)\Delta t$ の電界の時間微分、および時刻 $t = (n\Delta t)$ の磁界の時間微分は次式で表わされる。

$$\left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{t=(n-\frac{\Delta t}{2})} = \frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} \quad (2.42a)$$

$$\left. \frac{\partial H}{\partial t} \right|_{t=(n\Delta t)} = \frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \quad (2.42b)$$

これらを式 (2.38a), (2.38b) に代入すると、次式のようにになる。

$$\frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} E^{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (2.43a)$$

$$\frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E^n \quad (2.43b)$$

電界の存在する時刻は Δt の整数倍であるため、式 (2.43a) の右辺第一項の $t = (n-1/2)$ を次式のように近似する。

$$-\frac{\sigma}{\varepsilon} E^{n-\frac{1}{2}} = -\frac{\sigma E^{n-1} + E^n}{\varepsilon \cdot 2} \quad (2.44)$$

式 (2.44) を式 (2.43a) に代入し、式 (2.43a), (2.43b) を E^n , $H^{n+1/2}$ についてまとめると、次式のようにになる。

$$E^n = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E^{n-1} + \frac{2\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} \nabla \times H^{n-\frac{1}{2}} \quad (2.45a)$$

$$H^{n+\frac{1}{2}} = H^{n-\frac{1}{2}} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^n \quad (2.45b)$$

従って、FDTD 法では、時刻 $t = n\Delta t$ の電界 E^n を求めるために時刻 $t = (n-1)\Delta t$ の電界 E^{n-1} と時刻 $t = (n-1/2)\Delta t$ の磁界 $H^{n-1/2}$ を用い、時刻 $t = (n+1/2)\Delta t$ の磁界 $H^{n+1/2}$ を求めるために時刻 $t = (n-1/2)\Delta t$ の磁界 $H^{n-1/2}$ と時刻 $t = n\Delta t$ の電界 E^n を用いることが分かる。

(3) 電磁界成分の空間配置

FDTD 法では空間的にも中心差分を用いたため、電界と磁界の成分は空間的に交互に配置されることになる。Fig. 2. 11 に Yee が提案した基本格子である Yee セルを示す。セルの一边のサイズが Δx , Δy , Δz に対応し、電界成分と磁界成分を交互に配置している。ここでは、電界成分を各辺上に配置し、磁界成分を面の中心に垂直に配置している。

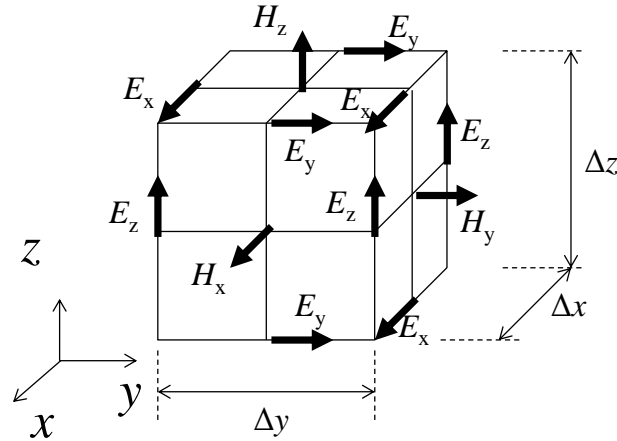


Fig. 2. 11 Yee cell

本研究では，FDTD 法を RSoft 社製ソフト“FullWAVE”を用いる．FullWAVE では，解析モデルを CAD により直感的に配置できる特長がある．

2-2-2 MIM 型 PWG を伝搬する SPP の評価

FDTD 法による数値解析を用いて MIM 型 PWG を伝搬する SPP の評価を行った．FDTD 法による数値解と理論計算による解析解を比較することで，本実験で用いる FDTD 法の有効性を明らかにする．また，MIM 型 PWG を伝搬する SPP の伝搬定数や伝搬距離を解析することを目的としている．まずは 2 次元 (2D) での FDTD 解析を行い，その後に 3 次元 (3D) での FDTD 解析を行う．

MIM 型 PWG の電磁界解析を行うための解析モデルと解析条件を Fig. 2. 12 に示す．Fig. 2. 12 は 2D FDTD の解析モデルである．解析モデルは Ag/絶縁体/Ag で構成された MIM 型 PWG である．絶縁体は実験で用いるポリスチレンスルホン酸ナトリウム (PSSNa) (屈折率 $n = 1.395$) と空気 ($n = 1$) を用いた．入射光は 1300 nm とし，半値幅 828 nm のガウシアン分布の光源を用いた．解析領域の周りには吸収境界 (PML : Perfectly matched layer) とし，解析領域境界での反射や回り込みはないものとした．解析は，Fig. 2. 12 の観測面 (Monitor) での電界強度を観測し，PWG 内を伝搬する SPP の波数を算出する．絶縁体のギャップ幅は 100 nm から 600 nm まで変化させた．

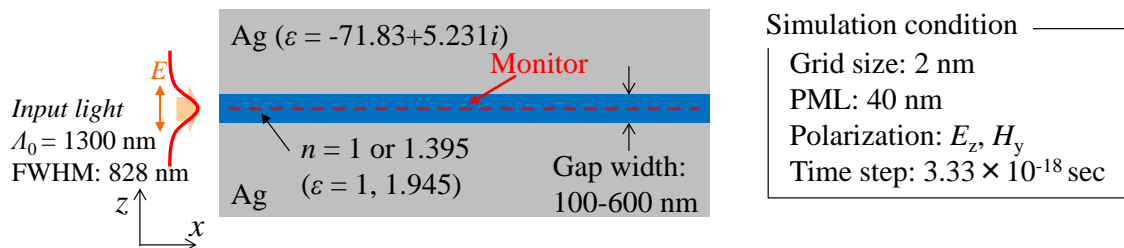


Fig. 2. 12 2D FDTD 法による MIM 型 PWG の計算モデルと計算条件

Fig. 2. 12 の計算モデルにおいて、絶縁体層を空気 ($n=1$) とした場合の電界 E_z 成分の分布図を Fig. 2. 13 に示す。Fig. 2. 13 より、空間から入射された光が MIM 型 PWG 内に閉じ込められて伝搬している様子が分かる。また、電界の E_z 成分の正負が交互に現れていることが分かる。導波路内の E_z 成分が正の部分、電界が下側の金属/絶縁体界面から上側の界面に向かって示している。従って、Fig. 2. 6 に示した MIM 型 PWG の対称モードが伝搬していることが分かる。また、導波路内の電界強度は距離が長くなるに従って減衰していることが分かる。MIM 型 PWG の中心の電界強度の 2 乗の包絡線を指数関数 ($A\exp(-x/L_{SPP})$) でフィッティングした。ここで、 A は比例定数、 x は導波路中心の距離、 L_{SPP} は SPP の伝搬距離である。その結果、 $A=1.35$ 、 $L_{SPP}=14\text{ }\mu\text{m}$ であった。理論計算による波長 1300 nm における Ag/空気/Ag の MIM 型 PWG の伝搬距離は $13.9\text{ }\mu\text{m}$ であり、FDTD 法で算出した伝搬距離とほぼ一致していることが分かる。

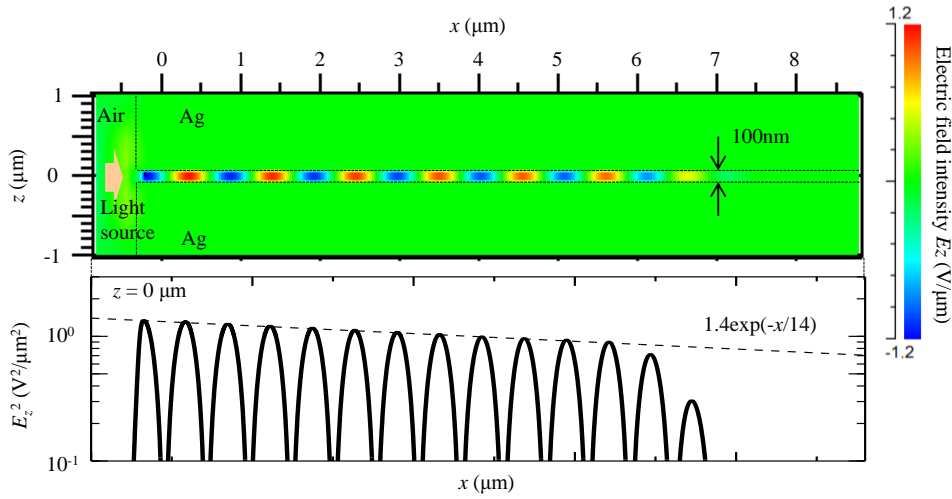


Fig. 2. 13 Ag/空気/Ag で構成された MIM 型 PWG における電界分布図（真空波長 1300 nm, 空気ギャップ幅 100 nm）

2D FDTD 法による MIM 型 PWG 内を伝搬する SPP の波数 k_{SPP} の算出結果を Fig. 2. 14 に示す。また、MIM 型 PWG の分散関係式 (2.36) より求めたギャップ幅に対する SPP の波数 k_{SPP} の算出結果も Fig. 2. 14 に示す。ギャップ幅 100 nm のときの SPP の波数 k_z は、理論計算では $8.01\text{ rad}/\mu\text{m}$ であったのに対し、2D FDTD 法では $8.38\text{ rad}/\mu\text{m}$ であった。2D FDTD 法による数値解析の結果が、理論計算の結果に近い値になったことから、2D FDTD 法は本研究で有効であることが分かる。しかし、Ag/PSSNa/Ag のギャップ幅が小さいときは、理論値と 2D FDTD 法の結果がややずれている。Ag/PSSNa/Ag のギャップ幅が 100 nm のとき、理論値に対して 2D FDTD 法の結果は 4.6% のずれが生じている。これは、FDTD 法の誤差であると考えられる。今回はグリッドサイズ (1 セルあたりのサイズ) を 2 nm としたため、計算上の構造や伝搬する電磁界の波長が小さくなるに従って、誤差が生じやすくなると考えられる。

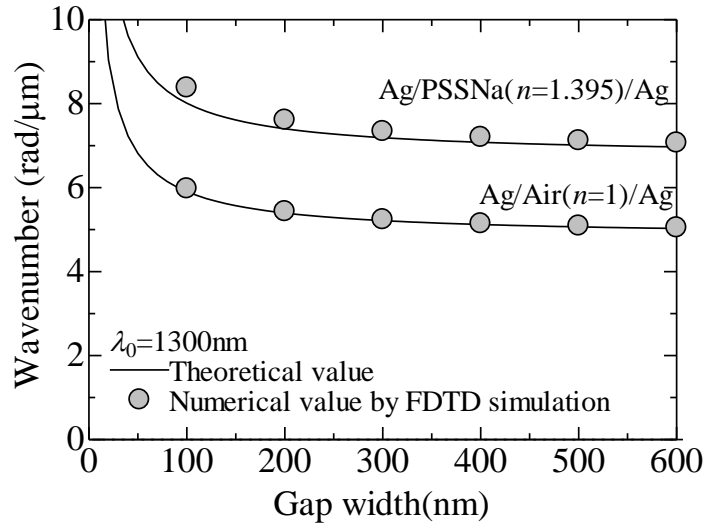


Fig. 2. 14 2D FDTD 法と理論計算から算出した MIM 型 PWG のギャップ幅に対する伝搬する SPP の波数

MIM 型 PWG はギャップ型 PWG のギャップ高さを無限にした構造であると言える．実際に作製する導波路構造は有限長さになる．ギャップ高さが低いと，ギャップの淵を伝搬するギャップ型プラズモンの 1st モードが励起される．それに対し，ギャップ高さを高くすると，ギャッププラズモンの 2nd モードが励起される．ギャップ高さが高くなると，2nd モードの波数は MIM 型 PWG を伝搬する波数に近づく予想される．そこで，MIM 型 PWG を伝搬するモードを励起させるために必要なギャップ高さを求めるために，3D FDTD シミュレーションを行う．そのための解析モデルと解析条件を Fig. 2. 15 に示す．Fig. 2. 15 はギャップ型 PWG であり，Ag/PSSNa ($n = 1.395$) /Ag で構成されている．真空波長 $\lambda_0 = 1300$ nm の電界 E_z 成分を持つ光を入射した．PSSNa 層のギャップ幅は 100 nm とし，PSSNa ギャップと Ag 以外の部分は PSSNa で覆われているとした．その周りは PML とし，境界面からの反射はないものとする．PWG の長さは $20\ \mu\text{m}$ とし，ある瞬間の電界 E_z 成分を観察した．ギャップの高さを $0.2\ \mu\text{m}$ から $2.5\ \mu\text{m}$ まで変化させたときの伝搬する SPP を評価した．

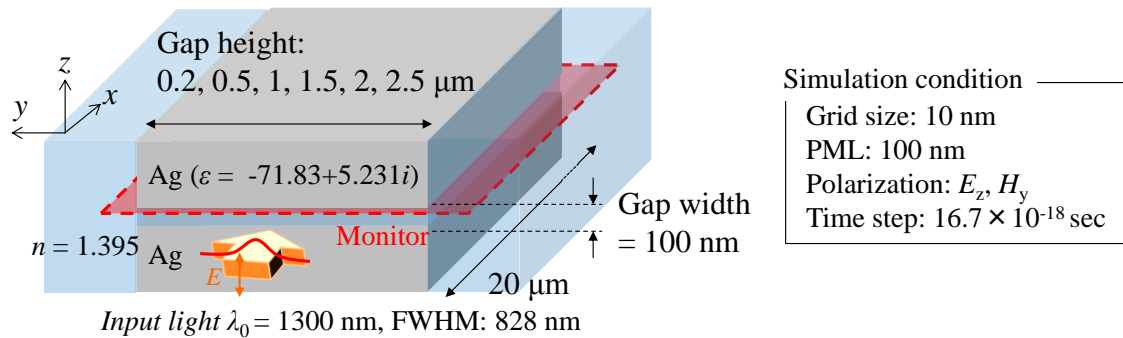


Fig. 2. 15 3D FDTD 法によるギャップ型 PWG の計算モデルと計算条件

ギャップ高さを $0.2\ \mu\text{m}$, $0.5\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$, $1.5\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$, $2.5\ \mu\text{m}$ としたときの導波路内の電界 E_z 成分の分布図を Fig. 2. 16 に示す. Fig. 2. 16 では, xy 平面の瞬時値を観察し, 光源は図中の矢印の方向から x 方向に入射している. ギャップ型 PWG を伝搬する SPP は対称モードで伝搬している. 電界の E_z 成分を観察することで, 導波路内を伝搬する SPP を評価することができる.

Fig. 2. 16 (a), (b) のギャップ高さ $0.2\ \mu\text{m}$, $0.5\ \mu\text{m}$ では, 導波路内を電界 E_z の正負が周期的に表れていることが分かる. そのため, 伝搬する SPP は単一の波数をもっていることが推測できる. それに対し, Fig. 2. 16 (c) のギャップ高さ $1\ \mu\text{m}$ では, 電界がギャップの中心と端に交互に分布しているおり, 電界のうなりが発生していることが分かる. うなりが発生していることは, 導波路内を複数の波数を持つ SPP が伝搬していることを意味する. Fig. 2. 16 (d) と Fig. 2. 16 (e) のギャップ幅 $1.5\ \mu\text{m}$ と $2\ \mu\text{m}$ では, そのうなりの周期が広がっているため, 伝搬する波数が変化していることが分かる. Fig. 2. 16 (f) のギャップ幅 $2.5\ \mu\text{m}$ では, 導波路内の電界分布図が複雑になり, 伝搬する波数が増えていることが予想される. これらの現象は, 誘電体光導波路でも現れるマルチモード干渉である. 導波路のサイズが大きくなると伝搬するモードが増えることで, 電界分布にムラが生じる現象である.

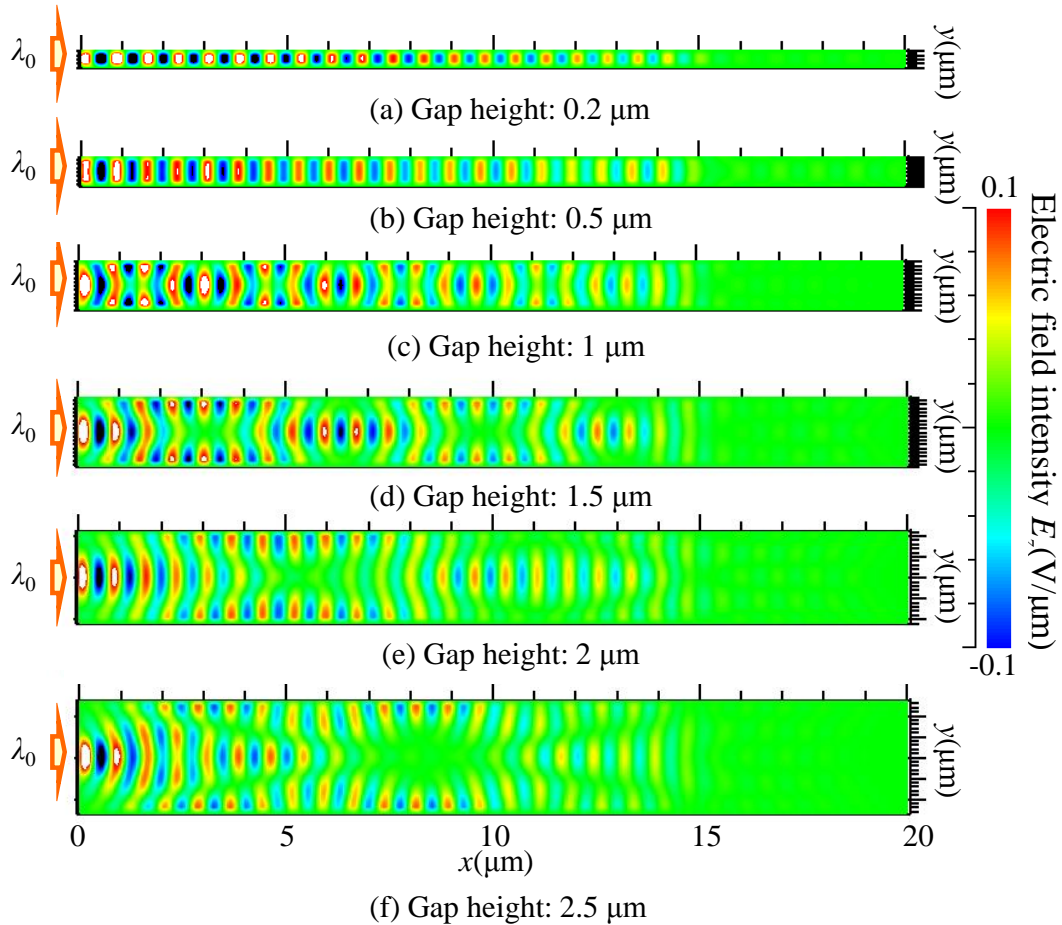


Fig. 2. 16 3D FDTD 法で算出したギャップ型 PWG 内の電界分布図

各ギャップ高さにおける導波路中央での電界 E_z 成分の強度分布を Fig. 2. 17 に示す. Fig. 2. 17 のグラフは、横軸が x 軸の位置 ($y=0, z=0$) であり、縦軸が E_z 成分の電界強度である. Fig. 2. 17 (a), (b) のギャップ高さ $0.2\ \mu\text{m}$, $0.5\ \mu\text{m}$ では、電界強度は1つの波数成分が優先的に伝搬していると予想される. Fig. 2. 17 (c) のギャップ高さ $1\ \mu\text{m}$ 以上では複数の波数成分が存在していると予想できる. 電界の波数成分を観測することで、伝搬している SPP のモードを特定できると推測した.

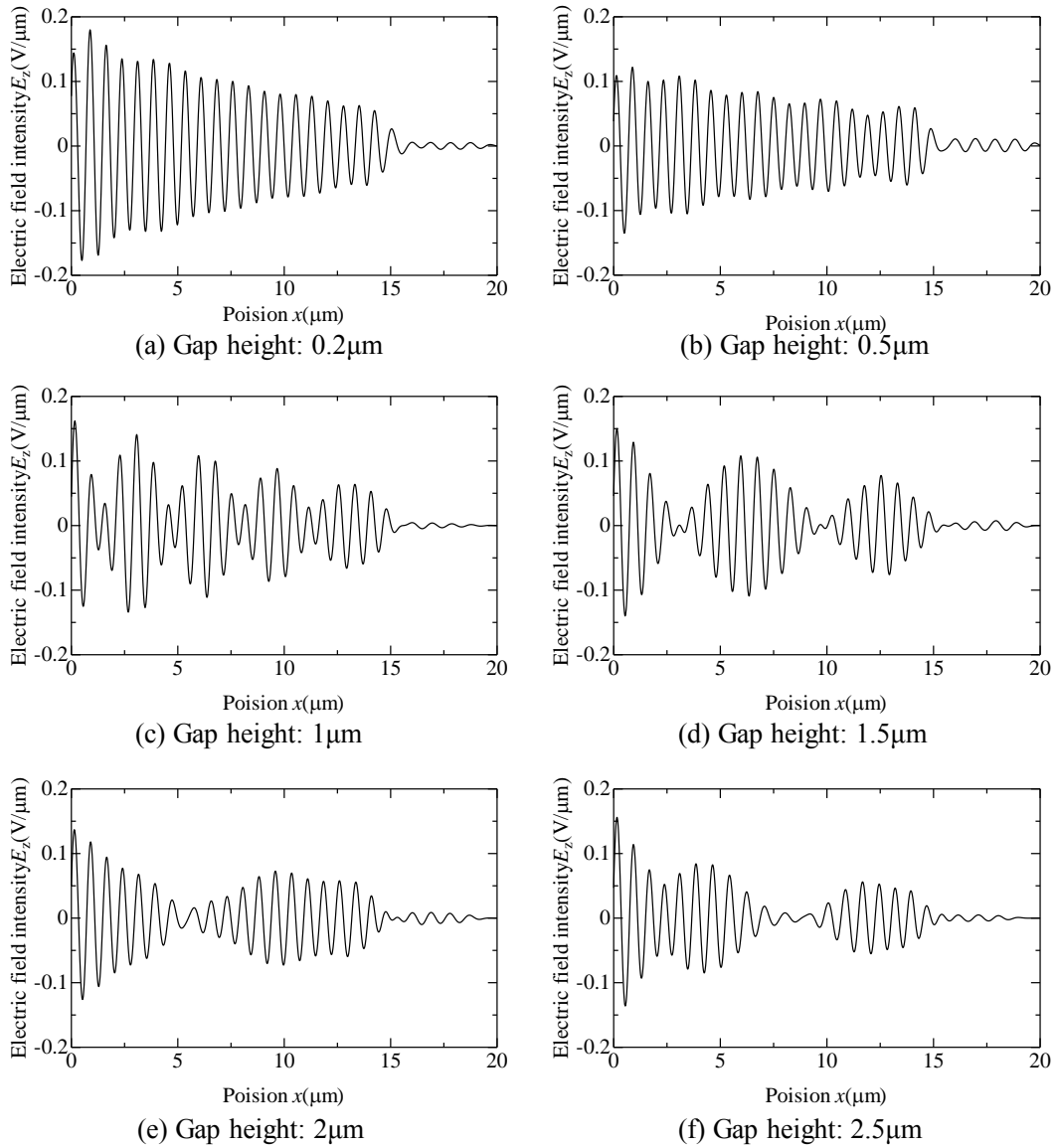


Fig. 2. 17 ギャップ型 PWG の中心における電界 E_z 成分の強度分布

ギャップ高さが $0.2\ \mu\text{m}$ のときの yz 平面の電界 E_z 成分の分布図を Fig. 2. 18 に示す. Fig. 2. 18 の yz 平面は $x = 10.55\ \mu\text{m}$ での電界分布図である. Fig. 2. 18 より, 電界が導波路内に閉じ込められて伝搬していることが分かる. 導波路の端の Ag の部分に電界がやや集中していることが見受けられる. また, ギャップの外側に電界が広く浸み出していることが分かる. そのため, この導波路を利用した場合は, 他の導波路とクロストークすることが懸念される.

また, ギャップ高さが $2\ \mu\text{m}$ のときの yz 平面の電界 E_z 成分の分布図を Fig. 2. 19 に示す. Fig. 2. 19 の yz 平面は $x = 5.23\ \mu\text{m}$ と $x = 11.85\ \mu\text{m}$ での電界分布図である. 電界がギャップ中央とギャップの淵に集中して伝搬している様子が分かる. ギャップの中央に電界が集中することで, 閉じ込めが強く, 構造の欠陥による散乱が少ないと予想される. 導波路の中央付近に閉じ込められているため, 散乱体によって伝搬する SPP が散乱しても再度 SPP と結合することが容易である. $x = 5.23\ \mu\text{m}$ と $x = 11.85\ \mu\text{m}$ の電界分布図で電界強度に差があることは, 光源からの距離が長いほうが金属の吸収損失の影響を受けているためである.

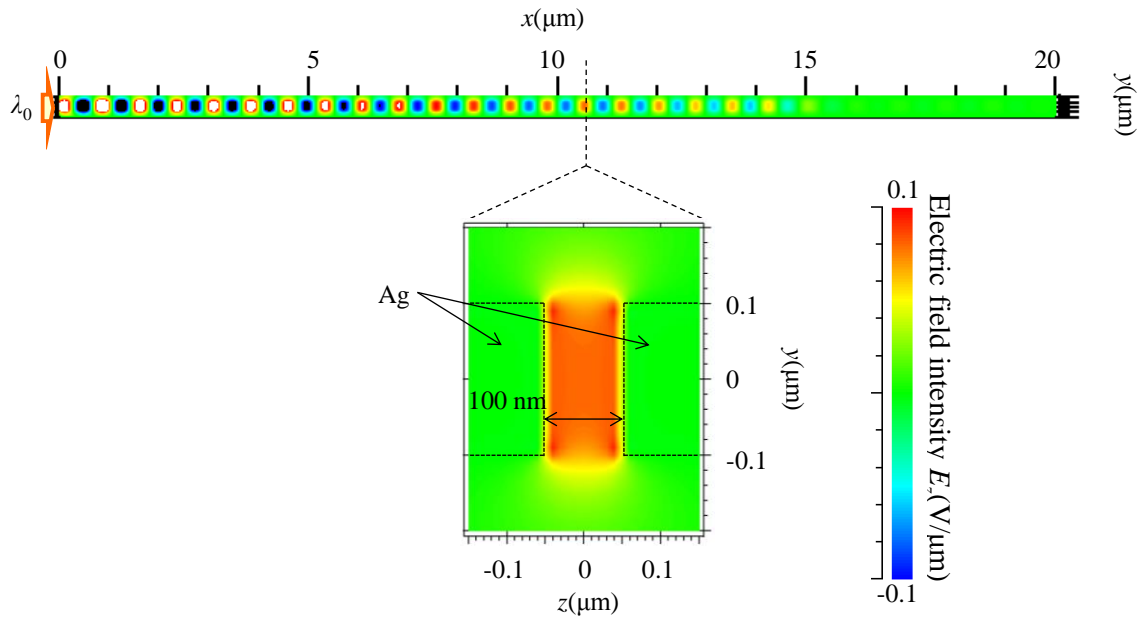


Fig. 2. 18 3D FDTD 法によるギャップ高さ $0.2\ \mu\text{m}$ のときのギャップ型 PWG の電界分布図

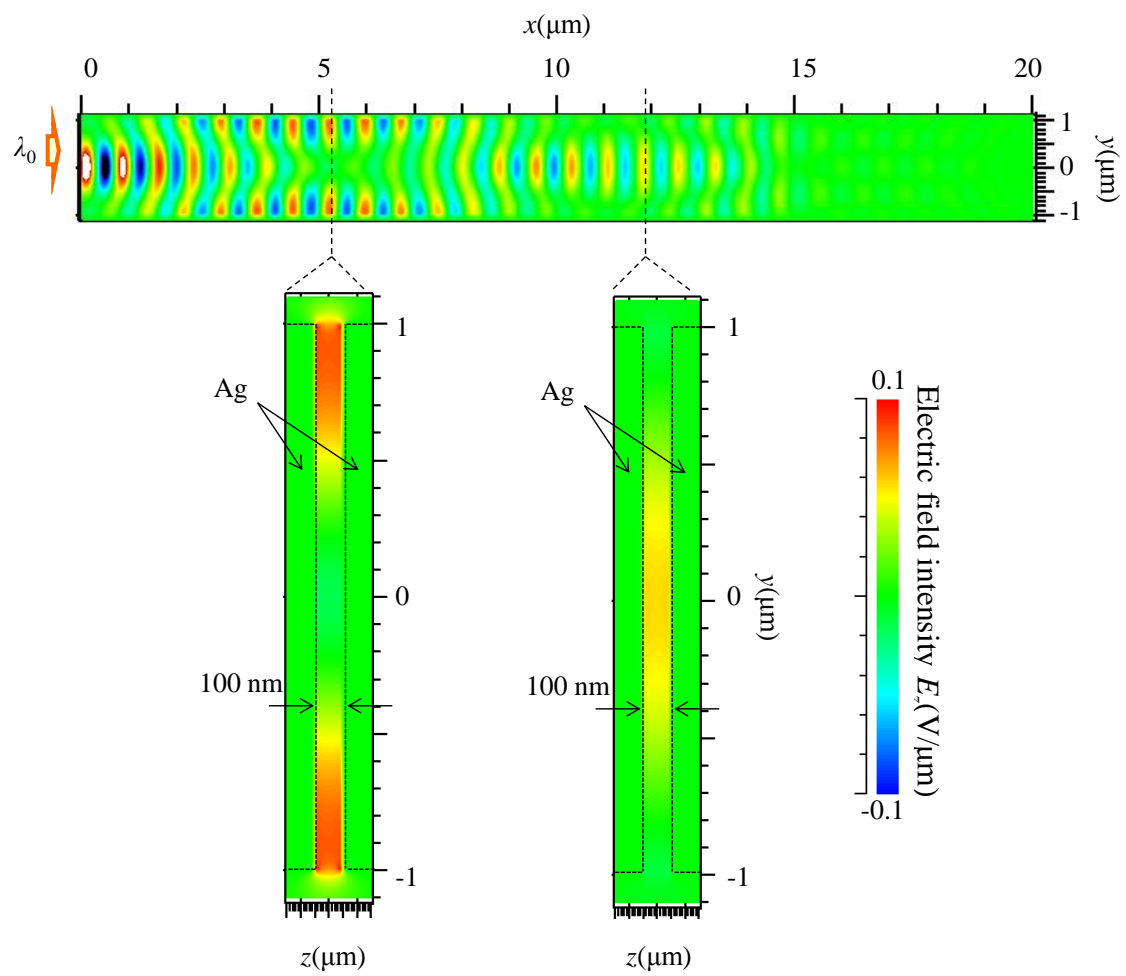


Fig. 2. 19 3D FDTD 法によるギャップ高さ $2\mu\text{m}$ のときのギャップ型 PWG の電界分布図

各ギャップ高さの導波路を伝搬する SPP の波数を求めることで、伝搬する SPP を特徴付けることができる。Fig. 2. 17 に示す電界強度をフーリエ変換により伝搬する波数成分を算出した。フーリエ変換は PC ソフト “Octave” を用いて行った。各ギャップ高さの導波路内の電界分布をフーリエ変換して、波数スペクトルで表示した結果を Fig. 2. 20 に示す。今回のフーリエ変換では、フーリエ変換するデータ量の関係で、波数刻みが $0.3454 \text{ rad}/\mu\text{m}$ である。そのため、Fig. 2. 20 の結果の精度は波数 $0.3454 \text{ rad}/\mu\text{m}$ 程度である。波数刻みを細かくするためには、データ量を増やす必要がある。その方法として、計算領域を大きくする、計算グリッドサイズを小さくする、データに 0 を付加する（ゼロフィリング）、などがある。

Fig. 2. 20 の波数スペクトルにおいて、ピークとなっている波数を持つプラズモンが導波路内を伝搬しているといえる。ギャップ高さが $0.2 \mu\text{m}$, $0.5 \mu\text{m}$ のときは、波数 $8.8 \text{ rad}/\mu\text{m}$ だけがピークとなっている。そのため、波数 $8.8 \text{ rad}/\mu\text{m}$ をもつプラズモンだけが伝搬するシングルモード導波路になっていることが分かる。ギャップ高さが $1 \mu\text{m}$, $1.5 \mu\text{m}$ となったときは、低波数側のピークが現れており、波数スペクトルにおいて 2 つの波数ピークがあることが分かる。2 つの波数があるため、電界強度が干渉し、うなりを生じた考えられる。また、低波数側のピークがギャップ高さの増大に伴って長波数側にシフトしていることが分かる。そのため、うなりの周期が長くなった。ギャップ高さが $2 \mu\text{m}$ と $2.5 \mu\text{m}$ になると、さらにピークが増加しており、複数の波数を持つ SPP が同時に伝搬してできるマルチモードを形成していることが分かる。

以上の結果より、ギャップ高さに対してピーク波数をプロットしたグラフを Fig. 2. 21 に示す。真空中の波長 $1.3 \mu\text{m}$ のとき、波数 k_0 は $4.83 \text{ rad}/\mu\text{m}$ ($= 2\pi/1.3$) である。今回、フーリエ変換により得られた波数成分は k_0 よりも大きいため、真空波数ではなく SPP であると考えられる。

一般に、十分低い高さのギャップ型プラズモニック導波路では、1st モードが励起されることが知られている[54]。ギャップ高さ $0.2 \mu\text{m}$ のときに見られた波数 $8.8 \text{ rad}/\mu\text{m}$ のピークは 1st モードであると考えられる。また、ギャップ高さ $1 \mu\text{m}$ 以上で見られたピークがギャッププラズモンの 2nd モード以降の成分であると予想される。入射波長 $1.3 \mu\text{m}$ 、誘電体ギャップ幅 100 nm の MIM 型 PWG を伝搬する SPP の波数は、理論計算より、 $8.01 \text{ rad}/\mu\text{m}$ である。ギャップ高さ $1.5 \mu\text{m}$ 以上で、2nd モードの波数が MIM 型 PWG を伝搬する波数 ($8.01 \text{ rad}/\mu\text{m}$) に近づいた。そのため、実際に作製する際は、ギャップ高さに相当する長さを $1.5 \mu\text{m}$ 以上にすることで、MIM 型 PWG を伝搬するモードを励起できることが分かった。

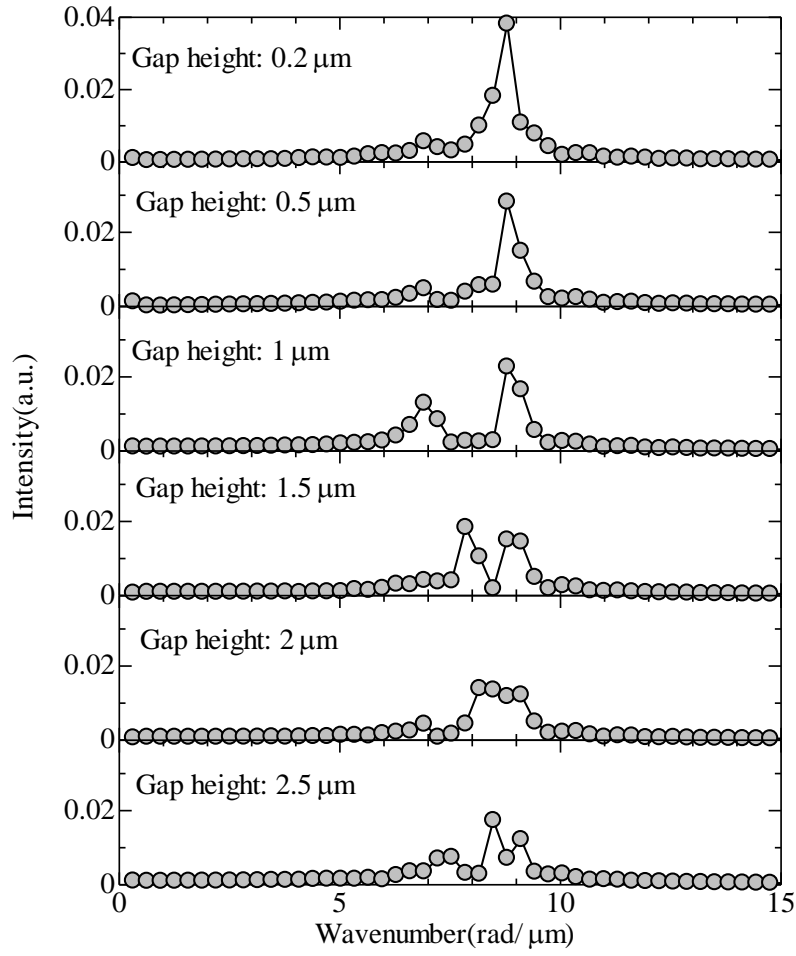


Fig. 2.20 ギャップ高さの異なるギャップ型 PWG を伝搬する SPP の波数スペクトル

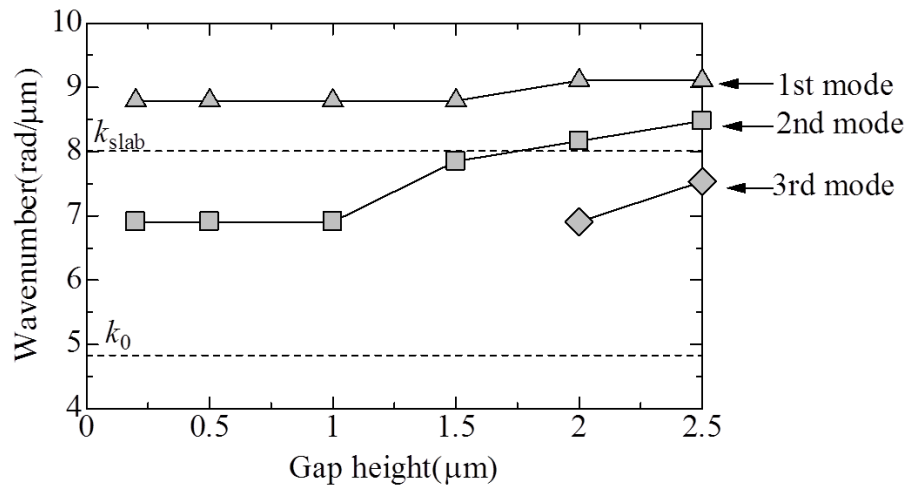


Fig. 2.21 ギャップ型 PWG のギャップ高さに対する伝搬波数

ギャップ高さがさらに高い場合に伝搬する SPP について示す。ギャップ高さが $5\text{ }\mu\text{m}$, $7\text{ }\mu\text{m}$, $10\text{ }\mu\text{m}$ の場合の電界分布図を Fig. 2.22 に示す。ギャップ高さが $5\text{ }\mu\text{m}$ のときは、マルチモード干渉になっていることが分かる。ギャップ高さが $7\text{ }\mu\text{m}$, $10\text{ }\mu\text{m}$ のときは、ほぼ単一の波数が伝搬しているように見える。ギャップ高さ $10\text{ }\mu\text{m}$ のときの電界強度分布をフーリエ変換し、波数を算出した結果、 $8.8\text{ rad}/\mu\text{m}$ であった。これは、2nd モードの波数であり、ギャップ高さが高くなると 2nd モードのみが励起されることを示している。今回の 3D FDTD 計算は、サイズ $z=0.2\text{ }\mu\text{m}$, $y=1.3\text{ }\mu\text{m}$ の光源を設定し、導波路の中央付近に向けて光入射している。導波路中央に入射した光は、導波路の淵に広がっていることが分かる。導波路の淵に到達した光は、導波路内と導波路外の実効屈折率差によって反射される。反射された光と導波路内を伝搬する光によって干渉パターンが生じると予想される。従って、マルチモード干渉の発生は、入射光の広がり角にも依存することが分かる。ギャップ高さ $10\text{ }\mu\text{m}$ では、ギャップの淵に到達するまでに金属の吸収損失があるため、ほとんどマルチモード干渉の影響は無視できる。実際の光学系においては、光入射させるための対物レンズなどの広がり角を考慮する必要がある。

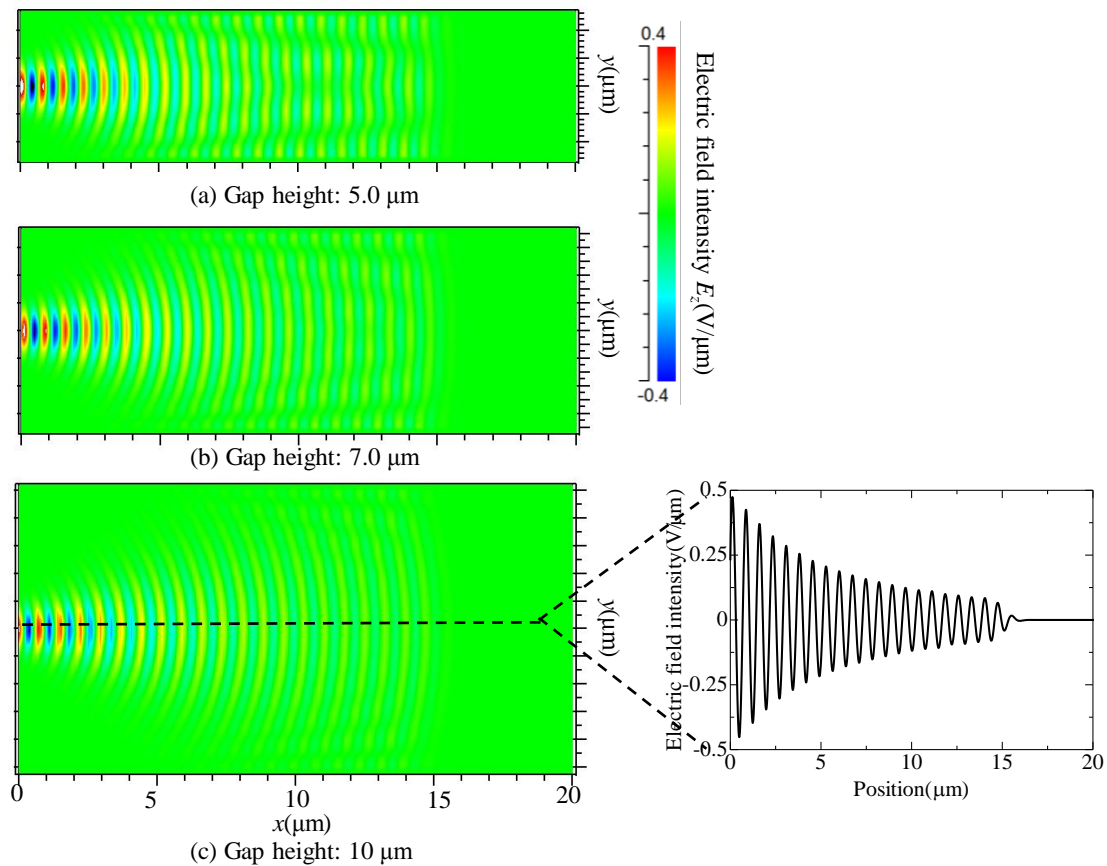


Fig. 2.22 ギャップ型 PWG のギャップ高さ $5\text{ }\mu\text{m}$, $7\text{ }\mu\text{m}$, $10\text{ }\mu\text{m}$, における導波路内の電界分布図

2-3 実験による MIM 型 PWG の光伝搬特性評価

2-3-1 MIM 型 PWG の作製

MIM 型 PWG を伝搬する SPP の評価を行った。作製する MIM 型 PWG の断面イメージ図と作製条件を Fig. 2. 23 に示す。作製は有機溶剤（アセトン、メタノール、純水）で超音波洗浄した単結晶シリコン（Si）基板を用いた。Si 基板上に抵抗加熱真空熱蒸着法で膜厚 100 nm の Ag（ニラコ，純度 99.99 %）を成膜した。絶縁体層はトルエン（関東化学）で 2 wt% に希釈したポリメチルメタクリレート（Polymethyl methacrylate : PMMA）（キシダ化学）をスピコート法で成膜し，溶剤を揮発させるために 180 °C で 5 分間ベイクした。その上に再び膜厚 100 nm の Ag を成膜した。光の入射口と出射口は集束イオンビーム（Focused Ion Beam : FIB）（日本電子，JSM-6510A）で加工した。サンプルの加工したい箇所にガリウムイオン（Ga⁺）を照射し，一方向にスキャンする。Ga⁺が照射されスパッタ現象によってはじき出された原子が，直前に削った箇所に堆積することで，Fig. 2. 23 に示すようなテーパー状の形状が形成される。テーパー状の入射口に光を照射し，その反射光が MIM 型 PWG の端面に照射される。そこで SPP が励起される。この励起方法はエンドファイヤ法である。入射/出射口間の距離（導波路長さ）を 8 μm から 18 μm まで 2 μm 刻みで変化させた導波路を作製した。それぞれの導波路の出射口から現れる光を観察した。

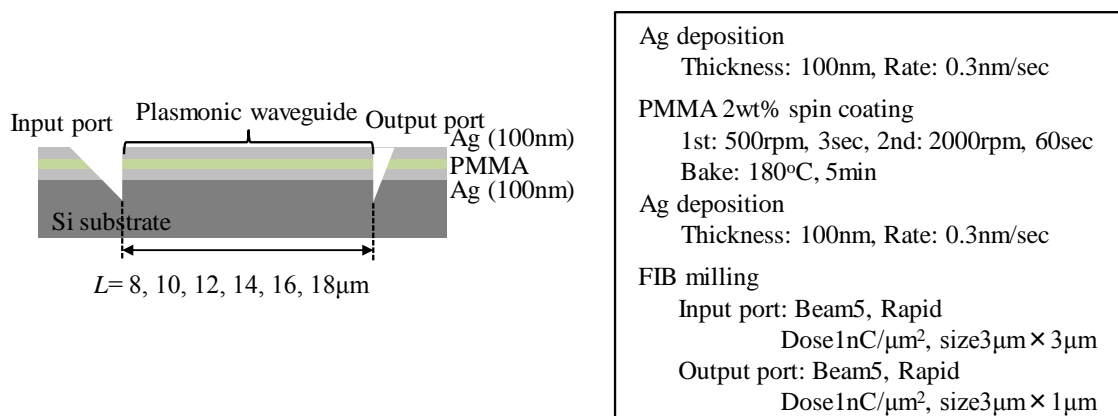


Fig. 2. 23 MIM 型 PWG のイメージ図と作製条件

作製した構造を電子顕微鏡（SEM）（日本電子，JSM-6390HV）で観察した結果を Fig. 2. 24 に示す。Fig. 2. 24 はサンプルを斜め 45°に傾けて観察した結果である。Fig. 2. 24 (a) は作製した構造の全体像である。入射口と出射口間の距離を 8 μm から 18 μm まで変化させた構造が作製できていることが分かる。Fig. 2. 24 (b) は入射口部分を観察した結果である。Si 基板上に Ag/PMMA/Ag で構成された MIM 型 PWG が作製できていることが分かる。PMMA 層の膜厚は約 120 nm であった。テーパー状に加工した入射口に光照射することで，MIM 型 PWG の端面に光照射され，SPP が励起される。励起した SPP は，PMMA 層に閉じ込められ伝搬する。

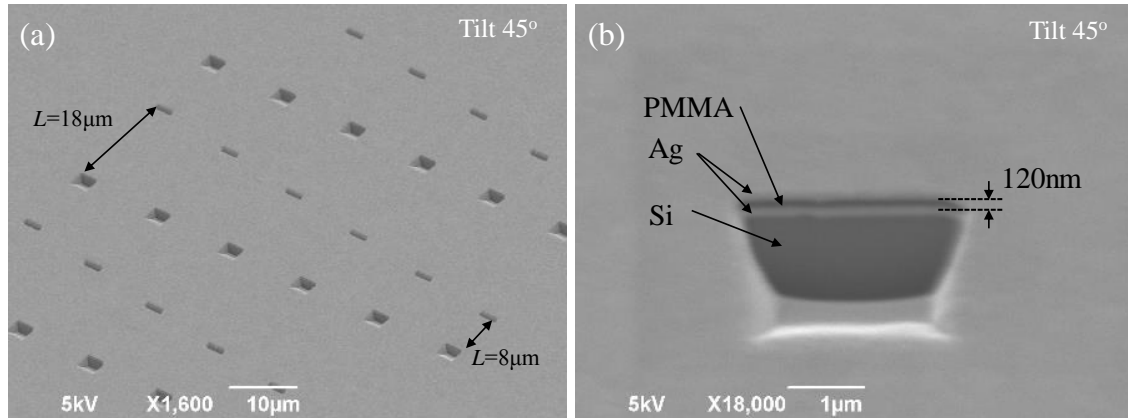


Fig. 2. 24 作製した MIM 型 PWG と入射口の SEM 像

2-3-2 MIM 型 PWG を伝搬する SPP の測定

PWG の光伝搬特性を評価するための測定光学系を Fig. 2. 25 に示す．光源には，波長 835 nm の Ti-サファイアレーザー（Spectra-Physics Lasees, Millennia）を用いた．波長 835 nm の光を光パラメトリック発振器（OPO：Optical parametric oscillator）（COHERENT, Mira-OPO PP-Automatic IR-S 1-830fs）に入射し，波長 1300 nm の光をレーザー発振させた．光チョッパーによって 100 Hz にチョッピングされた光を光ファイバー（Fujikura, SMC10/125）に入射した．その後，レーザー光を $\lambda/4$ 波長板で円偏光にし，偏光子で任意の偏光方向にした，50:50 のビームスプリッター 2 枚を通して，対物レンズ（OLYMPUS, 倍率 $\times 100$, NA0.80）で集光した光をサンプルに照射した．その反射光を CCD カメラ（Allied Vision, NIR-300）で観測した．出射口から出た光は，InGaAs フォトディテクタ（Thorlabs, DET10C/M）で光強度を測定する．出射光だけを観測する位置合わせのために，波長 1300 nm の波長可変レーザー（光伸光学工業, LSC-101A-O）の光を，光ファイバー（Thorlabs, FG550LEC）を通してサンプルに照射した．波長可変レーザーに光が出射口付近に照射されるように光ファイバーの位置を調整し，その後，光ファイバーをフォトディテクタに接続して光強度を得た．フォトディテクタのからの電圧は，ロックインアンプ（エヌエフ回路設計ブロック, LI5630）で光チョッピング周波数 100 Hz に同期させてから測定した．

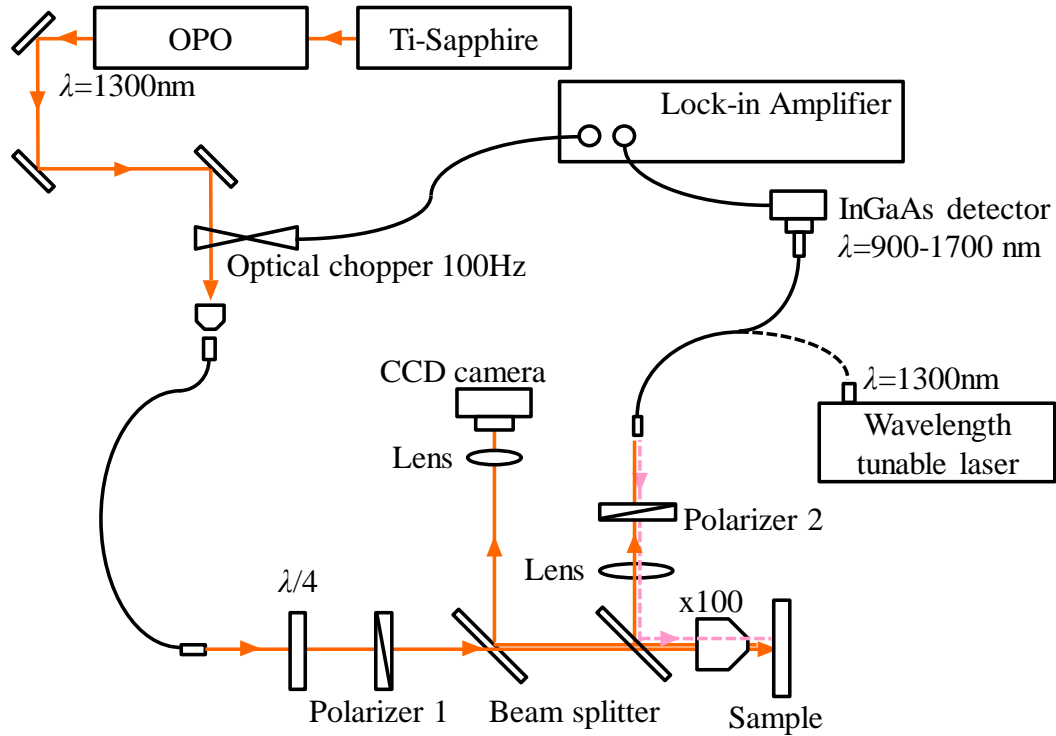


Fig. 2. 25 PWG の光伝搬特性評価のための測定光学系

作製した MIM 型 PWG に波長 1300 nm の入射光を照射し, Fig. 2. 25 に示す光学系の CCD カメラで観察した結果を Fig. 2. 26 に示す. この時, 入射光は TM 偏光と TE 偏光の光を照射した. また, 撮影した CCD 画像は白黒反転した画像である. Fig. 2. 26 より, TM 偏光の光を入射したときだけ, 出射口で散乱光が現れていることが分かる. Fig. 2. 27 に作製した構造の断面イメージ図を示し, SPP 励起の概念を示す. Fig. 2. 27 は TM 偏光の光を入射した場合を示している. 入射口に光照射すると, テーパー構造によって光が反射して進行方向が変化し, MIM 型 PWG の端面に光照射される. TM 偏光で光入射したとき, MIM 型 PWG の端面では, 金属/絶縁体界面に垂直な電界成分が照射されたことになる. PWG 端面に照射された光は, 散乱によって波数整合が起き, MIM 型 PWG の伝搬モードが発生する. このときの伝搬光は, 一方の金属/絶縁体界面から, もう一方の界面に向かう電界成分を持つことになる. 従って, 伝搬しているモードは対称モードである. TE 偏光で光入射したときは, 金属/絶縁体界面に垂直な電界成分がないため, SPP は励起されない. SPP が励起できる偏光方向の光を照射したときだけ, 出射口で散乱光が現れたことから, 作製した構造で SPP が伝搬していることが分かる.

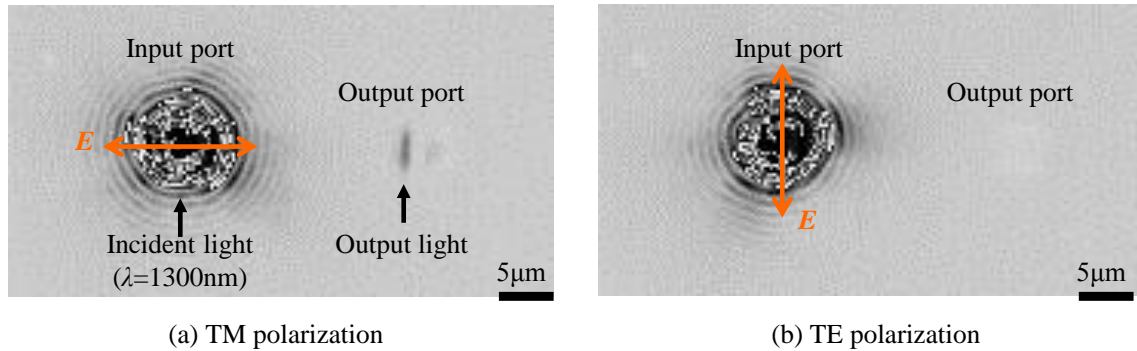


Fig. 2.26 TM/TE 偏光のレーザー光を MIM 型 PWG に照射したときの CCD 画像

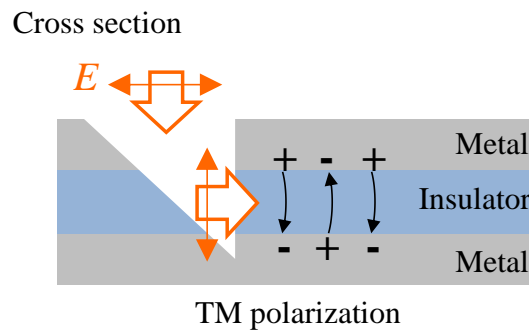


Fig. 2.27 MIM 型 PWG における SPP 励起の概念図 (TM 偏光入射時の様子)

2-3-3 伝搬距離の測定結果と考察

作製した MIM 型 PWG の伝搬距離を実験的に見積もるために、入射口と出射口間の距離 (導波路長) を変化させた MIM 型 PWG に光入射した。Fig. 2.28 に導波路長を変化させた MIM 型 PWG に波長 1300 nm の光を入射したときの CCD 像を示す。Fig. 2.28 に示すように入射光は、TM 偏光から反時計まわりに 45°傾けた偏光になるように、Fig. 2.25 の偏光子 1 を調整した。このとき、入射光の x 方向の電界成分で SPP が励起される。Fig. 2.25 の偏光子 2 は、偏光子 1 と直交する方向の向き (クロスニコル配置) とした。これは、入射光が出射側で検出されないようにするためである。Fig. 2.28 より、導波路長が長くなると出射口での光強度が小さくなっていることがわかる。これは、導波路長が長くなることで、金属による吸収損失が増加するためである。

出射光強度を定量的に評価するために、Fig. 2.25 に示すフォトディテクタで光強度を測定した。導波路長 L に対する出射光強度を Fig. 2.29 に示す。測定は、同一基板上的 3 箇所で行い、平均値を示している。また、エラーバーのその標準偏差を示している。 L が長くなるに従って、出射光強度が減衰していることが分かる。出射光強度を指数関数でフィッティングした結果、 $y = 210\exp(-L/6.4)$ であった。従って、伝搬距離は $6.4 \mu\text{m}$ である。Ag/PMMA ($n = 1.49$, 厚さ 120 nm)/Ag の MIM 型 PWG における伝搬距離の理論値は $10.5 \mu\text{m}$ である。

伝搬距離の実験結果と理論値の差について考察する。実験結果と理論値が異なる原因として、Ag 表面粗さと膜厚の誤差が考えられる。Ag の表面が粗い場合、減衰が大きくなるこ

とが報告されている[104]. 蒸着装置で作製した Ag 表面は数 nm の凹凸があり, それら凹凸によって伝搬する SPP が減衰したと考えられる. PMMA 層の膜厚に対する伝搬距離を Fig. 2. 30 に示す. Fig. 2. 30 より, PMMA 層の膜厚が薄くなると伝搬距離が短くなることが分かる. 膜厚 120 nm から 100 nm に薄くなると, 伝搬距離は 10.5 μm から 8.96 μm になる. 作製した構造は部分的に PMMA の膜厚が薄いことが予想される. これら原因により, 実験的に測定した伝搬距離が理論値よりも短くなったと考えられる.

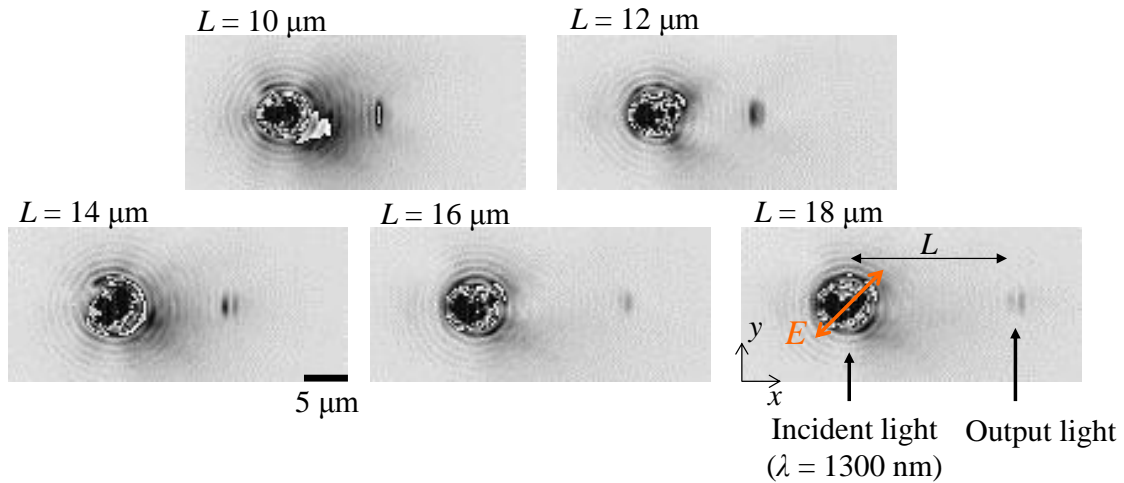


Fig. 2. 28 導波路長を変えた MIM 型 PWG に光入射した際の CCD 像 (波長 1300nm)

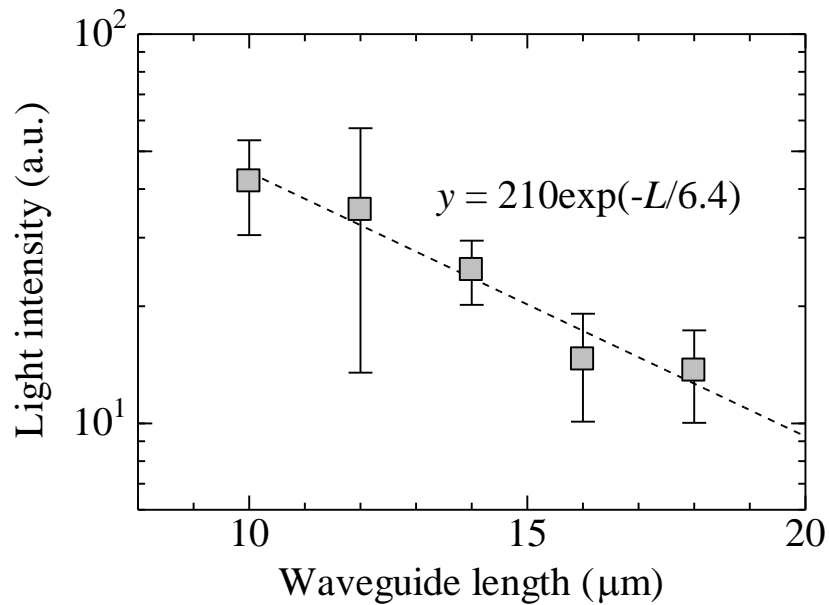


Fig. 2. 29 MIM 型 PWG の導波路長に対する出射光強度

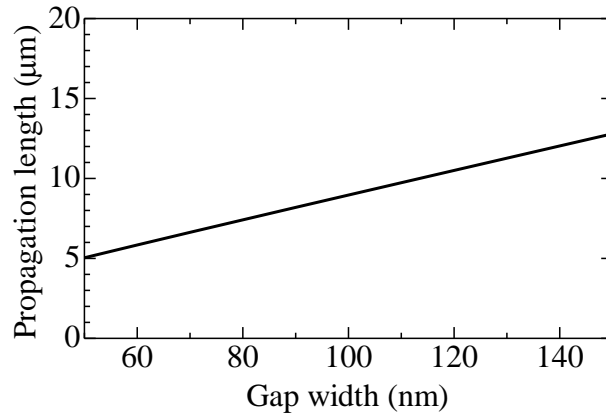


Fig. 2.30 Ag/PMMA/Ag の PMMA 層の膜厚に対する伝搬距離（入射波長 1300 nm）

2-3-4 結合効率の評価結果と考察

作製した MIM 型 PWG を伝搬する SPP と空間伝搬光（入射光）の結合効率を評価した。MIM 型 PWG において、入射光強度 I_{in} と出射光強度 I_{out} は以下の関係式で表される。

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \cdot \eta^2 \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_{\text{SPP}}}\right) \quad (2.46)$$

ここで、 η は入射口と出射口における空間伝搬光と MIM 型 PWG を伝搬する SPP の結合効率である。今回は、入射口と出射口の結合効率は同じとする。また、 x は導波路長さ、 L_{SPP} は伝搬距離である。結合効率 η を見積もるためには、 I_{in} 、 I_{out} 、 x 、 L_{SPP} を実験的に測定する。

結合効率 η の算出のために用いた MIM 型 PWG の作製プロセスと作製結果を Fig. 2.31 に示す。Si 基板上に膜厚 100 nm の Ag を熱蒸着で成膜した。純水で 50 vol% に希釈したポリスチレンスルホン酸ナトリウム (PSSNa) (東ソー有機化学) をスピコート (1st: 500 rpm 3 sec, 2nd: 5000 rpm 60 sec, ベイク: 120 °C 5 min) した。その上に膜厚 100 nm の Ag を熱蒸着で成膜した。入射口は FIB (ビーム 5, Rapid, ドーズ量 0.8 nC/μm², サイズ 5 μm × 5 μm) で作製した。電界放出型走査電子顕微鏡 (FE-SEM) (日立, S-4700) で観察した結果, PSSNa の膜厚は約 150 nm であった。伝搬距離 L_{SPP} を算出するために、導波路長が 10 μm から 20 μm の MIM 型 PWG を作製した。

波長 1300 nm に光を入射口に照射し、出射口での光強度を測定した。導波路長に対する出射口での光強度をプロットし、指数関数でフィッティングして伝搬距離 L_{SPP} を求めた。その結果、伝搬距離 L_{SPP} は 7.90 μm であった。

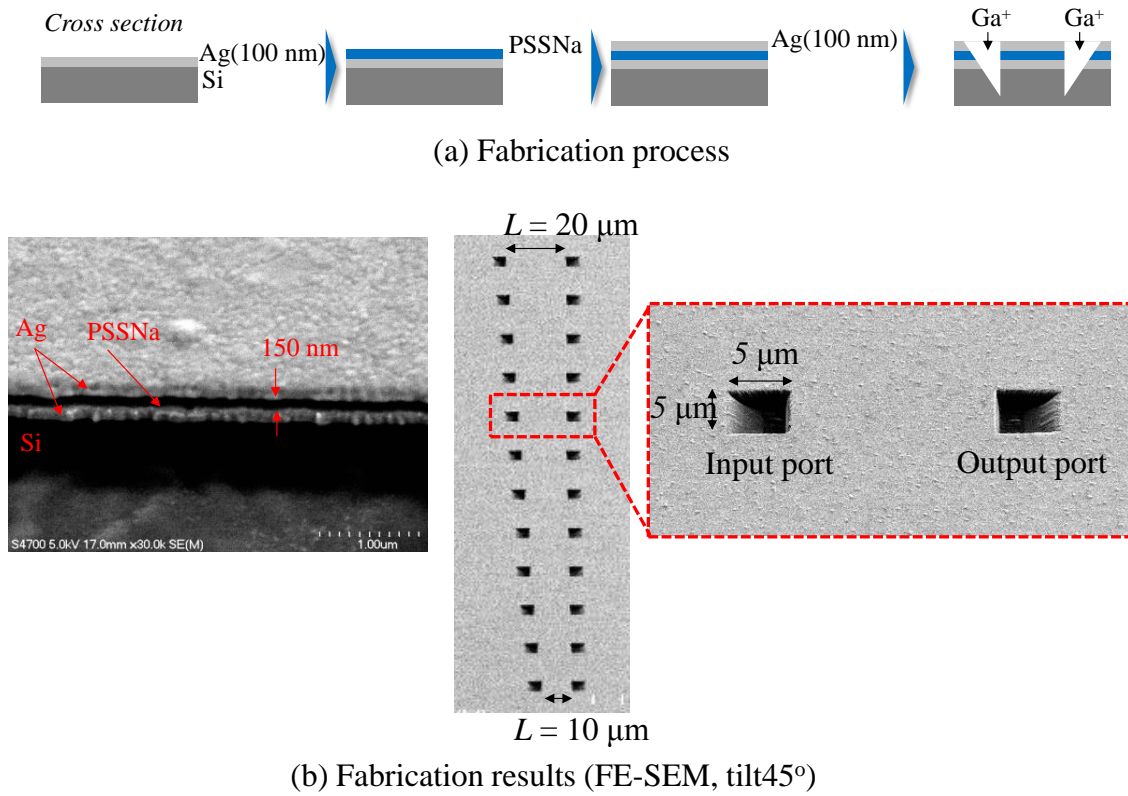


Fig. 2. 31 結合効率算出のための MIM 型 PWG の作製

結合効率を算出するための光学系を Fig. 2. 32 (a) に示す. 入射光強度の測定はフォトディテクタ (Thorlabs, DET10C/M) を用いた. 導波路長 $L = 16 \mu\text{m}$ の MIM 型 PWG に光入射し, 出射光強度を CCD カメラで撮影した結果を Fig. 2. 32 (b) に示す. 出射口付近の光強度 (28479.6 a.u.) と構造のない場所での光強度 (23817.4 a.u.) の差 4662.2 を出射光強度 I_{out} とした.

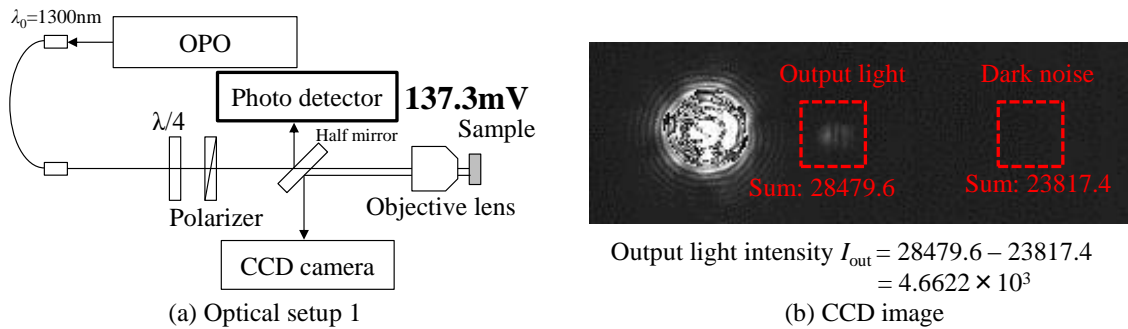
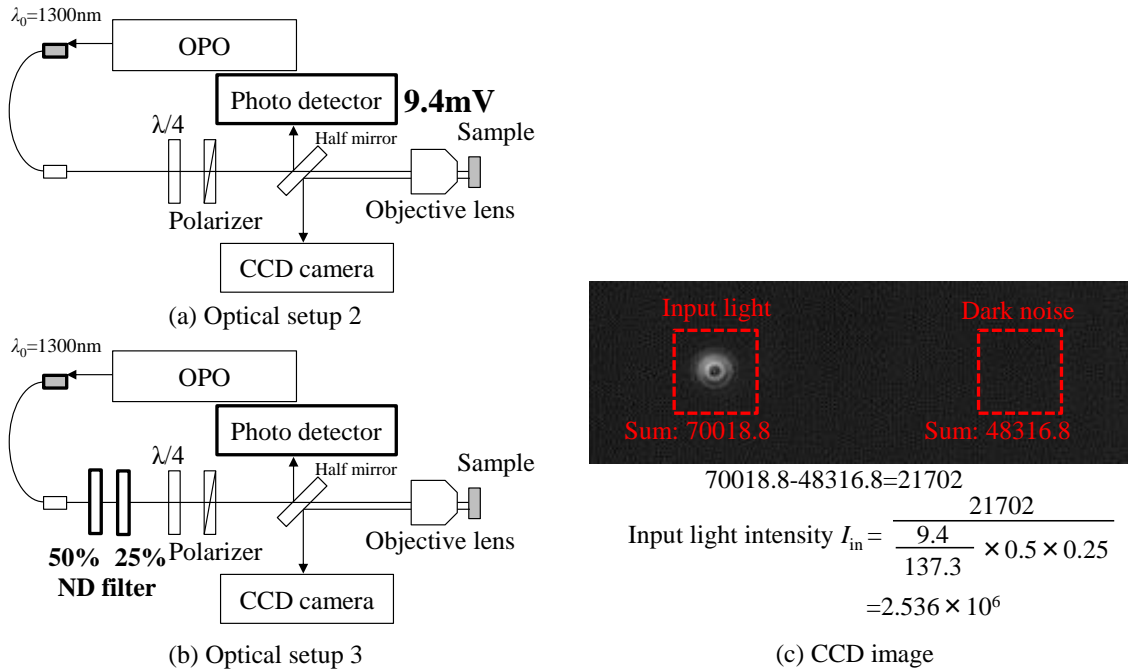


Fig. 2. 32 出射光強度 I_{out} の測定

Fig. 2.32 (b) の CCD 像での入射光付近は、光強度が飽和しているため入射光強度を算出することができない。従って、入射光の強度を弱める必要がある。そのために、Fig. 2.33 (a) の光学系のように、光ファイバーカップラをずらした。そのとき、フォトディテクタで検出した電圧は 9.4 mV であった。さらに光強度を弱めるために、Fig. 2.33 (b) の光学系のように、透過率 50 % と 25 % の ND フィルタを挿入した。そのときの、入射光を CCD カメラで観察した結果を Fig. 2.33 (c) に示す。入射光の光強度 (70018.8 a.u.) と構造のない場所での光強度 (48316.8 a.u.) の差は 21702 である。値 21702 に、光学系によって減衰させた割合で補正 ($((9.4/137.3) \times 0.5 \times 0.25)^{-1}$) をかけた値 2.536×10^6 を入射光強度 I_{in} とした。


 Fig. 2.33 入射光強度 I_{in} の測定

以上の値 ($I_{out} = 4662.2$, $I_{in} = 2.536 \times 10^6$, $x = 16 \mu\text{m}$, $L_{SPP} = 7.90 \mu\text{m}$) を式 (2.46) に代入して結合効率 η を算出した。その結果、 $\eta = 0.118$ であった。従って、作製したテーパー状の入射口では、空間伝搬光のうち 11.8 % が MIM 型 PWG を伝搬する SPP に結合されることが分かった。

結合効率を向上させるためには、空間伝搬光と MIM 型 PWG を伝搬する波数を整合させる構造 (プリズムカップラやグレーティングカップラ) を用いることが有効である。また、比較的構造作製が簡便なエンドファイヤ法においても、入射口の形状を工夫することで、結合効率の向上が見込まれる。今回のテーパー状の入射口の形状は、垂直に入射した光を一度反射させたから MIM 型 PWG の端面に照射している。そのため、テーパー状の角度や形状を慎重に調整する必要がある。

そこで、入射口を斜めに加工することで、垂直に入射した光を直接 MIM 型 PWG に照射して SPP を励起させる方法を考えた。Fig. 2.34 (a) に示すように、基板の垂線に対して 45°

の方向から FIB で加工して入射口を作製する．この方法で入射口を作製することで，基板に対して垂直方向から照射された光が MIM 型 PWG の絶縁体層に直接照射される．また，出射口も同様に斜めから加工することで，出射口での散乱光が基板に対して垂直に散乱されると予想される．ここで，出射口の加工角度 θ を 0° ， 15° ， 30° ， 45° として，作製を行った．作製した構造の SEM 像を Fig. 2. 34 (b) に示す．Fig. 2. 34 (b) より，入出射口が斜めに加工されていることが分かり，絶縁体層を確認することができる．入射口に波長 1300 nm の光を照射した場合の CCD 像を Fig. 2. 34 (c) に示す．TM 偏光で光入射したときのみ，出射口で散乱光が現れたため，SPP が伝搬していることが分かった．出射口の加工角度 θ を変化させた結果， $\theta = 45^\circ$ のときに出口での散乱光強度が最大であることが Fig. 2. 34 (c) より分かる．この光強度は，入出射口をテーパ状に加工した Fig. 2. 24 の構造よりも強いことが見受けられる．Fig. 2. 34 の構造を用いることで，結合効率の向上が見込まれる．

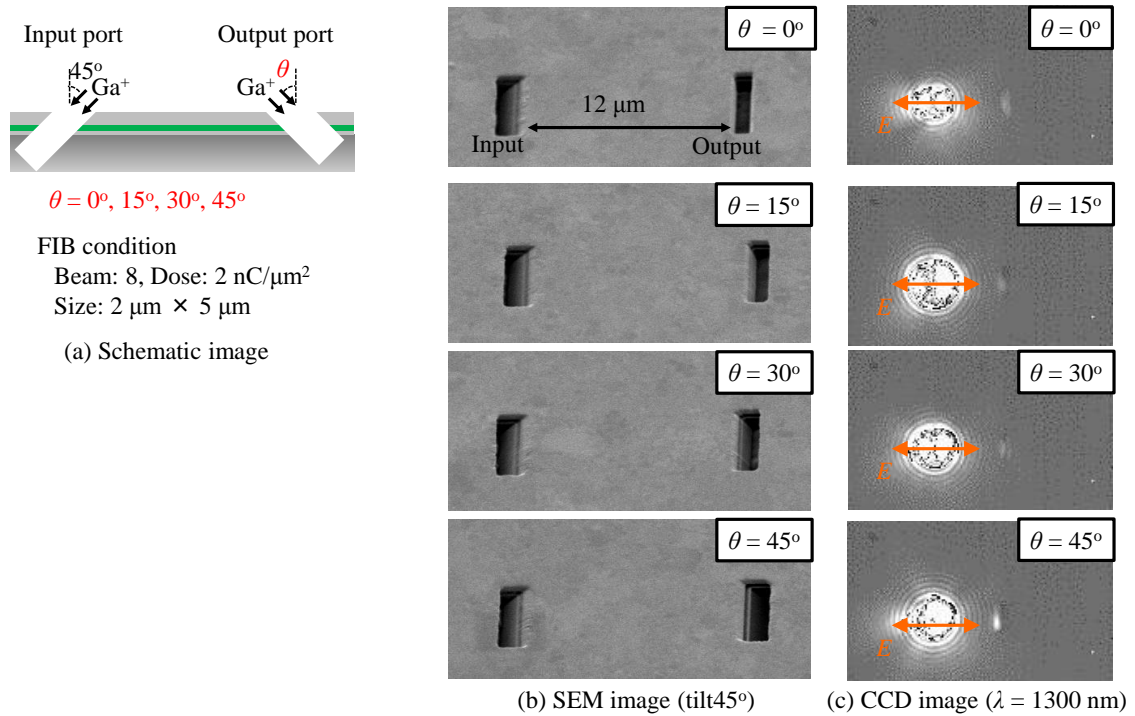
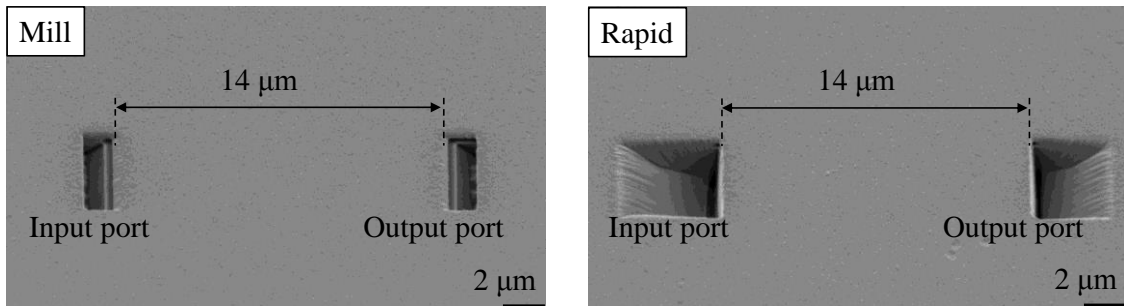
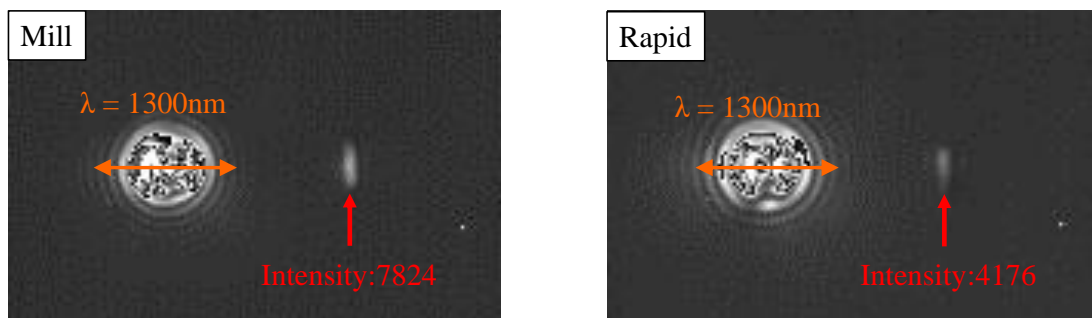


Fig. 2. 34 入出射口を FIB で斜めに加工した構造における SPP の励起

反射配置における MIM 型 PWG の入出射口の形状による出射光強度の比較を行った。基板を斜めにして FIB 加工する入出射口を Mill とし、テーパー状に加工した入出射口を Rapid とする。Si 基板上に Ag/誘電体ポリマー/Ag で構成された MIM 型 PWG を作製した。Mill の入出射口は、基板を斜め 45° に傾け、FIB でビーム 8, ドーズ $2 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$, サイズ $5 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$, Mill モードで加工した。Rapid の入出射口は、FIB でビーム 5, ドーズ $2 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$, サイズ $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$, Rapid モードで加工した。入出射口間の距離は $14 \mu\text{m}$ として作製した。作製した構造を SEM で観察した結果を Fig. 2. 35 (a) に示す。波長 1300 nm の光を入射口に照射して、出射口の様子を CCD カメラで観察した結果を Fig. 2. 35 (b) に示す。このとき、入射光は、MIM 型 PWG で SPP が励起できる TM 偏光とした。出射口で光強度を求めた結果、Mill が 7824, Rapid が 4176 であり、Mill が Rapid よりも 1.87 倍光強度が強いことが分かった。Rapid の形状は、テーパー状に加工した部分で光が反射して、MIM 型 PWG の端面に光照射されて SPP が励起される。それに対し、Mill は垂直方向から MIM 型 PWG の端面に直接光照射されて SPP が励起される。そのため、Mill のほうが空間伝搬光と MIM 型 PWG を伝搬する SPP との結合効率が低いと考えられる。



(a) SEM images



(b) CCD images

Fig. 2. 35 反射配置における入出射口形状の違いによる MIM 型 PWG の伝搬光の評価

以上の入射方法は、反射配置による SPP の測定であった。反射配置に対し、透過配置においてもエンドファイヤ法での SPP の励起が可能である。そのための構造を Fig. 2. 36 に示す。ガラス基板の上に Ag のブロックを配置し、その上に絶縁体層をスピコート法で成膜する。その上に Ag を成膜して、この Ag 部分だけを FIB で加工する。この構造を用いることで、基板下側から光入射し、基板上側に光出射させることが可能である。

作製した構造に TM 偏光と TE 偏光を持つ白色光を照射し、基板上側から CCD カメラで観察した結果を Fig. 2. 37 (a) と (b) に示す。また、出射口付近の散乱光を顕微分光法で光スペクトルを測定した結果を Fig. 2. 37 (c) に示す。(光学系については第3章にて説明する。) TM 偏光で光入射したときのみ出射口で散乱光が現れているため、MIM 型 PWG を SPP が伝搬していることが分かる。このように、透過配置においても、入射口の形状を工夫することで、エンドファイヤ法によって MIM 型 PWG に SPP を励起させることが可能である。

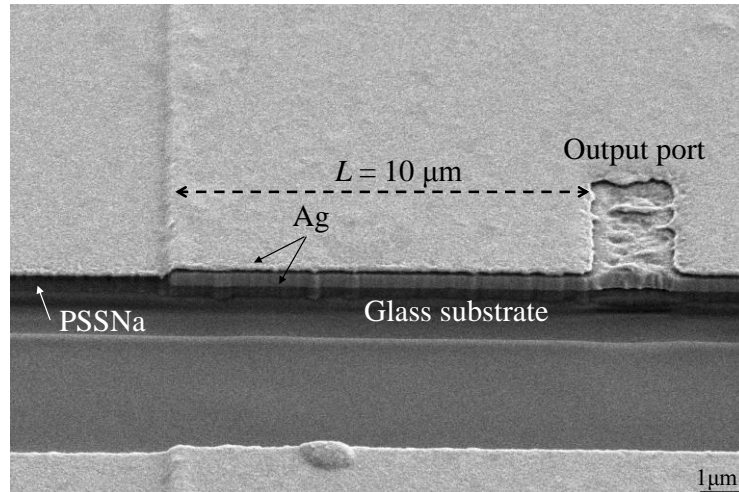
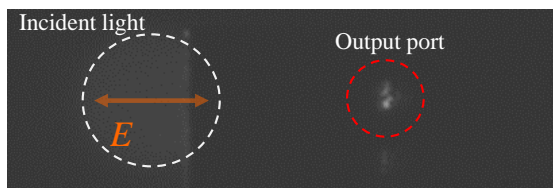
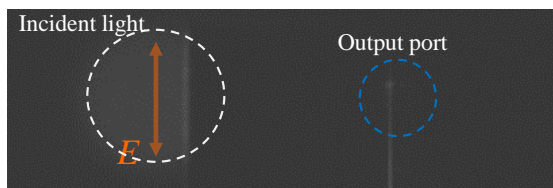


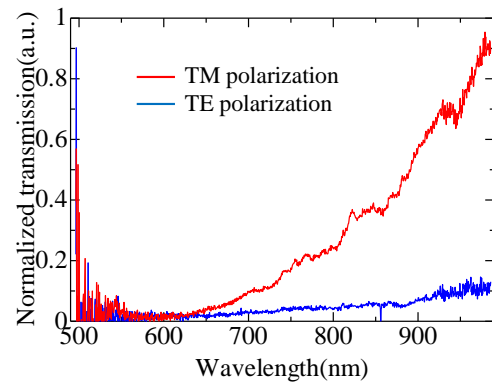
Fig. 2. 36 透過配置で SPP 励起させる MIM 型 PWG 構造の SEM 像 (加速電圧 5.0kV)



(a) TM polarization



(b) TE polarization



(c) Output light spectra

Fig. 2. 37 透過配置で測定した MIM 型 PWG の伝搬光スペクトル

2-4 まとめ

本章では、SPP の存在条件を求めるために、Maxwell の方程式から TM モードの電磁界成分を導出した。2つの媒質の界面において、一方の誘電率が負であるときに SPP が励起されることが分かった。また、金属/絶縁体界面と、MIM 型導波路における SPP の分散関係式を導出した。分散関係から SPP の伝搬波数、伝搬距離を算出した。また、プラズモニック材料において、Ag が他の金属 (Au や Al) よりも特性が優れていることを示した。

MIM 型 PWG の奥行方向は無有限長である。しかし、実際に作製する導波路形状は有限の長さを持つ。そのため、MIM 型 PWG の伝搬モードを持つ SPP を励起させるために必要な奥行方向の長さを見積もった。その結果、波長 1300 nm, Ag/PSSNa($n = 1.395$)/Ag の PWG においては、奥行方向を 1.5 μm 以上にすることで、MIM 型 PWG の伝搬モードを励起できることが分かった。

また、実験的に MIM 型 PWG を伝搬する SPP の伝搬距離を見積もった結果、6.4 μm であることが分かった。また、空間伝搬光と SPP の結合効率について考察した。

第3章 プラズモニック Mach-Zehnder 干渉計

本章では、MIM 型 PWG で構成された Mach-Zehnder 干渉計について述べる。始めに、本研究で提案する非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の着想に至った経緯について説明する。次に、数値解析により、提案した構造の光伝搬特性を明らかにする。また、非平衡 Mach-Zehnder 干渉計で生じる共鳴モードについて示す。さらに、構造の作製を行い、実験的に共鳴モードの観測を行った結果について示す。最後に、変調器応用を目指して EO ポリマーを用いた MIM 型 PWG の評価について示す。

3-1 はじめに

Mach-Zehnder 干渉計は、光変調器や屈折率センサに利用できる重要な素子である。一般的な Mach-Zehnder 干渉計は、光を 2 本の導波路に分岐し、再び合波する構造である。一方の光路に屈折率変化を与えると、伝搬光の位相が変化し、合波する際に光強度変化として現れる。Mach-Zehnder 干渉計は、原理的に屈折率変化に応答するため、高速応答が必要な変調器やセンサデバイスに利用されている[89]。十分な光強度変化のためには、 π 程度の位相変化が必要であり、位相変化量 $\Delta\phi$ は、屈折率変化量 Δn と光路長さ L に依存する。屈折率変化量 Δn が小さい場合、光路長さ L を長くする必要がある。

光変調器として用いる場合、電気光学 (Electro-Optic: EO) 効果を持つ材料を利用する。EO 効果とは、外部電極などを用いて材料に電界を印加することで屈折率が変化する一次の電気光学効果のことをいい、通常ポッケルス効果と呼ばれている。一般的な EO 材料を Table 3.1 に示す。一般的な誘電体光導波路による Mach-Zehnder 干渉計の場合、無機誘電体結晶 (LiNbO_3 など) が用いられている[86,87]。無機誘電体結晶の屈折率変化は小さいが、加工性に優れている。また、変調器の場合、高速な応答速度が必要であるが、無機誘電体結晶の電気光学効果は、イオン分極に起因しているため、サブナノ秒より速い応答は望めない。誘電体光導波路は、伝搬損失が小さく、光路長さを長くすることができるため、十分な位相変化を与えることができる。その一方で結晶に電界を与える電極は大きくなり、静電容量による変調周波数の上限が問題となる。PWG の場合、伝搬距離が短いという制限があるため、大きな屈折率変化が必要である。しかし、原理的に小さな電極しか必要としないため、静電容量による変調周波数の制限は緩和される。

本研究では、PWG を用いたデバイスについて変調周波数の制限が緩和される点をより生かすため、電子分極に起因する高い電気光学効果と高速な応答速度を有する有機電気光学材料、特に EO ポリマーに着目した。EO 分子の極性分子は電子供与基 (ドナー) と電子吸引基 (アクセプター) を両端に持つ共役構造で繋いだ D- π -A 構造をとる (Fig. 3.1(a)) [107]。典型的な EO 分子である DR1 を Fig. 3.1 (b) に示す[108]。極性分子は一般に凝集体では双極子を打ち消すように反転対称性をとるが、非反転対称性を持つ結晶はごくわずかである。EO 分子を凝集させないようにポリマーなどのホスト材料中に分散して用いるのが一般的である。しかし、ポリマー中に分散しただけでは、極性分子はランダムな配向構造をとり、

結局，反転対称性を持つようになり，その特性をうまく発揮できない．そこで，EO ポリマーでは Fig. 3.1 (c) に示すような電場配向（ポーリング）処理が必要である．

Table 3.1 電気光学材料の比較

	液晶	無機誘電体結晶	有機電気光学ポリマー
電気光学効果 r (pm/V)	>1000	~30	>150
屈折率変化 Δn	10^{-2} - 10^{-3}	10^{-4} - 10^{-5}	10^{-3} - 10^{-4}
応答速度 (sec)	10^{-3} - 10^{-6}	10^{-10}	10^{-14}

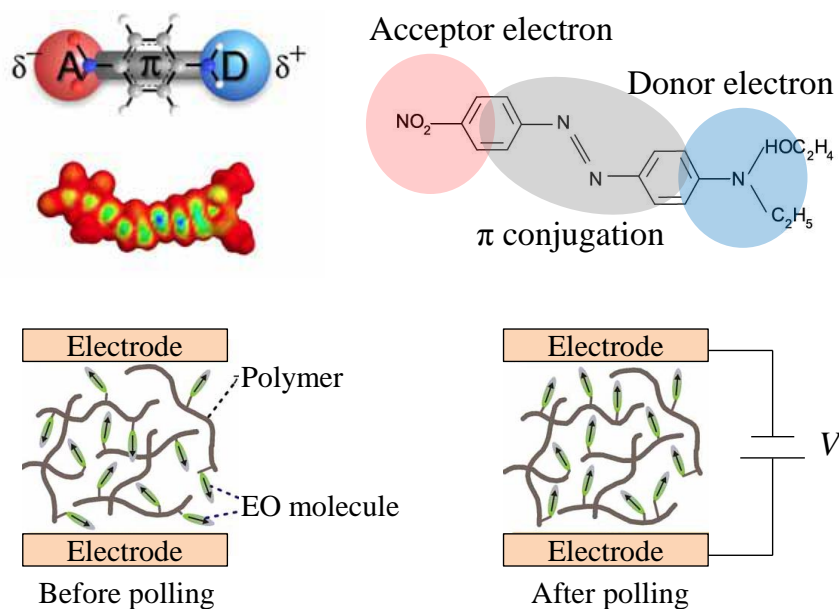


Fig. 3.1 (a) 有機 EO 分子の基本構造である D- π -A 構造[107]，(b) 代表的な EO 分子である DR1[108]，(c) EO ポリマーのポーリング処理

これまでのプラズモニック Mach-Zehnder 干渉計は、散乱損失の大きく、クロストークが懸念されるギャップ型 PWG による Mach-Zehnder 干渉計がほとんどであった[74,76]. また, PWG は伝搬損失が大きく, 十分な位相シフトが望めないという問題点があった. そのため, (1) 積層型 MIM 型 PWG と (2) 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計を用いたプラズモニック Mach-Zehnder 干渉計を提案する. 本研究で提案する MIM 型 PWG を用いた Mach-Zehnder 干渉計を Fig. 3.2 に示す.

(1) 積層型 MIM 型 PWG

本構造は, 光閉じ込めが強く, 構造欠陥による散乱損失の影響を受けにくい MIM 型 PWG を用いている. また, 金属と絶縁体を積層させることで, 高精度な微細加工が必要なくデバイス構造が実現可能である. 加えて, 2次元の数値シミュレーションにより設計や実験結果解析が容易となる. さらに, 積層型の構造は, 他の積層デバイス (LD や PD など) と集積が容易である特徴もある.

(2) 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計

本構造は, Mach-Zehnder 干渉計の各アーム (Path 1 と Path 2) の長さが異なる非平衡な光路長さを持つ構造を用いた. PWG は伝搬距離が短く, 伝搬距離以内にデバイス構造を設計する必要がある. そこで, 非平衡な光路長さにとり, 出射側では光をあらかじめ打ち消した状態 (ノーマリーOFF) とし, 位相変化による出射光強度変化を与えることで, 高い ON/OFF 比を得られるように考えた.

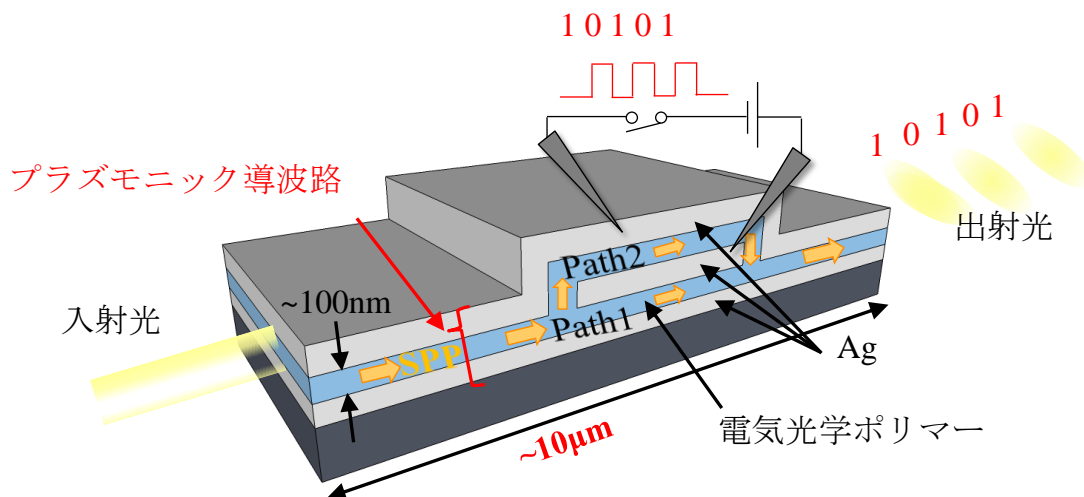


Fig. 3.2 本研究で提案する MIM 型 PWG による非平衡 Mach-Zehnder 干渉計

3-2 数値解析による特性評価

3-2-1 基本特性の解析

数値解析は、FDTD 法を用いた。FDTD 法は、Maxwell の方程式を中心差分化して、時間領域で解く方法である。

非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の 2D-FDTD 法による解析モデルを Fig. 3.3 に示す。2D-FDTD 法のセルサイズは 2 nm とし、時間ステップは $4.33 \times 10^{-18}\text{ sec}$ とした。入射光は、 E_y と H_x 成分を持つパルス光を用いた。MIM 型 PWG は、Ag と絶縁体 ($n = 1.395$) で構成されており、絶縁体の幅は 100 nm とした。Ag の誘電率は、Fig. 2.9 に示す値を用いた。入射した光は、上側光路 (Path 1) と下側光路 (Path 2) に分岐して伝搬する。Path 1 と Path 2 の光路長さはそれぞれ $2.8\text{ }\mu\text{m}$ と $2.0\text{ }\mu\text{m}$ とした。入射光源から観測点までの光路長さは $3.8\text{ }\mu\text{m}$ とした。観測点での E_y 成分の時間変化を観測し、フーリエ変換により透過スペクトルを算出した。

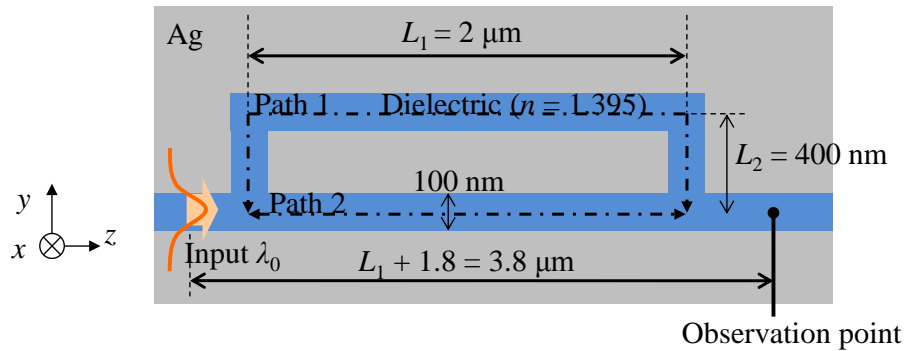


Fig. 3.3 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の 2D-FDTD 法による解析モデル

Fig. 3.3 に示す解析モデルで透過スペクトルを算出した結果を Fig. 3.4 に示す。Fig. 3.4 に示す透過スペクトルより、波長約 $0.9\text{ }\mu\text{m}$ で透過光強度最小となり、波長約 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ で最大となっていることが分かる。また、半値幅の異なる複数の透過率ディップが発生していることが分かる。

Fig. 3.4 に示す透過スペクトルは、Fig. 3.3 の観測点での光スペクトルを光源の光スペクトルで規格化することで、透過率に変換している。光源から観測点までの距離は $3.8\text{ }\mu\text{m}$ である。波長約 $1.3\text{ }\mu\text{m}$ における、Ag/PSSNa ($n = 1.395$, 厚さ 100 nm)/Ag の MIM 型 PWG での SPP の伝搬距離 L_{SPP} は分散関係式 (2.36) より $9.6\text{ }\mu\text{m}$ である。導波路 $3.8\text{ }\mu\text{m}$ の距離を SPP が伝搬すると、電界強度は 0.82 倍 ($= (\exp(-3.8/9.6))^{0.5}$) になる。Fig. 3.4 の FDTD 法による透過スペクトルの最大値は 84.1% になっていることは、MIM 型 PWG の伝搬損失によるものである。

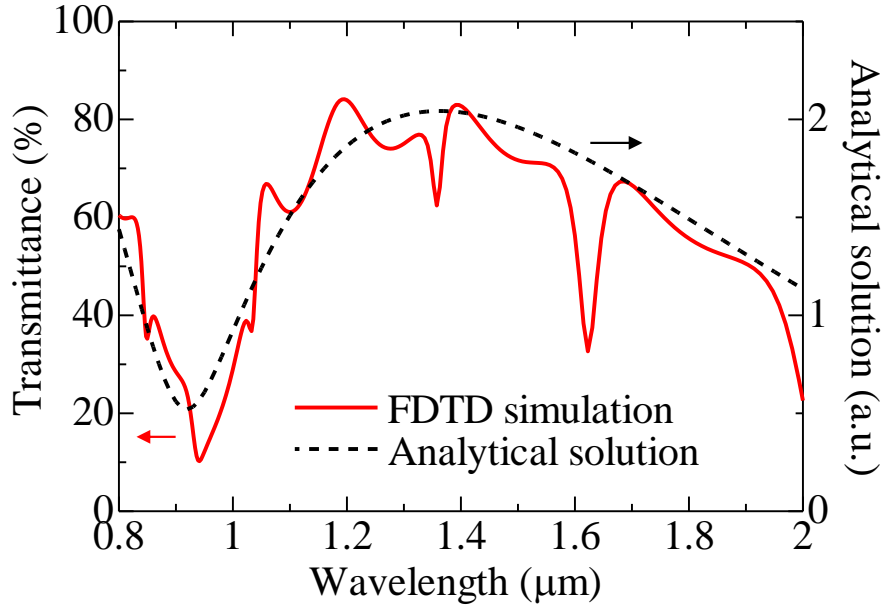


Fig. 3.4 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の透過スペクトル ($L_1 = 2 \mu\text{m}$, $L_2 = 400 \text{ nm}$) と解析解

Fig. 3.3 に示す非平衡 Mach-Zehnder 干渉計では、Path 1 と Path 2 の光路長は $0.8 \mu\text{m}$ である。光路差による光干渉パターンを解析的に求めた。

まず、光路長が $0.8 \mu\text{m}$ だけ異なる 2 つの正弦波の足し合わせを考える。2 つの正弦波の足し合わせを以下のように示す。

$$\begin{aligned}
 E &= E_1 + E_2 = A_1 \sin\left(\frac{2\pi(x - 0.8)}{\lambda_{\text{SPP}}}\right) + A_2 \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_{\text{SPP}}}\right) \\
 &= \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2 + 4 \cos^2\left(2\pi \cdot \frac{0.4}{\lambda_{\text{SPP}}}\right)} \sin\left(\frac{2\pi(x - 0.4)}{\lambda_{\text{SPP}}} + \gamma\right)
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

where,

$$\gamma = \tan^{-1} \left(\frac{-A_1 \sin\left(2\pi \cdot \frac{0.4}{\lambda_{\text{SPP}}}\right) + A_2 \sin\left(2\pi \cdot \frac{0.4}{\lambda_{\text{SPP}}}\right)}{A_1 \cos\left(2\pi \cdot \frac{0.4}{\lambda_{\text{SPP}}}\right) + A_2 \cos\left(2\pi \cdot \frac{0.4}{\lambda_{\text{SPP}}}\right)} \right)$$

ここで、 E_1 と E_2 は Path 1 と Path 2 を伝搬する SPP の電界強度とする。また、 A_1 と A_2 は光波が干渉する位置での電界の振幅である。Path 1 と Path 2 の光路長が異なるため、光波が干渉する位置での電界の振幅 A_1 と A_2 は同じではない。そのため、Path 1 と Path 2 の光路長から、伝搬損失により減衰した振幅の値を A_1 と A_2 に用いる必要がある。光源から観測点までの距離は、Path 1 と Path 2 の経路はそれぞれ $4.6 \mu\text{m}$ と $3.8 \mu\text{m}$ である。従って、MIM 型 PWG の伝搬距離 L_{SPP} を用いると、 A_1 と A_2 はそれぞれ $\exp(-4.6/L_{\text{SPP}})$ と $\exp(-3.8/L_{\text{SPP}})$ で表される。 $A_1 = 1$ とおくと、 A_1 と A_2 は次式で表される。

$$A_1 = 1 \tag{3.2a}$$

$$A_2 = \frac{\exp(-3.8/L_{\text{SPP}})}{\exp(-4.6/L_{\text{SPP}})} \quad (3.2b)$$

SPP の波長 λ_{SPP} (単位: μm) と伝搬距離 L_{SPP} (単位: μm) は MIM 型 PWG の分散関係式 (2.36) から求めた. 式 (3.2) を式 (3.1) に代入し, 電界 E の振幅スペクトルを求めた結果を Fig. 3.4 に点線で示す. その結果, 波長 $0.92 \mu\text{m}$ で最小となり, 波長 $1.37 \mu\text{m}$ で最大となっていることが分かる. これは, Path 1 と Path 2 を伝搬する SPP 同士が, 波長 $0.92 \mu\text{m}$ では打ち消し合い, 波長 $1.37 \mu\text{m}$ では強め合っていることを意味する. この特徴は, FDTD 法で算出した透過スペクトルの大まかな特徴とよく一致している. 従って, この特徴は非平衡な導波路長さによる干渉である. 以降, これを干渉モードと呼ぶ.

3-2-2 共振モード解析

次に, Fig. 3.4 のスペクトルで発生している半値幅の広いディップ ($\lambda_0 = 1.10 \mu\text{m}$ など) と狭いディップ ($\lambda_0 = 1.36 \mu\text{m}$ や $1.62 \mu\text{m}$ など) の発生原因について検討した. まず, 半値幅の広いディップ ($\lambda_0 = 1.10 \mu\text{m}$) と狭いディップ ($1.62 \mu\text{m}$ など) の Q 値を算出した. Q 値算出のために, Fig. 3.4 のディップ ($\lambda_0 = 1.10 \mu\text{m}$ と $\lambda_0 = 1.62 \mu\text{m}$) 付近の拡大図を Fig. 3.5 に示す. Q 値は共振周波数を半値幅で除して算出する. Fig. 3.5 (a) より, $\lambda_0 = 1.10 \mu\text{m}$ のディップの半値幅は 69 nm であり, Q 値は 15.9 であった. また, Fig. 3.5 (b) より, $\lambda_0 = 1.62 \mu\text{m}$ のディップの半値幅は 31 nm であり, Q 値は 52.3 であった.

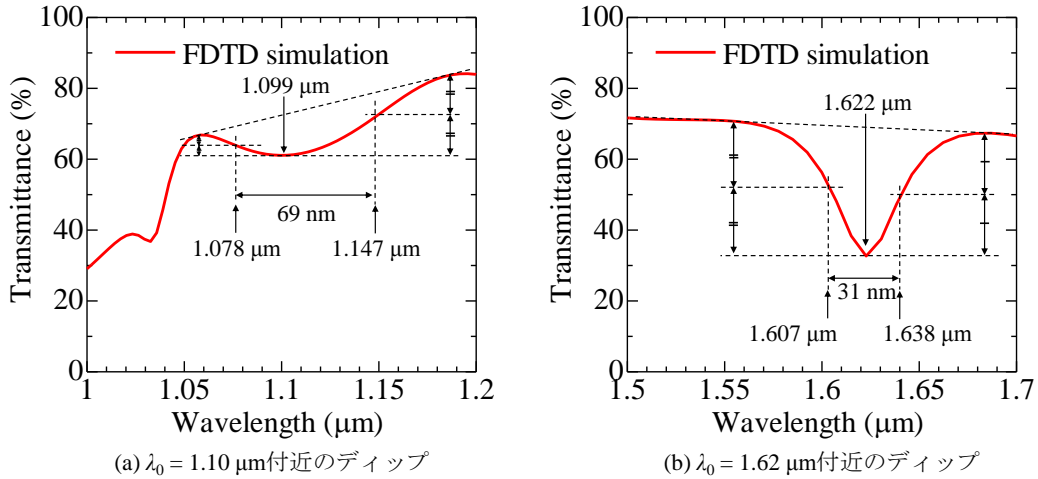


Fig. 3.5 透過率ディップの Q 値の算出

波長 $\lambda_0 = 1.10 \mu\text{m}$ と $1.36 \mu\text{m}$, $1.62 \mu\text{m}$ を持つ連続波を入射した際の干渉計部分の磁界 H_x 成分の時間平均強度分布を Fig. 3.6 に示す. Fig. 3.3 に示すシミュレーションモデルにおいて, SPP は z 軸に方向に伝搬するときは, 電界 E_y 成分を持つ. また, y 軸に方向に伝搬するときは, 電界 E_z 成分を持つ. 磁界 H_x 成分を観察することで, z 軸と y 軸方向に伝搬する SPP を同時に観察することができる. Fig. 3.6 より, 干渉計部分の磁界分布が周期的なパターンになっているため, 干渉計内で定在波が発生していることが分かる.

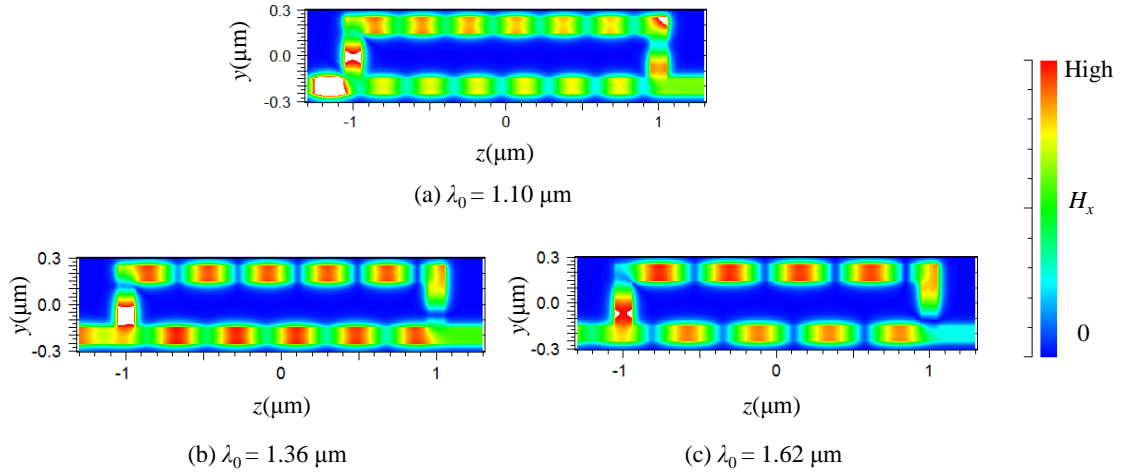


Fig. 3.6 ディップが発生している波長での平均磁界分布図

それぞれの定在波の特徴を明らかにするために、PWG の中心での電界成分の時間変化を観察した。ここでは、半値幅の広いディップが発生している波長 $1.10 \mu\text{m}$ 、ディップが発生していない波長 $1.20 \mu\text{m}$ 、半値幅の狭いディップが発生している波長 $1.62 \mu\text{m}$ の電界成分を観察した。ある時刻 $t = 0$ から $t = 2.43 \text{ fsec}$ の電界強度分布を 0.243 fsec 刻みで観察した結果を Fig. 3.7, Fig. 3.8, Fig. 3.9 に示す。Fig. 3.7 上に示している領域 I, II, III, IV の電界強度の時間変化を観察した。領域 I と II では電界成分 E_y を、領域 III と IV では電界成分 E_z を観測することで、SPP の様子が分かる。

Fig. 3.7 は $\lambda_0 = 1.10 \mu\text{m}$ での電界強度である。領域 I (Fig. 3.7 (a)) と領域 II (Fig. 3.7 (b)) において、電界の山の部分に着目すると、時間変化に伴って山が進行していることが分かる。そのため、この領域では、SPP が進行波となっていることが分かる。それに対し、領域 III (Fig. 3.7 (c)) と領域 IV (Fig. 3.7 (d)) では、同じ場所で時間変化と共に電界の山と谷が交互に繰り返しており、SPP の定在波が発生していることが分かる。これは、PWG の分岐・曲がり部分で SPP が反射して定在波が発生していると考えられる。従って、この定在波発生はファブリ・ペロー共振であるといえる。

Fig. 3.8 は $\lambda_0 = 1.20 \mu\text{m}$ での電界強度である。領域 I, II, III, IV において、電界の山が時間変化に伴って進行していることが分かる。そのため、この波長では定在波は発生せずに、SPP は全て進行していることが分かる。

Fig. 3.9 は $\lambda_0 = 1.62 \mu\text{m}$ での電界強度である。領域 I, II, III, IV において、時間変化に伴って電界強度の山と谷が繰り返されていることが分かる。そのため、領域 I, II, III, IV で電界の定在波が発生しているといえる。

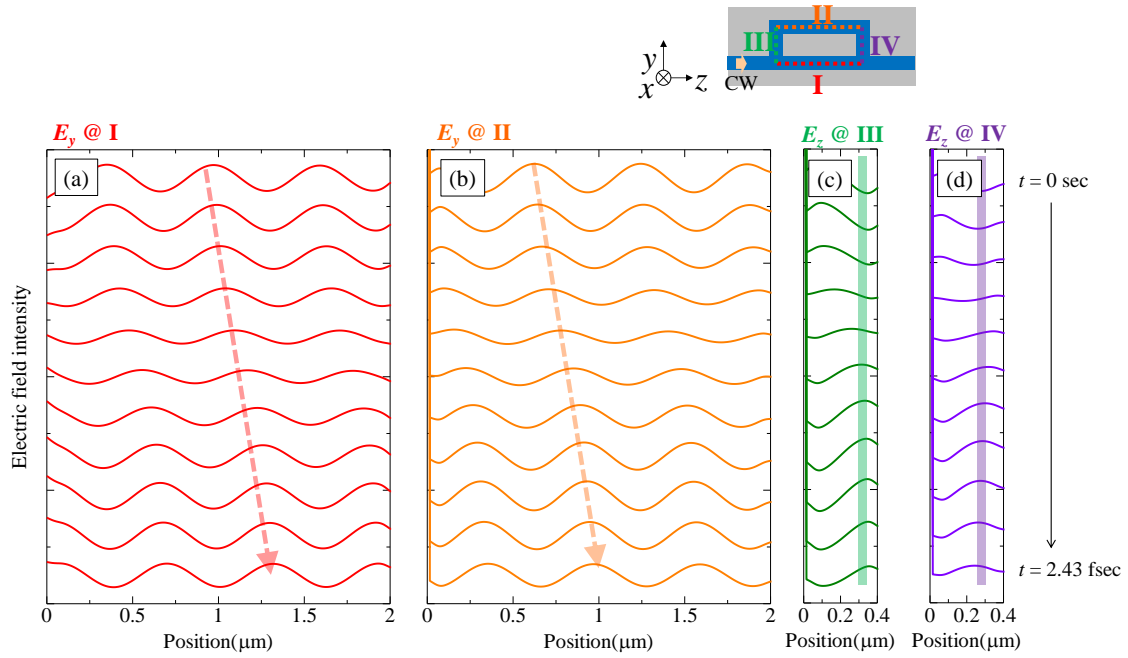


Fig. 3.7 Mach-Zehnder 干渉計 PWG 内における電界強度瞬時値の時間変化
 $\lambda_0 = 1.10 \mu\text{m}$, (a) 領域 I・(b) 領域 II : 進行波, (c) 領域 III・(d) 領域 IV : 定在波

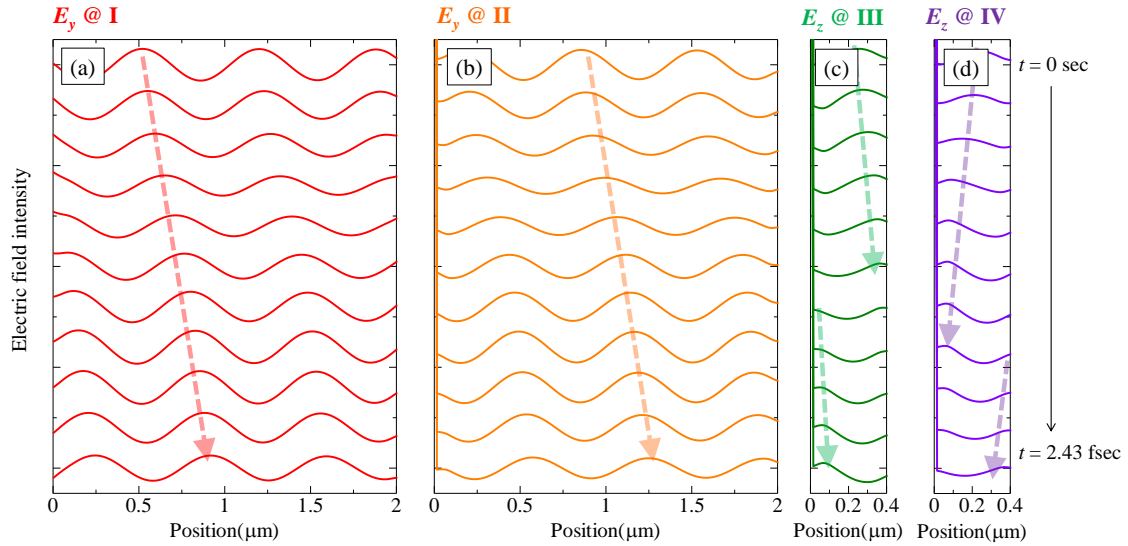


Fig. 3.8 Mach-Zehnder 干渉計 PWG 内における電界強度瞬時値の時間変化
 $\lambda_0 = 1.20 \mu\text{m}$, (a) 領域 I・(b) 領域 II・(c) 領域 III・(d) 領域 IV : 進行波

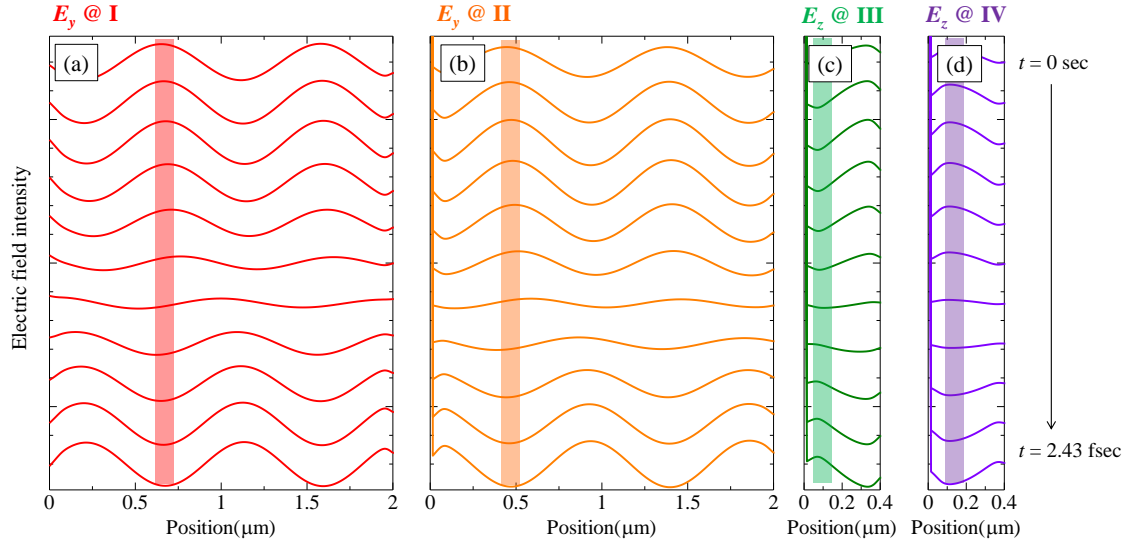


Fig. 3.9 Mach-Zehnder 干渉計 PWG 内における電界強度瞬時値の時間変化
 $\lambda_0 = 1.62 \mu\text{m}$, (a) 領域 I ・ (b) 領域 II ・ (c) 領域 III ・ (d) 領域 IV : 定在波

Fig. 3.4 に示す透過スペクトルにおいて、波長 $\lambda_0 = 1.62 \mu\text{m}$ のような半値幅の狭いディップは、他にも波長 $\lambda_0 = 1.04 \mu\text{m}$, $1.36 \mu\text{m}$ で観測された。波長 $\lambda_0 = 1.04 \mu\text{m}$, $1.36 \mu\text{m}$, $1.62 \mu\text{m}$ での SPP の波長 λ_{SPP} は分散関係式 (2.36) より、それぞれ $\lambda_{\text{SPP}}(@\lambda_0 = 1.04 \mu\text{m}) = 0.607 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{SPP}}(@\lambda_0 = 1.36 \mu\text{m}) = 0.797 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{SPP}}(@\lambda_0 = 1.62 \mu\text{m}) = 0.951 \mu\text{m}$ であった。これら SPP の波長 λ_{SPP} の整数倍を考えると、以下のような関係になることが分かった。

$$\begin{aligned} 8 \times \lambda_{\text{SPP}}(@\lambda_0 = 1.04 \mu\text{m}) &\approx 7 \times \lambda_{\text{SPP}}(@\lambda_0 = 1.36 \mu\text{m}) \\ &\approx 5 \times \lambda_{\text{SPP}}(@\lambda_0 = 1.62 \mu\text{m}) \approx 4.8 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (3.3)$$

以上の関係を Fig. 3.10 に示す。ここで、 $4.8 \mu\text{m}$ は、領域 I, II, III, IV の長さの合計

(Mach-Zehnder 干渉計のアーム部分の長さの合計) である。“SPP の波長 (λ_{SPP}) の整数倍 = Mach-Zehnder 干渉計のアーム部分の長さの合計” の関係が成立したときに、ディップが発生していることが分かる。これは、Mach-Zehnder 干渉計のアーム部分を SPP が周回するように伝搬することで発生するウィスパリングギャラリーモードであるといえる。ウィスパリングギャラリーモードは、リング共振器のような光が周回する導波路構造でよくみられる共振モードである。今回の場合、Fig. 3.3 に示す下側の PWG (Path 2) を伝搬していた SPP が分岐部分に到達すると、観測側と Path 1 側の 2 方向に分岐する。Path 1 側へ進行する SPP が Mach-Zehnder 干渉計のアーム部分を周回するように伝搬して、リング共振器のように働いたと考えられる。通常のアーム長さが平衡な Mach-Zehnder 干渉計においては、合波部分で光が強め合う関係になる。そのため、伝搬してきた光は出口側へ進行してウィスパリングギャラリーモードは発生しない。

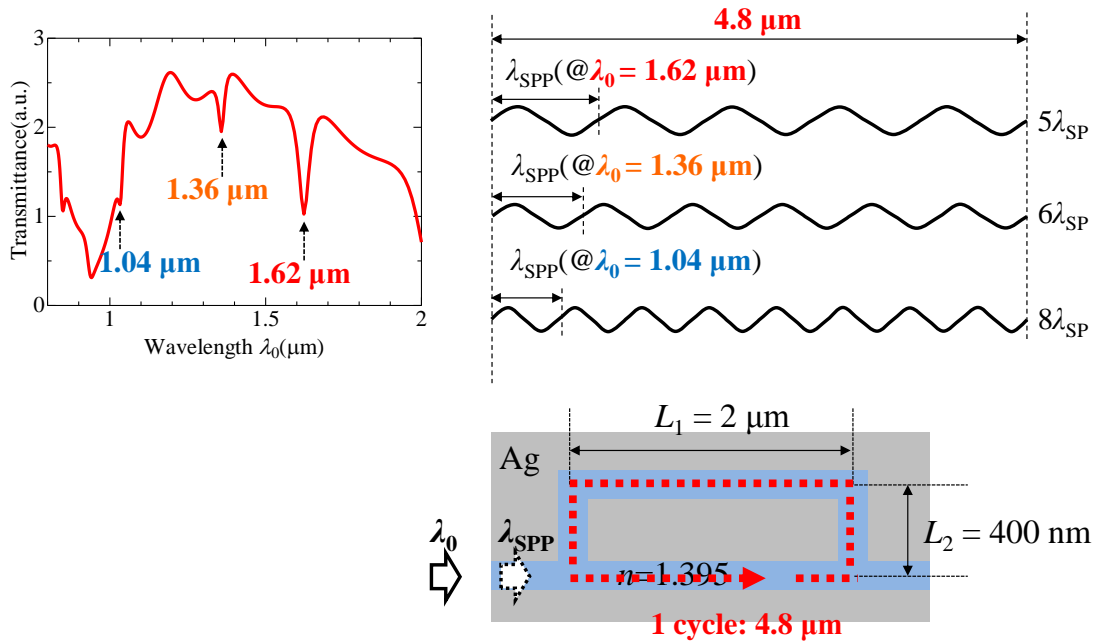
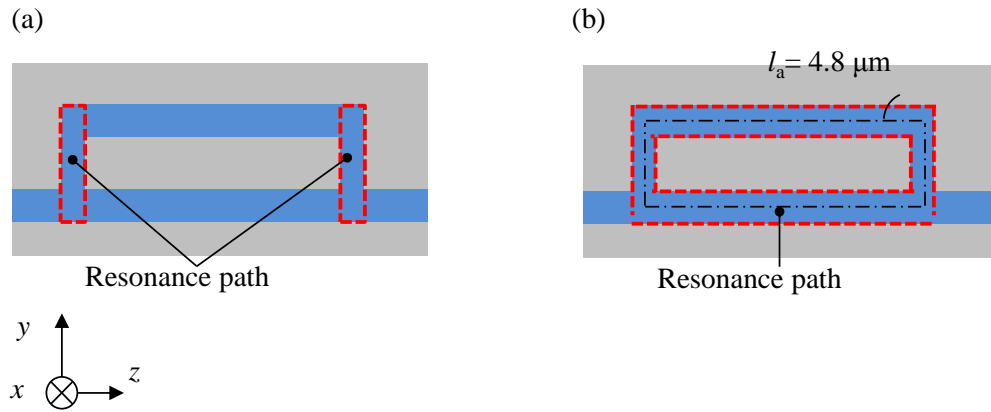


Fig. 3.10 ディップ波長における MIM 型 PWG を伝搬する SPP の波長

以上の結果，定在波が発生していた箇所は Fig. 3.11 のようになる．半値幅の広いディップ（波長 $1.10\ \mu\text{m}$ など）は，PWG 内を SPP が反射して発生するファブリ・ペローモードであることが分かった．また，半値幅の狭いディップ（波長 $1.36\ \mu\text{m}$ や $1.62\ \mu\text{m}$ など）は，PWG 内を周回して発生するウィスパーリングギャラリーモードであることが分かった．


 Fig. 3.11 (a) 波長 $\lambda_0 = 1.10\ \mu\text{m}$, (b) $\lambda_0 = 1.36\ \mu\text{m}$ と $1.62\ \mu\text{m}$ での共振箇所

次に, Fig. 3. 3 に示す解析モデルにおいて, 導波路長さ L_1 と L_2 が変化した場合の透過スペクトルを調査した.

まず, $L_2 = 400 \text{ nm}$ で固定し, L_1 の長さを $1.2 \text{ }\mu\text{m}$ から $2.0 \text{ }\mu\text{m}$ まで変化させた場合の透過スペクトルを Fig. 3. 12 に示す. また, 式 (3.1) から求めた干渉モードを Fig. 3. 12 に示している. Fig. 3. 12 より, 導波路長さ L_1 が変化しても干渉モードは変化していないことが分かる. 干渉モードは, Path 1 と Path 2 の光路差に起因する. L_1 が変化しても, Path 1 と Path 2 の光路差は変化しないため, 干渉モードは変化しない. それに対し, ウィスパリングギャラリーモードは L_1 が長くなるに従って長波長側にシフトしていることが分かる. これは, L_1 が長くなることで, ウィスパリングギャラリーモードの共振長さが長くなり, 共振波長が長波長シフトしたと考えられる. $L_1 = 2.0 \text{ }\mu\text{m}$ において, 波長 $1.62 \text{ }\mu\text{m}$ で発生しているウィスパリングギャラリーモードは, L_1 の変化 100 nm あたり共振波長が $0.069 \text{ }\mu\text{m}$ シフトすることが分かった. $L_1 = 2.0 \text{ }\mu\text{m}$ のとき, アーム部分の長さの合計は $4.8 \text{ }\mu\text{m}$ であり, 波長 $\lambda_0 = 1.62 \text{ }\mu\text{m}$ ($\lambda_{\text{SPP}} = 0.951 \text{ }\mu\text{m}$) で共振が発生した. このときは, 共振条件 “ $4.8 \text{ }\mu\text{m} / 0.951 \text{ }\mu\text{m} \approx \text{整数}$ ” が成り立つため, 共振が発生している. L_1 が 100 nm だけ大きくなると ($L_1 = 2.1 \text{ }\mu\text{m}$ になると), アーム部分の長さの合計は $5.0 \text{ }\mu\text{m}$ になる. 共振波長 λ_0 は $0.069 \text{ }\mu\text{m}$ だけ長波長側にシフトして, $\lambda_0 = 1.689 \text{ }\mu\text{m}$ ($\lambda_{\text{SPP}} = 0.991 \text{ }\mu\text{m}$) になった. このとき, “ $4.8 \text{ }\mu\text{m} / 0.951 \text{ }\mu\text{m} = 5.0 \text{ }\mu\text{m} / 0.991 \text{ }\mu\text{m}$ ” が成り立つ. 従って, L_1 が 100 nm 大きくなることで, 共振波長が $0.069 \text{ }\mu\text{m}$ シフトすることは妥当である.

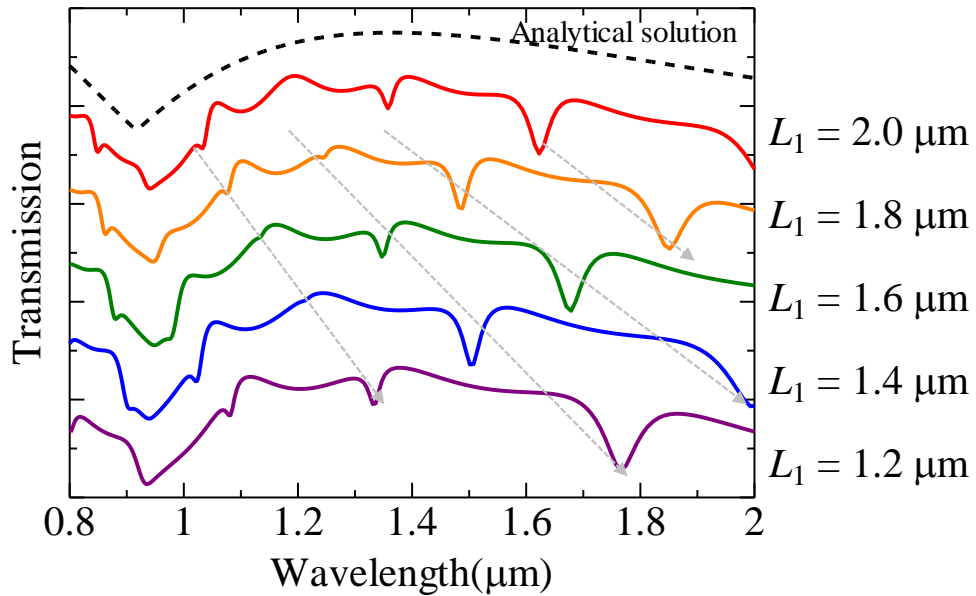


Fig. 3. 12 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の導波路長さ L_1 を変化させた場合の透過スペクトル ($L_2 = 400 \text{ nm}$) と解析解

次に, $L_1 = 2.0 \mu\text{m}$ で固定し, L_2 の長さを 200 nm から 400 nm まで変化させた場合の透過スペクトルを Fig. 3. 13 に示す. Fig. 3. 13 より, L_2 が短くなるに従って, 干渉モードが短波長側にシフトしていることが分かる. これは, L_2 が短くなることで, 光路差 ΔL が小さくなるためである. また, L_2 が短くなると, Mach-Zehnder 干渉計のアーム部分全体の長さが長くなるため, ウィスパーリングギャラリーモードも短波長側にシフトしていることが分かる.

ここで, Fig. 3. 12 と Fig. 3. 13 より, 干渉モードによる電界が強め合う関係にある波長においては, ウィスパーリングギャラリーモードが発生していないことが分かる. 例えば, Fig. 3. 12 の $L_1 = 1.4 \mu\text{m}$ の波長 $1.2 \mu\text{m}$ 付近である. $L_1 = 1.6 \mu\text{m}$ と $1.2 \mu\text{m}$ のスペクトルを観察すると, $L_1 = 1.4 \mu\text{m}$ の波長 $1.2 \mu\text{m}$ 付近でウィスパーリングギャラリーモードが発生することが予想される. しかし, この波長付近ではウィスパーリングギャラリーモードが発生していない. $L_1 = 1.4 \mu\text{m}$ の波長 $1.2 \mu\text{m}$ 付近は干渉モードの電界が強め合う関係にある波長である. 合波部分で, 電界が強め合う関係にあるときは, 伝搬するほとんどのエネルギーが出口側に進行する. そのため周回する電界成分が減少することで, ウィスパーリングギャラリーモードが現れなくなると考えられる.

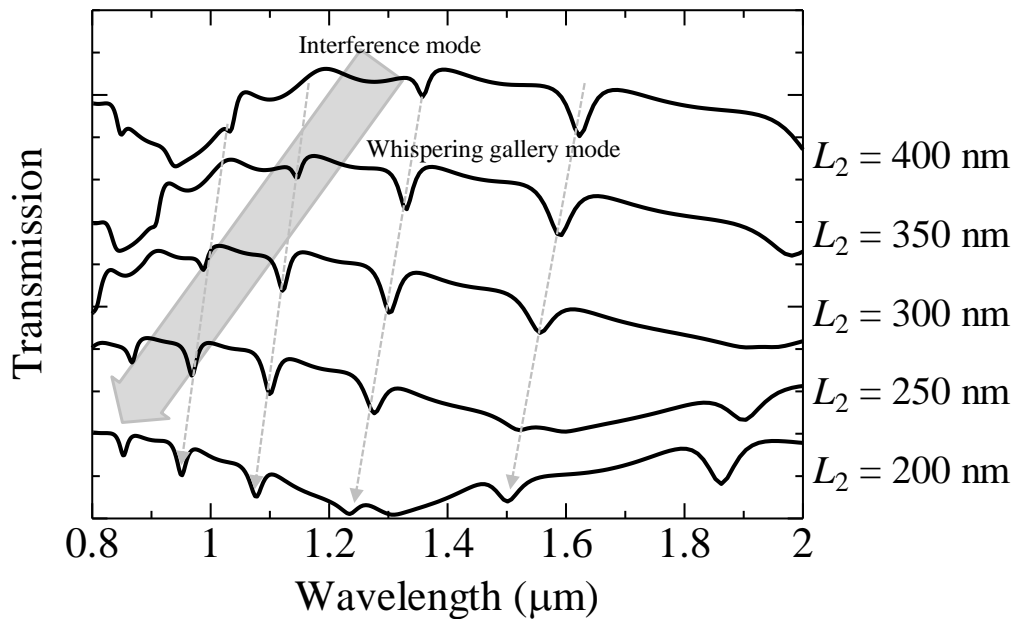


Fig. 3. 13 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の導波路長さ L_2 を変化させた場合の透過スペクトル ($L_1 = 2.0 \mu\text{m}$)

3-2-3 曲率半径依存性

次に、干渉計内での反射を抑えるために、PWG の分岐と曲がり部分に曲率半径を持たせた場合の透過スペクトルを解析した。PWG の分岐と曲がり部分における曲率半径の定義を Fig. 3. 14 に示す。曲率半径 r を 0 nm から 200 nm まで変化させた場合の透過スペクトルと磁界分布を Fig. 3. 15 に示す。Fig. 3. 15 より、曲率半径 r が大きくなるに従って、光路差による干渉パターンが短波長側にシフトしていることが分かる。これは、曲率半径 r が大きくなると、Mach-Zehnder 干渉計の Path 1 と Path 2 の光路差が小さくなるためである。

ディップに着目すると、曲率半径 $r = 0$ の場合に発生していたファブリ・ペローモードによるディップが、 r が増加するに従って、減少していることが分かる。これは、分岐・曲がり部分の曲率がつくことで、反射が抑制されて、ファブリ・ペロー共振が発生しなくなるためである。それに対し、曲率半径 $r = 0$ の場合に発生していたウィスパリングギャラリーモードは、曲率半径が増加しても同じ波長で発生していることが分かる。つまり、干渉計のアーム部分を SPP が周回する長さは同じであることが分かる。Fig. 3. 15 の磁界分布から、波長 $\lambda_0 = 1.04 \mu\text{m}$ と $1.18 \mu\text{m}$, $1.36 \mu\text{m}$, $1.62 \mu\text{m}$ で発生しているウィスパリングギャラリーモードの次数 m は、それぞれ 8 と 7, 6, 5 である。曲率半径 $r = 110 \text{ nm}$ のとき、モード次数 $m = 8$ のウィスパリングギャラリーモードはディップになっていないことが分かる。これは、非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の光路差により SPP が出射口側に進行するため、SPP が周回するウィスパリングギャラリーモードが発生しないためであると推測される。

Fig. 3. 14 において、導波路長さ L_1 を $2.0 \mu\text{m}$ から $2.5 \mu\text{m}$ まで変化させた場合の透過スペクトルを Fig. 3. 16 に示す。 L_1 が増加しても光路差は変化しないため、Fig. 3. 16 の干渉モードは変化しないことが分かる。それに対し、 L_1 が増加するに従ってウィスパリングギャラリーモードは長波長側へシフトしていることが分かる。 L_1 の変化 100 nm あたり、ウィスパリングギャラリーモードの共振波長シフトは、 $0.0395 \mu\text{m}$ であった。

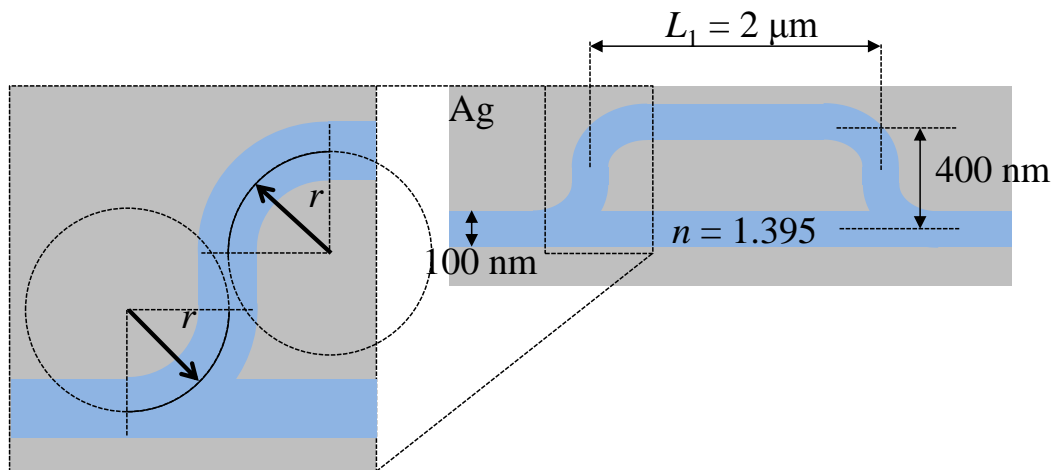


Fig. 3. 14 PWG の分岐・曲がり部分での曲率半径の定義

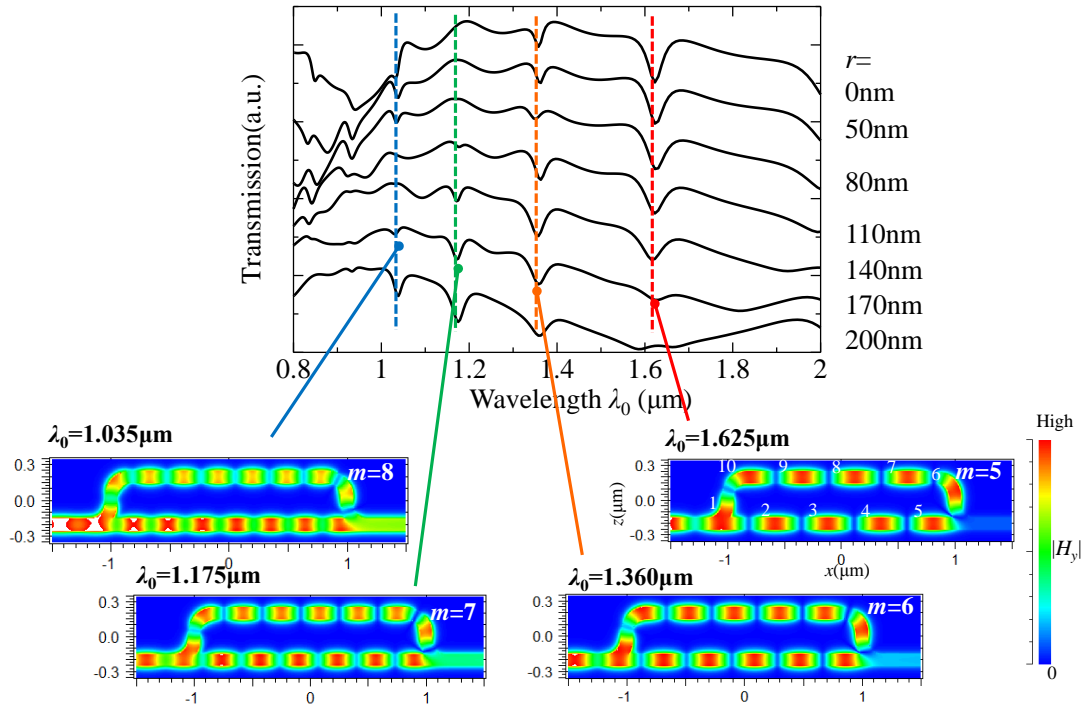


Fig. 3.15 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の分岐・曲がり部分の曲率半径を変化させた場合の透過スペクトルと $r = 170 \text{ nm}$ のときの磁界分布図 ($L_1 = 2.0 \text{ } \mu\text{m}$)

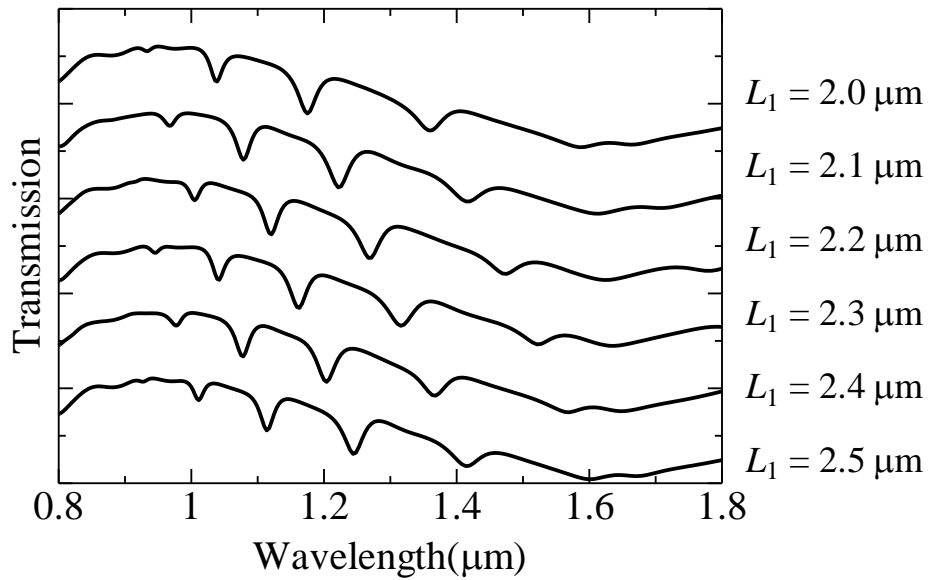


Fig. 3.16 曲率半径 $r = 200 \text{ nm}$ とした非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の導波路長さ L_1 を変化した場合の透過スペクトル

本研究で提案している非平衡 Mach-Zehnder 干渉計は、ウィスパリングギャラリモードが現れることが分かった。ウィスパリングギャラリモードは、リング共振器で現れる共振モードである。光導波路にリング共振器を接続して、屈折率センシングに用いる研究が報告されている[109,110]。ここで、屈折率センサの評価指標 Sensitivity (= 共振波長シフト $\Delta\lambda$ / 単位屈折率 Δn) を用いて各種導波路に共振器を接続した屈折率センサを比較すると、誘電体光導波路で 65 nm/RIU[110]、フォトニック結晶で 428 nm/RIU[111]、PWG で 596 nm/RIU[112]や 1010 nm/RIU[113]が報告されている。PWG の場合、伝搬光が大きな波数を持つため、周辺の屈折率変化に敏感に反応する。

本研究で提案している非平衡 Mach-Zehnder 干渉計において、導波路内の絶縁体の屈折率が変化した場合のウィスパリングギャラリモードのシフトを評価した。絶縁体の屈折率が変化した場合の透過スペクトルを Fig. 3. 17 に示す。計算モデルは、 $L_1 = 2.0 \mu\text{m}$ 、 $L_2 = 400 \text{ nm}$ 、曲率半径 $r = 200 \text{ nm}$ である。Fig. 3. 17 より、絶縁体の屈折率が大きくなると、透過スペクトル全体が長波長側にシフトすることが分かる。これは、屈折率が高くなることで、伝搬する SPP の波長が短くなるためである。モード $m = 6$ のディップの拡大図を Fig. 3. 17 に示している。屈折率とディップ波長の関係を Fig. 3. 18 に示す。絶縁体の屈折率に対して、ディップ波長がほぼ直線的にシフトしていることが分かる。ディップの波長シフト量を最小二乗法でフィッティングした結果、 $y = 0.923x + 0.0724$ であった。そのため、Sensitivity は 923 nm/RIU である。この値は、他のプラズモニック共振器[112,113]とほぼ同等である。従って、非平衡 Mach-Zehnder 干渉計はリング共振器構造としても利用できることが明らかになった。

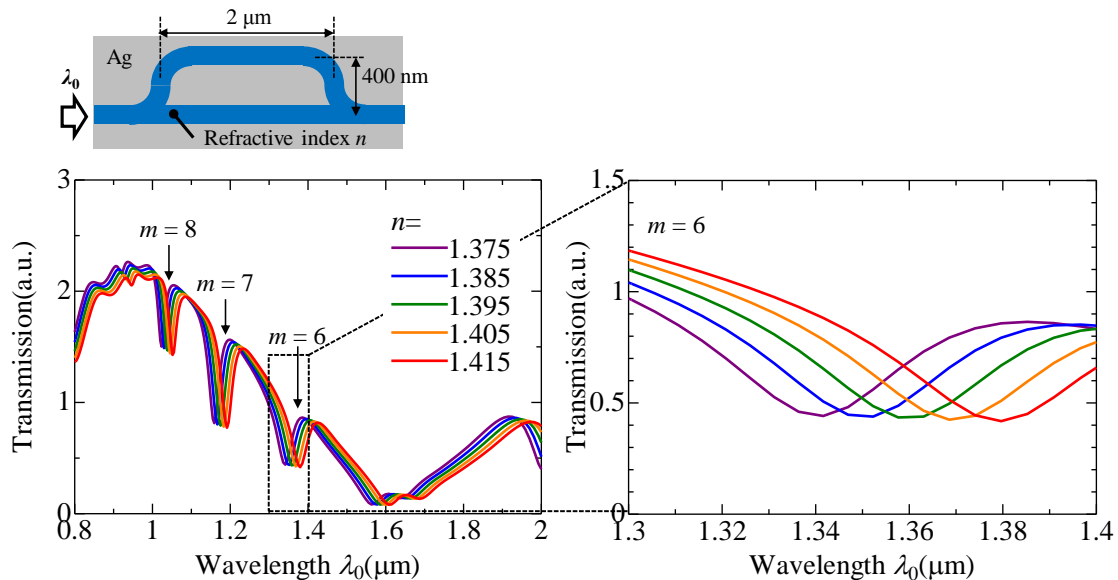


Fig. 3. 17 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の絶縁体の屈折率が変化した場合の透過スペクトル

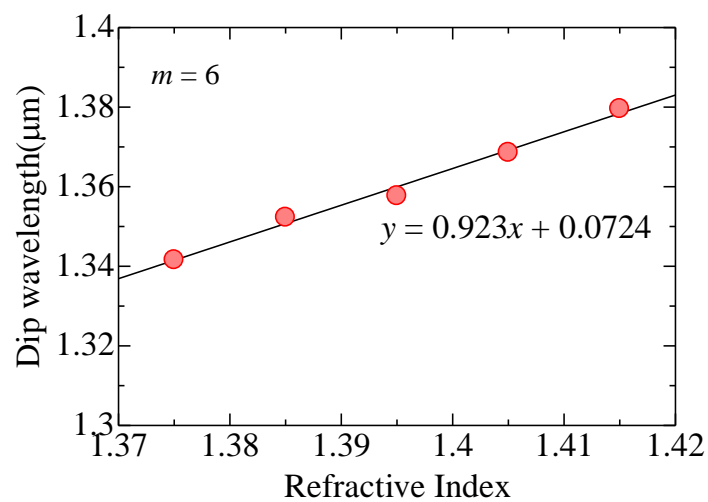


Fig. 3. 18 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の絶縁体の屈折率に対するモード $m = 6$ のディップ波長

3-3 実験による干渉モードの観測

非平衡 Mach-Zehnder 干渉計を作製し、実験的に光透過特性を評価した結果について示す。入射光と出射光の配置の異なる（反射配置と透過配置）構造を作製し、光透過特性を評価した。まず、反射配置の構造について示し、次節で透過配置の構造について示す。反射配置の構造は、単波長レーザー光源を用いて干渉モードの観測を行った。透過配置の構造は、白色光源を用いてウィスパリングギャラリモードの観測を行った。

3-3-1 作製方法と結果

MIM 型 PWG による非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の作製プロセスを Fig. 3.19 に示す。

基板は Si (100) 基板を用い、有機溶剤であるアセトン、メタノールによる超音波洗浄を各 5 分間行った。その後、純水で超音波洗浄を 5 分間行った。Ag 薄膜と Si 基板の密着性を向上させるために、シード層として Ni などを数 nm 堆積させる方法が用いられる[114]。そこで、Si 基板上に直流マグネトロンスパッタ（サンヨー電子, SC-701HMC II）により、Ni 薄膜を 10 nm 成膜した。洗浄した Si 基板の自然酸化膜の膜厚を測定するために、エリプソメータを用いた。その結果、自然酸化膜は 2.12nm であった。

電子線レジスト材料には PMMA (polymethyl methacrylate) (キシダ化学) をメチルイソブチルケトン (MIBK : methyl isobutyl ketone) (和光純薬工業) で 6 wt% に希釈して用いた。PMMA はスピンコート法により成膜した。PMMA の膜厚を原子間力顕微鏡 (AFM : Atomic Force Microscope) (オリンパス, OLS3500-PTU) で測定した結果、420 nm であった。

電子ビーム露光装置 (ELIONIX, ELS-7500) で PMMA に電子線を露光し、パターンニングを行った。PMMA はポジ型のレジストであり、電子ビームが露光された箇所が不溶性から可溶性に変化する。現像は、MIBK とイソプロピルアルコール (IPA : Isopropyl alcohol) (和光純薬工業) が 1:3 で含有した溶液[115]で 1 分間行った。

Ag 薄膜は抵抗加熱による真空熱蒸着法により膜厚 100 nm を成膜した。FDTD 法による電磁界分布計算により、MIM 型 PWG を伝搬する SPP の Ag 側への電界の浸み出し長は約 30 nm であることが分かっている。そのため、Ag 膜厚は 100 nm とすることで、Si 基板の影響をほぼ無視することができる。

MIM 型 PWG の絶縁体層には、ポリスチレンスルホン酸ナトリウム (PSSNa) (東ソー有機化学) を用いた。PSSNa はスピンコート法により成膜した。PSSNa は純水で 50 vol% に希釈したものをを用いた。

リフトオフのための剥離液には N-メチル-2-ピロリドン (NMP : N-Methyl -2-Pyrrolidone) (キシダ化学) を用いた。NMP をビーカーに入れ、70 °C のホットプレート上に置き、サンプルを NMP に浸した。Ag 薄膜が剥離したことを確認し、サンプルを NMP から取り出して純水でリンスして乾燥させた。

前述と同じ手順・条件で PMMA 6 wt% をスピンコートし、電子ビームで露光・現像した。

真空熱蒸着法により、Ag 薄膜を 300 nm 成膜した。ここでの Ag 薄膜の膜厚は非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の上側と下側光路の光路差を決定するパラメータとなる。Ag 薄膜を 300 nm とし、絶縁体の膜厚を 100nm とした場合、理想的には導波路分岐部・合成部におい

それぞれ 400 nm 光路差ができる．そのため，上側と下側光路の光路差は 800 nm であると推測できる．その後，70 °C に熱した NMP にサンプルを浸し，リフトオフを行った．

純水で 50 vol% に希釈した PSSNa をスピコート法により成膜した．ここで，1 回目の PSSNa が成膜されているため，2 回目の Ag 蒸着した箇所以外は，PSSNa を 2 回コートした膜厚になる．

真空熱蒸着法により，Ag 薄膜を成膜した．ここで，Ag を真上から蒸着した場合，2 回目に蒸着した Ag 薄膜の角の部分で，今回の Ag 薄膜が一様に成膜されないという問題があった．そこで，Ag を斜め 45 ° の方向からそれぞれ蒸着することで，Ag 薄膜を一様にした．

入出射口のテーパ構造を作製するために，FIB 加工を行った．また，作製した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の断面を得るために，四角状の穴を開けた．

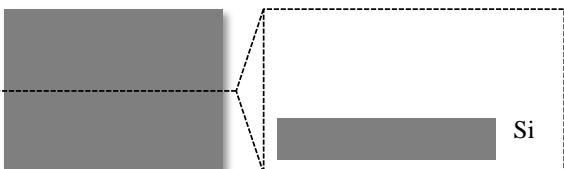
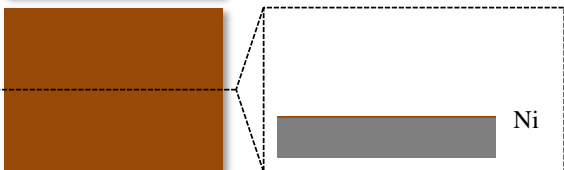
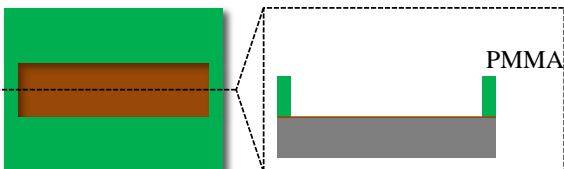
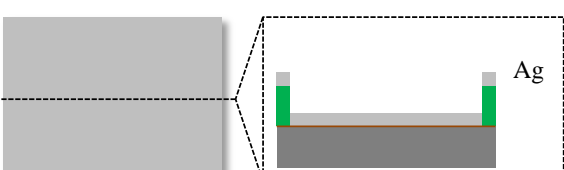
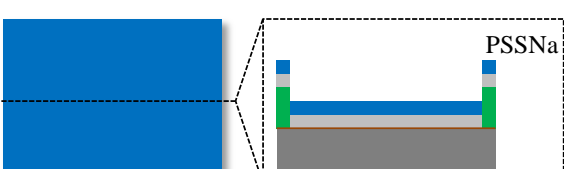
Process	Top view & Cross section
1. Cleaning Acetone, Methanol, DI water: 5 min	
2. Ni sputter Thickness: 10 nm	
3. EB lithography PMMA 6 wt% 1st: 500 rpm, 1 sec 2nd: 2000 rpm, 90 sec Bake: 180 °C, 5 min EB lithography Dose: 250 μC/cm ² Develop MIBK:IPA = 1:3, 1 min	
4. Ag deposition Vacuum: 4.0 × 10 ⁻⁶ torr Thickness: 100 nm Rate: 0.97-1.05 nm/s	
5. PSSNa spin coat PSSNa 50 vol% 1st: 500 rpm, 1 sec 2nd: 4000 rpm, 30 sec Bake: 120 °C, 10 min	

Fig. 3. 19 (a) 反射配置で光学測定する非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の作製プロセス

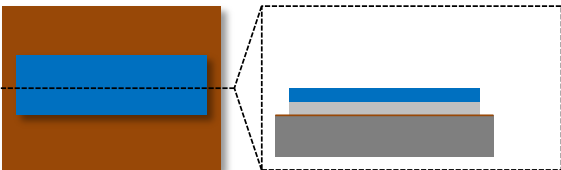
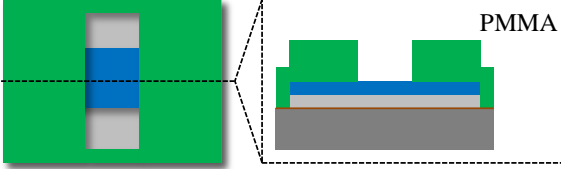
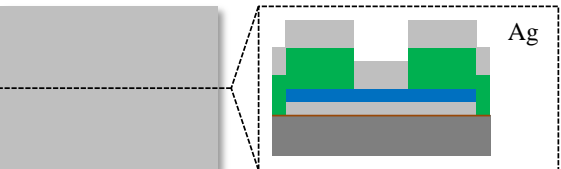
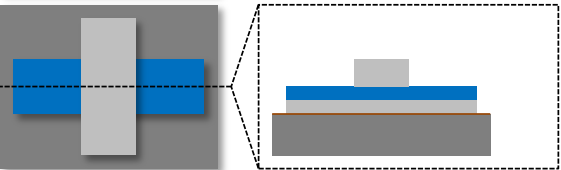
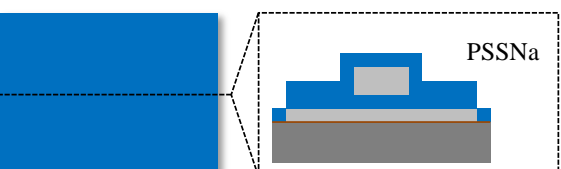
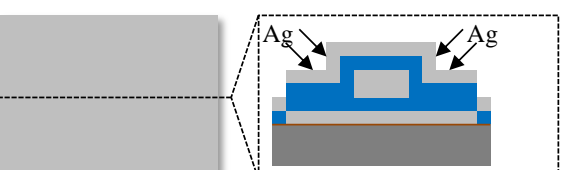
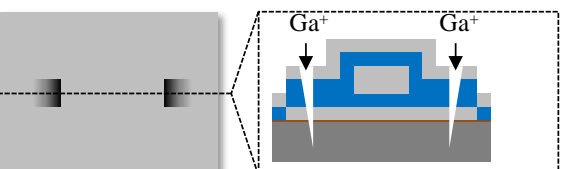
Process	Top view & Cross section
6. Lift off NMP, 80 °C 20 min	
7. EB lithography PMMA 6 wt% 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 2000 rpm, 90 sec Bake: 180 °C, 5 min EB lithography Dose: 250 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ Develop MIBK:IPA = 1:3, 1 min	
8. Ag deposition Vacuum: 2.6×10^{-6} torr Thickness: 300 nm Rate: 1.00-1.06 nm/s	
9. Lift off NMP, 80 °C 30 min	
10. PSSNa spin coat PSSNa 50 vol% 1st: 500 rpm, 1 sec 2nd: 4000 rpm, 30 sec Bake: 120 °C, 10 min	
11. Ag deposition Vacuum: 1.3×10^{-6} torr Thickness: 71 nm Rate: 0.98-1.02 nm/s Vacuum: 2.1×10^{-6} torr Thickness: 71 nm Rate: 1.00-1.04 nm/s	
12. FIB milling Size: $5 \times 5 \mu\text{m}$ Dose: 1 nC/ μm^2	

Fig. 3. 19 (b) 反射配置で光学測定する非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の作製プロセス

Fig. 3. 19 の作製プロセスで作製した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の SEM 像を Fig. 3. 20 に示す. Fig. 3. 20 (a) は作製した構造の全体像を示している. 入射口と出射口がテーパ状に作製できていることが分かる. 作製した構造の断面を観察するために FIB で削り, 断面を観察した結果が Fig. 3. 20 (b) である. Si 基板の上に Ag/PSSNa/Ag で構成された MIM 型 PWG が作製できていることが分かる. また, 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の上側と下側光路が作製できていることが分かる. PSSNa 層の膜厚は, 分岐前が約 350 nm であり, 分岐後が約 130 nm であった.

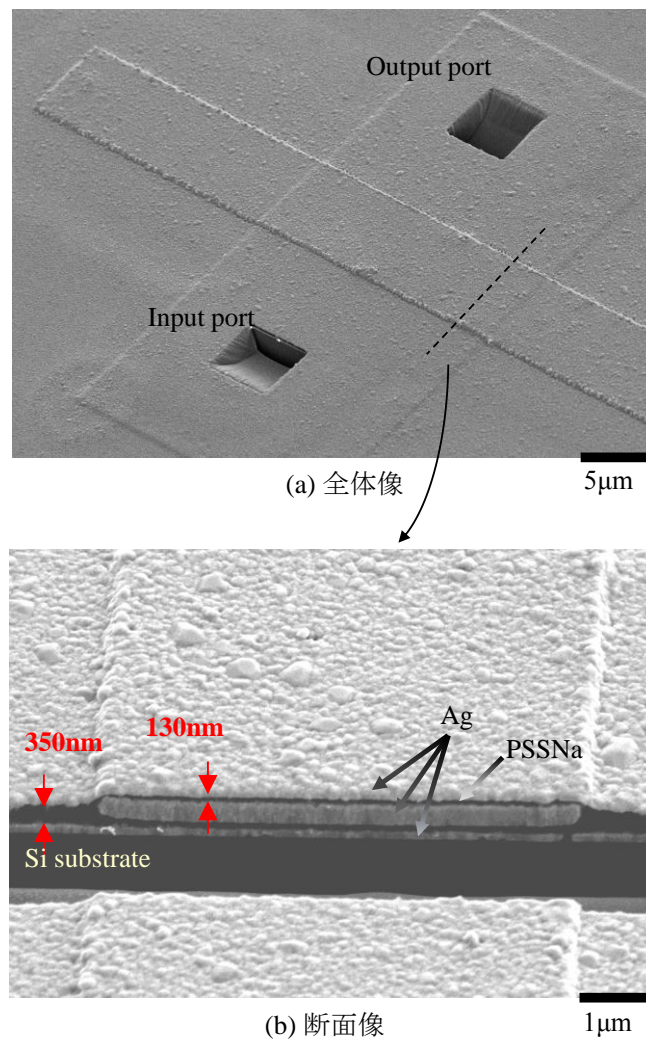


Fig. 3. 20 作製した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の SEM 像

3-2-2 光学特性の評価

伝搬光の測定は、Fig. 2. 25 の光学系を用いた。まず、SPP の伝搬を確認するために、偏光方向の異なる入射光を照射し、出射口の様子を観察した。波長 1300 nm の入射光照射前後の CCD 画像を Fig. 3. 21 に示す。Fig. 3. 21 (a) は顕微鏡システムのアロゲンランプ ON の状態である。CCD 像の黒い部分が入射口と出射口である。Fig. 3. 21 (b) と (c) がそれぞれ TM 偏光と TE 偏光に光入射した際の CCD 像である。ここで、入射面は Fig. 3. 21 (a) に示す断面として、その面に対して磁界が垂直なときを TM 偏光とした。TM 偏光で光入射したときのみ、出射口で散乱光が現れたため、作製した構造で SPP が伝搬していることが分かった。

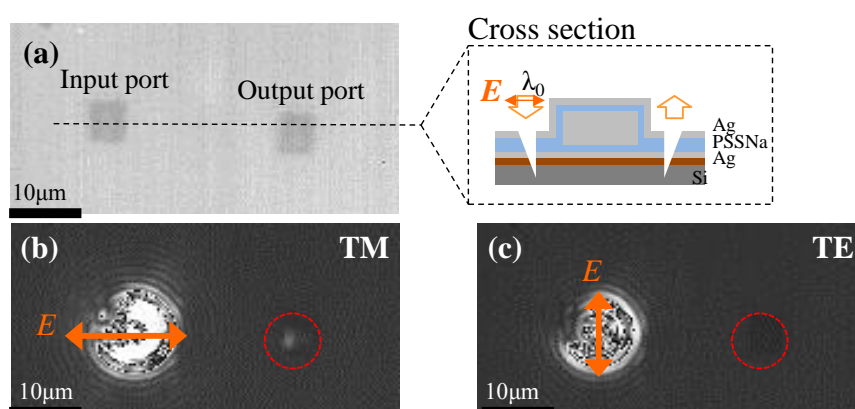


Fig. 3. 21 作製した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計構造の CCD 像

OPOで入射光の波長を 1150 nm から 1550 nm まで変化させ、出射口での散乱光強度を CCD カメラで観察した。CCD カメラで撮影した画像から光強度を算出した。入射波長に対する出射口での散乱光強度の測定結果を Fig. 3. 22 に示す。測定は、同一基板上で作製した同一条件の 3 つの構造に対して行い、その平均を算出した。Fig. 3. 22 のエラーバーは標準偏差を示している。また、出射光強度は、入射波長の強度で規格化している。平坦な Ag 薄膜上にレーザー光を照射し、その際の CCD 像の入射光を入射光強度とした。入射光強度と出射光強度の比の最大値を 1 として規格化している。Fig. 3. 22 より、各入射波長に対して出射光強度が変化していることが分かる。入射波長 1250 nm のときに出力光強度が最大となり、入射波長 1500 nm のときに最小となった。そのため、作製した構造では、入射波長 1250 nm のとき強め合う関係になり、入射波長 1500 nm のとき弱め合う関係になっていると推測できる。

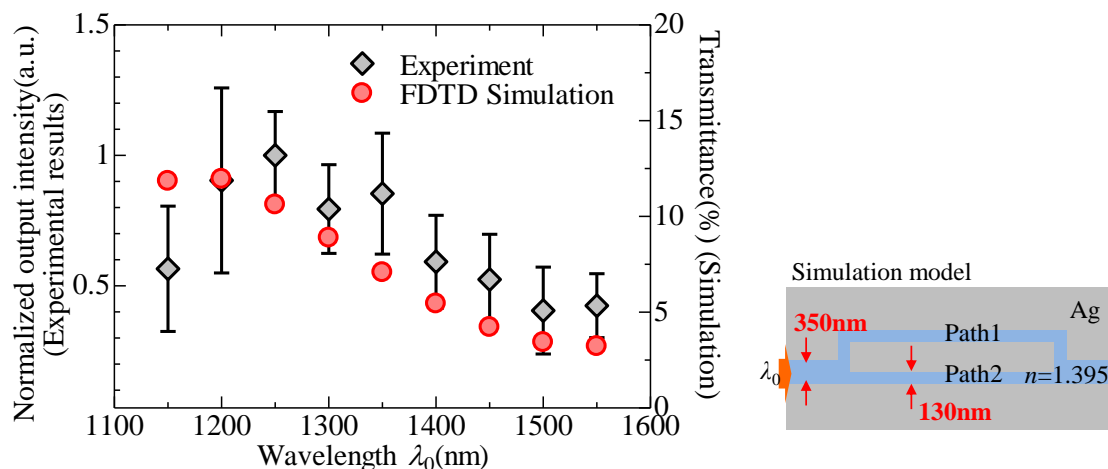


Fig. 3.22 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の光透過スペクトル
(実験結果とシミュレーション結果)

作製した構造は、中間層の Ag の膜厚が 300 nm であったため、上側と下側光路の構造的な光路差は約 800 nm と見積もることができる。光路差が 800 nm の場合、Fig. 3.13 に示す $L_2 = 400$ nm のスペクトルに示すように、波長約 1200 nm で干渉モードの強め合う関係になると予想される。この特徴は Fig. 3.22 に示す実験的に測定した光透過スペクトルの特徴とよく似ている。Fig. 3.20 に示す断面 SEM 像で観察される構造のサイズを用いて 2D FDTD シミュレーションモデルを作成し、光透過スペクトルを計算した。計算モデルと計算結果を Fig. 3.22 に示す。計算結果は、干渉モードの特徴を観察するために、単一波長の連続波を入射し、出射側で光強度が安定した際の強度を用いた。出射側の光強度は、入射光強度で規格化することで、透過率として示している。FDTD シミュレーション結果は、波長 1200 nm で最大となり、波長 1500 nm で最小となっていることが分かる。これは、上側光路と下側光路を伝搬する SPP の干渉モードである。Fig. 3.22 の FDTD シミュレーション結果は、実験結果が定性的によく一致していることが分かる。そのため、実験で現れた波長による光強度の違いは、干渉モードであると結論付けた。

Fig. 3.22 に示す FDTD シミュレーションは、光源から観測点までの距離を 8 μm とした。Ag/PSSNa/Ag の MIM 型 PWG を伝搬する SPP の伝搬距離は 14.5 μm である。そのため、導波路長さ 8 μm の場合、強度が 57.6 % に減衰する。しかし、Fig. 3.22 に示す FDTD シミュレーション結果は、透過率が 10 % 前後である。これは、上側と下側光路の分岐前の PSSNa 層膜厚 (350 nm) が分岐後の膜厚 (130 nm) よりも厚いため、中間の Ag 層によって反射されるためである。絶縁体層の膜厚が厚くなる原因は、分岐前の部分は PSSNa を 2 回スパインコートしているためである。反射されることで、透過率が低下したと考えられる。透過率が低下しないためには、絶縁体層の膜厚を均一にする必要がある。

3-4 実験によるウィスパリングギャラリーモードの評価

3-4-1 作製方法と結果

本研究で提案している非平衡 Mach-Zehnder 干渉計で生じるウィスパリングギャラリーモードを実験的に観測するために、構造の作製を行った。ウィスパリングギャラリーモードのような半値幅の狭い共鳴モードを観測するためには、ブロードな波長を持つ白色光源を用いると簡単に測定できると考えた。しかし、白色光はレーザー光に比べて光強度が弱い。前節で示した反射配置による SPP の励起方法は、SPP の励起効率が低く、白色光を入射して出射光の観測が困難である。そのため、SPP の励起効率向上が見込まれる透過配置による構造を作製した。透過配置の構造は、2-3-4 節で説明した通り、MIM 型 PWG の端面に直接入射光を照射できるため、SPP の励起効率向上が予想される。

作製プロセスを Fig. 3. 23 に示す。作製は、電子線リソグラフィとリフトオフプロセスで行った。基板は、有機溶剤で超音波洗浄したガラス基板を用いた。トルエンで 6 wt% に希釈した PMMA をスピコート法で成膜して電子線レジストとして用いた。絶縁体であるガラス基板を用いているため、表面の導電性を確保する必要がある。そのために、エスパーサー（昭和電工）をスピコートした。エスパーサーをスピコートし、基板表面とサンプルステージを導電性テープで導通させることで、基板の導電性が確保されて電子線露光の精度が向上する。電子線露光・現像してパターンニングを行った。その後、基板との Ag の密着性を向上させるために、Ni をスパッタで 10 nm 成膜した。Ag を真空熱蒸着法で 300 nm 成膜した。絶縁体層はポリスチレンスルホン酸ナトリウム (PSSNa) (屈折率 $n = 1.395$) を用い、スピコート法で成膜した。ホットプレートで 70 °C に熱した N-メチル-2-ピロリドン (NMP : N-Methyl -2-Pyrrolidone) に約 30 分間浸漬し、リフトオフを行った。次に、トルエンで 6 wt% に希釈した PMMA とエスパーサーをスピコート法で成膜し、電子線露光と現像を行った。PSSNa は水溶性であり、この際の現像には純水が使用できないため、現像液はメチルイソブチルケトン (MIBK : methyl isobutyl ketone) とイソプロピルアルコール (IPA : Isopropyl alcohol) の混合液を用いた。Ag を真空熱蒸着法で 300 nm 成膜し、NMP でリフトオフを行った。その後、PSSNa をスピコートで成膜した。Ag (膜厚 300 nm) パターンに対し 45 °と -45 °方向から Ag を 2 回真空熱蒸着でそれぞれ 72 nm 成膜した。最後に、集束イオンビーム (Focused Ion Beam : FIB) で出射口を作製した。

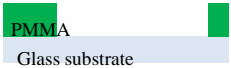
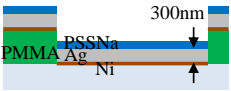
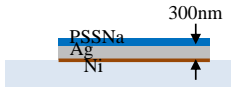
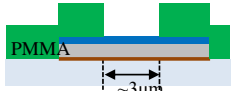
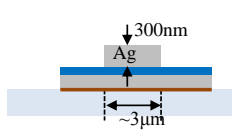
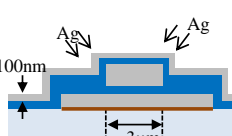
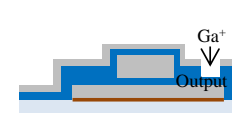
Process	Top view
1. Cleaning Acetone, Methanol, Pure water: 5min	
2. EB lithography PMMA 6 wt% 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 2000 rpm, 60 sec Bake: 180 °C, 5 min Espacer 2000 rpm, 30 sec EB lithography Dose: 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ Develop IPA: pure water = 7:3, 1 min	
3. Ni sputter Thickness: 10 nm	
4. Ag deposition Vacuum: 3.8×10^{-6} torr Thickness: 300 nm Rate: 0.3 nm/s	
5. PSSNa spin coat PSSNa 50 % 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 3000 rpm, 60 sec Bake: 120 °C, 5 min	
6. Lift off NMP, 80 °C, 30 min	
7. EB lithography PMMA 6 wt% 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 2000 rpm, 60 sec Bake: 180 °C, 5 min Espacer 2000 rpm, 30 sec EB lithography Dose: 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ Develop MIBK:IPA = 1:3, 1 min	
8. Ag deposition Vacuum: 1.5×10^{-6} torr Thickness: 300 nm Rate: 0.3 nm/s	
9. Lift off NMP, 80 °C, 30 min	
10. PSSNa spin coat PSSNa 50 % 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 3000 rpm, 60 sec Bake: 120 °C, 5 min	
11. Ag deposition Vacuum: 1.5×10^{-6} torr Thickness: 72 nm Rate: 0.3 nm/s	
12. FIB milling Beam 8 Dose: 0.1 nC/ μm^2	

Fig. 3. 23 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の作製プロセス

Fig. 3. 23 に示すプロセスで作製した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の SEM 像を Fig. 3. 24 に示す. Fig. 3. 24 (a) は基板表面から全体像を観察した結果である. 基板表面から観察すると, 入射口の部分は Ag の段差になっており, 基板側に MIM 型 PWG の絶縁体層 (PSSNa 層) がある. 出射口は, 基板表面側の Ag 部分だけを削って作製した. 入射光は, 基板側から構造に照射し, エンドファイヤ法によって SPP が励起される. 伝搬してきた SPP は, 出射口付近で散乱され, 基板表面側で観測できる. Fig. 3. 24 (b) は断面を観察した結果を示している. 断面を観察するために FIB で削ってから観察した. Fig. 3. 24 (b) より, 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の構造が作製できていることが分かる. Mach-Zehnder 干渉計の分岐前・合波後の PSSNa 層の膜厚は約 250 nm であった. また, 上側と下側の PSSNa 層の膜厚はそれぞれ 70 nm と 110 nm であった.

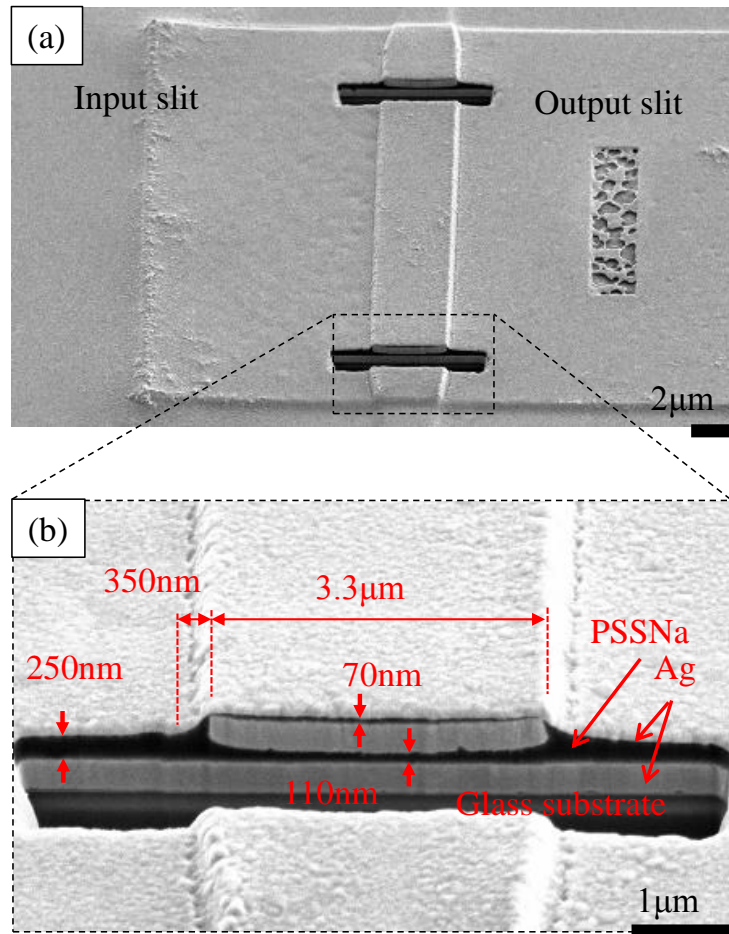


Fig. 3. 24 作製した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の SEM 像 (a) 全体像, (b) 断面図

3-4-2 光学特性の評価

作製した構造の透過スペクトルを観測するための光学系を Fig. 3. 25 に示す．光源には，LDLS（Laser-Driven Light Source）白色光源（ENERGETIQ, EQ-99-NE）を用いた．光源から出た光を光ファイバー（コア系：550 μm , NA : 0.22）により導光し，光ファイバー端から出た光を偏光子，結像レンズ，対物レンズ（倍率：50 倍, NA : 0.55）を通してサンプルに照射した．光ファイバーから出た光の光強度は約 15 mW である．また，対物レンズで集光してサンプルに照射された光のビーム径（強度分布の半値全幅）は 9.5 μm である．サンプルの基板側に光を照射し，出射口での散乱光を顕微分光法で検出した．出射口での散乱光は，対物レンズ（倍率：100 倍, NA : 0.95），ミラー，アクロマティックレンズを通して光ファイバー（コア系：400 μm , NA : 0.22）に集光させた．その光を分光器（Acton Research, INS-150-122B）で光スペクトルを得た．サンプルをガラス基板とし，Fig. 3. 25 (a) の光学系で測定した光スペクトルを Fig. 3. 25 (b) に示す．光スペクトルは分光器の分光感度特性で補正はかけていない．今回の実験では，この光スペクトルを入射光スペクトルとする．

サンプルの出射口から散乱される光強度は，入射光強度に対して約 1 % 以下であることが

数値計算より分かっている．顕微分光法で観測する散乱光に入射光成分が含まれないように，1 層目の Ag の膜厚や出射口の FIB 加工の条件出しを行っている．そのため，出射口付近で検出したスペクトルは，MIM 型 PWG を透過した成分のスペクトルであるといえる．ここで，入射面は，基板の垂線方向と SPP が伝搬する方向から成る面とし，入射光の偏光方向（TM/TE 偏光）を定義した．

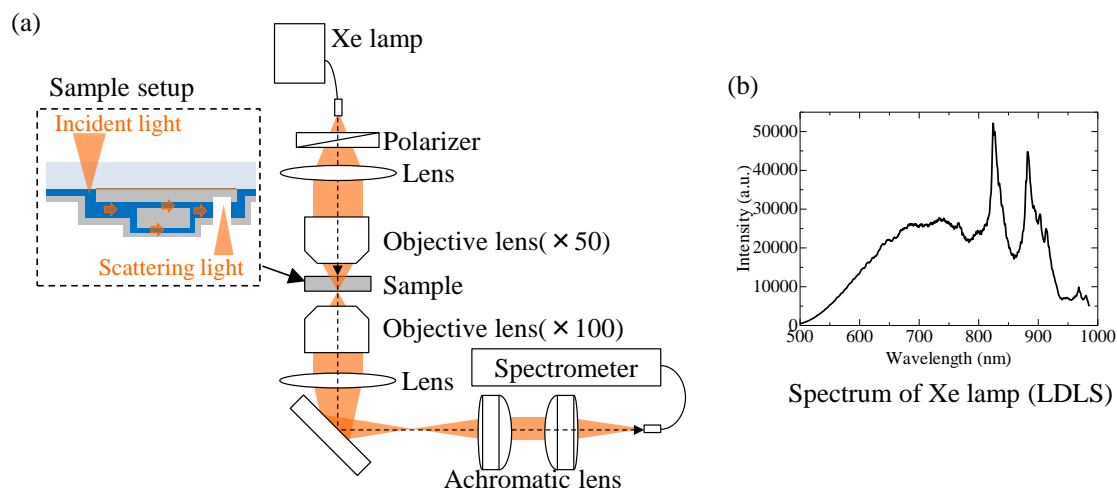


Fig. 3.25 (a) MIM 型 PWG の透過スペクトル測定系，(b) 光源の光スペクトル

作製した構造の透過スペクトルを測定した．まず，直線の MIM 型 PWG に偏光方向の異なる入射光を照射して，SPP の励起を確認した．直線 MIM 型 PWG の SEM 像を Fig. 3.26 (a) に示す．作製した構造の入射口から出射口までの距離は $30\ \mu\text{m}$ である．この構造に，Fig. 3.25 の光学系を用いて偏光方向に異なる TM 偏光と TE 偏光に白色光を入射した．光入射した際の CCD 像を Fig. 3.26 (b) と (c) に示す．TE 偏光で入射したときは，出射口付近で散乱光が観測されなかった．それに対し，TM 偏光で入射したときは出射口付近で散乱光が観測された．そのため，反射配置の光学系で SPP の励起と観測ができていることが分かった．出射口の FIB 加工は適切なドーズ量を選択する必要がある．今回はドーズ量 $0.1\ \text{nC}/\mu\text{m}^2$ で加工したが，ドーズ量 $0.2\ \text{nC}/\mu\text{m}^2$ 以上で加工すると，TE 偏光でも出射口で散乱光が現れた．これは，FIB によって 1 層目の Ag も削られてしまい，入射光が基板側からそのまま透過されたためである．また，入射口と出射口間の距離が近くなると TE 偏光でも出射口で散乱光が現れた．この場合も同様に，入射光が基板側から出射口にそのまま透過されたためである．そのため，適切な FIB ドーズ量，入射口と出射口間の距離を選定する必要がある．

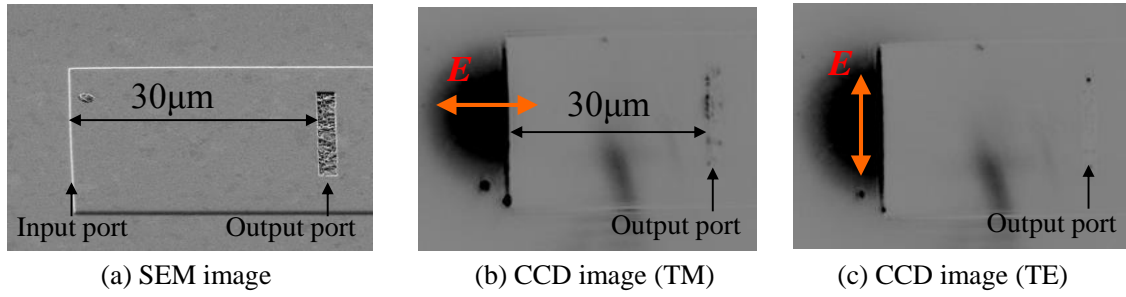


Fig. 3.26 作製した直線 MIM 型 PWG の SEM 像を光入射した際の CCD 像

直線の MIM 型 PWG に TM 偏光と TE 偏光の入射光を照射した場合の出射口での散乱光スペクトル（透過スペクトル）を Fig. 3.27 に示す。Fig. 3.27 の測定結果は、入射光のスペクトルで規格化している。Fig. 3.27 に示す透過スペクトルからも TM 偏光のときだけ、出射口で散乱光が現れていることが分かり、SPP が伝搬していると結論づけた。

Fig. 3.27 より、短波長になるに従って光強度が弱いことが分かる。その原因を考察するために、式 (2.36) の分散関係式から、Ag/PSSNa($n = 1.395$)/Ag の MIM 型 PWG の波長に対する伝搬距離を求め、入射口からの距離 $30 \mu\text{m}$ における光強度 ($\exp(-30/L_{\text{SPP}})$) を求めた。その結果を Fig. 3.27 の点線で示している。その結果、TM 偏光で光入射した際の透過スペクトルとよく一致していることが分かる。MIM 型 PWG を伝搬する SPP は、短波長ほど伝搬距離が短くなる。Ag/PSSNa/Ag の MIM 型 PWG の場合の伝搬距離は、波長 900 nm で $6.5 \mu\text{m}$ 、波長 600 nm で $3.0 \mu\text{m}$ である。これらの結果より、実験結果の短波長ほど光強度が弱くなる原因は、短波長域では伝搬距離が短いためであることが分かった。

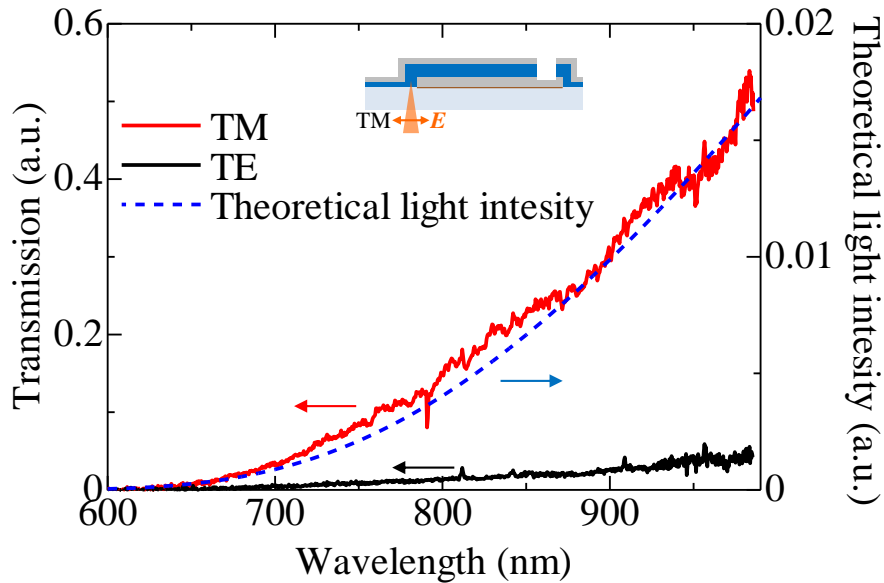

 Fig. 3.27 直線 MIM 型 PWG の光透過スペクトルと理論計算による入射口からの距離 $30 \mu\text{m}$ における光強度

Fig. 3. 28 に作製した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の透過スペクトルの測定結果を示す．直線 PWG と同様に TM 偏光のときに射出光が検出されていることから，測定しているスペクトルは，Mach-Zehnder 干渉計を伝搬した SPP のスペクトルであることが分かる．さらに，波長 850 nm や 940 nm 付近にディップが発生していることが分かる．これは，直線の MIM 型 PWG では現れなかった特徴であり，非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の特性である可能性がある．

これらディップの発生原因を明らかにするために，Fig. 3. 24 の断面 SEM 像の形状に合わせた 2D-FDTD 計算モデルで透過スペクトルを求めた．FDTD 計算モデルを Fig. 3. 29 (a) に示し，計算結果を Fig. 3. 28 の青の破線で示す．その結果，実験結果とよく似た波長付近にディップが発生していることが分かる．これらディップ波長の連続波を入射し，磁界強度分布の時間平均値を Fig. 3. 29 (b) に示す．磁界分布から分かるように Mach-Zehnder 干渉計のアーム部分で，定在波が発生していることが分かる．このことから，Fig. 3. 28 のシミュレーション結果で現れたディップはウィスパリングギャラリーモードである．Fig. 3. 28 の実験結果で現れたディップもシミュレーション結果と定性的に一致していることから，作製した構造でウィスパリングギャラリーモードが発生したと考えられる．

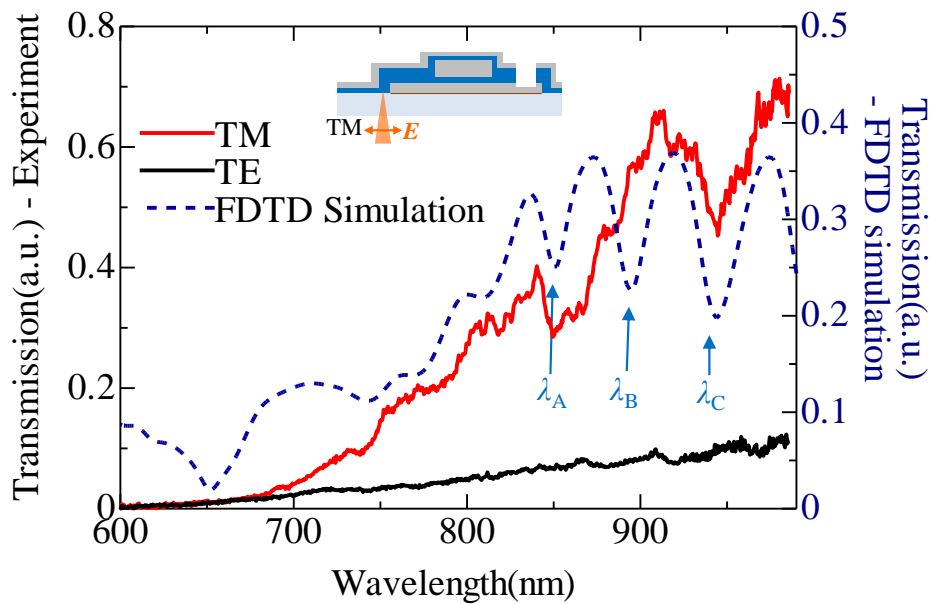


Fig. 3. 28 MIM 型 PWG による非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の透過スペクトルの測定結果と 2D-FDTD 結果

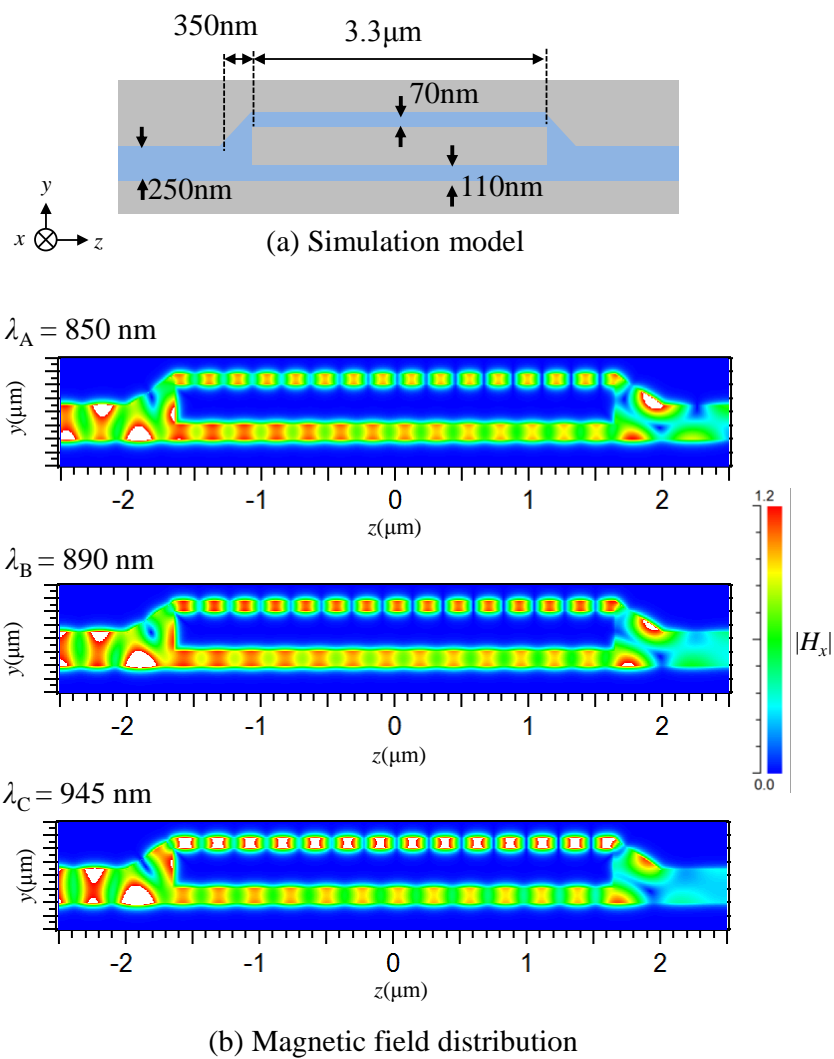


Fig. 3.29 作製された構造のサイズを使った 2D-FDTD シミュレーション (a) 計算モデルと (b) ディップ波長における磁界分布図

3-4 変調特性の評価

本節では、非平衡 Mach-Zehnder 干渉計を光変調器として利用する場合を想定して、性能と作製方法について示す。EO ポリマーを用いて PWG を作製した場合の変調性能を数値解析で求めた。また、EO ポリマーを用いて PWG を作製した結果について示す。

3-4-1 数値解析による性能評価

まず、理論計算式を用いて、変調性能を見積もった。電界 E が印加された場合の屈折率変化は、次式の近似式で表される。

$$n(E) = n(0) - \frac{1}{2}n(0)^3 r_{33} E \quad (3.4)$$

ここで、 $n(E)$ と $n(0)$ は印加電界がそれぞれ E と 0 であるときの屈折率であり、 r_{33} は電気光学係数（単位：m/V）である。ここで、金属/EO ポリマー/金属で構成された MIM 型 PWG に光入射し、電圧を印加して EO ポリマーの屈折率が変化した場合を想定する。EO ポリマーの屈折率が変化して伝搬する SPP の位相が π シフトする光路長を算出する。MIM 型 PWG は Ag/EO ポリマー/Ag で構成されており、EO ポリマーの屈折率は 1.615[116]、電気光学定数は 95 pm/V[116]とする。EO ポリマーの膜厚は 100 nm とする。入射光の真空波長は 1.55 μm とし、電圧を 20 V 印加したとする。この場合の屈折率変化は式 (3.4) より、次式のように求めることができる。

$$\Delta n = \frac{1}{2}n^3 r_{33} E = \frac{1}{2} \times 1.615^3 \times 95 \times 10^{-12} \times \frac{20}{100 \times 10^{-9}} = 0.0400 \quad (3.5)$$

電圧印加前の屈折率が 1.615、電圧印加後の屈折率が 1.575 ($= 1.615 - 0.0400$) であり、それぞれの屈折率における SPP の波数は分散関係式より、以下ようになる。

$$\text{Re}[k_{\text{SPP}}] = 8.000 \times 10^6 \text{ (red/m) at } n = 1.615 \quad (3.6a)$$

$$\text{Re}[k_{\text{SPP}}] = 7.801 \times 10^6 \text{ (red/m) at } n = 1.575 \quad (3.6b)$$

屈折率変化による波数シフト Δk_{SPP} は $0.199 \times 10^6 \text{ rad/m}$ である。 π シフトに必要な光路長さ L は次式で求めることができる。

$$L = \frac{\pi \text{ (rad)}}{\Delta k_{\text{SPP}} \text{ (rad/m)}} = 15.787 \text{ (}\mu\text{m)} \quad (3.7)$$

従って、 π シフトに必要な光路長は 15.787 μm であることが分かった。このときの、SPP の伝搬距離は 9.24 μm である。伝搬損失によって光強度が 18.1 %になることを許容すれば、 π シフト動作する光変調器が実現できる。

次に、非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の上側の光路に電圧印加して屈折率を変化させた場合を想定したシミュレーション結果について示す。シミュレーション構造は Fig. 3. 30 のような $L_1 = 2 \mu\text{m}$, $L_2 = 400 \text{ nm}$, 曲率半径 $r = 200 \text{ nm}$ とした。上側光路の屈折率を 1.615 から 1.575 まで変化させて、出射側での透過スペクトルを計算した。

屈折率を変化させた場合の透過スペクトルの変化を Fig. 3. 31 (a) に示す。Fig. 3. 31 (a)

より，屈折率変化前 ($n = 1.615$) は，波長約 $1.8 \sim 1.9 \mu\text{m}$ 付近で干渉モードが弱め合う関係になっていることが分かる．屈折率変化に伴って，干渉モードが短波長側にシフトし， $n = 1.575$ のときは波長 $1.6 \sim 1.7 \mu\text{m}$ 付近で弱め合う関係になっている．また，ウィスパリングギャラリモードも屈折率が小さくなるに従って短波長側にシフトしていることが分かる．

ここで，屈折率が 1.615 から 1.575 に変化した場合の消光比を算出した．屈折率変化前の光強度を I_{OFF} とし，屈折率変化後の光強度を I_{ON} とした場合の消光比を次式のように表した．

$$\text{Extinction ratio} = 10 \log \left(\frac{I_{\text{OFF}}}{I_{\text{ON}}} \right) \text{ (dB)} \quad (3.8)$$

各波長において式 (3.8) から消光比を算出した結果を Fig. 3.31 (b) に示す．その結果，波長 $1.65 \mu\text{m}$ で最大の消光比が 14.4 dB が得られた．これは， $n = 1.575$ のときに波長 $1.65 \mu\text{m}$ で干渉モードの弱め合う関係になって，屈折率変化前後で高い消光比になるためである．そのため，干渉モードの弱め合う関係の波長を選択すると，高い消光比が得られることが分かった．また，Fig. 3.31 (b) の波長 $1.18 \mu\text{m}$ ， $1.34 \mu\text{m}$ ， $1.54 \mu\text{m}$ など消光比のピークになっていることが分かる．これは，非平衡 Mach-Zehnder 干渉計で生じるウィスパリングギャラリモードの波長と一致していることが分かる．従って，ウィスパリングギャラリモードが生じる波長を選択することでも高い消光比が得られることが分かった．

波長 $1.65 \mu\text{m}$ において，屈折率が変化した場合の消光比の変化を Fig. 3.31 (c) に示す．その結果，屈折率を 0.01 と 0.04 変化させた場合，消光比がそれぞれ 2.42 dB と 14.4 dB であることが分かった．今回は非平衡 Mach-Zehnder 干渉計 $L_1 = 2 \mu\text{m}$ の長さで計算を行った． L_1 すなわち導波路長を長くすることで，SPP が位相シフトできる長さが長くなるため，さらに高い消光比が見込まれる．そのため，変調器として利用可能な消光比が得られると期待できる．また，導波路長が長くなるとウィスパリングギャラリモードが発生する波長間隔が短くなることが予想される．

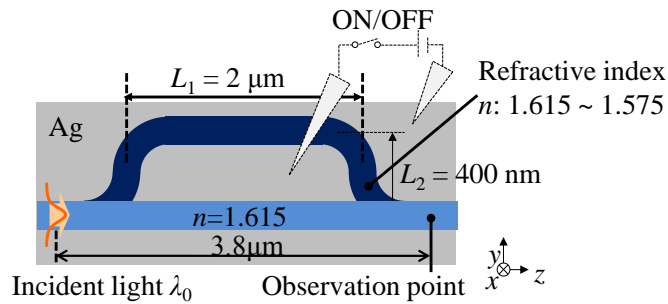


Fig. 3.30 変調器を想定して非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の一方の屈折率 n が変化した場合の 2D-FDTD 計算モデル

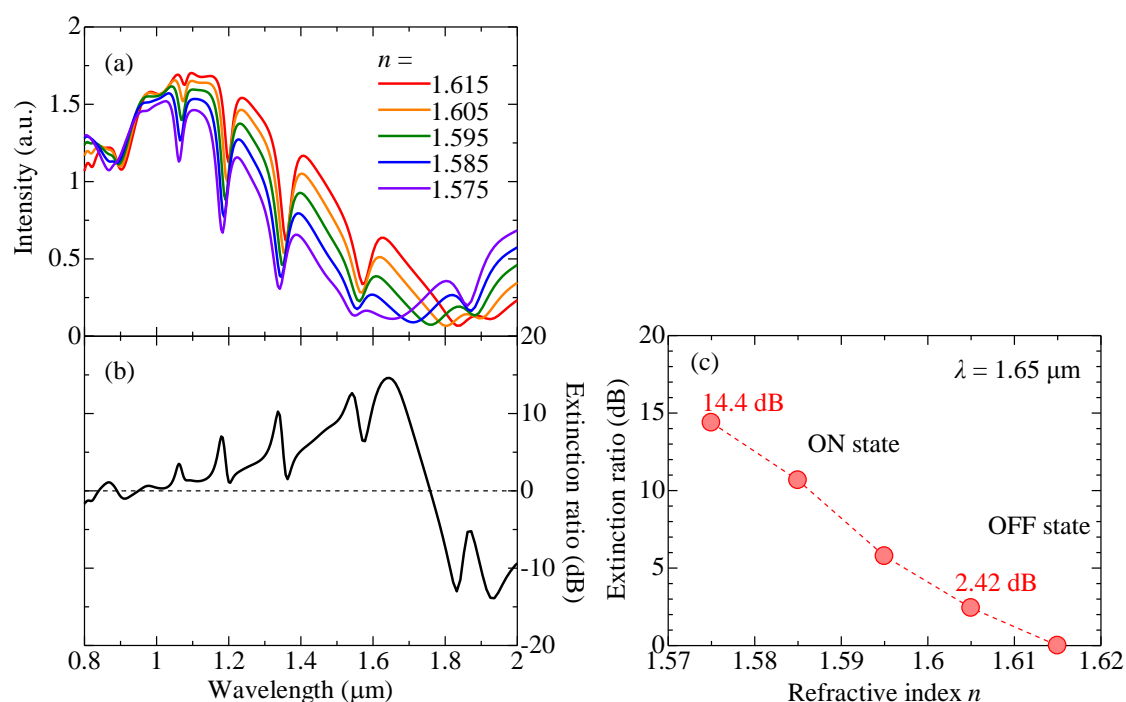


Fig. 3.31 非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の一方の屈折率 n が変化した場合の (a) 透過スペクトル, (b) 屈折率が 1.615 から 1.575 に変化した場合の消光比スペクトル, (c) 波長 $1.65 \mu\text{m}$ における屈折率に対する消光比の変化

3-4-2 電気光学ポリマーを使った構造作製と評価

本研究で提案している非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の絶縁体部分を EO ポリマーで作製することで、光変調器が実現できる。そのために、(1) MIM 構造の薄膜 EO ポリマーのポーリングと (2) EO ポリマーで構成した MIM 型 PWG の作製と評価を行った。EO ポリマーは成膜後にポーリング処理を施すことで、EO 効果が表れる。また、SPP を伝搬させるためには、EO ポリマーの膜厚を $100 \text{ nm} \sim 200 \text{ nm}$ 程度にする必要がある。その作製プロセスの確立し、SPP の伝搬を評価した。

(1) ポーリング処理

EO ポリマーをポーリング処理するためのサンプル作製プロセスを Fig. 3.32 に示す。基板は有機溶剤で超音波洗浄した Si 基板を用いた。基板と Ag の密着性を向上させるためにスパッタ (サンヨー電子, SC-701HMC II) で Ni を 10 nm 成膜した。下部電極である Ag を真空熱蒸着で 100 nm 成膜した。Ag 表面での EO ポリマーの濡れ性向上のために、アミノ・チオール処理を行った。アミノ・チオール処理を行うことで、基板上にアミノ・チオールの自己組織化単分子膜 (Self-Assemble Monolayers: SAMs) を形成する[117]。金属とチオール (-SH) が結合することで、金属表面に SAMs が形成される。今回は、11-Amino-1-undecanethiol, hydrochloride (同仁化学研究所, 分子量 239.85) をエタノール (和光純薬) で $15 \mu\text{mol/L}$ に希釈した溶液を用いた。Ag 表面の純水に対する接触角は、処理

前で 64.5° であった。溶液に2時間浸漬させた結果, Ag 表面の純水に対する接触角は 35.3° になり, アミノ・チオール の SAMs が形成できていると考えられる。

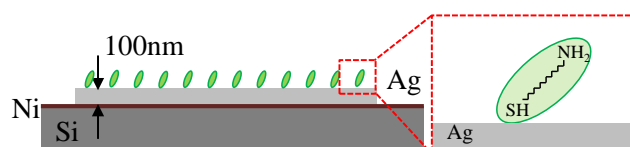
上部電極から電圧を印加する際に, 下部電極と接触して短絡することを防ぐために, 絶縁体である SiO_2 をスパッタ (日本真空技術, BC4877) で 100 nm 成膜した。EO ポリマーはシクロヘキサノン (東京化成工業) で 12 wt% に希釈し, スピンコート法で成膜・アニール処理 (真空雰囲気, 190°C , 1 時間) を行った。EO ポリマーの膜厚が 100 nm の場合は, 表面のパーティクルなどの影響で上部電極と下部電極が短絡する可能性が高い。そのため, 膜厚を厚くすることで短絡を防いだ。今回の EO ポリマーの膜厚を触針式プロファイリングシステム (Bruker, DektakXT) で測定した結果, 920 nm であった。

次に, 上部電極である酸化インジウム亜鉛 (IZO) をスパッタ (日本真空技術, BC4877) で 100 nm 成膜した。

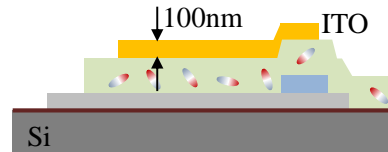
ポーリング処理のために, 電極プローブを下部 Ag 電極と上部 IZO 電極に接触させた。このときの室温での I-V 特性を Fig. 3. 33 に示す。電界 $100\text{ V}/\mu\text{m}$ 印加したときの電流は $0.97\text{ }\mu\text{A}$ であった。このときの抵抗値は $94\text{ M}\Omega$ であり, 上部電極と下部電極が絶縁できていることが分かった。ポーリングを行うために, 窒素雰囲気中でサンプルの温度を 160°C に熱した状態で, 電界 $120\text{ V}/\mu\text{m}$ を5分間印加した。電界 $120\text{ V}/\mu\text{m}$ を印加した状態でサンプルの温度を室温まで下げて, 室温に戻った状態で電界を $0\text{ V}/\mu\text{m}$ にした。

電気光学定数の測定は反射型 Teng-Man 法[118,119]を用いた。波長 1308 nm の光をサンプルに照射し, 電圧を印加した EO ポリマー部で反射した光を検出した。電気光学定数を測定した結果, 約 8.07 pm/V であったため, ポーリングが成功していることが分かった。

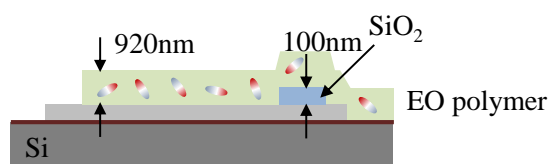
1. Amino-thiol treatment



3. IZO sputtering



2. EO polymer spin coating



4. Poling

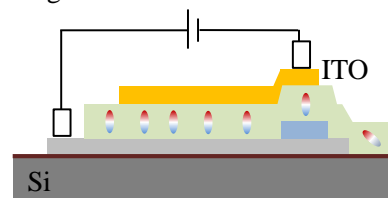


Fig. 3. 32 EO ポリマーのポーリング処理プロセス

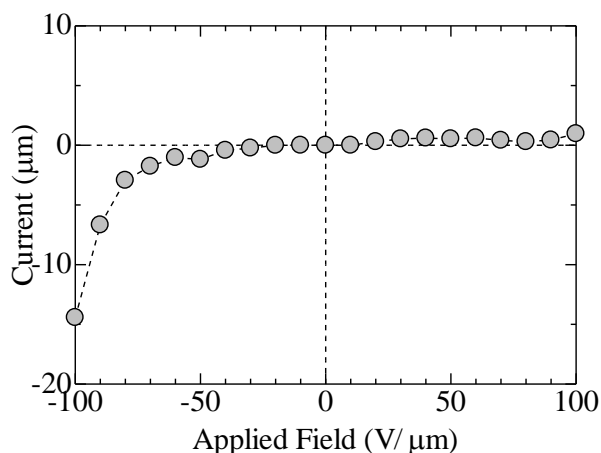


Fig. 3.33 EO ポリマーの I-V 測定結果 (下部電極 Ag, 上部電極 IZO, EO ポリマー膜厚 920 nm)

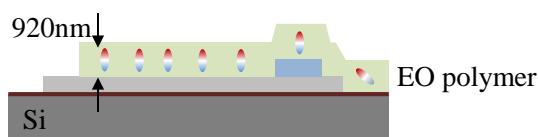
(2) MIM 型 PWG の作製

前述のプロセスで、EO ポリマーのポーリングに成功した。この EO ポリマーを用いた MIM 型 PWG の作製プロセスを Fig. 3.34 に示す。まず、上部電極である IZO を ITO 膜エッチング液でウェットエッチングした。純水で 25 % に希釈し、5 分間浸漬させて IZO をエッチングした。

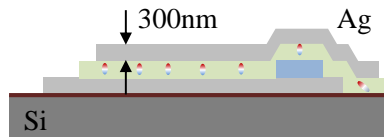
ポリマーの膜厚を約 100 nm にするために、反応性イオンエッチング装置 (サムコ, RIE-10NR) で O_2 プラズマエッチングした。使用した EO ポリマーのエッチングレートは約 163 nm/min であり、5 分間エッチングすることで膜厚を 100 nm を狙った。

上部金属である Ag を真空熱蒸着 (真空度 1.6×10^{-6} torr, 成膜レート 0.3 nm/s) で 300 nm 成膜した。光入射のための入射口と出射口を FIB で削って (ビーム 8, ドーズ $2 \text{ nC}/\mu\text{m}^2$) 作製した。

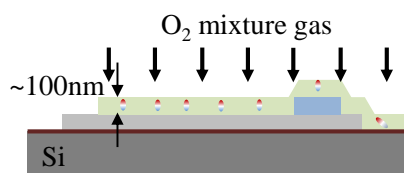
1. IZO removing



3. Ag deposition



2. RIE



4. FIB milling

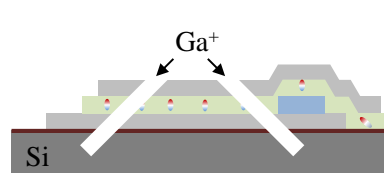


Fig. 3.34 EO ポリマーを用いた MIM 型 PWG の作製プロセス

作製した構造の SEM で観察した結果を Fig. 3. 35 に示す. Fig. 3. 35 (a) は全体像であり, Fig. 3. 35 (b) は断面図である. Fig. 3. 35 より, EO ポリマーを用いて MIM 型 PWG が作製できていることが分かる. Fig. 3. 35 (b) より, EO ポリマーの膜厚を測長した結果, 160 nm であることが分かった. SPP の伝搬距離を算出するために, 入射口と出射口間の距離 (導波路長さ) L を 12 μm から 22 μm まで 2 μm 刻みで変化させて作製した.

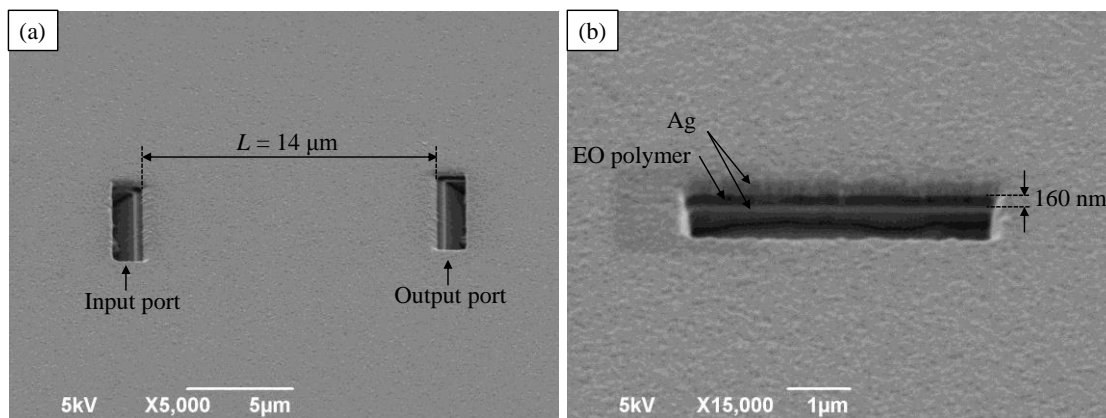


Fig. 3. 35 EO ポリマーを用いて作製した MIM 型 PWG の SEM 像 (斜め 45° 方向から観察)

(a) $L = 14 \mu\text{m}$ の MIM 型 PWG の全体像, (b) MIM 型 PWG の断面図

EO ポリマーを用いて作製した MIM 型 PWG に光入射して SPP の伝搬を評価した. 伝搬光の測定は, Fig. 2. 25 の光学系を用いた. 波長 1550 nm の偏光方向の異なる光を入射口に照射した際の CCD 像を Fig. 3. 36 に示す. TE 偏光で光入射したときは, 出射口で散乱光が観測されなかった. それに対し, TM 偏光で光入射したときは, 出射口で散乱光が観測された. 作製した構造は, TM 偏光で光入射したときに SPP が励起される. そのため, 作製した構造を SPP が伝搬していることが分かる.

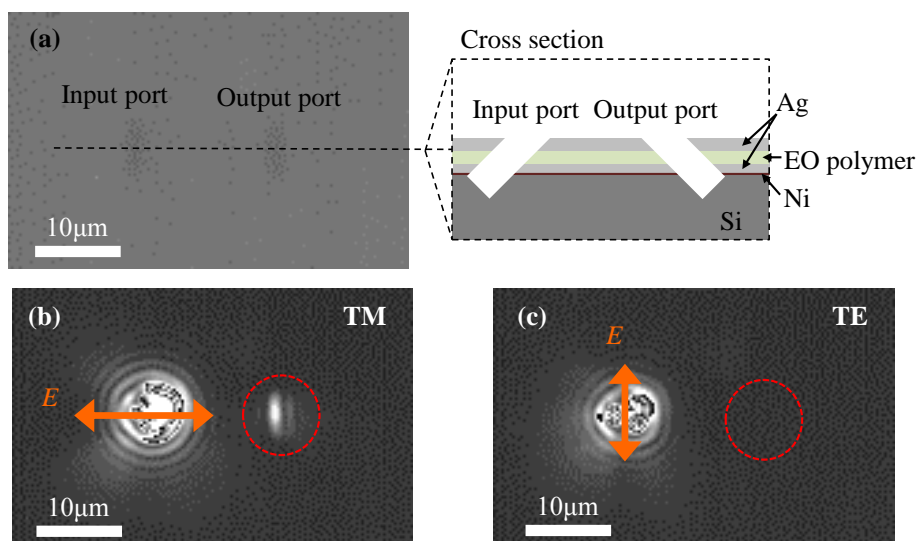


Fig. 3. 36 EO ポリマーを用いて作製した MIM 型 PWG に光入射した場合の CCD 像

(a) 顕微鏡システムのアロゲンランプ点灯下, (b) TM 偏光入射, (c) TE 偏光入射

導波路長さ L の異なる MIM 型 PWG に光入射し、出射光の光強度を測定した。PC ソフト “ImageJ” を用いて CCD カメラで撮影した画像から光強度を求めた。その測定結果を Fig. 3. 37 に示す。Fig. 3. 37 より、導波路長さ L が長くなるに従って出射光強度が減衰していることが分かる。最小二乗法で出射光強度を指数関数でフィッティングした結果、 $y = 262\exp(-L/12.0)$ であった。従って、SPP の伝搬距離は $12.0\ \mu\text{m}$ であることが分かった。今回使用した EO ポリマーの屈折率は 1.613 であり、分散関係式より伝搬距離を求めると $14.0\ \mu\text{m}$ であった。以上の結果より、膜厚 $160\ \text{nm}$ のポーリングされた EO ポリマー膜の作製に成功し、SPP の伝搬を確認することができた。今後 EO ポリマーを用いた PWG デバイス作製の可能性を見出すことができた。

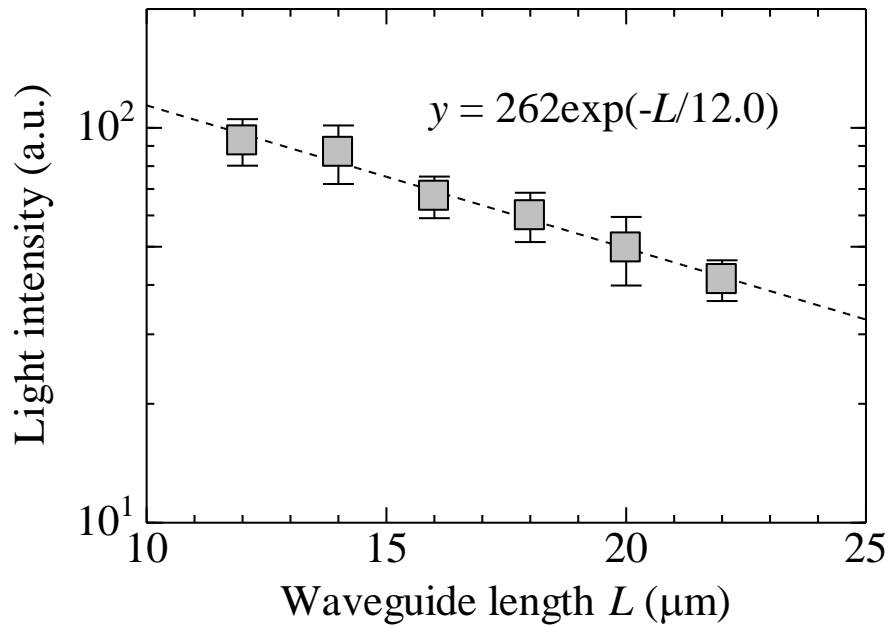


Fig. 3. 37 導波路長さ L の異なる MIM 型 PWG から出射された光強度（波長 $1550\ \text{nm}$ ）

3-5 まとめ

本章では、MIM 型 PWG で構成された非平衡 Mach-Zehnder 干渉計について述べた。本構造は、高い電気光学効果と高速応答性を持つ EO ポリマーを用いたデバイス応用を目指している。数値計算と解析解により、非平衡 Mach-Zehnder 干渉計で生じるモードの解析を行った。その結果、非平衡な光路長による干渉モードと、干渉計内の反射によって生じるファブリ・ペローモード、干渉計内を SPP が周回して生じるウィスパリングギャラリーモードが現れた。PWG の分岐と曲がり部分に曲率半径をつけることで、ファブリ・ペローモードは抑制されたが、干渉モードとウィスパリングギャラリーモードは現れることが分かった。PWG のサイズが変化した場合のそれぞれのモード波長のシフトについて評価した。

実験的に構造を作製した結果、光入射方法が異なる 2 種類（反射配置と透過配置）の非平衡 Mach-Zehnder 干渉計を作製することができた。実験的に透過スペクトルを測定した結果、干渉モードとウィスパリングギャラリーモードの観測に成功した。そのため、作製した構造が非平衡 Mach-Zehnder 干渉計として機能していることが分かった。また、ポーリングされた EO ポリマーを用いた MIM 型 PWG の作製と SPP の伝搬を確認することができ、今後の素子構造作製の可能性を見出すことができた。

第4章 四角形共振器デバイス

本章では、MIM 型 PWG に四角形共振器を隣接した構造について説明する．始めに，2D-FDTD 法で，共振モードの解析を行った．その後，共振器のサイズを変化させた構造の作製を行い，透過スペクトルの測定・評価を行った．

4-1 はじめに

センサや波長フィルタのために，様々な共振器構造が用いられている．共振器を形状で分類すると，円形共振器[113,120]，リング共振器[50], [51]，スタブ共振器[123]，四角形共振器[124–126]などがある．発生する共振モードのほとんどは，リング共振器が **Whispering gallery** モードであり，スタブ共振器は **Fabry-Perot** 共振モードであり，比較的解析が容易である．それに対し，四角形共振器は，発生する共振モードが複雑であり，あまり解析されていない．これまで研究報告されている PWG に四角形共振器を接続した構造は，サイズが約 100 nm であり[126]，デバイス応用のための作製の際は，高い作製精度が要求されるため，実用的ではない．

本研究では，比較的作製が容易なサイズの四角形共振器構造を提案し，解析と作製，評価を行った．本研究で提案する四角形共振器を隣接した MIM 型 PWG を Fig. 4. 1 に示す．本構造は，基板上に金属と絶縁体を積層した MIM 型 PWG を用いている．その上に絶縁体で構成された四角形共振器を配置した．MIM 型 PWG の絶縁体と四角形共振器の間は 20 nm の Ag を挟んでいる．MIM 型 PWG を伝搬する SPP は，20 nm の Ag を通って四角形共振器にエネルギーが移行し，共振が発生する．

本構造は，共振器の共振状態を変化させることで，センサデバイスへの応用を検討している (Fig. 4. 2)．共振器の上から圧力を印加すると，共振器の高さが変化する (圧力センサ：Fig. 4. 2 (a))．基板に歪みが加わると，共振器の長さが変化する (歪みセンサ：Fig. 4. 2 (b))．また，共振器の温度が変化すると，共振器の屈折率が変化する (温度センサ：Fig. 4. 2 (c))．共振器の高さ，長さ，屈折率が変化した場合の共振モードの変化を次節以降で示す．

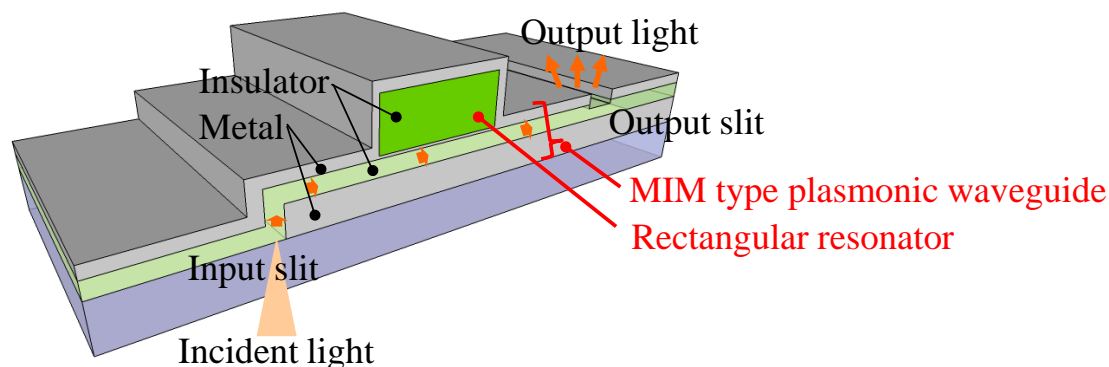


Fig. 4. 1 本研究で提案する四角形共振器を隣接した MIM 型 PWG

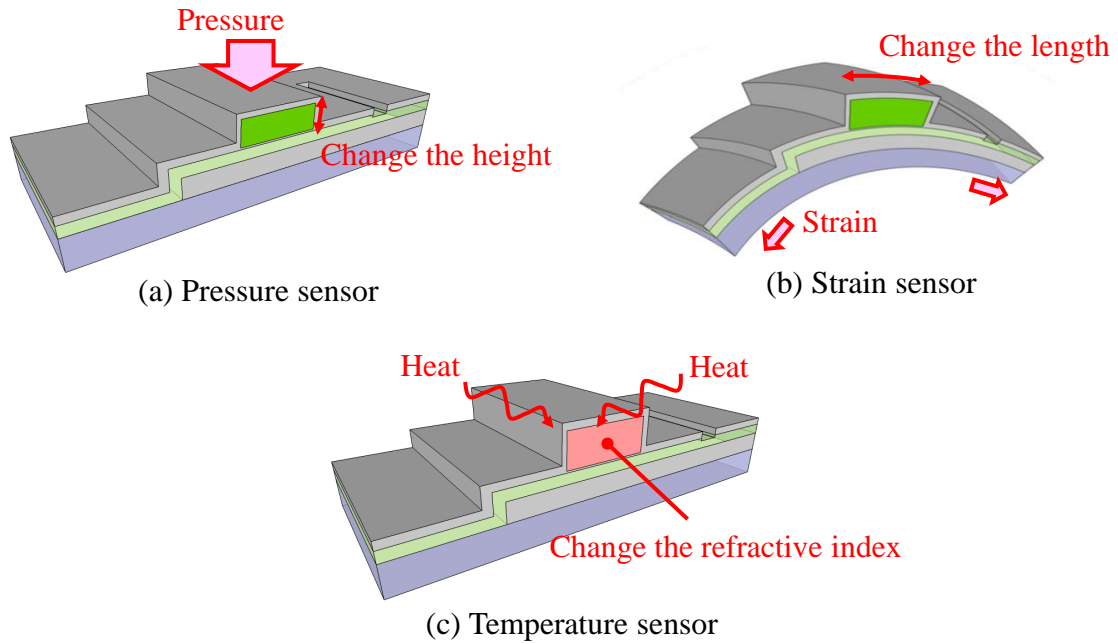


Fig. 4.2 四角形共振器デバイスの活用方法

4-2 共振モードの解析

4-2-1 共振器の高さ変化

まず数値解析により，四角形共振器で発生する共振モードの解析を行った．2D-FDTD 法によるシミュレーションモデルを Fig. 4.3 に示す．PWG は，Ag/PMMA ($n = 1.494$, 幅 100 nm) /Ag で構成された MIM 型 PWG とした．四角形共振器は PMMA で構成されているとした．MIM 型 PWG の絶縁体部分と四角形共振器の間の Ag は 20 nm とした．四角形共振器の長さ と高さはそれぞれ L と H とした．光源は，PWG 内に配置し，電界 E_z 成分を持つパルス波を入射した．そして，四角形共振器を通過した後の PWG 内の観測点における電界 E_z 成分の時間変化を観測し，フーリエ変換により透過スペクトルを算出した．

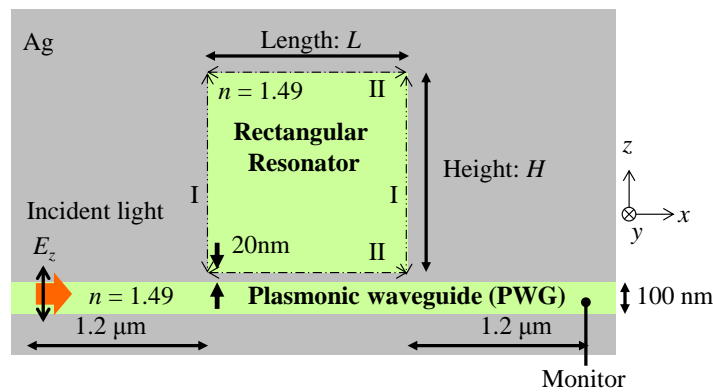


Fig. 4.3 四角形共振器を接続した MIM 型 PWG の 2D-FDTD シミュレーションモデル

四角形共振器の長さ L を $1.2 \mu\text{m}$ に固定し、高さ H を 200 nm から 1600 nm まで変化させた場合の透過スペクトルマップを Fig. 4. 4 (a) に示す。スペクトルマップにおける黒い部分は、ディップ（透過率の減少）が発生していることを意味する。Fig. 4. 4 は、複数のディップが発生しており、それぞれが異なるモードである。Fig. 4. 4 (b) は、高さ H が 1050 nm から 1200 nm までのスペクトルマップである。Fig. 4. 4 (b) において、高さ H の変化に対して、ディップ波長がシフトしているモードとシフトしていないモードが存在することが分かる。そこで、高さ $H = 1200 \text{ nm}$ においてディップ波長になっている波長 $0.925 \mu\text{m}$ と $0.955 \mu\text{m}$, $0.970 \mu\text{m}$, $1.085 \mu\text{m}$ における四角形共振器内の平均電界分布図を Fig. 4. 5 に示す。Fig. 4. 5 より、電界分布が空間的に周期をもつパターンになっており、共振器内で定在波が発生していることが分かる。電界分布の時間変化などを観測すると、波長 $0.925 \mu\text{m}$ と $1.085 \mu\text{m}$ では電界 E_x 成分が中心の定在波になっていることが分かった。電界 E_x 成分を観察すると、四角形共振器内の界面 I (Fig. 4. 3) を伝搬する SPP を観測することができる。そのことから、波長 $0.925 \mu\text{m}$ と $1.085 \mu\text{m}$ では四角形共振器内を z 方向に伝搬する SPP が定在波になっていることが分かる。同様に、波長 $0.955 \mu\text{m}$ と $0.970 \mu\text{m}$ では、四角形共振器内を x 方向に伝搬する SPP が定在波になっていることが分かる。ここで、それぞれの共振モードを $E_x\text{-TM}_{mn}$ と $E_z\text{-TM}_{mn}$ とし、 m と n はそれぞれ x 方向と z 方向の定在波の節の数とする。高さ $H = 1200 \text{ nm}$ における波長 $0.925 \mu\text{m}$ と $0.955 \mu\text{m}$, $0.970 \mu\text{m}$, $1.085 \mu\text{m}$ の共振モードはそれぞれ $E_x\text{-TM}_{32}$ と $E_z\text{-TM}_{31}^+$, $E_z\text{-TM}_{31}^-$, $E_x\text{-TM}_{22}$ である。共振モード $E_z\text{-TM}_{31}^+$ と $E_z\text{-TM}_{31}^-$ の電界分布の節の数は同じであるため、高エネルギー（短波長）側の共振モードの添え字を+とし、低エネルギー（長波長）側の共振モードのを添え字を-とした。共振モード $E_x\text{-TM}$ の共振波長が四角形共振器の高さ H に依存するため、高さ H が変化した際に共振波長がシフトしたと考えられる。それに対し、共振モード $E_z\text{-TM}$ の共振波長は、高さ H に大きく依存しないため、Fig. 4. 4 (b) ではあまりシフトしていないと考えられる。

ここで、共振モード $E_x\text{-TM}_{22}$ に着目し、四角形共振器の高さ変化に対しするディップ波長変化を求めた。四角形共振器の高さ H に対するディップ波長を Fig. 4. 6 に示す。最小二乗法でフィッティングした結果を点線で示している。その結果、高さ H が 50 nm あたりディップ波長が 31.5 nm シフトすることが分かった。ディップ波長の変化率は $31.5/50 = 0.63$ である。

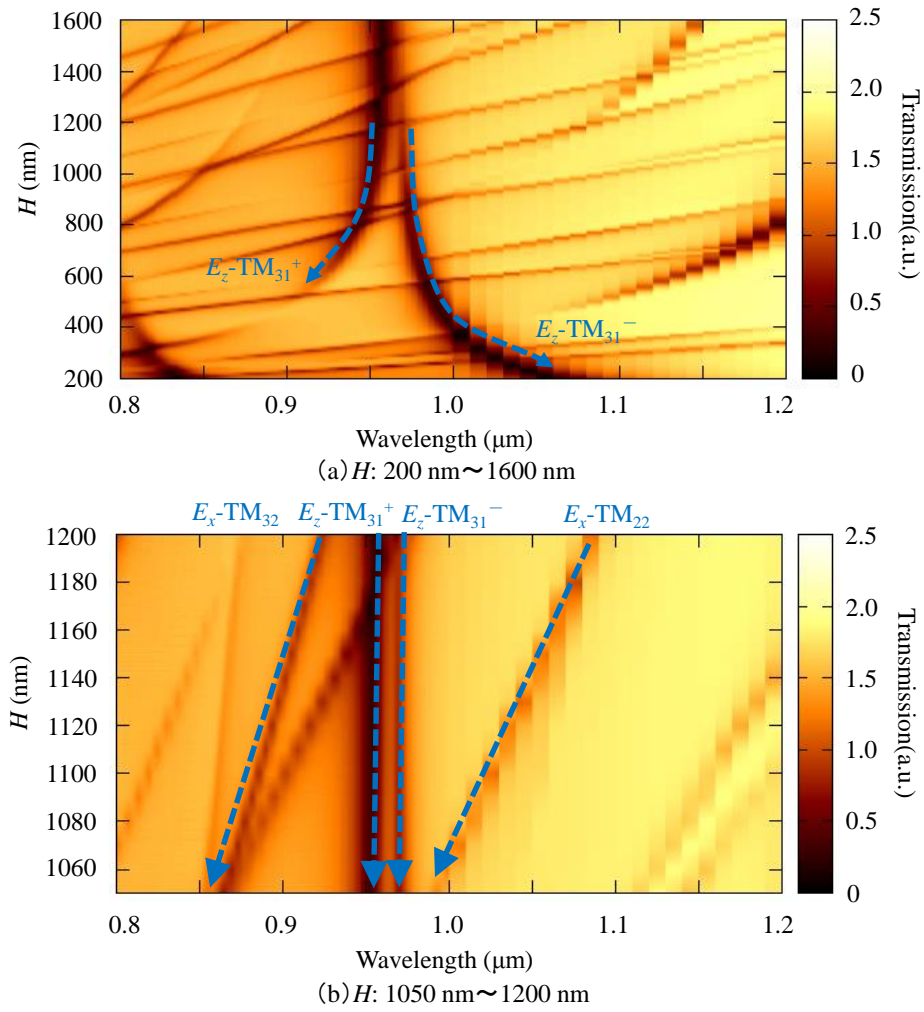


Fig. 4.4 四角形共振器デバイス ($L = 1.2 \mu\text{m}$) の透過スペクトルマップ

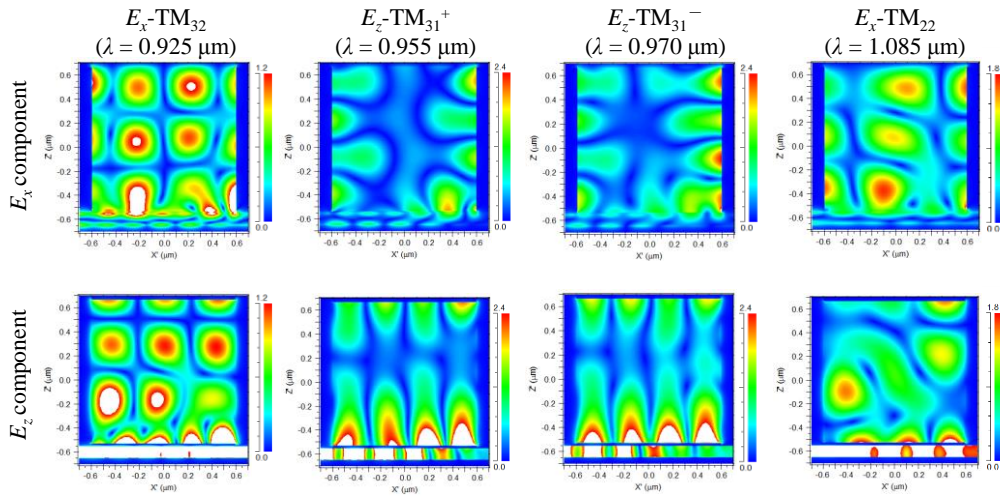


Fig. 4.5 四角形共振器の高さ $L = H = 1200\text{nm}$ のときのディップ波長における四角形共振器内の電界分布図

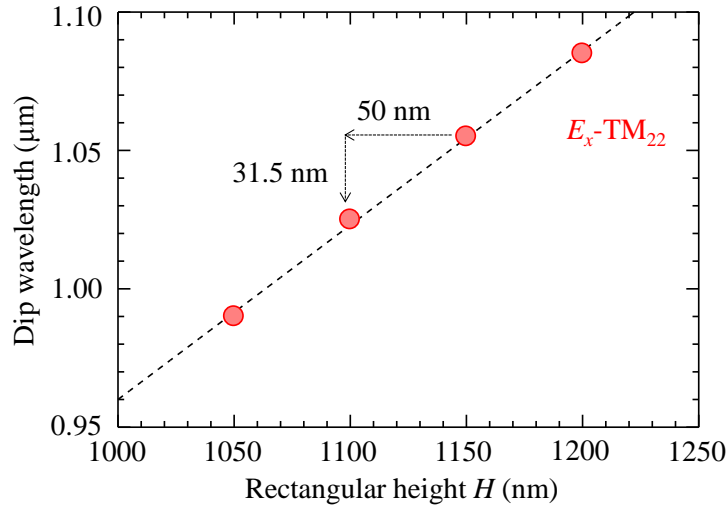
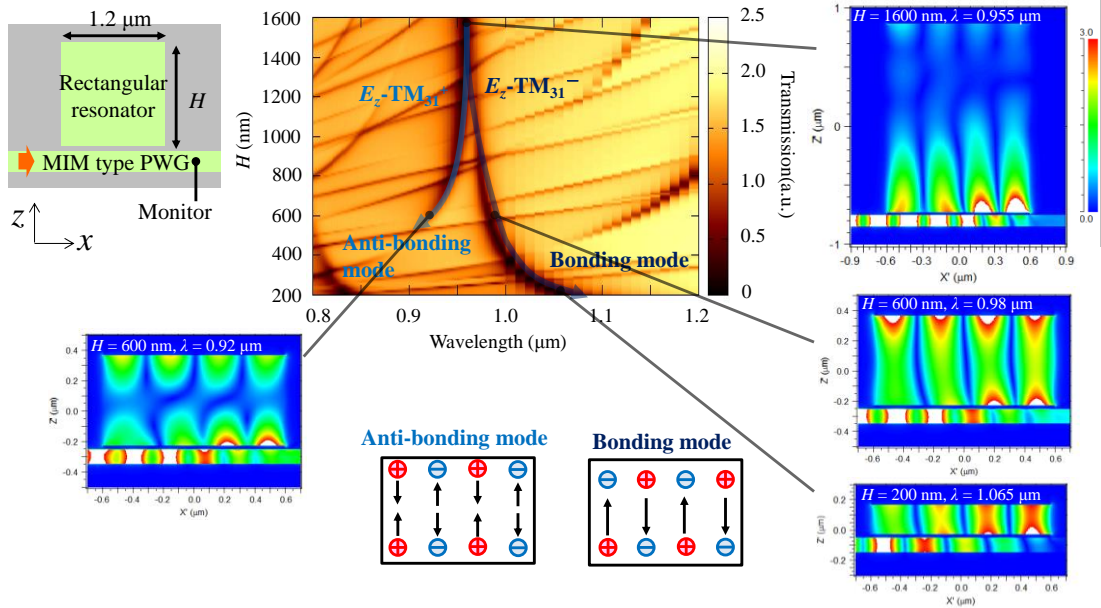

 Fig. 4.6 共振モード $E_x\text{-TM}_{22}$ の高さ H に対するディップ波長

Fig. 4.4 (b) では、共振モード $E_z\text{-TM}_{31}$ はほとんどシフトしていないが、Fig. 4.4 (a) のように高さ H を大きく変化させた場合はシフトしていることが分かる。 $E_z\text{-TM}_{31}$ において、高さ H が異なるときの電界分布図を Fig. 4.7 に示す。Fig. 4.7 は電界 E_z 成分を示している。Fig. 4.7 より、 $H = 1600$ nm のときは、四角形共振器の下側部分 (PWG 側) だけで定在波が発生していることが分かる。これは、PWG を伝搬する SPP が四角形共振器側に浸み出した電界成分が定在波になっているためである。 H が小さくなるにしたがって、ディップ波長が2つに分離している。Fig. 4.7 の電界分布をみると、長波長側の $E_z\text{-TM}_{31}^-$ は電界分布がつながっており、短波長側の $E_z\text{-TM}_{31}^+$ は電界分布が分離している。そのため、 $E_z\text{-TM}_{31}^-$ と $E_z\text{-TM}_{31}^+$ は、それぞれ結合モードと反結合モードであることが分かる。


 Fig. 4.7 各高さにおける共振モード $E_z\text{-TM}_{31}$ の電界 E_z 成分の分布図

4-2-2 連成振動モデルによる解析

四角形共振器で現れた結合モードと反結合モードを解析するために、Fig. 4.8 (a) に示す2つも重りがばねで結合した連成振動モデル[127]を用いた。質量 m の重り 1 と 2 がそれぞればね定数 k_1 と k_2 、減衰定数 $2\gamma_1$ と $2\gamma_2$ で壁に取り付けられている。2つの重りに角周波数 ω の周期的な外力 $F_1(t)$ と $F_2(t)$ を加えたとする。このときの重り 1 と 2 の運動方程式は次式で表される。

$$m \frac{d^2 x_1}{dt^2} = -k_1 x_1 - m\gamma_1 \frac{dx_1}{dt} + K(x_1 - x_2) + F_1 e^{-i\omega t} \quad (4.1a)$$

$$m \frac{d^2 x_2}{dt^2} = -k_2 x_2 - m\gamma_2 \frac{dx_2}{dt} + K(x_2 - x_1) + F_2 e^{-i\omega t} \quad (4.1b)$$

重りに加わる外力は入射電場 E と共振器への結合定数 g_1, g_2 との積で表される。ここで、 $\omega_1^2 = k_1/m$, $\Omega = K/m$, $\kappa_i = \Omega^2/2\omega_i$ ($i = 1, 2$), $\kappa^2 = \kappa_1 \kappa_2$ とおくと、重り x_1 の変位は次式になる。

$$x_1 = \frac{[(\omega_2 - \omega - i\gamma_2)g_1 + \kappa g_2]E}{(\omega_1 - \omega - i\gamma_1)(\omega_2 - \omega - i\gamma_2) - \kappa^2} \quad (4.2)$$

エネルギー散逸は変位 x_1 の虚部 $\text{Im}[x_1]$ に比例する。種々の結合定数 κ におけるエネルギー散逸 $\text{Im}[x_1]$ を求めた結果を Fig. 4.8 (b) に示す。結合定数 κ が大きくなるにしたがって、共振モードが分離していることが分かる。これは、正規モード分裂である。低周波数側にできるモードが結合モード、高周波数側にできるモードが反結合モードである。正規モード分裂は2つの共振器が結合することで起きる。

導波路に2つの共振器を隣接して、正規モード分裂または電磁誘起透明化を観測した例は、いくつか報告されている[120,121,124,128]。これらと同様に、本研究で用いている四角形共振器について、Fig. 4.9 に示すように四角形の下部 (Resonator1) と上部 (Resonator2) が結合定数 κ で結合していると想定した。

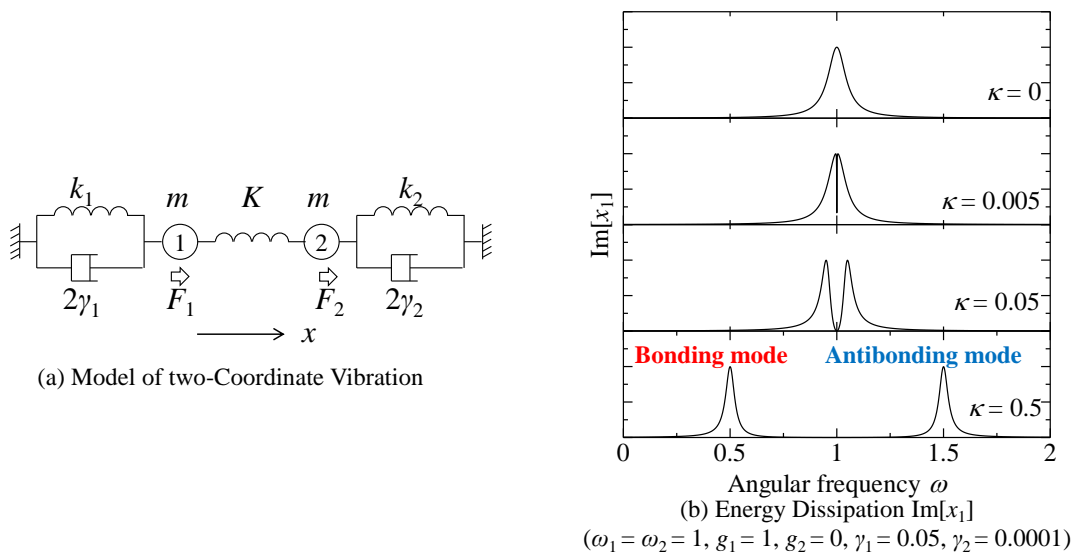


Fig. 4.8 連成振動モデルによる解析

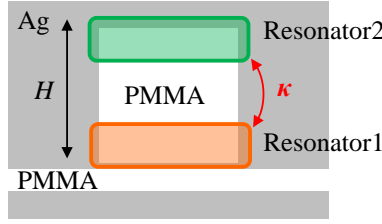
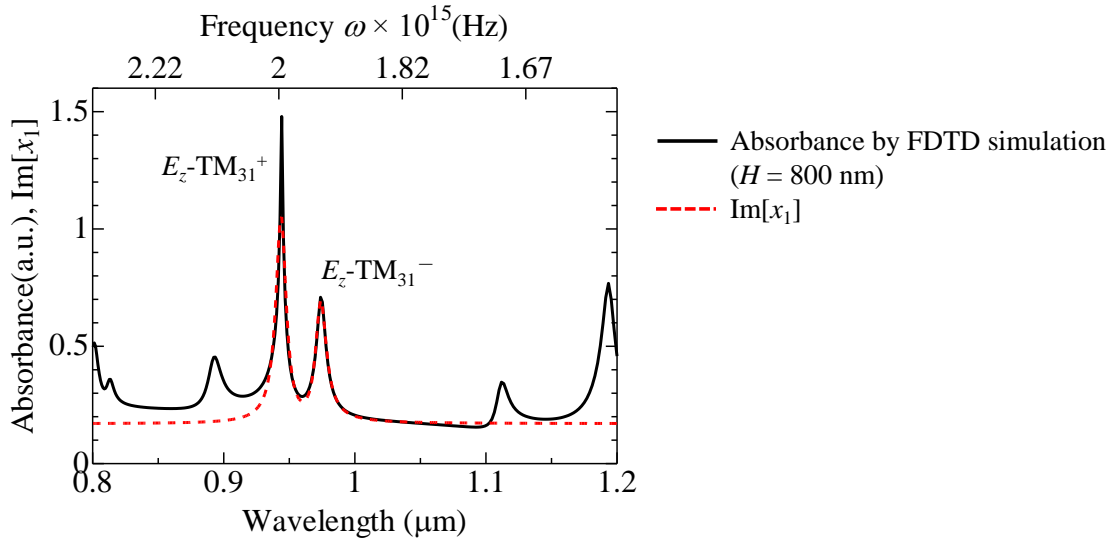


Fig. 4.9 四角形共振器における連成振動モデルの適応

式 (4.2) の各パラメータを調節して、四角形の高さ H に対する結合定数 κ を求める。そのために、Fig. 4.4 に示す透過スペクトルの横軸を角周波数、縦軸を吸光度に変換した。Fig. 4.4 に示す透過スペクトル T_{out} と直線の導波路で算出した透過スペクトル T_{in} を用いて、吸光度 $\log_{10}(T_{\text{in}}/T_{\text{out}})$ を求めた。式 (4.2) の各パラメータ ($\omega_1, \omega_2, \gamma_1, \gamma_2, g_1, E, \kappa$) を調節してエネルギー散逸スペクトルと FDTD シミュレーション結果をフィッティングさせた。 $H = 800 \text{ nm}$ の吸光度スペクトルをエネルギー散逸スペクトル $\text{Im}[x_1]$ でフィッティングした結果を Fig. 4.10 に示す。ここで、式 (4.2) のパラメータは、 $\omega_1 = 1.966 \times 10^{15}$, $\omega_2 = 1.958 \times 10^{15}$, $\gamma_1 = 1.262 \times 10^{13}$, $\gamma_2 = 7.343 \times 10^{12}$, $g_1 = 12.63$, $g_2 = 0$, $E = 1.110 \times 10^{12}$, $\kappa = 3.08 \times 10^{13}$ である。 g_1 と g_2 は入射電場とそれぞれの共振器の結合定数である。今回の場合、入射電場は、共振器 1（四角形共振器の下側 MI 界面でのファブリ・ペロー共振器）側と結合している。そのため、 g_2 は 0 である。共振モード $E_z\text{-TM}_{31}^+$ と $E_z\text{-TM}_{31}^-$ をフィッティングするために、他のピークは無視している。Fig. 4.10 より、エネルギー散逸スペクトル $\text{Im}[x_1]$ が FDTD シミュレーションで求めた吸光度スペクトルとよく一致できていることが分かる。その他の高さの吸光度スペクトルを同様の手順でフィッティングし、結合定数 κ を求めた。


 Fig. 4.10 連成振動モデルにおけるエネルギー散逸スペクトルでフィッティングした四角形共振器の吸光度スペクトル ($H = 800 \text{ nm}$)

高さ H に対する共振モード $E_z\text{-TM}_{31}^+$ と $E_z\text{-TM}_{31}^-$ のディップ波長を Fig. 4. 11 (a) に示す。Fig. 4. 9 (b) に示すように、高エネルギー側の $E_z\text{-TM}_{31}^+$ が反結合モードであり、低エネルギー側の $E_z\text{-TM}_{31}^-$ が結合モードである。高さ H が小さくなるにしたがって、ディップ波長が2つに分離していることが分かる。また、 $E_z\text{-TM}_{31}^+$ の共振モードは高さ $H = 0.6 \mu\text{m}$ 以下でカットオフになっている。フィッティングによる結合定数 κ の算出結果を Fig. 4. 11 (b) に示す。その結果、高さ H が小さいときは結合定数が大きく、 H が大きいときは結合定数が小さいことが分かる。高さ H が小さいときは、Fig. 4. 9 に示す共振器 1（四角形共振器の下側 MI 界面でのファブリ・ペロー共振器）で発生した SPP が共振器 2（四角形共振器の上側 MI 界面でのファブリ・ペロー共振器）に作用し、共振器 2 においても共振を起こす。それに対し、高さ H が大きいときは、Fig. 4. 9 に示す共振器 1 と共振器 2 の結合が弱くなる。高さ H が大きくなると、MIM 型 PWG から共振器に浸み出したエネルギーが共振器 2 には到達せずに、共振器 1 だけで共振モードが形成される。このときの共振器 2 との結合定数は 0 であるため、このディップ波長は、共振器 1 の共振波長である。

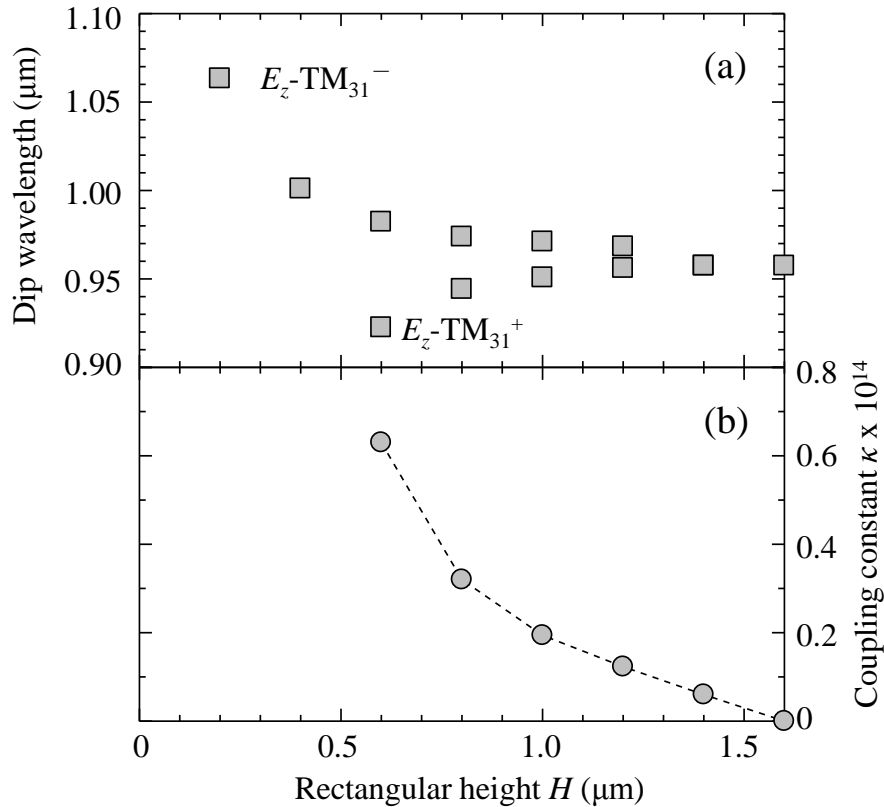
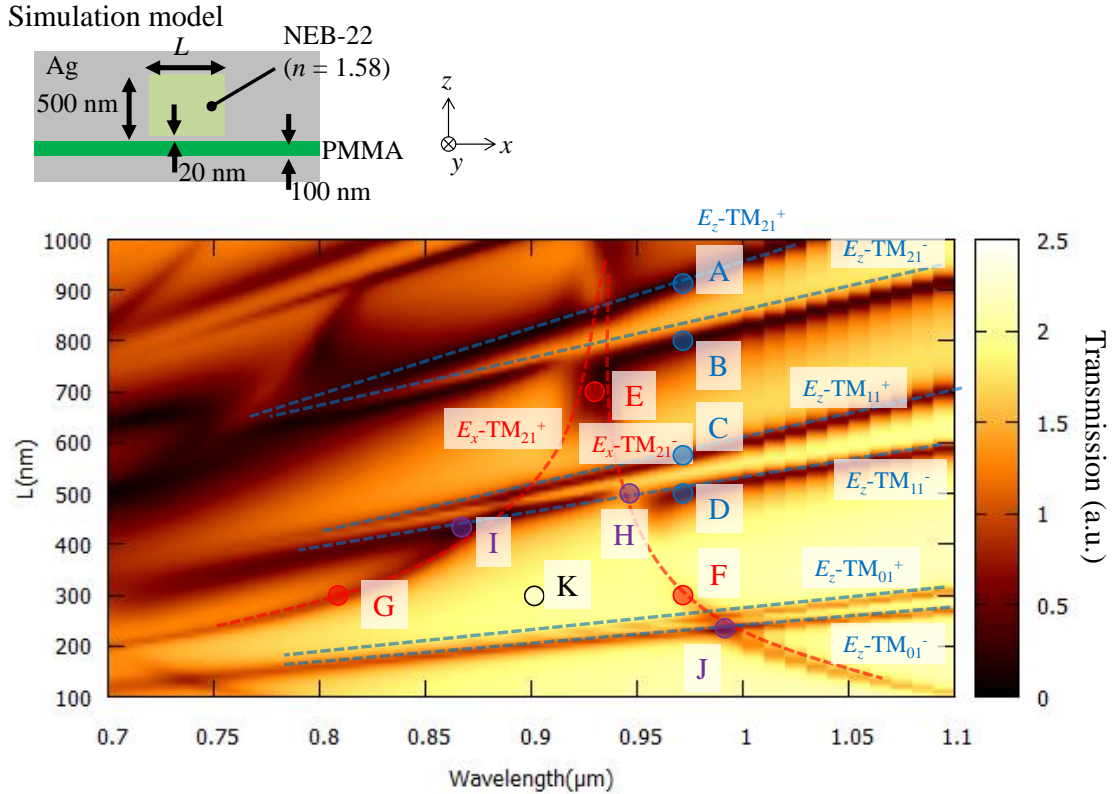
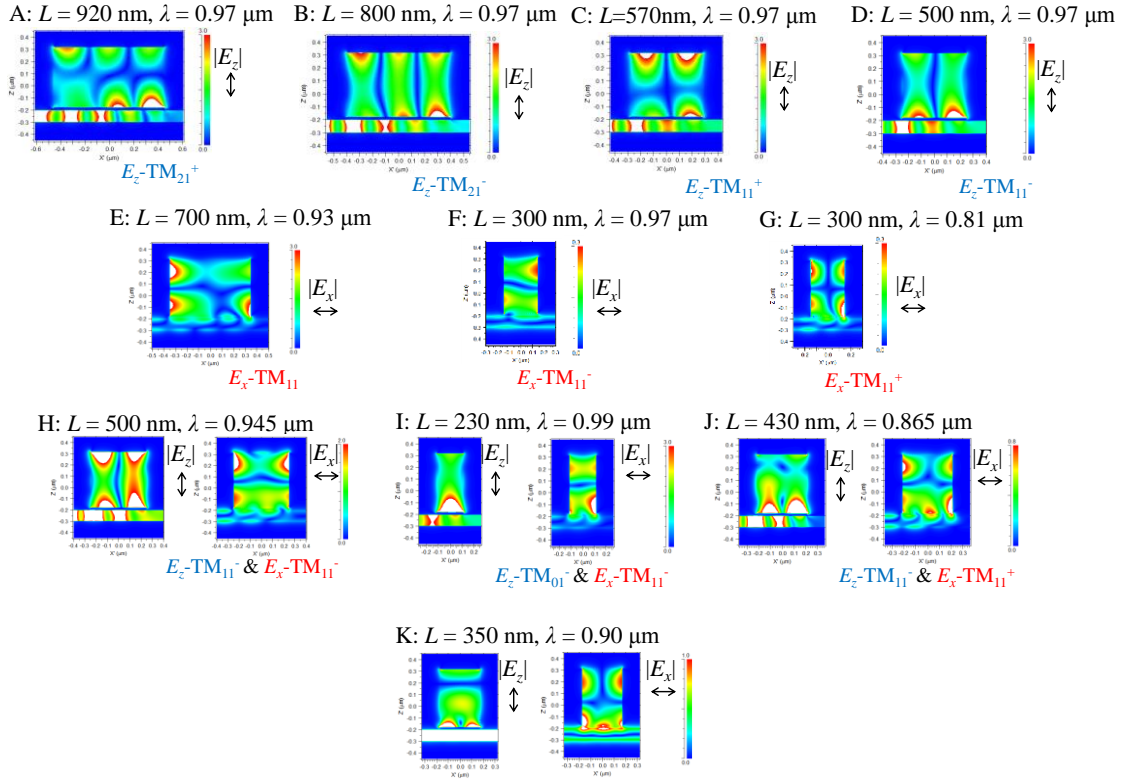


Fig. 4. 11 四角形共振器の高さ H に対するディップ波長と結合係数

4-2-3 共振器の長さ変化

四角形共振器の長さ L が変化した場合の透過スペクトルを評価する．Fig. 4. 12 に四角形共振器の L が 100 nm から 1000 nm まで変化した場合の透過スペクトルマップを示す．PWG は Ag/PMMA/Ag とし、四角形共振器は作製時に使用するネガ型電子線レジスト NEB-22 ($n = 1.58$) とした．また、四角形共振器の高さ H は 500 nm とした．Fig. 4. 12 中の A～J はディップが発生している L と波長の代表的なポイントを示している．K はディップでない L と波長の組み合わせのポイントである．それぞれの共振モードを特定するために、A～K の部分の電界分布図を Fig. 4. 13 示す．その結果、A～D は電界 E_z 成分の定在波が発生しているため、共振モード E_z -TM であることが分かった．また、E～G は電界 E_x 成分の定在波が発生しているため、共振モード E_x -TM であることが分かった．H～J は共振モード E_z -TM と E_x -TM の交点になっているため、電界 E_z 成分と E_x 成分の定在波になっていることが分かる．共振モード E_z -TM は四角形共振器の x 軸方向に SPP が伝搬して発生するファブリ・ペロー共振であるため、 L の変化に対して共振波長が大きくシフトしている．それに対し、共振モード E_x -TM は、共振モード E_z -TM に比べてシフト量は小さい．しかし、 L が小さくなるに伴って、2 つのディップに分離していることが分かる．これは、結合モードと反結合モードである．F と G の部分はそれぞれ結合モード E_x -TM₁₁⁻ と反結合モード E_x -TM₁₁⁺ である．


 Fig. 4. 12 四角形共振器の長さ L が変化した場合の透過スペクトルマップ ($H = 500$ nm)


 Fig. 4.13 四角形共振器の各長さ L , 波長 λ における電界分布図

 (A~D : 共振モード E_z -TM, E~G : 共振モード E_x -TM,

 H~J : 共振モード E_z -TM と E_x -TM の交点, K : 共振モードなし)

これまでの結果から、共振が発生している部分は、透過光がディップになっていることが分かる。これは入射した光のエネルギーが透過側ではない部分へ散逸されていることを意味する。そのエネルギーの行方について評価した。四角形共振器デバイスの透過スペクトルと反射スペクトルを Fig. 4.14 に示す。反射スペクトルは、四角形共振器より光源側の観測点における電界強度スペクトルである。反射スペクトルは、四角形共振器によって反射してきた電界成分だけを観測している。Fig. 4.14 (a) の透過スペクトルでディップになっている部分は、Fig. 4.14 (b) の反射スペクトルにおいてピークになっていることが分かる。このことから、共振モードによって透過率ディップになっていた部分は、ほとんどが四角形共振器によって反射することで、ディップになっていることが分かった。また、Fig. 4.14 (b) より、長さ L が約 500 nm 以上のときは、全体的に反射光が多いことが分かる。それに対し、長さ L が約 500 nm 以下のときは、全体的に反射光が少なく、共振モードの部分だけ反射光がある。長さ L が大きいときは、MIM 型 PWG を伝搬する SPP が四角形共振器内に侵入し、共振モードが起きずとも一部の光が反射されてしまう。共振モード E_z -TM₂₁⁺ と E_z -TM₂₁⁻, E_z -TM₁₁⁺ と E_z -TM₁₁⁻ の間に着目すると、反射光は比較的減少していることが分かる。このような正規モード分裂によって生じた結合モードと反結合モードの部分を利用することで、共振器の透過光強度を制御できる。

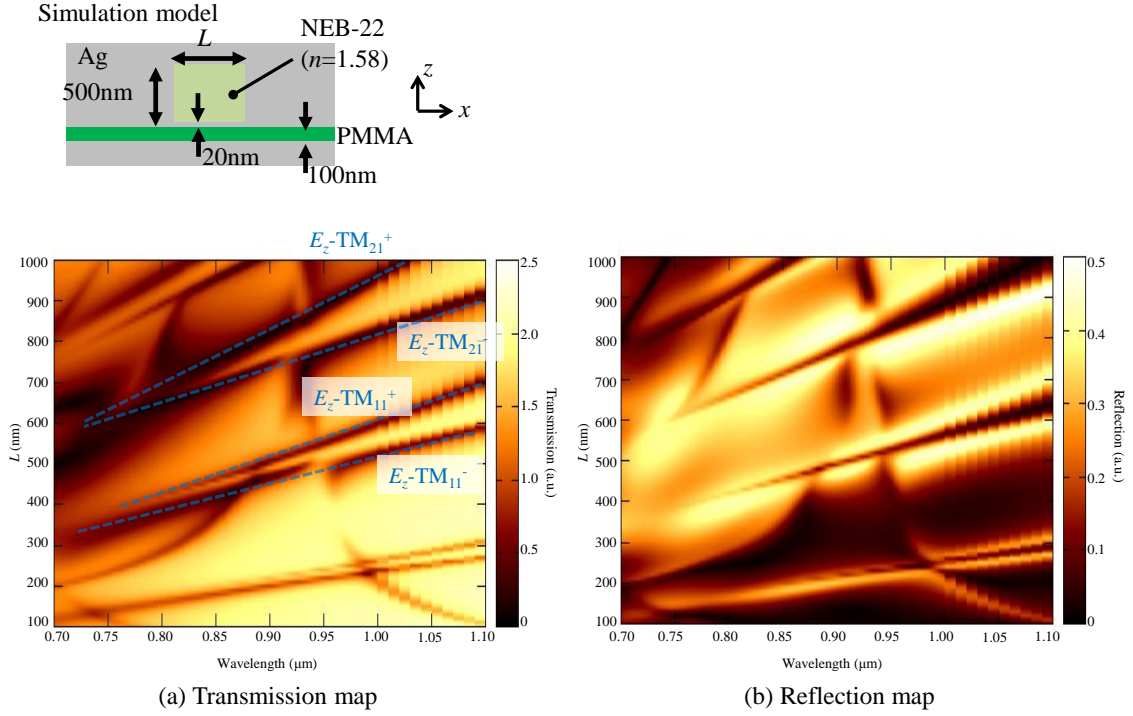


Fig. 4.14 四角形共振器デバイスの (a) 透過スペクトルと (b) 反射スペクトル

4-2-4 共振器の屈折率変化

共振器内の屈折率変化を検出することで、屈折率センサとして利用できる。四角形共振器内の屈折率が変化した場合の透過スペクトルマップを Fig. 4.15 に示す。Fig. 4.15 より、屈折率が増加するに従って、ディップ波長が長波長側にシフトしていることが分かる。これは、共振器内の屈折率が増加すると、共振器内の SPP の波長が短くなるためである。屈折率変化に対しては、共振モード E_z -TM と E_x -TM で大きな差はないことが分かる。

Fig. 4.15 (c) において、 $n = 1.49$ のときの各共振モードの電界分布図を Fig. 4.16 に示す。波長 $0.975 \mu\text{m}$, $1.115 \mu\text{m}$, $1.235 \mu\text{m}$ における共振モードはそれぞれ E_z -TM $_{21}^+$, E_z -TM $_{21}^-$, E_x -TM $_{20}^+$ であることが分かった。Fig. 4.15 (c) の E_z -TM $_{21}^+$ と E_x -TM $_{20}^+$ は屈折率 n が小さいほどディップが浅くなっていることが分かる。 E_z -TM $_{21}^+$ と E_x -TM $_{20}^+$ は反結合モードであり、カットオフが存在するため、屈折率 n が小さいほどカットオフに近づいていることが予想できる。

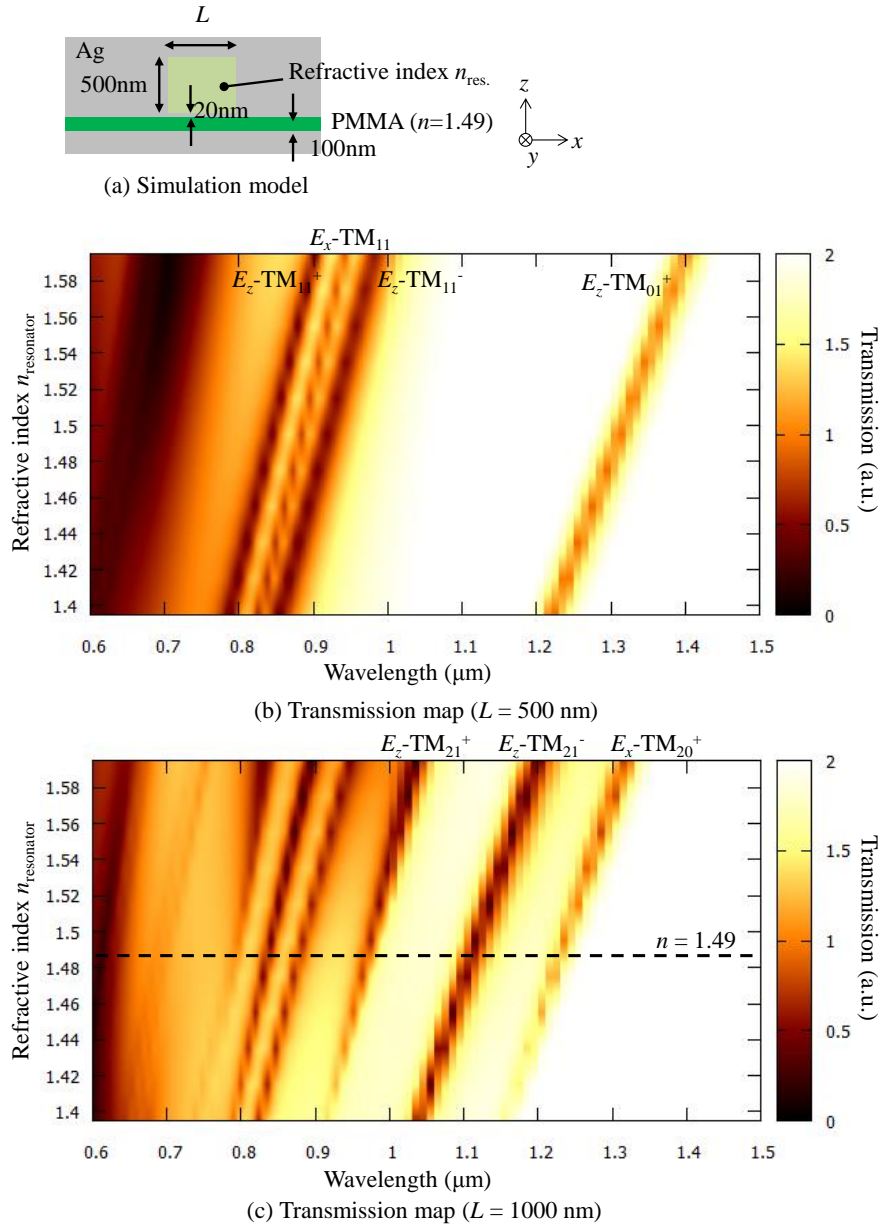
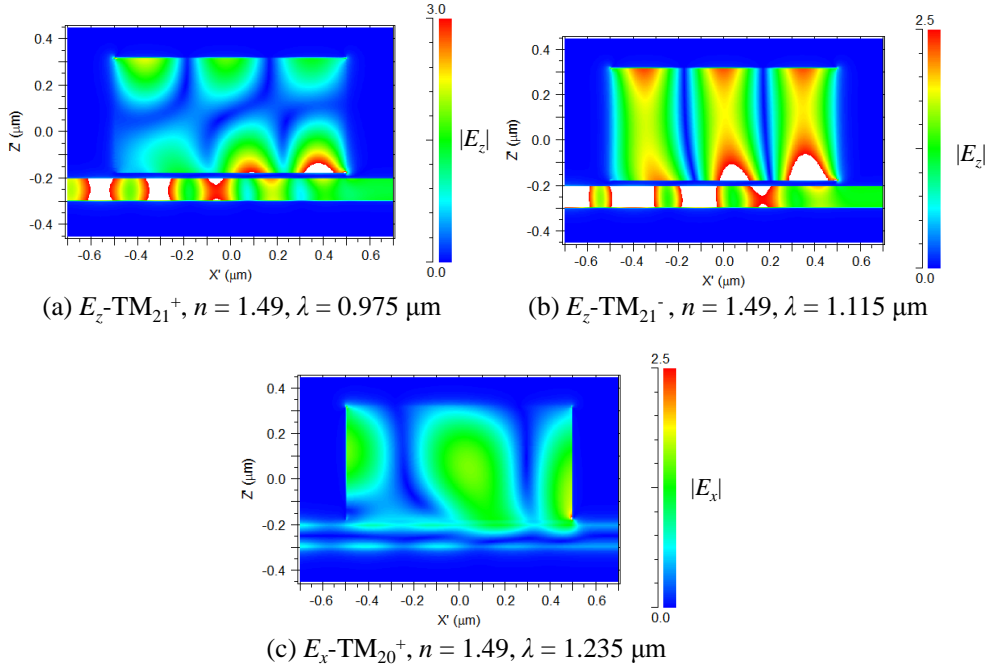
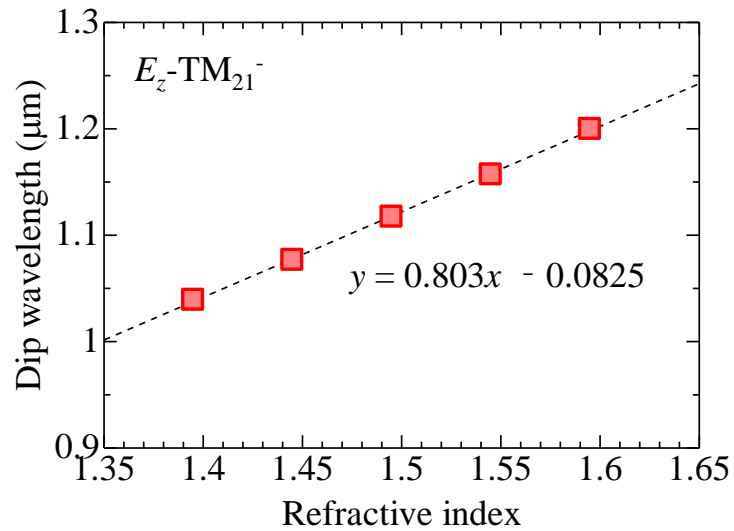


Fig. 4.15 四角形共振器の屈折率が変化した場合の透過スペクトル (a) 計算モデル
(b) $L = H = 500 \text{ nm}$, (c) $L = 1000 \text{ nm}$, $H = 500 \text{ nm}$


 Fig. 4.16 四角形共振器 ($n = 1.49$, $L = 1000 \text{ nm}$, $H = 500 \text{ nm}$) 内の電界分布図

共振モード $E_z\text{-TM}_{21}^-$ の屈折率に対するディップ波長を Fig. 4.17 に示す．共振モード $E_z\text{-TM}_{21}^-$ は、屈折率の増加に伴って、ディップ波長が長波長側にシフトしていることが分かる．ディップ波長の変化を最小二乗法でフィッティングした結果、 $y = 0.803x - 0.0825$ であることが分かった．従って、単位屈折率あたりの波長シフト量 Sensitivity は 803 nm/RIU である．四角性共振器デバイスを屈折率センサに利用する場合、 803 nm/RIU の性能を持つことが分かった．この値は他のプラズモニック共振器[112,113]と同等の性能である．


 Fig. 4.17 共振モード $E_z\text{-TM}_{21}^-$ の共振器内の屈折率に対するディップ波長

4-3 作製と特性評価

4-3-1 作製方法と結果

四角形共振器を隣接した MIM 型 PWG の作製プロセスを Fig. 4. 18 に示す. 基板は, 有機溶剤で超音波洗浄したガラス基板を用いた. トルエンで 6 wt% に希釈した PMMA をスピスコートし, ポジ型電子線レジストとして用いた. 表面の導電性を得るために, エスパーサーをスピスコートした. 電子線を露光し, 現像して PMMA をパターニングした. その後, Ag と基板の密着性を向上させるために, Ni を DC スパッタ法で 10 nm 成膜した. Ag を真空熱蒸着法で 300 nm 成膜した. MIM 型 PWG の絶縁体層は, トルエンで 2 wt% に希釈した PMMA をスピスコートして成膜した. その後, Ag を真空熱蒸着法で 20 nm 成膜した. 四角形共振器の絶縁体部分は, ネガ型電子線レジスト NEB-22 (住友化学, 屈折率 $n = 1.58$) を用いた. NEB-22 をスピスコートし, 電子線露光・現像して共振器構造を作製した. Ag を基板に対する垂線から 45° と -45° 方向から 2 回真空熱蒸着でそれぞれ 72 nm 成膜した. 最後に, FIB で上層の Ag 部分だけを削って出射スリットを作製した.

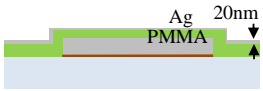
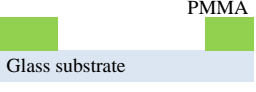
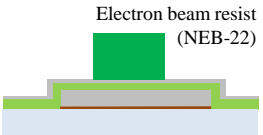
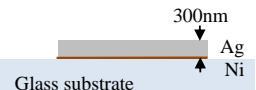
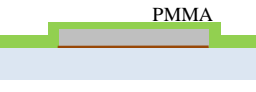
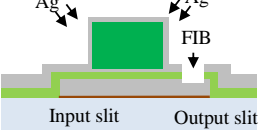
Process	Top view	Process	Top view
1. Cleaning Acetone, Methanol, Pure water: 5min		7. Ag deposition Vacuum: 1.5×10^{-6} torr Thickness: 20 nm Rate: 0.3 nm/s	
2. EB lithography PMMA 6 wt% 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 2000 rpm, 60 sec Bake: 180 °C, 5 min Espacer 2000 rpm, 30 sec EB lithography Dose: 300 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ Develop IPA: pure water = 7:3, 1 min		8. EB lithography NEB-22 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 1000 rpm, 60 sec Bake: 110 °C, 2 min Espacer 2000 rpm, 30 sec EB lithography Dose: 40 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ Develop Pure water: 1min PEB: 95 °C, 2 min NMD, 1 min	
3. Ni sputter Thickness: 10 nm		9. Ag deposition Vacuum: 4.8×10^{-6} torr Thickness: 72 nm Rate: 0.3 nm/s	
4. Ag deposition Vacuum: 2.8×10^{-6} torr Thickness: 300 nm Rate: 0.3 nm/s			
5. Lift off NMP, 80 °C, 30 min			
6. PMMA spin coating PMMA 2 wt% 1st: 500 rpm, 3 sec 2nd: 2000 rpm, 60 sec Bake: 180 °C, 5 min		10. FIB milling Beam 8 Dose: 0.1 nC/ μm^2	

Fig. 4. 18 四角形共振器デバイスの作製プロセスと条件

四角形共振器のサイズを制御することで、様々な共振モードが実現できる。四角形共振器の長さ L は電子線露光によって制御することができる。また、四角形共振器の高さ H は電子線レジスト NEB-22 のスピncコートで制御することができる。

NEB-22 のスピncコート回転数に対する膜厚を Fig. 4. 19 に示す。膜厚測定は、AFM を用いた。四角形共振器デバイスの作製時と同様に、Ag 膜上に NEB-22 をスピncコートし、電子線露光・現像して作製した NEB-22 パターンの膜厚を測定した。また、膜厚を厚くするために、NEB-22 をスピncコートしてベイクした後に、再度スピncコートしてベイクした（2 回コート）。Fig. 4. 19 より、1000 rpm で 1 回コートした NEB-22 の膜厚が 504 nm になっていることが分かる。1000 rpm で 2 回コートすると、膜厚は 591 nm に増加した。2 回コートしても膜厚を急激に厚くできないことが分かる。NEB-22 は、プロピレングリコールモノメチルエーテルアセテート溶液が含まれており、スピncコート・ベイクすることで溶液を気化させて成膜している。2 回目のスピncコートを行った際に 1 回目にコートした膜が溶液に溶解するため、膜厚があまり増加しなかったと考えられる。スピncコート回転数を 2000 rpm、3000 rpm と増加させることで、NEB-22 の膜厚を薄くすることができた。NEB-22 のスピncコート回転数を 1000 rpm～3000 rpm、スピncコート回数を 1 回と 2 回の範囲で制御することで、NEB-22 の膜厚を 217 nm～591 nm の範囲で制御することができるとことが分かった。この範囲で四角形共振器の高さ H を制御することで、前節で示した四角形共振器の様々な共振モードを実証することができる。今回は、高さ H を 500 nm にするために回転数を 1000 rpm で 1 回コートした。

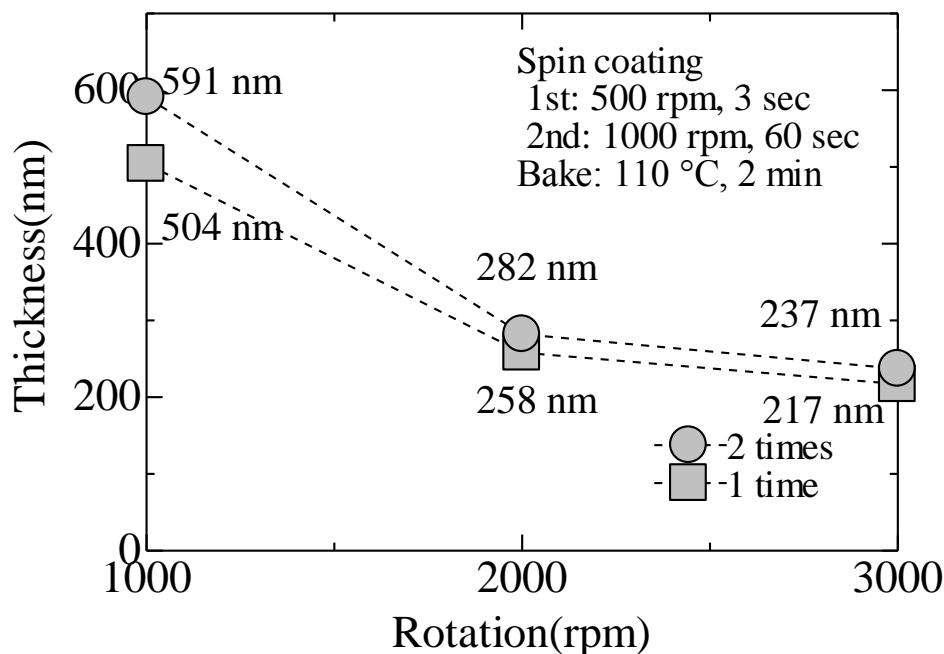


Fig. 4. 19 電子線レジスト NEB-22 のスピncコート回転数に対する膜厚

作製した構造の SEM 像を Fig. 4. 20 に示す. Fig. 4. 20 (a) は斜め 45 °から観察した全体像である. Fig. 4. 20 (a) より, 入射スリットと共振器部分, 出射スリットが作製できていることが分かる.

全体像の A-A'の部分を FIB で削り, 断面を観察した結果を Fig. 4. 20 (b) に示している. Ag/PMMA/Ag から成る MIM 型 PWG が作製できている. また, ガラス基板側から光入射するための入射スリットが作製できている. ガラス基板側から照射された光は MIM 型 PWG の絶縁体層に直接照射され, SPP を励起する.

全体像の B-B'の部分を FIB で削り, 断面を観察した結果を Fig. 4. 20 (c) に示している. Ag/PMMA/Ag で構成された MIM 型 PWG の上に NEB-22 で作製された四角形共振器が作製できていることが分かる. 作製した共振器のサイズは高さ H が 500 nm, 長さ L が 500 nm であった.

全体像の C-C'の部分を FIB で削り, 断面を観察した結果を Fig. 4. 20 (d) に示している. 上層の Ag 部分だけを削り, 出射スリットが作製されていることが分かる.

共振器の長さを 500 nm から 540 nm まで, 800 nm から 840 nm まで 10nm 刻みで変化させた構造を作製した. 共振器部分の断面図を Fig. 4. 21 に示す. 長さ L が 500 nm, 540 nm, 800 nm, 840 nm の四角形共振器が作製できていることが分かる.

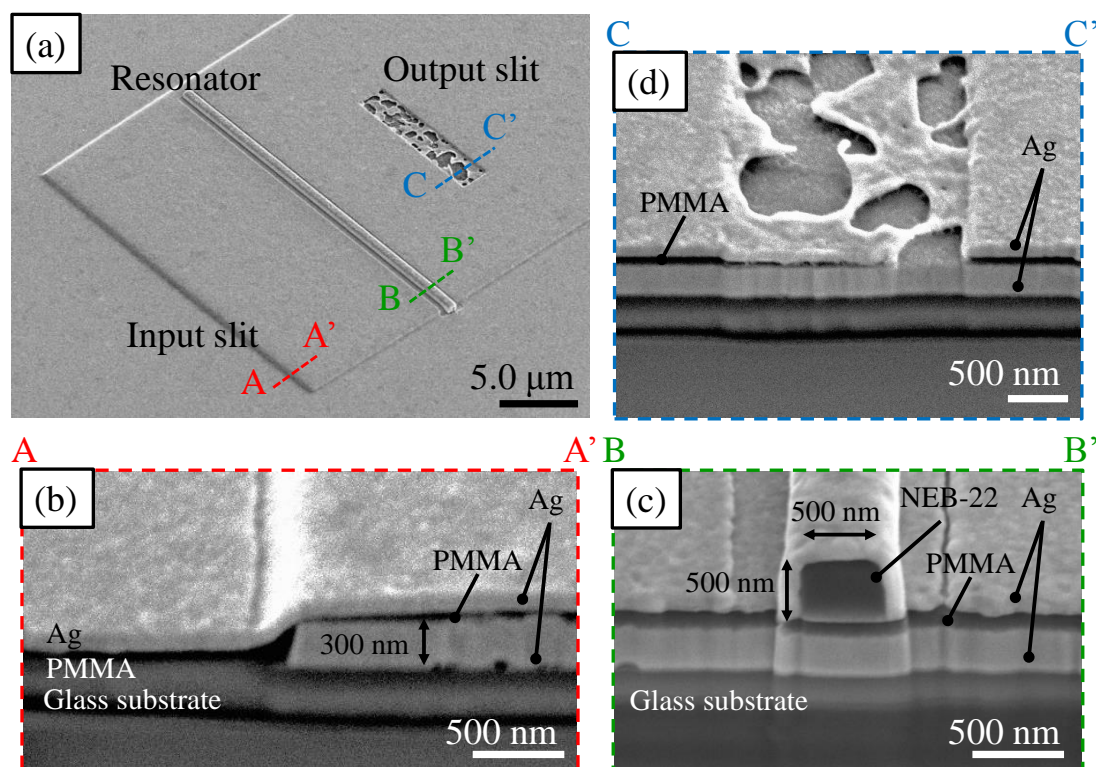


Fig. 4. 20 作製した四角形共振器デバイスの SEM 像

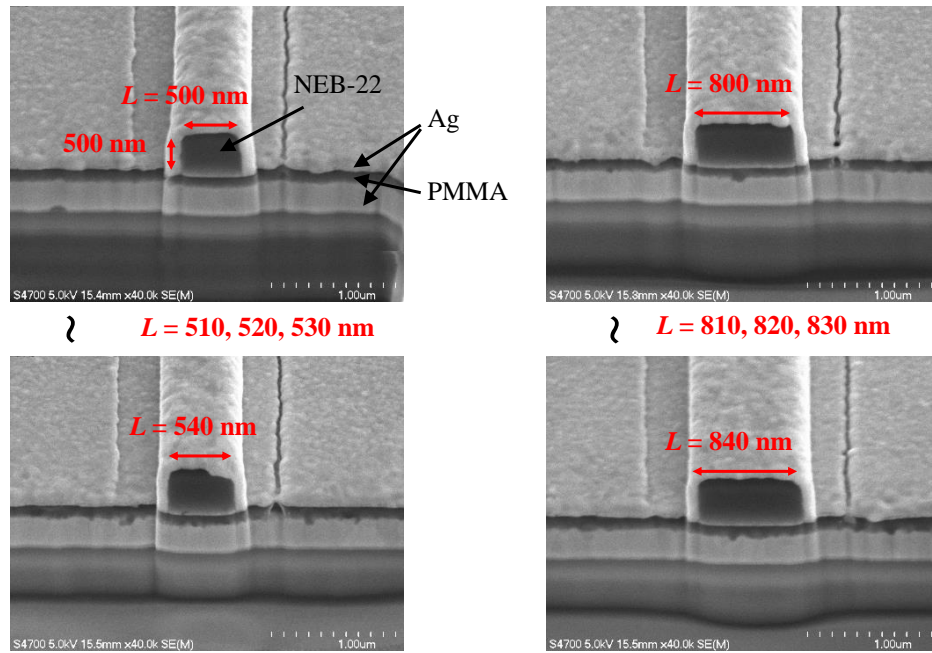


Fig. 4. 21 共振器の長さ L を 500 nm から 540 nm, 800 nm から 840 nm とした四角形共振器の断面図

4-3-2 共振モードの測定と考察

作製した四角形共振器デバイスの透過スペクトルを測定した。測定には、Fig. 3. 25 の光学系を用いた。CCD カメラで観察した結果を Fig. 4. 22 に示す。Fig. 4. 22 (a) より、入射スリット、共振器、出射スリットが確認できる。Fig. 4. 21 に示す断面図を入射面と定義する。Fig. 4. 22 (b) のように、TM 偏光で光入射したときに出力スリットで散乱光が現れた。また、共振器部分で一部の散乱光が確認できる。Fig. 4. 22 (c) のように、TE 偏光で光入射したときは出力スリットで散乱光が確認できなかった。作製した構造は、TM 偏光で光入射したときに SPP が励起される。そのため、作製した四角形共振器デバイスで SPP が伝搬していることが分かる。Fig. 4. 22 (b) の共振器部分で現れた散乱光は、共振によって散乱された光である可能性が高い。

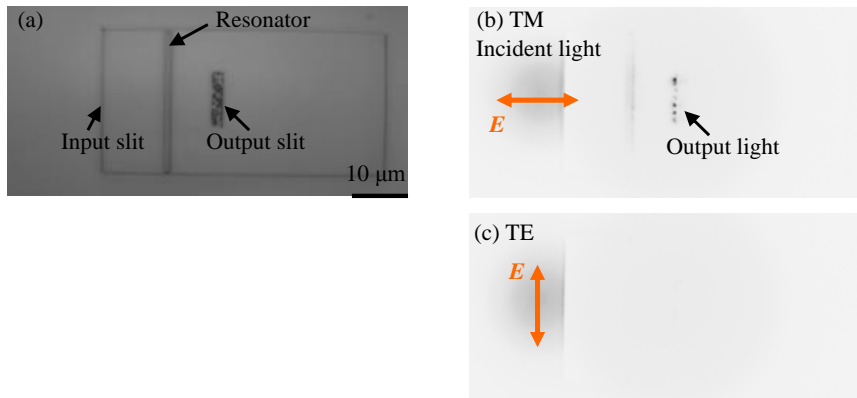


Fig. 4. 22 四角形共振器を観察した (a) CCD 像, (b) TM 偏光照射時, (c) TE 偏光照射時の様子

顕微分光法により、直線 MIM 型 PWG と作製した四角形共振器付きの MIM 型 PWG の散乱光スペクトルを測定した結果を Fig. 4. 23 に示す。Fig. 4. 23 に示すスペクトルの黒の実線は、直線 MIM 型 PWG の出射スリットでの散乱光スペクトルである。スペクトル測定結果は、入射光のスペクトルで規格化している。このスペクトルは、明確なディップが発生していないことが分かる。短波長ほど光強度が弱いことは、Fig. 3. 27 と同様に、短波長ほど伝搬距離が短いためである。Fig. 4. 23 に示すスペクトルの赤の実線は四角形共振器付きの MIM 型 PWG の出射スリットでの散乱光スペクトルである。ここでは、長さ $L = 500 \text{ nm}$ の四角形共振を用いた。直線 MIM 型 PWG に比べ、波長 850 nm 付近でディップが発生していることが分かる。

そのディップの発生原因を調べるために、四角形共振器部分での散乱光スペクトルを測定した。その結果を Fig. 4. 23 に示すスペクトルの青の実線で示す。共振器部分の散乱光スペクトルでは、波長 850 nm でピークになっていることが分かる。四角形共振器で共振現象が起こっていれば、透過光の減衰とより強い散乱光が同時に観測されるはずであり、このスペクトルはこの解釈に合致する。従って、四角形共振器デバイスの透過スペクトルで現れた波長 850 nm 付近のディップは、四角形共振器によるものである。

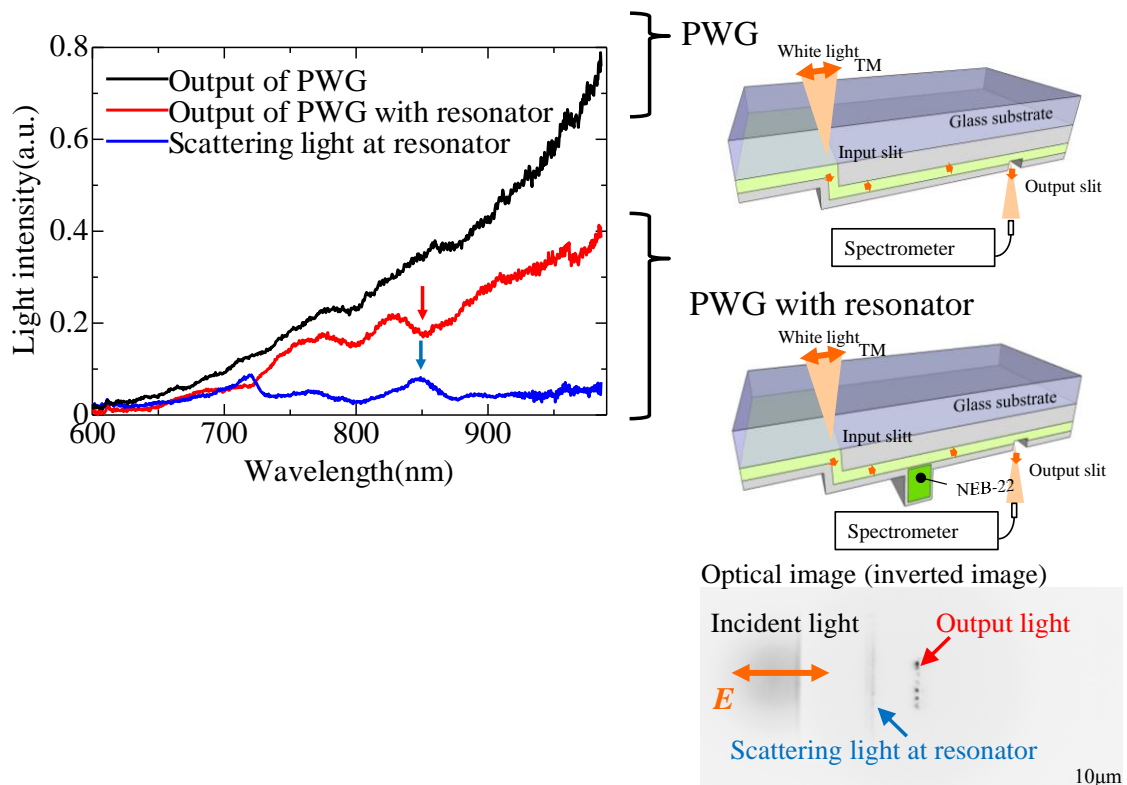


Fig. 4. 23 MIM 型 PWG と四角形共振器付きの MIM 型 PWG の散乱光スペクトル

次に、共振器の長さ L を 500 nm から 540 nm, 800 nm から 840 nm まで変化させた構造の透過スペクトル測定結果をそれぞれ Fig. 4. 24 (a) と (b) に示す。測定は Fig. 3. 25 に示す光学系を用いた。TM 偏光の入射光を入射スリットに照射し、出射スリットでの散乱光スペクトルを測定した。スペクトル測定結果は、入射光のスペクトルで規格化している。光強度が短波長ほど弱いことは、Fig. 3. 27 に示したように、短波長ほど SPP の伝搬距離が短く、出射スリットまで到達できないためである。

Fig. 4. 24 (a) の $L = 500$ nm において、波長 0.85 μm 付近にディップが発生していることが分かる。ここで、このディップを Dip A とする。共振器の長さ L が大きくなるにしたがって、Dip A が長波長側にシフトしていることが分かる。

Fig. 4. 24 (b) の $L = 800$ nm においては、波長 0.8 μm と 0.9 μm 付近の2つのディップが表れている。ここで、波長 0.8 μm 付近のディップを Dip B とし、波長 0.9 μm 付近のディップを Dip C とする。共振器の長さ L が大きくなるにしたがって、Dip C は長波長側にシフトしているのに対し、Dip B は比較的に変化していないことが分かる。

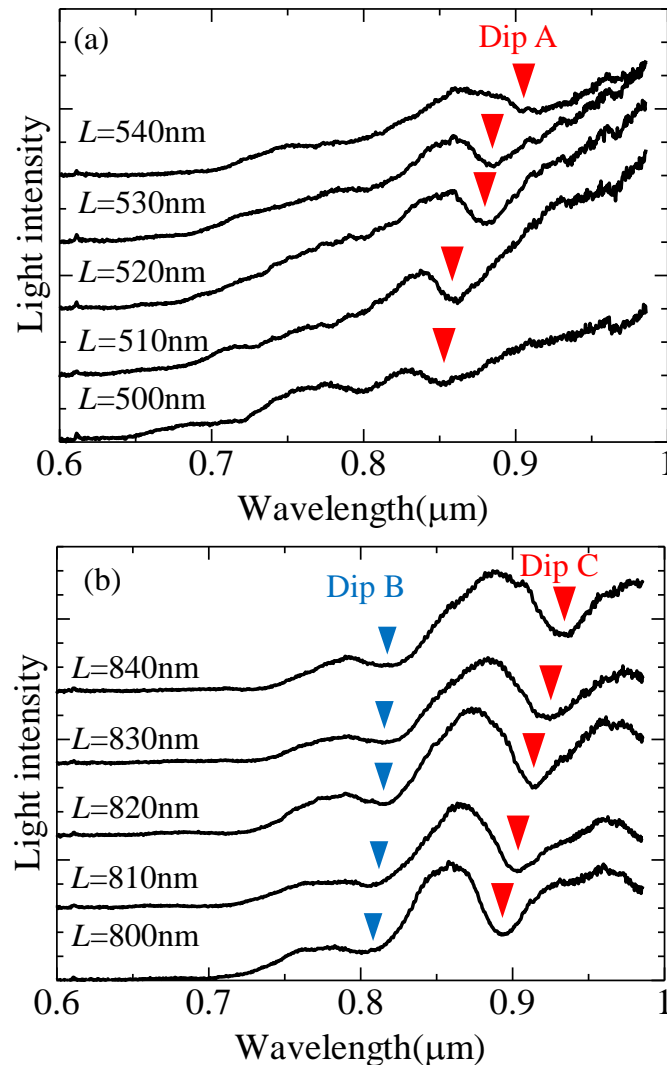


Fig. 4. 24 作製した四角形共振器デバイスの透過スペクトル測定結果

実験で得られたディップの発生原因を明らかにするために、Ag/PMMA ($n = 1.49$) /Ag で構成された MIM 型 PWG に NEB-22 ($n = 1.58$) の四角形共振器を隣接した構造で 2D-FDTD 法によるシミュレーションを行った。その結果を Fig. 4. 25 に示す。Fig. 4. 24 の実験結果と Fig. 4. 25 のシミュレーション結果を比較すると、ディップ波長が定性的によく一致していることが分かる。Fig. 4. 25 (a) の $L = 500$ nm のときの波長 $0.89 \mu\text{m}$ 付近のディップは、 L が大きくなるにしたがって、長波長側にシフトしていることが分かる。このディップの波長の連続波を入射した際の平均電界分布を Fig. 4. 26 (a) に示す。Fig. 4. 26 (a) の電界分布図より、発生している共振モードは $E_z\text{-TM}_{11}$ であることが分かった。そのため、実験で得られた Dip A は $E_z\text{-TM}_{11}$ であると考えられる。

また、Fig. 4. 25 (b) の $L = 800$ nm のときの波長 $0.805 \mu\text{m}$ と $0.915 \mu\text{m}$ でディップが発生していることが分かる。 L が大きくなるにしたがって、波長 $0.915 \mu\text{m}$ のディップは長波長側にシフトしているが、波長 $0.805 \mu\text{m}$ のディップはそれほどシフトしていないことが分かる。この特徴は Fig. 4. 24 (b) でみられる Dip C と Dip B の関係によく一致している。 $L = 840$ nm のときの波長 $0.805 \mu\text{m}$ と $0.915 \mu\text{m}$ の連続波を入射した際の平均電界分布をそれぞれ Fig. 4. 26 (b) と (c) に示す。Fig. 4. 26 (b) と (c) より、発生している共振モードは、 $E_x\text{-TM}_{21}$ と $E_z\text{-TM}_{21}$ であることが分かった。そのため、実験で得られた Dip B と Dip C はそれぞれ $E_x\text{-TM}_{21}$ と $E_z\text{-TM}_{21}$ であると考えられる。

共振モード $E_x\text{-TM}_{21}$ と $E_z\text{-TM}_{21}$ のシフト量を評価した。シフト量を次式のように定義した。

$$\text{シフト量} = \frac{\text{波長シフト } \Delta\lambda \text{ (nm)}}{\text{四角形共振器の長さ変化 } \Delta L \text{ (nm)}} \quad (4.3)$$

ここで表すシフト量は、共振器の長さ 1 nm あたりのディップ波長 (単位 : nm) のシフト量を表す。実験と FDTD シミュレーションで得られた共振モード $E_x\text{-TM}_{21}$ と $E_z\text{-TM}_{21}$ のシフト量を Table 4. 1 に示す。それぞれの共振モードを比較すると、 $E_x\text{-TM}_{21}$ よりも $E_z\text{-TM}_{21}$ のほうが数倍程度大きいシフト量であることが分かる。その関係は実験結果とシミュレーション結果で類似している。 $E_z\text{-TM}_{21}$ は共振器の長さ L 方向に発生するファブリ・ペロー共振である。それに対し、 $E_x\text{-TM}_{21}$ は共振器の高さ H 方向に発生するファブリ・ペロー共振である。今回は、共振器の長さ L を変化させているため、 $E_z\text{-TM}_{21}$ のシフト量が大きかった。

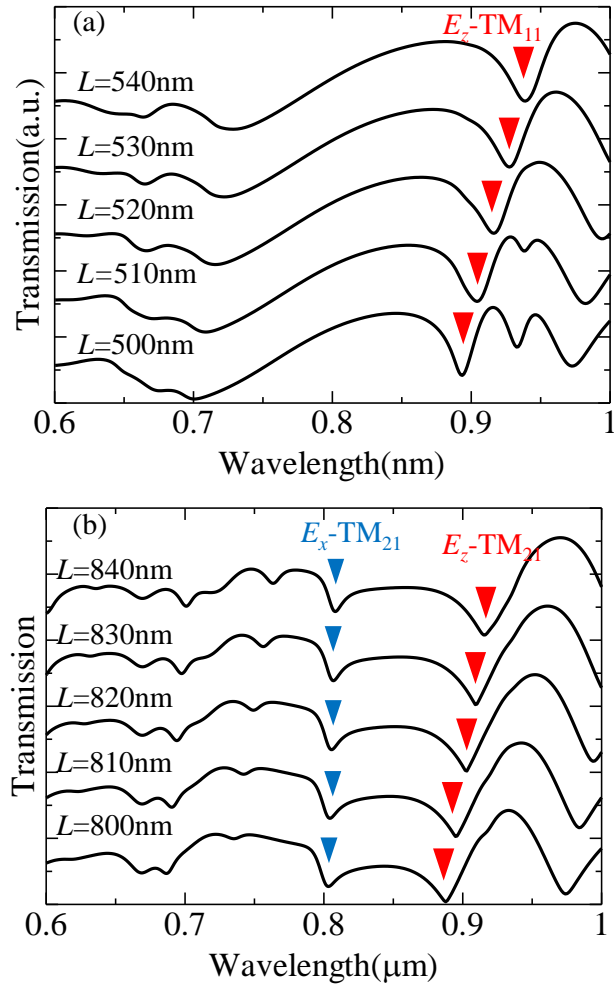


Fig. 4. 25 2D-FDTD 法による透過スペクトルのシミュレーション結果

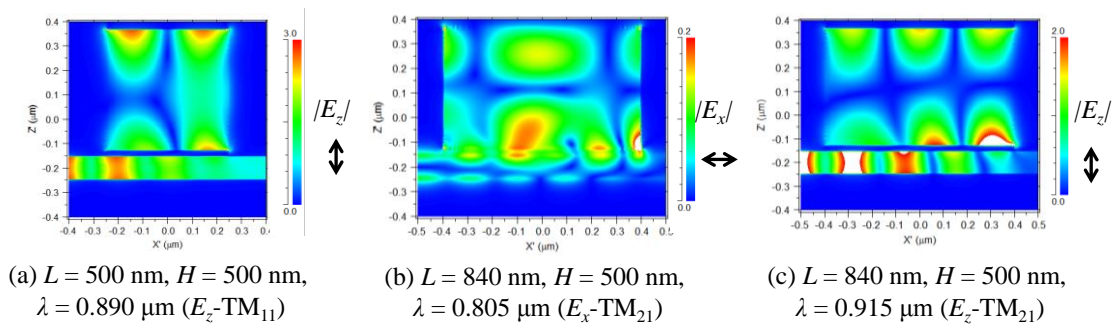


Fig. 4. 26 ディップ波長における四角形共振器内の電界分布図

Table 4.1 共振モード E_x -TM₂₁ と E_z -TM₂₁ のシフト量

	E_x -TM ₂₁	E_z -TM ₂₁
Experimental	0.317	1.03
FDTD simulatio	0.119	0.684

FDTD シミュレーションで得られた四角形共振器デバイスの透過スペクトルマップに、実験で得られたディップ波長をプロットした図を Fig. 4. 27 に示す. Fig. 4. 27 より、シミュレーションより明らかになったディップと、実験で得られたディップがよく一致していることが分かる. 今回は、共振器の長さ L を変化させているため、共振波長が長さ L に依存する共振モード E_z -TM が変化しやすい. 本構造は、共振モード E_x -TM と E_z -TM の変化を観察することで、共振器がどの方向にサイズ変化したのかを検出することができる. そのため、基板に加わった歪みの方向を検出する必要のある歪みセンサなどへの応用が期待できる.

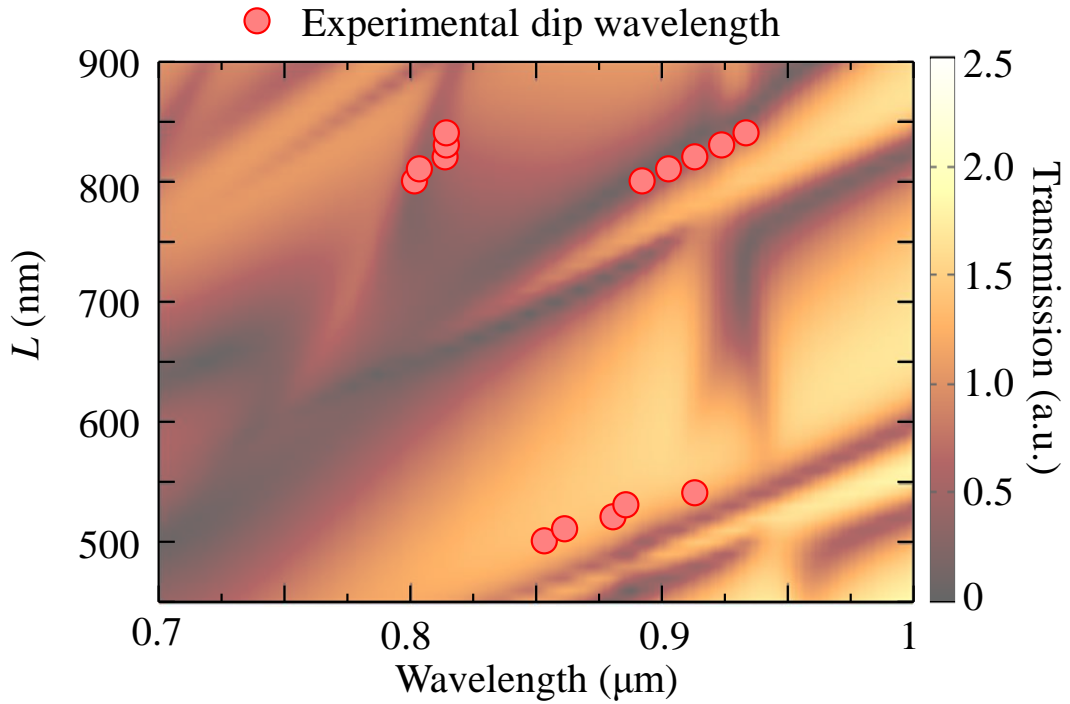


Fig. 4. 27 四角形共振器デバイス ($H = 500$ nm) の透過スペクトルマップと実験で得られたディップ波長

四角形共振器の長さを 10 nm ずつ変化させた際に、透過率ディップがシフトしている様子が観測された。10 nm の変化の妥当性を評価するために、基板が湾曲した場合の共振器部分の長さ変化を見積もった。

基板がある曲率半径で湾曲した場合を想定する。湾曲前後の基板の断面の様子を Fig. 4. 28 に示す。ここで、基板の厚さは 200 μm とし、MIM 型 PWG 部分の厚さは 0.5 μm とする。基板の湾曲前の四角形共振器の長さ L は 500 nm とする。また、基板の底面の長さは変化しないものとする。基板が曲率半径 10 mm で湾曲した場合、四角形共振器の底面の長さ変化 ΔL を見積もる。

円弧は $2\pi \times (\text{曲率半径}) \times (\theta/360)$ で表される。円弧の長さが 500 nm、曲率半径が 10 mm の場合、 θ は 2.8648×10^{-3} 度である。 $\theta = 2.8648 \times 10^{-3}$ 、曲率半径 10.2005 mm の場合、円弧の長さは 510.06 nm ($= L + \Delta L$) である。従って、四角形共振器の底面の長さ変化 ΔL は約 10 nm である。

Fig. 4. 27 で示されるように、今回作製した四角形共振器は、共振器のサイズ変化 10 nm の検出に成功している。そのため、基板が曲率半径 10 mm 程度で歪んだ場合は、その歪みを検出できると考えられる。共振器の長さ L を長くすることや、基板底面から共振器までの厚さを厚くすること変化量を大きくすることができる。

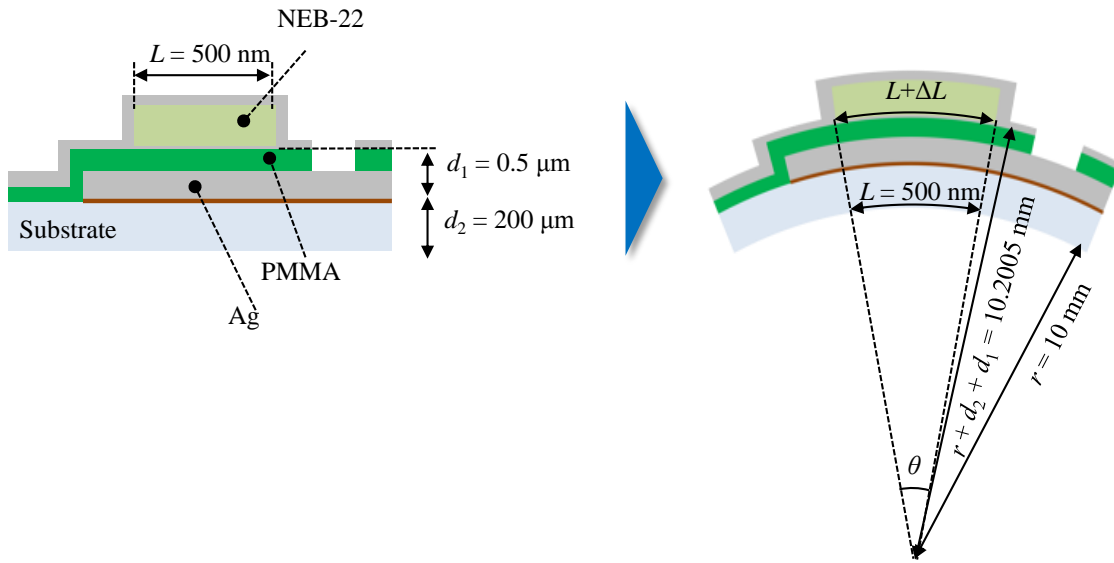


Fig. 4. 28 基板が湾曲した場合の概念図（四角形共振器の長さ変化の見積もり）

4-4 まとめ

本章では、MIM 型 PWG に四角形共振器を隣接した構造を説明し、数値計算により透過スペクトルを評価した。その結果、四角形共振器の長さ L と高さ H に依存した共振モードが存在することが分かった。それぞれの共振モードは、長さ方向と高さ方向に SPP が伝搬して反射することで生じるファブリ・ペロー共振である。そのため、ファブリ・ペロー共振器の共振器長さに相当する四角形のサイズが変化することで、共振波長がシフトする。また、四角形共振器内の向かい合う金属/絶縁体界面でのファブリ・ペロー共振器同士の結合定数を連成振動モデルで解析した。作製した構造で等価スペクトルを測定した結果、2D-FDTD シミュレーションとよく一致したディップが得られた。それらディップは、共振器の長さ 10 nm の変化に対して波長シフトが確認できた。

第5章 総括

本研究では、金属と絶縁体を積層した MIM 型 PWG を用いた光デバイス構造の開発を目的とした。MIM 型 PWG は他の形状の PWG に比べ、高い光閉じ込め効果があり、高度な微細加工プロセスが必要としない形状である。MIM 型 PWG を伝搬する SPP を実験的に評価可能であることを示し、デバイス構造の作製と評価を行った。デバイス構造は、光集積回路の中でもキーデバイスである変調器とセンサの開発を行った。

第2章では、MIM 型 PWG の分散関係を導出し、MIM 型 PWG を伝搬する SPP の特徴を解析的に評価した。MIM 型 PWG を伝搬するモードを励起するためには、 $1.5\ \mu\text{m}$ 以上のギャップ高さが必要であることを示した。また、実験的に MIM 型 PWG の伝搬光を評価し、SPP が伝搬していることを示した。入射光と SPP の結合効率は、11.8 % であることが明らかにした。

Mach-Zehnder 干渉計は、変調器やセンサによく用いられる構造である。第3章では、MIM 型 PWG を用いた非平衡 Mach-Zehnder 干渉計を提案した。提案した非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の光透過特性を 2D-FDTD 法で評価した結果、非平衡な光路長さによる干渉モード、PWG 内の反射によるファブリ・ペロー共振モード、Mach-Zehnder 干渉計のアームを SPP が周回してできるウィスパリングギャラリーモードが現れることが分かった。ファブリ・ペロー共振モードは、Mach-Zehnder 干渉計の分岐・曲がり部分に曲率半径をつけることで抑制できることを示した。作製した構造の透過スペクトルを実験的に評価した結果、干渉モードとウィスパリングギャラリーモードの観測に成功した。このことから、作製した構造が非平衡 Mach-Zehnder 干渉計として機能していると結論付けた。変調器としての性能を数値計算で評価した結果、変調器として必要な値である消光比 14.4 dB が得られた。変調器として利用するために、ポーリングした電気光学ポリマーを用いて MIM 型 PWG の作製を行い、SPP の伝搬を評価した。その結果から、電気光学ポリマーを用いたプラズモニック光変調器実現の可能性を示した。

第4章では、歪みセンサや温度センサのために、四角形共振器を隣接した MIM 型 PWG の構造を提案した。PWG を用いた四角形共振器は、リング共振器やスタブ共振器に比べ、共振モードが複雑になるため、これまで十分に解析されていなかった。数値解析と連成振動モデルによる解析を行った結果、四角形の高さと長さに対応したファブリ・ペロー共振モードがあることを明らかにした。長さや高さに対応した共振モードがあることは、デバイスがどの方向に歪みがあるのかを検出することができるため、歪みセンサなどへの応用の可能性がある。長さが異なる四角形共振器を作製し、実験的に透過スペクトルを測定した。その結果、共振モード発生による透過率ディップを用いて、共振器長さ 10 nm の変化の検出に成功した。これら結果から、歪みセンサ応用への可能性を示した。

以上の結果より、本研究では MIM 型 PWG による光デバイスの実現可能性を見出した。これらは、今後の PWG による情報処理デバイスの発展に寄与すると考えられる。

参考文献

1. S. E. Miller, "Integrated Optics: An Introduction," *Bell Syst. Tech. J.* **48**(7), 2059–2069 (1969).
2. "総合カタログ(光ファイバ・ケーブル)," 住友電気工業株式会社 18 (2018).
3. A. H. Atabaki, S. Moazeni, F. Pavanello, H. Gevorgyan, J. Notaros, L. Alloatti, M. T. Wade, C. Sun, S. A. Kruger, H. Meng, K. Al Qubaisi, I. Wang, B. Zhang, A. Khilo, C. V. Baiocco, M. A. Popović, V. M. Stojanović, and R. J. Ram, "Integrating photonics with silicon nanoelectronics for the next generation of systems on a chip," *Nature* **556**(7701), 349–353 (2018).
4. V. Stojanović, R. J. Ram, M. Popović, S. Lin, S. Moazeni, M. Wade, C. Sun, L. Alloatti, A. Atabaki, F. Pavanello, N. Mehta, and P. Bhargava, "Monolithic silicon-photonics platforms in state-of-the-art CMOS SOI processes [Invited]," *Opt. Express* **26**(10), 13106 (2018).
5. V. J. Sorger, N. D. Lanzillotti-Kimura, R. M. Ma, and X. Zhang, "Ultra-compact silicon nanophotonic modulator with broadband response," *Nanophotonics* **1**(1), 17–22 (2012).
6. Y. Zhang and B. Li, "Photonic crystal-based bending waveguides for optical interconnections," *Opt. Express* **14**(12), 5723 (2006).
7. T. Baba, H. C. Nguyen, N. Yazawa, Y. Terada, S. Hashimoto, and T. Watanabe, "Slow-light Mach-Zehnder modulators based on Si photonic crystals," *Sci. Technol. Adv. Mater.* **15**(2), 024602 (2014).
8. M. Notomi, "Manipulating Light by Photonic Crystals," *NTT Tech. Rev.* **7**(9), 1 (2009).
9. S. Nie and S. R. Emory, "Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering," *Science* (80-.). **275**(5303), 1102–1106 (1997).
10. B. Rothenhausler and W. Knoll, "Surface-plasmon microscopy," *Nature* **332**(14), 615 (1989).
11. S. Zhu, G. Q. Lo, and D. L. Kwong, "Components for silicon plasmonic nanocircuits based on horizontal Cu-SiO₂-Si-SiO₂-Cu nanoplasmonic waveguides," *Opt. Express* **20**(6), 5867–81 (2012).
12. M. L. Brongersma and V. M. Shalae, "The case for plasmonics," *Science* (80-.). **328**(5977), 440–441 (2010).
13. D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, "Plasmonics beyond the diffraction limit," *Nat. Photonics* **4**(2), 83–91 (2010).
14. S. Hayashi, D. V. Nesterenko, and Z. Sekkat, "Fano resonance and plasmon-induced transparency in waveguide-coupled surface plasmon resonance sensors," *Appl. Phys. Express* **8**, 022201 (2015).
15. N. K. Sharma, M. Rani, and V. Sajal, "Surface plasmon resonance based fiber optic sensor with double resonance dips," *Sensors Actuators, B Chem.* **188**, 326–333 (2013).
16. ビアコアエービー, "光学共鳴分析ユニット," 特表2007-501393 (2007).
17. A. Boltasseva and S. I. Bozhevolnyi, "Directional Couplers Using Long-Range Surface Plasmon Polariton Waveguides," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**(6), 1233–1241 (2006).
18. A. Akbari, R. N. Tait, and P. Berini, "Surface plasmon waveguide Schottky detector," *Opt.*

- Express **18**(8), 8505 (2010).
19. P. Berini, "Long-range surface plasmon polaritons," *Adv. Opt. Photonics* **1**(3), 484 (2009).
 20. M. Takabayashi, H. Shiba, M. Haraguchi, and M. Fukui, "Surface Optic Waves in Ultrathin Films Bounded by Identical Slightly Lossy Materials," *J. Phys. Soc. Japan* **62**(8), 2719–2724 (1993).
 21. E. Verhagen, J. A. Dionne, L. Kuipers, H. A. Atwater, and A. Polman, "Near-field visualization of strongly confined surface plasmon polaritons in metal- insulator- metal waveguides," *Nano Lett.* **8**(9), 2925–2929 (2008).
 22. Q. Gan, Y. Gao, and F. J. Bartoli, "Vertical plasmonic Mach-Zehnder interferometer for sensitive optical sensing," 2010 23rd Annu. Meet. IEEE Photonics Soc. PHOTINICS 2010 **17**(23), 160–161 (2010).
 23. W. Cai, J. S. White, and M. L. Brongersma, "Compact, high-speed and power-efficient electrooptic plasmonic modulators," *Nano Lett.* **9**(12), 4403–4411 (2009).
 24. V. E. Babicheva and A. V. Lavrinenko, "Plasmonic modulator optimized by patterning of active layer and tuning permittivity," *Opt. Commun.* **285**(24), 5500–5507 (2012).
 25. Y. Li, A. Ma, L. Yang, and X. Zhang, "Highly Sensitive Refractive Index Sensing with Surface Plasmon Polariton Waveguides," *Plasmonics* **9**(1), 71–78 (2014).
 26. S. P. Burgos, H. W. Lee, E. Feigenbaum, R. M. Briggs, and H. A. Atwater, "Synthesis and characterization of plasmonic resonant guided wave networks," *Nano Lett.* **14**(6), 3284–3292 (2014).
 27. J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto, and T. Kobayashi, "Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter," *Opt. Lett.* **22**(7), 475 (1997).
 28. F. Gu, G. Wu, and H. Zeng, "Hybrid photon-plasmon Mach-Zehnder interferometers for highly sensitive hydrogen sensing," *Nanoscale* **7**(3), 924–929 (2015).
 29. B. J. Wiley, D. J. Lipomi, J. Bao, F. Capasso, and G. M. Whitesides, "Fabrication of surface plasmon resonators by nanoskiving single-crystalline gold microplates," *Nano Lett.* **8**(9), 3023–3028 (2008).
 30. R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf, R. M. Ma, C. Gladden, L. Dai, G. Bartal, and X. Zhang, "Plasmon lasers at deep subwavelength scale," *Nature* **461**, 629–632 (2009).
 31. Y. Fang, Z. Li, Y. Huang, S. Zhang, P. Nordlander, N. J. Halas, and H. Xu, "Branched silver nanowires as controllable plasmon routers," *Nano Lett.* **10**(5), 1950–1954 (2010).
 32. Y. Wang, Y. Ma, X. Guo, and L. Tong, "Single-mode plasmonic waveguiding properties of metal nanowires with dielectric substrates," *Opt. Express* **20**(17), 19006 (2012).
 33. A. Melikyan, L. Alloatti, A. Muslija, D. Hillerkuss, P. C. Schindler, J. Li, R. Palmer, D. Korn, S. Muehlbrandt, D. Van Thourhout, B. Chen, R. Dinu, M. Sommer, C. Koos, M. Kohl, W. Freude, and J. Leuthold, "High-speed plasmonic phase modulators," *Nat. Photonics* **8**(3), 229–233 (2014).
 34. R. Zhou, X. Chen, B. Zhou, X. Liu, H. Deng, Z. Deng, G. Nie, L. Wu, and Y. Gao, "The negative electromagnetic attractive forces arising from kinetic energy of conduction electrons in double-layer metallic nanowire arrays," *Solid State Commun.* **152**(13), 1186–1190 (2012).

35. J. S. Shin, M. S. Kwon, C. H. Lee, and S. Y. Shin, "Investigation and improvement of 90° direct bends of metal-insulator-silicon-insulator-metal waveguides," *IEEE Photonics J.* **5**(5), 6601909 (2013).
36. L. Liu, Z. Han, and S. He, "Novel surface plasmon waveguide for high integration," *Opt. Express* **13**(17), 6645 (2005).
37. D. R. Mason, D. K. Gramotnev, and K. S. Kim, "Wavelength-dependent transmission through sharp 90 degrees bends in sub-wavelength metallic slot waveguides.," *Opt. Express* **18**(15), 16139–45 (2010).
38. M. Ono, H. Taniyama, H. Xu, M. Tsunekawa, E. Kuramochi, K. Nozaki, and M. Notomi, "Deep-subwavelength plasmonic mode converter with large size reduction for Si-wire waveguide," *Optica* **3**(9), 999 (2016).
39. S. Zhu, G. Q. Lo, and D. L. Kwong, "Phase modulation in horizontal metal-insulator-silicon-insulator-metal plasmonic waveguides," *Opt. Express* **21**(7), 8320 (2013).
40. K. Okuda, S. Kamada, T. Okamoto, and M. Haraguchi, "Gap plasmon excitation in plasmonic waveguide using Si waveguide," *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**(8), 1–5 (2016).
41. H. Okamoto and K. Kusaka, "Low Loss Plasmonic Bragg Gratings with a Trench Plasmonic Waveguide," *Plasmonics* **12**(5), 1481–1485 (2017).
42. T. B. Andersen, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey, and A. Dereux, "Fiber-pigtailed temperature sensors based on dielectric-loaded plasmonic waveguide-ring resonators," *Opt. Express* **19**(27), 26423–26428 (2011).
43. J. Gosciniaik, L. Markey, A. Dereux, and S. I. Bozhevolnyi, "Efficient thermo-optically controlled Mach-Zhender interferometers using dielectric-loaded plasmonic waveguides," *Opt. Express* **20**(15), 4278–4280 (2012).
44. J. Gosciniaik and S. I. Bozhevolnyi, "Performance of thermo-optic components based on dielectric-loaded surface plasmon polariton waveguides," *Sci. Rep.* **3**, 3–10 (2013).
45. D. Y. Fedyanin, D. I. Yakubovsky, R. V. Kirtaev, and V. S. Volkov, "Ultralow-Loss CMOS Copper Plasmonic Waveguides," *Nano Lett.* **16**(1), 362–366 (2016).
46. M. Ota, A. Sumimura, M. Fukuhara, Y. Ishii, and M. Fukuda, "Plasmonic-multimode-interference-based logic circuit with simple phase adjustment," *Sci. Rep.* **6**, 1–6 (2016).
47. I. V. Novikov and A. A. Maradudin, "Channel polaritons," *Phys. Rev. B* **66**(3), 035403 (2002).
48. Y. Li, *Plasmonic Optics: Theory and Applications* (SPIE Press, 2017).
49. S. I. Bozhevolnyi, *Plasmonic Nanoguides and Circuits* (Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2009).
50. S. I. Bozhevolnyi, V. S. Volkov, E. Devaux, J. Y. Laluet, and T. W. Ebbesen, "Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators," *Nature* **440**, 508–511 (2006).
51. H. Wei, Z. Wang, X. Tian, M. Käll, and H. Xu, "Cascaded logic gates in nanophotonic plasmon networks," *Nat. Commun.* **2**(1), 385–387 (2011).

52. C. Haffner, D. Chelladurai, Y. Fedoryshyn, A. Josten, B. Baeuerle, W. Heni, T. Watanabe, T. Cui, B. Cheng, S. Saha, D. L. Elder, L. R. Dalton, A. Boltasseva, V. M. Shalae, N. Kinsey, and J. Leuthold, "Low-loss plasmon-assisted electro-optic modulator," *Nature* **556**, 483–486 (2018).
53. D. F. P. Pile, D. K. Gramotnev, R. F. Oulton, and X. Zhang, "On long-range plasmonic modes in metallic gaps," *Opt. Express* **15**(21), 13669–13674 (2007).
54. D. F. P. Pile, T. Ogawa, D. K. Gramotnev, Y. Matsuzaki, K. C. Vernon, K. Yamaguchi, T. Okamoto, M. Haraguchi, and M. Fukui, "Two-dimensionally localized modes of a nanoscale gap plasmon waveguide," *Appl. Phys. Lett.* **87**(26), 261114 (2005).
55. W. Heni, C. Haffner, B. Baeuerle, Y. Fedoryshyn, A. Josten, D. Hillerkuss, J. Niegemann, A. Melikyan, M. Kohl, D. L. Elder, L. R. Dalton, C. Hafner, and J. Leuthold, "108 Gbit/s Plasmonic Mach – Zehnder Modulator with > 70-GHz Electrical Bandwidth," *J. Light. Technol.* **34**(2), 393–400 (2016).
56. J. T. Kim, "CMOS-compatible hybrid plasmonic modulator based on vanadium dioxide insulator-metal phase transition," *Opt. Lett.* **39**(13), 3997–4000 (2014).
57. X. Sun, L. Zhou, X. Li, Z. Hong, and J. Chen, "Design and analysis of a phase modulator based on a metal–polymer–silicon hybrid plasmonic waveguide," *Appl. Opt.* **50**(20), 3428 (2011).
58. Y. Salamin, W. Heni, C. Haffner, Y. Fedoryshyn, C. Hoessbacher, R. Bonjour, M. Zahner, D. Hillerkuss, P. Leuchtmann, D. L. Elder, L. R. Dalton, C. Hafner, and J. Leuthold, "Direct Conversion of Free Space Millimeter Waves to Optical Domain by Plasmonic Modulator Antenna," *Nano Lett.* **15**(12), 8342–8346 (2015).
59. W. Heni, C. Hoessbacher, C. Haffner, Y. Fedoryshyn, B. Baeuerle, A. Josten, D. Hillerkuss, Y. Salamin, R. Bonjour, A. Melikyan, M. Kohl, D. L. Elder, L. R. Dalton, C. Hafner, and J. Leuthold, "High speed plasmonic modulator array enabling dense optical interconnect solutions," *Opt. Express* **23**(23), 29746 (2015).
60. T. B. Andersen, Z. Han, and S. I. Bozhevolnyi, "Compact on-chip temperature sensors based on dielectric-loaded plasmonic waveguide-ring resonators," *Sensors* **11**(2), 1992–2000 (2011).
61. S. A. Maier, M. D. Friedman, P. E. Barclay, and O. Painter, "Experimental demonstration of fiber-accessible metal nanoparticle plasmon waveguides for planar energy guiding and sensing," *Appl. Phys. Lett.* **86**(7), 1–3 (2005).
62. S. I. Bozhevolnyi, T. Nikolajsen, and K. Leosson, "Integrated power monitor for long-range surface plasmon polaritons," *Opt. Commun.* **255**, 51–56 (2005).
63. J. Tao, X. G. Huang, X. Lin, Q. Zhang, and X. Jin, "A narrow-band subwavelength plasmonic waveguide filter with asymmetrical multiple-teeth-shaped structure," *Opt. Express* **17**(16), 13989–94 (2009).
64. A. Boltasseva, S. I. Bozhevolnyi, T. Søndergaard, T. Nikolajsen, and K. Leosson, "Compact Z-add-drop wavelength filters for long-range surface plasmon polaritons," *Opt. Express* **13**(11), 4237–43 (2005).
65. P. Neutens, L. Lagae, G. Borghs, and P. Van Dorpe, "Plasmon filters and resonators in

- metal-insulator-metal waveguides," *Opt. Express* **20**(4), 3408 (2012).
66. H. Shi, C. Wang, C. Du, X. Luo, X. Dong, and H. Gao, "Beam manipulating by metallic nano-slits with variant widths," *Opt. Express* **13**(18), 6815 (2005).
67. S. Ishii, A. V. Kildishev, V. M. Shalae, K.-P. Chen, and V. P. Drachev, "Metal nanoslit lenses with polarization-selective design," *Opt. Lett.* **36**(4), 451 (2011).
68. L. Verslegers, P. B. Catrysse, Z. Yu, J. S. White, E. S. Barnard, M. L. Brongersma, and S. Fan, "Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film," *Nano Lett.* **9**(1), 235–238 (2009).
69. R. M. Ma, R. F. Oulton, V. J. Sorger, G. Bartal, and X. Zhang, "Room-temperature sub-diffraction-limited plasmon laser by total internal reflection," *Nat. Mater.* **10**(2), 110–113 (2011).
70. H. Wei, Z. Li, X. Tian, Z. Wang, F. Cong, N. Liu, S. Zhang, P. Nordlander, N. J. Halas, and H. Xu, "Quantum dot-based local field imaging reveals plasmon-based interferometric logic in silver nanowire networks," *Nano Lett.* **11**(2), 471–475 (2011).
71. G. Biagi, J. Fiutowski, I. P. Radko, H.-G. Rubahn, K. Pedersen, and S. I. Bozhevolnyi, "Compact wavelength add-drop multiplexers using Bragg gratings in coupled dielectric-loaded plasmonic waveguides," *Opt. Lett.* **40**(10), 2429 (2015).
72. Y. Kou and X. Chen, "Multimode interference demultiplexers and splitters in metal-insulator-metal waveguides," *Opt. Express* **19**(7), 6042 (2011).
73. R. M. Ma, X. Yin, R. F. Oulton, V. J. Sorger, and X. Zhang, "Multiplexed and electrically modulated plasmon laser circuit," *Nano Lett.* **12**(10), 5396–5402 (2012).
74. A. Melikyan, K. Koehnle, M. Lauermann, R. Palmer, S. Koeber, S. Muehlbrandt, P. C. Schindler, D. L. Elder, S. Wolf, W. Heni, C. Haffner, Y. Fedoryshyn, D. Hillerkuss, M. Sommer, L. R. Dalton, D. Van Thourhout, W. Freude, M. Kohl, J. Leuthold, and C. Koos, "Plasmonic-organic hybrid (POH) modulators for OOK and BPSK signaling at 40 Gbit/s," *Opt. Express* **23**(8), 9938 (2015).
75. Y. Wu, S. Hong, and T. Shih, "New All-optical Switch Based on the Local Nonlinear Plasmonic," *PIERS Proc.* 452–454 (2013).
76. C. Haffner, W. Heni, Y. Fedoryshyn, J. Niegemann, A. Melikyan, D. L. Elder, B. Baeuerle, Y. Salamin, A. Josten, U. Koch, C. Hoessbacher, F. Ducry, L. Juchli, A. Emboras, D. Hillerkuss, M. Kohl, L. R. Dalton, C. Hafner, and J. Leuthold, "All-plasmonic Mach-Zehnder modulator enabling optical high-speed communication at the microscale," *Nat. Photonics* **9**(8), 525–528 (2015).
77. Y. Gao, Q. Gan, Z. Xin, X. Cheng, and F. J. Bartoli, "Plasmonic Mach-Zehnder interferometer for ultrasensitive on-chip biosensing," *ACS Nano* **5**(12), 9836–9844 (2011).
78. X. Sun, L. Thyln, and L. Wosinski, "Hollow hybrid plasmonic Mach-Zehnder sensor," *Opt. Lett.* **42**(4), 807 (2017).
79. W. Ebbsen, V. S. Volkov, S. I. Bozhevolnyi, E. Devaux, and J. Y. Laluet, "Wavelength Selective Nanophotonics Components Utilizing Channel Plasmon Polaritons," *Nano Lett.* **7**, 880–884

- (2007).
80. H. Lu, X. Liu, D. Mao, L. Wang, and Y. Gong, "Tunable band-pass plasmonic waveguide filters with nanodisk resonators," *Opt. Express* **18**(17), 17922 (2010).
 81. P. H. Lee and Y. C. Lan, "Plasmonic Waveguide Filters Based on Tunneling and Cavity Effects," *Plasmonics* **5**(4), 417–422 (2010).
 82. A. Dolatabady, N. Granpayeh, and V. Foroughi Nezhad, "A nanoscale refractive index sensor in two dimensional plasmonic waveguide with nanodisk resonator," *Opt. Commun.* **300**, 265–268 (2013).
 83. P. Bai, M.-X. Gu, X.-C. Wei, and E.-P. Li, "Electrical detection of plasmonic waves using an ultra-compact structure via a nanocavity," *Opt. Express* **17**(26), 24349 (2009).
 84. P. Neutens, P. Van Dorpe, I. De Vlaminck, L. Lagae, and G. Borghs, "Electrical detection of confined gap plasmons in metal-insulator-metal waveguides," *Nat. Photonics* **3**(5), 283–286 (2009).
 85. R. S. Chau, B. S. Doyle, J. Kavalieros, D. Barlage, and S. Datta, "TRI-GATE DEVICES AND METHODS OF FABRICATION," *US Pat. Appl. Publ. US 2004/0094.807 A1* (2004).
 86. A. M. Ionescu and H. Riel, "Tunnel field-effect transistors as energy-efficient electronic switches," *Nature* **479**(7373), 329–337 (2011).
 87. H. Miura, F. Qiu, A. M. Spring, T. Kashino, T. Kikuchi, M. Ozawa, H. Nawata, K. Odoi, and S. Yokoyama, "High thermal stability 40 GHz electro-optic polymer modulators," *Opt. Express* **25**(23), 28643 (2017).
 88. H. Yu, M. Pantouvaki, J. Van Campenhout, D. Korn, K. Komorowska, P. Dumon, Y. Li, P. Verheyen, P. Absil, L. Alloatti, D. Hillerkuss, J. Leuthold, R. Baets, and W. Bogaerts, "Performance tradeoff between lateral and interdigitated doping patterns for high speed carrier-depletion based silicon modulators," *Opt. Express* **20**(12), 12926 (2012).
 89. 市川潤一郎, "光変調器," 特開2017-040882 (2017).
 90. A. Hosseini, X. Xu, H. Subbaraman, C.-Y. Lin, S. Rahimi, and R. T. Chen, "Large optical spectral range dispersion engineered silicon-based photonic crystal waveguide modulator," *Opt. Express* **20**(11), 12318 (2012).
 91. A. D. Rakic, A. B. Djurisic, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices.," *Appl. Opt.* **37**(22), 5271–5283 (1998).
 92. D. Sarid, "Long-Range Surface-Plasma Waves on Very Thin Metal Films," *Phys. Rev. Lett.* **47**(26), 1927–1930 (1981).
 93. Y. Wang, T. Li, L. Wang, H. He, L. Li, Q. Wang, and S. Zhu, "Plasmonic switch based on composite interference in metallic strip waveguides," *Laser Photonics Rev.* **8**(4), 47–51 (2014).
 94. Z. Han, I. P. Radko, N. Mazurski, B. Desiatov, J. Beermann, O. Albrechtsen, U. Levy, and S. I. Bozhevolnyi, "On-Chip detection of radiation guided by dielectric-loaded plasmonic waveguides," *Nano Lett.* **15**(1), 476–480 (2015).
 95. J. P. B. Mueller, K. Leosson, and F. Capasso, "Polarization-selective coupling to long-range

- surface plasmon polariton waveguides," *Nano Lett.* **14**(10), 5524–5527 (2014).
96. J. J. Burke, G. I. Stegeman, and T. Tamir, "Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films," *Phys. Rev. B* **33**(8), 5186–5201 (1986).
97. T. Ogawa, D. F. P. Pile, T. Okamoto, M. Haraguchi, M. Fukui, and D. K. Gramotnev, "Numerical and experimental investigation of wedge tip radius effect on wedge plasmons," *J. Appl. Phys.* **104**(3), 033102 (2008).
98. Z. Sun and D. Zeng, "Coupling of surface plasmon waves in metal/dielectric gap waveguides and single interface waveguides," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**(11), 2883 (2007).
99. J.-M. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics* (NJ: IEEE Press, 1993).
100. M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction," *J. Opt. Soc. Am.* **73**(9), 1105 (1983).
101. K. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propag.* **14**(3), 302–307 (1966).
102. 宇野亨, *FDTD法による電磁界およびアンテナ解析* (コロナ社, 1998).
103. 橋本修, *実践 FDTD時間領域差分法* (森北出版株式会社, 2006).
104. C. Min and G. Veronis, "Theoretical investigation of fabrication-related disorders on the properties of subwavelength metal-dielectric-metal plasmonic waveguides.," *Opt. Express* **18**(20), 20939–20948 (2010).
105. D. Janner, D. Tulli, M. Belmonte, and V. Pruneri, "Waveguide electro-optic modulation in micro-engineered LiNbO₃," *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* **10**(10), 104003 (2008).
106. J. Chiles and S. Fathpour, "Mid-infrared integrated waveguide modulators based on silicon-on-lithium-niobate photonics," *Optica* **1**(5), 350 (2014).
107. 大友明, "超高速光通信への扉を開く, 高機能フォトニックポリマー," *未来ICT基盤技術* 178–181 (n.d.).
108. 山田俊樹, 青木勲, 三木秀樹, and 大友明, "有機EO材料の開発と評価技術," *情報通信研究機構研究報告* **59**(1), 11–14 (2013).
109. T. Wu, Y. Liu, Z. Yu, Y. Peng, C. Shu, and H. Ye, "The sensing characteristics of plasmonic waveguide with a ring resonator," *Opt. Express* **22**(7), 7669 (2014).
110. C. Ciminelli, F. Dell'Olio, D. Conteddu, C. M. Campanella, and M. N. Armenise, "High performance SOI microring resonator for biochemical sensing," *Opt. Laser Technol.* **59**, 60–67 (2014).
111. Y. Zhang, S. Han, S. Zhang, P. Liu, and Y. Shi, "High-Q and High-Sensitivity Photonic Crystal Cavity Sensor," *IEEE Photonics J.* **7**(5), 6802906 (2015).
112. Z. Zhang, L. Luo, C. Xue, W. Zhang, and S. Yan, "Fano resonance based on metal-insulator-metal waveguide-coupled double rectangular cavities for plasmonic nanosensors," *Sensors* **16**(5), 22–24 (2016).
113. W. Wei, X. Zhang, and X. Ren, "Plasmonic circular resonators for refractive index sensors and filters," *Nanoscale Res. Lett.* **10**(1), 211 (2015).

114. N. Okamoto and T. Watanabe, "The Adhesion of Electrodeposited Copper, Nickel and Silver Films on Copper, Nickel and Silver Substrates," *Mater. Trans.* **45**(12), 3330–3333 (2004).
115. S. Yasin, D. G. Hasko, and H. Ahmed, "Comparison of MIBK/IPA and water/IPA as PMMA developers for electron beam nanolithography," *Microelectron. Eng.* **61–62**, 745–753 (2002).
116. Y. Jia, A. M. Spring, F. Qiu, F. Yu, K. Yamamoto, I. Aoki, A. Otomo, and S. Yokoyama, "Electro-optic properties of a bi-chromophore norbornene polymer brush system," *Jpn. J. Appl. Phys.* **53**, 01AF04 (2014).
117. 自己組織化単分子膜(SAMs)をつくりたい (同仁化学研究所 プロトコル集, 2018).
118. D. H. Park, C. H. Lee, and W. N. Herman, "Analysis of multiple reflection effects in reflective measurements of electro-optic coefficients of poled polymers in multilayer structures," *Opt. Express* **14**(19), 8866–8884 (2006).
119. D. H. Park, J. Luo, A. K. Y. Jen, and W. N. Herman, "Simplified reflection fabry-perot method for determination of electro-optic coefficients of poled polymer thin films," *Polymers (Basel)* **3**(3), 1310–1324 (2011).
120. D. D. Smith, N. N. Lepeshkin, A. Schweinsberg, G. Gehring, R. W. Boyd, Q. H. Park, H. Chang, and D. J. Jackson, "Coupled-resonator-induced transparency in a fiber system," *Opt. Commun.* **264**(1), 163–168 (2006).
121. S. Zhan, H. Li, G. Cao, Z. He, B. Li, and H. Xu, "Theoretical analysis and applications on nano-block loaded rectangular ring," *J. Opt. Soc. Am. A* **31**(10), 2263 (2014).
122. X. Shen, Y. Wang, Q. Chen, and X. Wu, "Detuned square ring resonators for multiple plasmon-induced transparencies in metal-insulator-metal waveguide," *Appl. Phys. Express* **8**(11), (2015).
123. M. Haraguchi, H. Sokabe, T. Okuno, T. Okamoto, and M. Fukui, "Optical resonator in gap plasmon waveguide," *Proc. SPIE* **7757**, 775720 (2010).
124. Z. Zhang, L. Zhang, P. Yin, and X. Han, "Coupled resonator induced transparency in surface plasmon polariton gap waveguide with two side-coupled cavities," *Phys. B Condens. Matter* **446**, 55–58 (2014).
125. D. Liu, Q. Fan, and M. Mei, "Tunable multiple plasmon-induced transparency with side-coupled rectangle cavities," *14*(5), 3–6 (2016).
126. H. Yang, G. Li, X. Su, W. Zhao, Z. Zhao, X. Chen, and W. Lu, "A novel transmission model for plasmon-induced transparency in plasmonic waveguide system with a single resonator," *RSC Adv.* **6**(56), 51480–51484 (2016).
127. P. Tassin, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, "Classical analog of electromagnetically induced transparency," *Am. J. Phys.* **70**(1), 37–41 (2002).
128. X. Han, T. Wang, X. Li, B. Liu, Y. He, and J. Tang, "Ultrafast and Low-Power Dynamically Tunable Plasmon-Induced Transparencies in Compact Aperture-Coupled Rectangular Resonators," *J. Light. Technol.* **33**(14), 3083–3090 (2015).
129. A. Otto, "Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated

- total reflection," Zeitschrift fur Phys. **216**, 398–410 (1968).
130. E. Kretschmann and H. Raether, "Radiative Decay of Non Radiative Surface Plasmons Excited by Light," Z. Naturforsch. A **239**, 2135–2136 (1968).

研究業績リスト

著書

1. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, and Masanobu Haraguchi, Advances in Optics: Reviews Book Series, Volume 1, Chapter 16, International Frequency Sensor Association Publishing, Editor Sergey Y. Yurish, p437-449, 2018.

学術論文

1. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, and Masanobu Haraguchi, "Size-dependent plasmonic resonance of rectangular resonator coupled with plasmonic waveguide," Applied Physics Letter **114**, 063102 (2019).
2. Wei-Wei Xu, Shun Kamada, Takanori Kozai, Tao Zheng, Takeshi Fujihara, Tomoya Konishi, and Masaru Kamano, "Electrophysiological and phototactic behavior studies of *Musca domestica*" in review.
3. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Salah E. El-Zohary, Atushi Mori, and Masanobu Haraguchi, "Design optimization and resonance modes of a plasmonic sensor based on a rectangular resonator," Optics Communications **427**, 220-225 (2018).
4. Toshihiro Ando, Takahiro Kaji, Kenzo Yamaguchi, Katsuyori Suzuki, Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Atushi Mori, and Masanobu Haraguchi, "MEMS plasmonic switch with stripe plasmonic waveguide," Japanese Journal of Applied Physics **57**, 08PC02 (2018).
5. Kota Tanikawa, Toshihiro Okamoto, Shun Kamada, Ryota Matsumoto, Naoki Tamura, and Masanobu Haraguchi, "Fabrication of peelable thin films containing crescent-shaped split-ring resonators for three-dimensional optical metamaterials," Optical Material Express **7**, 1-7(2017).
6. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Salah E. El-Zohary, and Masanobu Haraguchi, "Design optimization and fabrication of Mach-Zehnder interferometer based on MIM plasmonic waveguides," Optics Express **24**, 16224-16231(2016).
7. Koji Okuda, Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, and Masanobu Haraguchi, "Gap plasmon excitation in plasmonic waveguide using Si waveguide," Japanese Journal of Applied Physics **55**, 08RG02 (2016).

プロシーディング

1. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Masanobu Haraguchi, "Resonance modes in unbalanced Mach-Zehnder interferometers embedded in plasmonic waveguides", Proceedings of SPIE Vol. **10346**, 1034622 (2017).

国際会議

1. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Masanobu Haraguchi, Size dependent resonance of a sub-micron rectangular resonator coupled with a plasmonic waveguide, The 15th international

- conference of Near-field Optics and Nanophotonics (NFO-15), O2B2, Troyes, France, August 26-31, 2018 [Oral].
2. Masanobu Haraguchi, Shun Kamada, Hiroyuki Okamoto, Toshihiro Okamoto, Salah El-Zohary, Kenzo Yamaguchi, Atsushi Mori, Plasmonic resonator devices for integrated application, SPIE OPTICS+PHOTONICS 2018, 10722-18, San Diego, California, USA, August 19-23, 2018 [Invited] [Oral].
3. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Masanobu Haraguchi, Design of nanosensor based metal/insulator/metal plasmonic waveguide with rectangular resonator, 11th International Conference on Nanophotonics, ICNP2018, p118, Wroclaw, Poland, July 2–6, 2018 [Oral].
4. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto and Masanobu Haraguchi, Observation of whispering gallery mode at an unbalanced Mach-Zehnder interferometer by plasmonic waveguides, International Conference on Nano-photonics and Nano-optoelectronics 2018(ICNN2018), ICNN5p-11, Yokohama, Japan, April 23-27, 2018 [Poster].
5. Shun Kamada, Shinya Takeichi, Takanori Kozai, Takeshi Fujihara, Tomoya Konishi, Toshihiro Okamoto, Masanobu Haraguchi, Masaru Kamano, The dependence of concentration of Al impurities on the photothermal divergence signal in 3C-SiC, The 24th Congress of the International Commission for Optics, P5-05, Tokyo, Japan, August 21-25, 2017 [Poster].
6. Toshinari Ando, Satoshi Itakura, Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Masanobu Haraguchi, Fabrication and evaluation of a single crystal POM film on ITO substrate, The 24th General Congress of International Commission for Optics, P7-05, Tokyo, Japan, August 21-25, 2017 [Poster].
7. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto and Masanobu Haraguchi, Resonance modes in unbalanced Mach-Zehnder interferometers embedded in plasmonic waveguides, SPIE OPTICS +PHOTONICS 2017, OP17N-OP104-4, San Diego, California, USA, August 6-10, 2017 [Poster].
8. Masanobu Haraguchi, Shun Kamada, Tokushima, Hiroyuki Okamoto, Toshihiro Okamoto, Salah E. El-Zohary, Plasmon resonance sensors for compact plasmonic integrated device, SPIE OPTICS+PHOTONICS 2017, OP17N-OP104-138, San Diego, California, USA, August 6-10, 2017 [Invited] [Oral].
9. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto and Masanobu Haraguchi, Observation of resonance mode in a MIM plasmonic waveguide with a rectangular resonator, META'17, the 8th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Songdo Convensia, P25, Incheon - Seoul, South Korea, July 25-28, 2017 [Poster].
10. Shun Kamada, Toshihiro Okamoto and Masanobu Haraguchi, Observation of transmission spectra of an anti-symmetric Mach-Zehnder interferometer by MIM plasmonic waveguides, The 11th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics, Contr 9-3 No.27, National Cheng Kung University, Tainan, Taiwan, July 10-13, 2017 [Oral].
11. Wei-Wei Xu, Shun Kamada, Masaru Kamano, Toshinari Okamoto, Lei Wang, Bin-Bin Xu,

- Masanobu Haraguchi, The 18th International Symposium on Laser Precision Microfabrication, Tu2-O-15, Toyama, June 5-8, 2017 [Oral].
12. Tomota Konishi, Naohide Hashimoto, Shun Kamada, Wei-Wei Xu, Takanori Kozai, Takeshi Fujihara, Nobutomo Uehara and Masaru Kamano, Photoluminescence Properties of Cu⁺-doped Tin Phosphate Glass, 3rd International Conference on Applied Physics and Material Applications (ICAPMA2017), Pattaya, Thailand, 31 May-2June, 2017 [Invited] [Oral].
 13. Kento Motoki, Shun Kamada, Takanori Kozai, Takeshi Fujihara, Tomoya Konishi, Nobutomo Uehara, Masaru Kamano, Preparations and Optical Evaluations of the Tin Phosphate Glass, 41st International Conference and Exposition on Advanced Ceramics and Composites, ICACC-S11-024-2017, Daytona Beach, Florida, USA, January 22 – 27, 2017 [Oral].
 14. Shun kamada, Toshihiro Okamoto and Masanobu Haraguchi, Transmission spectrum of anti-symmetric Mach- Zehnder interferometer in metal-insulator-metal plasmonic waveguide, The 14th International Conference on Near-field Optics, Nanophotonics, and Related Techniques, We-14P-57, Hamamatsu, Japan, September 4-8, 2016 [Poster].
 15. Shun kamada, Toshihiro Okamoto and Masanobu Haraguchi, Optical properties of anti-symmetric Mach- Zehnder interferometer in a slab plasmonic waveguide, The 9th International Conference on Nanophotonics, P-02-26, Taipei, Taiwan, March 21-25, 2016 [Poster].
 16. Masanobu Haraguchi, Koji Okuda, Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Polymer core channel plasmonic waveguide for Si-Plasmon hybrid photonic integrated circuit, The 9th International Conference on Nanophotonics, IN-38, Taipei, Taiwan, March 21-25, 2016 [Invited] [Oral].
 17. Shun Kamada, Akira Kawai, Surface energy analysis of Indium Tin Oxide (ITO) thin films on annealing treatment, 第 23 回電気学会東京支部新潟支所研究発表会 IEEE ポスターセッション, IEEE-07, 新潟, November 3, 2013 [Poster].

国内会議

1. 鎌田 隼, 森下 敦, 中河 義典, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 表面プラズモン共鳴による遷移金属ダイカルコゲナイドの光学特性評価, 第 66 回応用物理学会春季学術講演会, 9p-PA1-6, 東京, 2019/3/9-12 [ポスター]
2. 原田 慎太郎, 武市 慎也, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, SiC における時間分解 PTD 信号測定の励起光強度依存性, 第 66 回応用物理学会春季学術講演会, 10a-PB2-13, 東京, 2019/3/9-12 [ポスター]
3. 福田 知洋, 岩本 知佳, 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 三日月型分割リング共振器 (SRR) のサイズパラメーター変化による磁気共鳴応答の評価, Optics & Photonics Japan 2018, 1aB3, 東京, 2018/10/30-11/2[口頭]
4. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 四角形プラズモニック共振器の透過特性とひずみセンサへの応用, Optics & Photonics Japan 2018, 1aB10, 東京, 2018/10/30-11/2[口頭]
5. 岡本 浩行, 鎌田 隼, 山口 堅三, 原口 雅宣, 岡本 敏弘, ハイブリッドプラズモニック

- ブラッググレーティング構造の開発, 第 79 回応用物理学会秋季学術講演会, 19p-PA7-11, 名古屋, 2018/9/18-21 [ポスター]
6. 川上 雄嗣, 徐 微微, 釜野 勝, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 鎌田 隼, 上原 信知, クモ類の波長に対する ERG 信号と誘引行動の評価, 第 62 回日本応用動物昆虫学会大会, PS083, 鹿児島, 2018/3/25-27 [ポスター]
 7. 徐 微微, 川上 雄嗣, 久賀 公希, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, LED 光に対するイエバエの誘引行動と ERG 信号強度の評価, 第 62 回日本応用動物昆虫学会大会, PG246, 鹿児島, 2018/3/25-27 [ポスター]
 8. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 四角形共振器によるプラズモニクセンサの共振特性, 第 65 回応用物理学会春季学術講演会, 18p-P9-17, 東京, 2018/3/17-20 [ポスター]
 9. 武市 慎矢, 原田 慎太郎, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 上原 信知, 小西 智也, 釜野 勝, 窒素ドーパ SiC における時間分解光熱拡散分光信号の測定, 第 65 回応用物理学会春季学術講演会, 18p-P6-13, 東京, 2018/3/17-20 [ポスター]
 10. 神元 将太, 香西 貴典, 鎌田 隼, 徐 微微, 藤原 健志, 小西 智也, 鄭 涛, 上原 信知, 大向 雅, 釜野 勝, MOD 法による ZnO 薄膜の作製と乾燥温度による影響, 第 65 回応用物理学会春季学術講演会, 19p-P11-5, 東京, 2018/3/17-20 [ポスター]
 11. 新田純也, 鎌田 隼, 徐 微微, 藤原 健志, 小西 智也, 釜野 勝, 香西 貴典, 深紫外 LED による有機色素の分解効果, 平成 30 年電気学会全国大会, 1-063, 福岡, 2018/3/14-16 [口頭]
 12. 岩本 知佳, 岡本 敏弘, 河村 聡史, 鎌田 隼, 原口 雅宣, スプリットリング共振器から成る光メタマテリアル薄膜の実効誘電率・実効透磁率の評価, Optics & Photonics Japan 2017, 1aB1, 東京, 2017/10/30-11/2 [口頭]
 13. 久賀 公希, 川上 雄嗣, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 上原 信知, 釜野 勝, 鈴江 光良, LED 光によるイエバエの ERG 信号の測定, 平成 29 年度電気関係学会四国支部連合大会, 3-7, 愛媛, 2017/9/23 [口頭]
 14. 永尾 佳弥, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 釜野 勝, 小西 智也, 平成 29 年度電気関係学会四国支部連合大会, 11-9, 愛媛, 2017/9/23 [口頭]
 15. 平松 佑基, 古川 敦史, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 小西 智也, 釜野 勝, 藤原 健志, 針電極の駆動速度と無機粒子構造の関係, 平成 29 年度電気関係学会四国支部連合大会, 11-10, 愛媛, 2017/9/23 [口頭]
 16. 武市 慎矢, 原田 慎太郎, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 上原 信知, 小西 智也, 釜野 勝, 窒素ドーパ SiC における光熱拡散分光信号の優位性, 平成 29 年度電気関係学会四国支部連合大会, 11-13, 愛媛, 2017/9/23 [口頭]
 17. 南 亮輔, 神元 将太, 鎌田 隼, 徐 微微, 藤原 健志, 小西 智也, 上原 信知, 香西 貴典, 釜野 勝, MOD 法による ZnO 薄膜の作製とその評価, 平成 29 年度電気関係学会四国支部連合大会, 11-17, 愛媛, 2017/9/23 [口頭]
 18. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, プラズモニク導波路による非平衡 Mach-Zehnder 干渉計で生じるウィスパリングギャラリーモード, 第 78 回応用物理学会秋季学術講演会,

- 8p-S21-9, 福岡, 2017/9/5-8 [口頭]
19. 鎌田 隼, 武市 慎矢, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 釜野 勝, 光熱拡散法における 3C-SiC の不純物濃度の影響, 第 64 回応用物理学会春季学術講演会, 15p-P13-10, 横浜, 2017/3/14-17 [ポスター]
 20. 神元 将太, 鎌田 隼, 藤原 健志, 小西 智也, 香西 貴典, 上原 信知, 釜野 勝, MOD 法による ZnO 薄膜の焼成温度依存性, 第 19 回化学工学会学生発表会(大阪大会), 12-m, 169, 大阪, 2017/3/4 [口頭]
 21. 橋本 直秀, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 上原 信知, 釜野 勝, 小西 智也, 銅イオン添加カルシウムスズ亜鉛リン酸塩ガラスの構造変化と発光への影響, 第 19 回化学工学会学生発表会(大阪大会), 12-k, 150, 大阪, 2017/3/4 [口頭]
 22. 高瀬 宏記, 鎌田 隼, 藤原 健志, 釜野 勝, 小西 智也, 須田 善行, 香西 貴典, カーボン材料の光学的評価, 第 19 回化学工学会学生発表会(大阪大会), 12-d, 137, 大阪, 2017/3/4 [口頭]
 23. 鎌田 隼, 武市 慎矢, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 釜野 勝, 3C-SiC に対する光熱拡散信号の周波数依存性, レーザー学会学術講演会第 37 回年次大会, 19pI-4, 徳島, 2017/1/7-9 [口頭]
 24. 鎌田 隼, Salah E. El-Zohary, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 四角形共振器を有する MIM 型プラズモニク導波路の光学特性評価, Optics & Photonics Japan 2016, 1pC7, 東京, 2016/10/30-11/2 [口頭]
 25. 神元 将太, 鎌田 隼, 香西 孝典, 小西 智也, 藤原 健志, 釜野 勝, 上原 信知, 大向 雅人, MOD 法による ZnO 薄膜の作製と光学的評価, 2016 年電気関係学会四国支部連合大会, 11-15, 徳島, 2016/9/17 [口頭]
 26. 播岡 航平, 吉岡 大地, 鎌田 隼, 小西 智也, 藤原 健志, 釜野 勝, 上原 信知, 香西 貴典, 作製条件の異なる MOD 材料を用いた酸化チタン薄膜の作製とその評価, 2016 年電気関係学会四国支部連合大会, 11-14, 徳島, 2016/9/17 [口頭]
 27. 岡田 美那, 古川 敦史, 鎌田 隼, 藤原 健志, 香西 貴典, 小西 智也, 釜野 勝, 中山 忠親, 有機無機ハイブリッドにおける六方晶窒化ホウ素の柱構造制御, 2016 年電気関係学会四国支部連合大会, 11-13, 徳島, 2016/9/17 [口頭]
 28. 橋本 直秀, 宮田 優一, 鎌田 隼, 香西 孝典, 藤原 健志, 上原 信知, 釜野 勝, 小西 智也, 銅(I) イオン添加スズ亜鉛リン酸塩ガラスの組成と光学特性の評価, 2016 年電気関係学会四国支部連合大会, 11-12, 徳島, 2016/9/17 [口頭]
 29. 新谷 みず希, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 釜野 勝, 安野 恵実子, 小西 智也, Er^{3+} 添加 LaOCl アップコンバージョン発光蛍光体の蛍光スペクトル制御, 2016 年電気関係学会四国支部連合大会, 11-11, 徳島, 2016/9/17 [口頭]
 30. 鈴江 瑠衣, 鎌田 隼, 香西 孝典, 安野 恵実子, 釜野 勝, 藤原 健志, 小西 智也, $\text{Er}^{3+}\text{LaOCl}$ ナノ蛍光体のアクリル酸による表面改質と発光への影響, 2016 年電気関係学会四国支部連合大会, 6-3, 徳島, 2016/9/17 [口頭]
 31. 川上 雄嗣, 金森 滉人, 鎌田 隼, 香西 孝典, 藤原 健志, 小西 智也, 上原 信知, 釜野

- 勝, 鈴江 光良, クサグモの網膜電位信号の測定, 2016 年電気関係学会四国支部連合大会, 6-1, 徳島, 2016/9/17 [口頭]
32. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, MIM 型プラズモニック導波路による非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の光透過特性, 第 77 回応用物理学会秋季学術講演会, 15p-B12-10, 新潟, 2016/9/13-16 [口頭]
33. 鎌田 隼, Salah E. El-Zohary, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 圧力・温度センサのための MIM 型プラズモニック導波路の光透過特性, 2016 年度応用物理・物理系学会中国四国支部 合同学術講演会, Bp-8, 岡山, 2016/7/31 [口頭]
34. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 積層プラズモニック導波路による Mach-Zehnder 干渉計の特性, Optics & Photonics Japan 2015, P3, 東京, 2015/10/28-30 [ポスター]
35. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, プラズモニック導波路で構成された積層型 Mach-Zehnder 導波路の作製, 第 76 回応用物理学会秋季学術講演会, 15p-PA5-11, 名古屋, 2015/9/13-16 [ポスター]
36. 宮田 優一, 本木 建斗, 大岡 勇貴, 傍示 純平, 鎌田 隼, 香西 貴典, 上原 信知, 砂原 米彦, 釜野 勝, 小西 智也, 銅 (I) イオン添加スズ亜鉛リン酸塩ガラスの光学特性評価, 2015 年度応用物理・物理系学会中国四国支部合同学術講演会, Dp-8, 徳島, 2015/8/1 [口頭]
37. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 数値解析による導波型プラズモン変調素子の検討, 2014 年度応用物理・物理系学会中国四国支部合同学術講演会, Ea-5, 島根, 2014/7/26 [口頭]
38. 鎌田 隼, 河合 晃, 紫外線照射による酸化チタン膜表面の活性化, 第 23 回電気学会東京支部新潟支所研究発表会, I-15, 新潟, 2013/11/3 [口頭]
39. 高橋 瑛希, 鎌田 隼, 桃野 浩樹, 小西 涼太, 小西 智也, 上原 信知, 釜野 勝, 蛍光ガラスにおける PTD 信号のチョッピング周波数依存性, 平成 24 年度電気関係学会四国支部連合大会, 11-14, 香川, 2012/9/29 [口頭]
40. 桃野 浩樹, 中川 圭, 鎌田 隼, 長谷川 竜生, 上原 信知, 釜野 勝, 原口 雅宣, GaAs および Si における光熱拡散信号評価, 平成 23 年度電気関係学会四国支部連合大会, 11-4, 徳島, 2011/11/3 [口頭]
41. 鎌田 隼, 桃野 浩樹, 中川 圭, 長谷川 竜生, 上原 信知, 釜野 勝, 原口 雅宣, GaAs 基板の表裏における光熱拡散信号, 平成 23 年度電気関係学会四国支部連合大会, 11-3, 徳島, 2011/11/3 [口頭]
42. 桃野 浩樹, 鎌田 隼, 中川 圭, 長谷川 竜生, 上原 信知, 釜野 勝, 原口 雅宣, 半導体の表裏における熱拡散信号の測定, 2011 年度応用物理・物理系学会中国四国支部合同学術講演会, Cp2-1, 鳥取, 2011/7/3 [口頭]

シンポジウム, 研究会

1. 富田 亮, 岡本 敏弘, 谷川 紘太, 鎌田 隼, 岩本 知佳, 福田 知洋, 栗田 真, 北岡 昌真, 原口雅宣, バルク光メタマテリアルの実現に向けた取り組み, LED 総合フォーラム 2019

- in 徳島, P-13, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
2. 永尾 佳弥, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 釜野 勝, 小西 智也, 銅(I)イオン・スズ(II)イオン添加ガラスの熔融時間による発光特性への影響, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-39, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 3. 元木 涼香, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 釜野 勝, 小西 智也, Er^{3+} 添加 LaOCI ナノ蛍光体の表面修飾, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-40, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 4. 久保 知佐季, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 釜野 勝, 小西 智也, Sn^{2+} , Cu^{+} 添加バリウムホウ酸塩ガラスの発光特性, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-41, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 5. 川西 星輝, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 釜野 勝, 小西 智也, Er^{3+} :LaOCI 蛍光体のアップコンバージョン発光に及ぼすアルカリ金属添加効果, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-42, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 6. 島村 星伍, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 釜野 勝, 小西 智也, u^{+} , M^{2+} ($\text{M}=\text{Sn}, \text{Pb}$) 添加蛍光ガラスの作製と評価, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-43, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 7. 上原 大司, 新田 純也, 香西 貴典, 鎌田 隼, 徐 微微, 鄭 涛, 藤原 健, 小西 智也, 釜野 勝, 深紫外 LED の照射条件による有機物質分解への影響に関する研究, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, 徳島, P-45, 2019/2/23 [ポスター]
 8. 澤井 虎太郎, 天野 聡明, 川上 雄嗣, 香西 貴典, 徐 微微, 鎌田 隼, 藤原 健志, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, 白色 LED 中に混色した赤色成分に対するヒメグモの忌避効果の確認, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-46, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 9. 原田 慎太郎, 武市 慎矢, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 上原 信知, 小西 智也, 釜野 勝, SiC における時間分解 PTD 信号の測定と不純物の影響, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-47, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 10. Wei-Wei Xu, Yuji Kawakami, Shun Kamada, Takanori Kozai, Tao Zheng, Takeshi Fujihara, Tomoya Konishi, Masaru Kamano, Electroreriongram response of Araneus ventricosus using LEDs, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-48, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 11. 神元 将太, 香西 貴典, 鎌田 隼, 徐 微微, 藤原 健志, 小西 智也, 鄭 涛, 上原 信知, 大向 雅人, 釜野 勝, MOD 法による ZnO 薄膜の作製とモル濃度による影響, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-49, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 12. 川上 雄嗣, 徐 微微, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, LED 光に対するクモの行動と ERG 信号の評価, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-50, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 13. 相原 孝俊, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 釜野 勝, 鄭 涛, 竹由来活性炭の作製及び EDLC 用電極としての性能評価, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-53, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
 14. 山下 惇, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 釜野 勝, 鄭 涛, レゾ

- ルシノール樹脂を用いた多孔質炭素の構造制御および電極材料への応用開発, LED 総合フォーラム 2019 in 徳島, P-54, 徳島, 2019/2/23 [ポスター]
15. 鎌田 隼, プラズモニック導波路をベースとする光集積回路素子に関する研究, 社会産業理工学研究会, No.7, 徳島, 2018/9/28 [ポスター]
 16. Toshinari Ando, Kenzo Yamaguchi, Shun Kamada, Toshihiro Okamoto, Masanobu Haraguchi, Plasmonic waveguide switch based on MEMS, Japan Student Chapter Meeting 2018, P14, Osaka, Japan, September 4 – 5, 2018 [Poster].
 17. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, プラズモニック Mach-Zehnder 干渉計で生じるウィスパリングギャラリーモードの観測, 第 26 回「レーザーのカオス・ノイズダイナミクスとその応用」専門委員会研究会, 徳島, 2018/6/2-3 [口頭]
 18. 久賀 公希, 徐 微微, 川上 雄嗣, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, LED 光におけるアシダカグモの網膜電位信号の測定, LED 総合フォーラム 2018 in 徳島, P-27, 徳島, 2018/2/12 [ポスター]
 19. 山下 智也, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, 閻裕華里, 画像検査用 LED 投光器における拡散シートの構成検討, LED 総合フォーラム 2018 in 徳島, P-29, 徳島, 2018/2/12 [ポスター]
 20. 矢野 聖也, 播岡 航平, 鎌田 隼, 徐 微微, 藤原 健志, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, 香西 貴典, MOD 法により作製した酸化薄膜を用いた DSSC の I-V 特性評価, LED 総合フォーラム 2018 in 徳島, P-33, 徳島, 2018/2/12 [ポスター]
 21. 清水 祐弥, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 鄭 涛, 釜野 勝, 小西 智也, 水熱合成による希土類イオン添加オキシ塩化ランタン系セラミックス蛍光体の作製, LED 総合フォーラム 2018 in 徳島, P-34, 徳島, 2018/2/12 [ポスター]
 22. 永尾 佳弥, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 藤原 健志, 安田 武司, 釜野 勝, 原野 智哉, 小西 智也, 銅(I)イオン・スズ(II)イオン添加ガラスの熱処理温度による発光特性への影響, LED 総合フォーラム 2018 in 徳島, P-35, 徳島, 2018/2/12 [ポスター]
 23. 新田 純也, 吉田 周平, 鎌田 隼, 徐 微微, 藤原 健志, 西尾 峰之, 小西 智也, 釜野 勝, 香西 貴典, 深紫外 LED と大気圧プラズマによる有機色素分解効果の比較, LED 総合フォーラム 2018 in 徳島, P-36, 徳島, 2018/2/12 [ポスター]
 24. 鎌田 隼, 武市 慎矢, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 釜野 勝, レーザー照射による 3C-SiC 表面の熱拡散の評価, 平成 29 年度第 4 回半導体エレクトロニクス部門委員会第 1 回講演会・見学会, P6, 徳島, 2018/1/27 [ポスター]
 25. 岩本 知佳, 岡本 敏弘, 河村 聡史, 鎌田 隼, 原口 雅宣, 異方性のある光メタマテリアル薄膜の実効誘電率・実効透磁率の評価, 平成 29 年度第 4 回半導体エレクトロニクス部門委員会第 1 回講演会・見学会, P7, 徳島, 2018/1/27 [ポスター]
 26. 吉野 ひかり, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, 藤原 健志, 山田 洋平, 水酸化ランタン共沈殿からの WVMo の溶出, 第 9 回徳島大学応用物理学会スチューデントチャプター研究会, P1, 徳島, 2017/12/9 [ポスター]
 27. 平松 佑基, 鎌田 隼, 徐 微微, 香西 貴典, 鄭 涛, 小西 智也, 釜野 勝, 藤原 健志, 移

- 動電界の速度変動による無機粒子構造構築への影響, 第 9 回徳島大学応用物理学会スチューデントチャプター研究会, P2, 徳島, 2017/12/9 [ポスター]
28. 神元 将太, 鎌田 隼, 藤原 健志, 小西 智也, 上原信知, 大向 雅人, 香西 貴典, 釜野勝, MOD 法による ZnO 薄膜の作製とモル濃度の変化による影響, 第 9 回徳島大学応用物理学会スチューデントチャプター研究会, P5, 徳島, 2017/12/9 [ポスター]
29. 武市 慎矢, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 釜野 勝, 原口 雅宣, 窒素ドーピング SiC における光熱拡散分信号の測定, 第 9 回徳島大学応用物理学会スチューデントチャプター研究会, P6, 徳島, 2017/12/9 [ポスター]
30. 福田 知洋, 岩本 知佳, 岡本 敏弘, 鎌田 隼, 森 篤史, 原口 雅宣, SRR 間距離の電磁相互作用の制御, 第 9 回徳島大学応用物理学会スチューデントチャプター研究会, P17, 徳島, 2017/12/9 [ポスター]
31. 廣中 厚祐, 鎌田 隼, 井口 由介, 藤原 光, 岡本 敏弘, 森 篤史, 原口 雅宣, アルミニウムを用いたアイランド状プラズモニック構造の作製, 第 9 回徳島大学応用物理学会スチューデントチャプター研究会, P18, 徳島, 2017/12/9 [ポスター]
32. 廣中 厚祐, 鎌田 隼, 井口 由介, 藤原 光, 岡本 敏弘, 森 篤史, 原口 雅宣, アルミニウムを用いたプラズモニック構造の検討, レーザー学会 中国・四国支部、関西支部連合 若手学術交流研究会, B-3, 香川, 2017/12/2-3 [口頭]
33. 福田 知洋, 岡本 敏弘, 岩本 知佳, 森 篤史, 鎌田 隼, 原口 雅宣, SRR (分割リング共振器) 間の電磁相互作用の制御, レーザー学会 中国・四国支部、関西支部連合 若手学術交流研究会, B-4, 香川, 2017/12/2-3 [口頭]
34. 岩本 知佳, 岡本 敏弘, 河村 聡史, 森 篤史, 鎌田 隼, 原口 雅宣, 基板に平行に並ぶスプリットリング共振器から成る光メタマテリアル薄膜の実効誘電率・実効透磁率の評価, レーザー学会 中国・四国支部、関西支部連合 若手学術交流研究会, B-5, 香川, 2017/12/2-3 [口頭]
35. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 四角形共振器付きプラズモニック導波路による小型センサデバイスの光伝搬解析, 第 14 回プラズモニクスシンポジウム, 福井, 2017/1/27-28 [口頭]
36. 安藤 寿成, 板倉 聡史, 鎌田 隼, 森 篤史, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 加圧と徐冷による 3-methyl-4-nitropyridine-N-oxide(POM)薄膜の形成, 学習院大学計算機センター特別研究プロジェクト『結晶成長の数理』第 11 回研究会 核生成再考～古典核生成理論を越えて～, 東京, 学習院大学, 2016/12/17-18 [口頭]
37. 川上 雄嗣, 金森 滉人, 鎌田 隼, 香西 孝典, 藤原 健志, 小西 智也, 上原 信知, 釜野勝, 鈴江 光良, LED 光によるクサグモの網膜電位信号の測定, LED 総合フォーラム 2016 in 徳島 論文集, P-30, 徳島, 2016/12/17 [ポスター]
38. 神元 将太, 鎌田 隼, 藤原 健志, 小西 智也, 上原 信知, 大向 雅人, 香西 孝典, 釜野勝, MOD 法による ZnO 薄膜の作製と光学的評価, LED 総合フォーラム 2016 in 徳島 論文集, P-28, 徳島, 2016/12/17 [ポスター]
39. 岡田 美那, 藤原 健志, 中山 忠親, 鎌田 隼, 香西 貴典, 安野 恵実子, 小西 智也, 釜

- 野 勝, 高放熱化に資する有機無機ハイブリッド材料の構造制御, LED 総合フォーラム 2016 in 徳島 論文集, P-26, 徳島, 2016/12/17 [ポスター]
40. 武市 慎矢, 鎌田 隼, 香西 孝典, 藤原 健志, 小西 智也, 釜野 勝, 原口 雅宣, SiC における光熱拡散分光信号の測定, LED 総合フォーラム 2016 in 徳島 論文集, P-25, 徳島, 2016/12/17 [ポスター]
 41. 橋本 直秀, 宮田 優一, 鎌田 隼, 香西 孝典, 藤原 健志, 釜野 勝, 小西 智也, 銅(I)イオン添加スズ亜鉛リン酸塩ガラスの構造変化と発光強度, LED 総合フォーラム 2016 in 徳島 論文集, P-24, 徳島, 2016/12/17 [ポスター]
 42. 鈴江 瑠衣, 小西 智也, 藤原 健志, 鎌田 隼, 香西 孝典, 安野 恵実子, 釜野 勝, Er³⁺ 添加 LaOCl 蛍光体の表面修飾による表面構造と発光への影響, LED 総合フォーラム 2016 in 徳島 論文集, P-23, 徳島, 2016/12/17 [ポスター]
 43. 新谷 みず希, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 釜野 勝, 安野 恵実子, 小西 智也, Er³⁺ 添加 LaOCl 蛍光体において Er³⁺ 添加量が蛍光スペクトルに及ぼす影響, LED 総合フォーラム 2016 in 徳島 論文集, P-22, 徳島, 2016/12/17 [ポスター]
 44. 安藤 寿成, 板倉 聡史, 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 3-methyl-4-nitropyridine-N-oxide (POM) 薄膜の作製および非線形光学特性評価, レーザー学会 中国・四国支部、関西支部連合 若手学術交流研究会, A-4, 兵庫, 2016/12/14-15 [口頭]
 45. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, プラズモニック導波路による非平衡 Mach-Zehnder 干渉計の光伝搬の解析, レーザー学会 中国・四国支部、関西支部連合 若手学術交流研究会, A-5, 兵庫, 2016/12/14-15 [口頭]
 46. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, 四角形共振器付きプラズモニック導波路による小型センシングデバイスの検討, 第 4 回応用物理学会徳島大学スチューデントチャプター研究会, 香川, 2016/12/10 [ポスター]
 47. 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, MIM 型プラズモニック導波路による小型 Mach-Zehnder 干渉計, 日本光学会 ナノオプティクス研究グループ 第 23 回研究討論会 (博士課程学生招待講演), 大阪, 2016/11/28-29 [口頭]
 48. 川上 雄嗣, 浅利 純也, 金森 滉人, 鎌田 隼, 香西 貴典, 藤原 健志, 小西 智也, 釜野 勝, 上原 信知, 鈴江 光良, クモ類の網膜電位信号の波長依存測定, 生体・感性及び高度情報処理シンポジウム 2016～高専・技大・企業 産学連携の推進～, S-2, 長岡, 2016/1/28 [口頭]
 49. 谷川 紘太, 鎌田 隼, 岡本 敏弘, 原口 雅宣, SRR 含有フィルム積層膜から成る 3 次元光メタマテリアルの作製, 第 13 回プラズモニクスシンポジウム, 松山, 2016/1/22 [口頭]
 50. Masanobu Haraguchi, Koji Okuda, Shun Kamada, Kota Tanikawa, Toshihiro Okamoto, Development of key components for integrated plasmonic circuits, Nanophotonics in Asia 2015, P-28, Osaka, December 10-11, 2015 [Poster].
 51. Shun kamada, Toshihiro Okamoto and Masanobu Haraguchi, Anti-symmetric Mach- Zehnder interferometer in a layered plasmonic waveguide, Asian CORE Student Meeting 2015, P-26, Osaka, December 8-9, 2015 [Poster].

52. 鎌田 隼, 河合 晃, 紫外線照射により活性化された二酸化チタン膜における表面エネルギーの解析, 第 5 回マイクロ・ナノ工学シンポジウム, 5PM3-PSS-115, 仙台, 2013/11/5-7 [ポスター]
53. 鎌田 隼, 桃野 浩樹, 中川 圭, 原口 雅宣, 上原 信知, 釜野 勝, GaAs 基板表裏における光熱拡散分光信号, LED 総合フォーラム 2012 in 徳島 論文集, P-22, 徳島, 2012/4/20[ポスター]
54. 桃野 浩樹, 鎌田 隼, 小西 涼太, 小西 智也, 上原 信知, 釜野 勝, 蛍光ガラスにおける光学特性評価, LED 総合フォーラム 2012 in 徳島 論文集, P-31, 徳島, 2012/4/20 [ポスター]
55. 鎌田 隼, 立石 清, 平田 均, 釜野 勝, LED キューブの設計と作製, 生体情報処理と高度情報処理シンポジウム 2011, P-21, 長岡, 2011/1/24-25 [ポスター]

受賞歴

1. 2018 年 9 月 鎌田 隼, 社会産業理工学研究交流会 2018 優秀賞
2. 2017 年 7 月 Shun Kamada, The Asia-Pacific Conference on Near-Field Optics, Student paper Awards
3. 2016 年 12 月 鎌田 隼, レーザー学会中国・四国支部、関西支部連合若手学術交流研究会 若手優秀発表賞
4. 2016 年 7 月 鎌田 隼, 第 21 回(2016 年度) 応用物理学会中四国支部 発表奨励賞
5. 2016 年 3 月 Shun Kamada, ICNP 2016, Best Poster Award

謝辞

本研究を遂行するにあたり、様々な方にご支援いただきました。ここに、その感謝の意を表します。

徳島大学大学院社会産業理工学研究部理工学域光応用系 原口雅宣教授には、指導教官として本研究実施の機会を与えて頂き、その遂行にあたって終始ご指導をいただきました。また、研究を進めるにあたり、私個人の考えを尊重してくださりました。多方面への活動においても、自由に活動することをお許しいただきました。ここに感謝の意を表し、厚くお礼申し上げます。

徳島大学大学院社会産業理工学研究部理工学域光応用系 岡本敏弘准教授には、研究方針から実験方法についてまで、幅広い内容について助言を賜りました。相談に伺うと親身にアドバイスをいただき、時には長時間ご議論いただきました。心より感謝致します。

徳島大学大学院社会産業理工学研究部理工学域ナノマテリアルテクノロジー分野 北田貴弘教授、徳島大学大学院社会産業理工学研究部理工学域光応用系 古部昭広教授には、本論文作成にあたり本質的な部分についてご議論いただきました。心より感謝致します。

徳島大学 福井萬壽夫名誉教授には、研究以外についても多くのご指導頂きました。普段から気にかけて頂き、心より感謝致します。

情報通信研究機構 大友明上席研究員には、電気光学ポリマーを用いた構造作製の際に、ご指導頂きました。研究の本質的な部分から、応用面に関してまで多くの助言を賜り、深く感謝致します。

情報通信研究機構 上田里永子氏、山田千由美氏には、電気光学ポリマーを用いた構造作製における装置のオペトレをはじめ、実験上の問題点に対し親身にアドバイスをいただきました。心より感謝致します。

阿南工業高等専門学校創造技術工学科化学コース 釜野勝准教授には、研究内容から私生活に至るまで幅広くご支援頂きました。また、阿南工業高等専門学校研究支援員として活動させていただき、装置選定など非常に多くの知識を身に着けることができました。思えば私が高専に在学時からご指導いただいております。深く感謝しております。

徳島大学大学院社会産業理工学研究部理工学域機械科学系 安井武史教授には、徳島大学 SPIE/OSA スチューデントチャプターの活動のご支援いただきました。この活動を通して、国内・国外の研究者との交流の機会を与えて頂きました。心より感謝申し上げます。

徳島大学大学院社会産業理工学研究部理工学域電気電子系 直井美貴教授には、電子線露光装置をはじめ、実験内容についてもご指導頂きました。心より感謝致します。

徳島大学 高島祐介博士には、数値計算手法や作製プロセスについてなど多くご議論させて頂きました。また、研究室は違えど一番近い先輩であり、研究に対する姿勢や進め方など、常に刺激をもらっておりました。心より感謝致します。

Academia Sinica Prof. Din Ping Tsai には、国立台湾大学への留学を受け入れて頂き、ご指導いただきました。国際会議でお会いした際は、気さくにお話しさせていただき、心より感謝致します。

徳島大学 桑原稔氏には、装置メンテナンスなどご指導いただき、深く感謝致します。

阿南工業高等専門学校創造技術工学科情報コース 岡本浩行准教授には、同じプラズモニクス分野の研究者として、学会や研究会でお会いした際は気さくにご議論頂きました。数値計算法についてなど多くの助言を賜り、深く感謝致します。

香川大学工学部材料創造工学科 山口堅三助教には、測定系や研究方針について多くのご指導を賜りました。研究室の先輩としても気にかけて頂き、深く感謝致します。

阿南工業高等専門学校創造技術工学科化学コース 小西智也准教授，阿南工業高等専門学校創造技術工学科化学コース 鄭涛講師，阿南工業高等専門学校創造技術工学科電気コース 藤原健志助教，阿南工業高等専門学校創造技術工学科電気コース 香西貴典助教には、同校における週レポートや測定，普段の生活に至るまで，大変お世話になりました。心から感謝致します。

日亜化学工業株式会社 中河義典博士には、研究の原理的な部分について多くの助言を賜りました。研究者としての考え方など大変刺激を頂き、深く感謝致します。

研究室の同期である板倉聡史氏，奥田浩二氏，齋藤蘭氏，谷川紘太氏には、修士課程の2年間研究室生活を共にし、大変多くの刺激をもらいました。研究に行き詰ったときは共に悩み、お互いに切磋琢磨し合いながら多くの時間を共有してきました。彼らのおかげで大変充実した研究室生活が送れました。心より感謝しています。

研究室の後輩である加地崇洋氏，松本涼太氏，村中隆二氏，井口由介氏，板東真平氏には、実験内容についてなど数多く議論の機会をもらいました。心から感謝致します。

研究室の後輩である安藤寿成氏には、多くの学会や研究会に共に参加し、楽しく大変な時間を共有してきました。非常に楽しい研究生活が送れたことに、心より感謝致します。

最後に、大学院生活を見守ってくれ、自分の考えを尊重してやりたいように活動させて頂いた家族に感謝の意を表し、謝辞とさせていただきます。

2019年3月

鎌田 隼