

平成 25 年度修士論文

プラズモニック InP 光導波路デバイスのための
金属グレーティングカプラの設計と作製

2014 年 2 月 6 日提出

指導教員 種村 拓夫 准教授

東京大学大学院工学系研究科
電気系工学専攻 37-126469

野尻 悠平

目次

1	序章	5
1.1	背景	5
1.2	光インターコネクト	6
1.3	サイズミスマッチ	7
1.4	回折限界	7
1.5	プラズモニクス	8
1.6	光素子の小型化によるメリット	8
1.7	先行研究と本研究の目的	9
1.8	本論文の構成	10
2	理論	11
2.1	光導波路上でのモード伝搬	11
2.2	ローレンツモデル	16
2.3	表面プラズモン (Surface Plasmons)	19
2.4	Metal Insulator Metal (MIM) mode	21
2.5	FDTD 法	22
3	素子の設計	26
3.1	FDTD 法によるグレーティングの各パラメータの決定	26
	(Step1) 単一グレーティングの設計	27
	(step2) グレーティング間の距離の決定	32
	(Step3) MIM 導波路と隣接するグレーティングとの距離の決定	33
4	素子の作製と測定	36
4.1	フォトマスクの設計	38
4.1.1	伝搬光入出力用リッジ型導波路部	39
4.1.2	スラブ型導波路部	40
4.2	伝搬光入出力用リッジ型導波路部の作製プロセス	40
4.2.1	フォトリソグラフィ	40
4.2.2	ウエットエッチング(InGaAs, InP)	41
4.2.3	スパッタリング(SiO ₂)	41
4.2.4	電子線描画 (EB 露光)	42
4.3	スラブ型導波路部における MIM 構造の作製プロセス	43
4.3.1	電子線蒸着による Cr 膜堆積	43
4.3.2	Cr マスクのリフトオフ	43
4.3.3	Cr マスクを用いた SiO ₂ のドライエッチング	44
4.4	MIM 導波路の完成	44

4.5 作製した素子の測定結果.....	46
4.5.1 測定系の説明.....	46
4.5.2 測定結果	46
5 結論	48
参考文献	49
本研究に関する発表	51
謝辞	52

1 序章

本研究はコンパクトでかつ低消費電力な光変調器及び光受光素子の実現を目指すものである。本研究では特に金属グレーティングカプラと呼んでいる光導波路に内蔵される集光機構の原理検証を目的としている。

まず序論として、表面プラズモンの概要と現在の工学応用例を説明し、次に金属グレーティングカプラについての先行研究を紹介する。その後、本研究の目的と位置づけについて説明し、本論文の構成について述べる。

1.1 背景

現在、各家庭へのインターネットの普及が進み、さらにスマートフォンなどの移動端末においても情報の相互通信が行われる高度情報化社会となっている^[1]。それに伴い Fig1.1 に示すように、この 10 年において通信容量の増大が顕著である。このような現状に対応すべく、光ファイバ通信網の大容量化や大規模データセンタなどの大規模情報処理システムの構築が進められている。このような状況下において、情報処理システムの基礎となる電子回路システムの処理能力の向上が行われている^[1]。

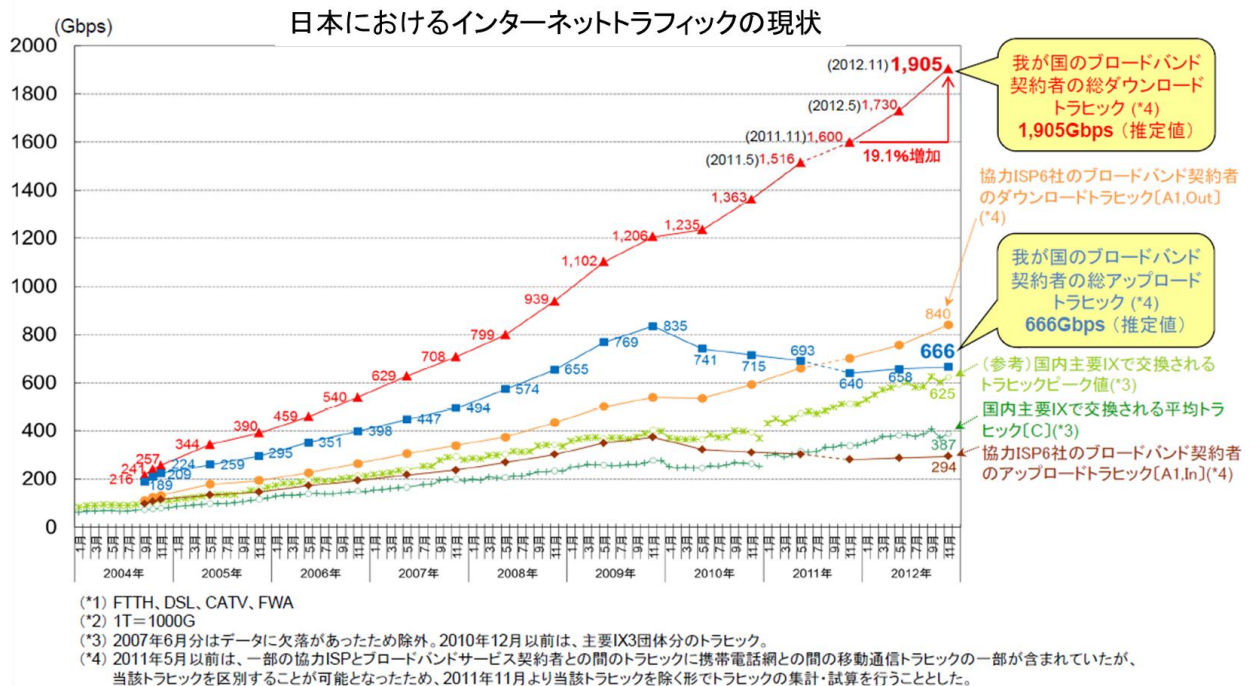


Fig1.1 日本におけるインターネットトラフィックの現状^[1]

コンピュータなどの電子回路システムの処理能力は LSI(large-scale-integration)の高集

積化やクロック周波数の高速化によって向上してきた。しかし電子回路システムを、これまでトレンドであるトランジスタの小型化や集積化だけで、さらなる高性能化を行うことは難しい^[2]。なぜなら、電子回路システム内での信号遅延やスキュー(電子回路システムをクロックが多数の論理回線の経路を辿ることによって発生するタイミングのずれ)、クロストークなどの情報を伝達する配線に関する問題とそれに伴う消費電力の増加が深刻な問題となるからである^[3]。電子回路システム内を高周波数の電気信号が流れるため渦電流損失が大きくなるからである。特にサーバ機器内の大規模電子回路システムのチップ間データ伝送速度は、2年で約2倍の性能向上が求められており、2010年代には1 Tbit/s、2020年には10Tbit/sの大容量伝送が必要とされている^[2]。しかし既存の電気配線ではこのような大容量伝送は、サイズの的にも消費電力的にも難しいといわれている。この問題に対し低抵抗のCu配線、低誘電率の層間絶縁膜を用いた新しい配線技術いろいろな検討がなされている^[2]。そのような新しい配線技術の一つに光インターコネク特(optical interconnect)と呼ばれる技術がある。

1.2 光インターコネク特

一般的に光インターコネク特は装置間やボード間などの、比較的短い距離において光信号を用いて伝送させる光通信技術の総称である^[4]。光インターコネク特的利点としては、従来の銅配線に比べ高速化・高性能化(伝送距離、消費電力、電磁雑音、損失等の特性など)が実現可能であることが挙げられる。具体例として、ボード間通信において銅配線の伝送距離の限界はシリアル伝送で約1mと言われているが、光ファイバを用いた光配線であれば制限されない。また銅配線において、消費電力が制約となって信号周波数が40 GHzを超えると既存の技術では対応できなくなると言われているが^[5]、光配線を用いると伝搬損失が銅配線のように周波数に比例しないので、高信号周波数にも対応可能である。電磁雑音の観点では、電子回路基板から多くの電磁雑音が発生しているが^[6]、光配線ではこれの影響を受けない。このような様々な利点が光インターコネク特にはある。

本研究では、LSIやメモリーなどのチップ内における光通信も光インターコネク特に分類するものとしている。かつて電気信号や電波を用いて行われていた大陸間通信や都市間での通信が海底光ケーブルや基幹系光ネットワークなどをもちいた光通信に置き換わり、近年ではより短い距離である、装置間やボード間での大容量通信を光信号により用いて行われはじめている。このように、はじめは長距離の通信が光信号に置き換わり、その距離を短くして現在は装置間やボード間になり、さらにはチップ間やチップ内の情報伝送も光配線による光信号を用いて行う研究^[7,8,9]がなされている。

チップ内における光インターコネク特を構成する要素として、受光素子(photo detector)や光変調器(optical modulator)、レーザー(Laser)などが挙げられる。これら光電素子に求められる性能として

(1)小型化(集積化)

(2)低消費電力

(3)高速応答

などが挙げられる。現在これらを満たす素子の研究がなされている^[10,11]。特に小型化が重要な課題であり、光学素子と電子回路間のサイズ不整合(dimension mismatch)が光インターコネクトの実現を阻害する大きな問題の一つとなっている。

1.3 サイズミスマッチ

チップ内において光信号伝送を行うためには、光受光素子や光変調器、発光素子などの光電素子の小型化が不可欠である。チップ内の電子回路を形成するトランジスタのゲート幅が 22nm^[12]、LSI 内の dynamic RAM とプロセッサを長さ 10 μ m の銅線が結んでいる^[13]。これに対して、Si 基板上に形成されたマッハツェンダー型光変調器の活性領域の長さは短いものでも 200 μ m^[14]、導波路付随型発光素子では活性領域の幅が 1-20 μ m で長さが 100-500 μ m となっており、nm オーダーの電子回路と μ m~mm オーダーの大きさのある光素子との間にサイズミスマッチが生じている。このサイズミスマッチを解消するためにも光電素子の小型化が必要となっている。

1.4 回折限界

光電素子の小型化が困難である理由の一つに回折限界がある。回折限界とは、光がその半波長の以下の領域に集光できないというものである^[15]。顕微鏡などの分解能を決定する要因の一つでもある^[16]。回折限界により光導波路幅の下限値が決まってくる。光電素子の基本要素である誘電体光導波路の幅は、伝搬光の半波長を誘電体導波路媒質の屈折率で割った値がおおよその下限値となる。たとえば、本研究で用いた InP の屈折率が 3.17、伝搬光波長が 1.55 μ m で導波路幅の下限値が 244nm となる。実際は単一媒質で導波路を作製することはできないし、コアとクラッドの屈折率差などの他の要因が大きい。回折限界のために少なくとも誘電体導波路において近接場光を除き幅 244nm 以下で光は伝搬できない。この回折限界が光電素子の小型化を阻害している。現在実現されている半導体光電デバイスにおける導波路で狭幅のものは、SOI(silicon on insulator)基板を用いたもので幅が約 300nm のものも存在するが、伝搬光の電界分布を考えると導波路幅よりも広がっている^[17]。また本研究で用いる InP を用いた一般的な光導波路の幅はコアとクラッドの屈折率差をつけにくいことから少し広がっている。これはコアとクラッドの屈折率差を大きくつけられないからである。このような大きさを持った導波路を基礎にして、光電素子は電流注入や熱を加えることで光変調や発光などを行っている。よって数 10nm で形成される電子回路にくらべ、光電気素子は大型になってしまうのである。また電子回路と異なり集積化も困難で

あり、光素子を同一基板に集積する光集積回路 (photonic integrated circuit : PIC) も盛んに研究されている^[18]。しかし集積度は電子回路において 2008 年 Intel によって 7 億個のトランジスタが集積されたのに対し^[19] 光集積回路においては Infinera の Corzine らによって 400 個の光素子数^[20]となっており、7 桁もの差がある。このように、光インターコネクトや光集積回路を実現するにあたり、光電素子の小型化は不可欠である。

1.5 プラズモニクス

光電気素子の小型化の方法として表面プラズモンを用いる方法が提案されている。表面プラズモンとは、金属界面に電場が垂直に入射したときに金属表面で生じる電子の集団振動である。その結果、金属表面に電場が局在する^[21]。この現象を利用した MIM 導波路 (metal-insulator-metal waveguide)^[22]を用いることで、光素子の小型ができると期待されている。^[23] 実際の研究例として MIM 導波路を用いたマッハツェンダー型光変調器があります。この研究では光変調用の電圧印加領域において MIM 導波路を用いており、その長さ $1\mu\text{m}$ となっている^[24]。一般的な同型の光変調器の電圧印加領域長は数百 μm となっており^[14]、MIM 導波路を用いると小型にできることがわかる。また発光素子においても活性領域長が $400\mu\text{m}$ の DFB レーザなど数百 μm の長さが一般的であるが、プラズモンレーザ(導波路構造としては MIM 導波路と同じ)の大きさは円柱形で直径が 200nm 、高さが $1.5\mu\text{m}$ と小型のものが低温で発光している^[26]。このように MIM 導波路を用いた光電素子は現在の誘電体導波路を用いた光電素子に比べ、小型にすることができる。

1.6 光素子の小型化によるメリット

光インターコネクトや光集積回路実現のために、プラズモンを用いた小型光電素子が提案され、最近活発に研究されている。その小型光電素子には集積性、低消費電力、高速応答などのメリットが挙げられる^[7]。まずは光電素子一つのフットプリントが減少すれば単位面積あたりの素子数が向上し集積を行うことができる。また、光電素子の性能を決める要因の一つに電流密度が挙げられる。例えば、電流注入型の光変調器の場合、変調を行う活性層部分に注入できる電流密度が大きいほど、光を変調し易くなる。光電素子を小型化することで活性層面積が減少し、従来と同等の変調性能を少ない電流量で行うことができる。よって低消費電力化が行える。最後に小型化による電圧印加型光電素子などの高速応答がある。一般的に電圧印加型光電素子の性能を制限する要因の一つに CR 時定数がある。これは電圧印加部のキャパシタンスとキャリアの移動度で決まる値であり、値が小さいほど高速応答を行うことができる。先の電流密度と同様に、素子の活計層の面積が小さいとキャパシタンスが下がるので CR 時定数が減少し、高速応答や広帯域の光電素子となる。^[7] このように光電素子の小型化には様々なメリットがある。

1.7 先行研究と本研究の目的

プラズモンを用いた応用研究の中で Fig2.4 に示すような 3 次元プラズモンアンテナを用いた受光素子がある。この研究の注目点の一つが金属グレーティングを用いた集光機構 (Metallic grating coupler) である。

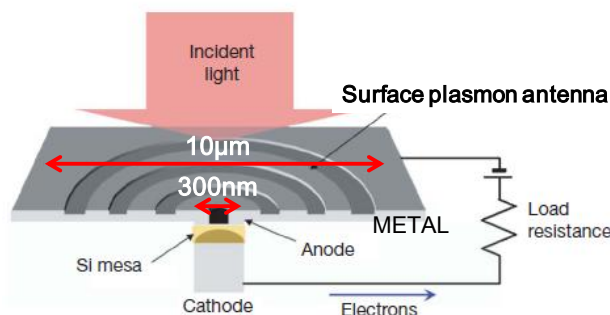


Fig1.2 プラズモンアンテナ付きのフォトディテクタ [27]

この研究で用いた集光機構である 3 次元プラズモンアンテナは金属表面に同心円状にグレーティングを掘ることで垂直方向から入射した光を、幅 300nm の中央部活性領域に集めるものである。これにより光受光部の活性層の小型化ができ、キャパシタス減少させることで高速応答が可能なフォトダイオードを実現した研究である。他にもプラズモン素子は多く実証されているが [22,24,26]、これらに効率よく光を結合する技術は確立されていない。一方、金属グレーティングカプラは空間光学系で広く実証されている。しかし導波路素子への適応例は見当たらない。本研究では従来の光導波路とプラズモンを用いた小型の光電素子結合部に着目した。結合部にはテーパ構造が用いられており InP 基板を用いた素子では幅 3μm の光導波路の伝搬光を幅 300nm の MIM 導波路に結合させるのに約 100μm のテーパ構造を用いている。このようにスラブ導波路と MIM 導波路の小型の光カプラは、いまだ実現されていない。

2005 年に T.Ishii らによって金属グレーティングカプラ受光素子が作製された。これは Si 基板上の銀薄膜に Bull's eye と呼ばれるグレーティング構造を形成することアンテナとし、上部から入射してきた光を集光し中央部に集光して受光を行うものである [27]。受光部の活性層が直径 300nm の円形で、キャリア取り出しのための逆電圧が 2V 未満となっている。光電流をアンテナの有無で比較した場合、逆電圧 2V 印加時で約 10 倍の光電流が流れている [27]。このことから金属グレーティングが集光を果たすことが分かる。

このように、金属グレーティング構造は、空間光学系において多く用いられ、波長以下の領域に効率良く集光できることが実証されてきた。一方、このような構造を導波路型光素子に導入する試みはほとんど行われておらず、その効果が未知数である。

そこで、本研究では、金属グレーティングを初めて InP 系光導波路素子に導入することで、従来の数 μm 幅の光導波路素子と $1\mu\text{m}$ 以下の幅の微小プラズモニック光素子との高効率なインタフェースを実現することを目的とした。具体的には、Fig1.3 に示すように、スラブ光導波路の側壁に微細な金属グレーティング溝を施した光カプラを新たに提案し、metal-insulator-metal (MIM) 導波路に効率良く光を結合するために、設計と試作を行った。その結果、グレーティング構造の有無によって、結合効率が向上できることを数値計算と実験から明らかにした。

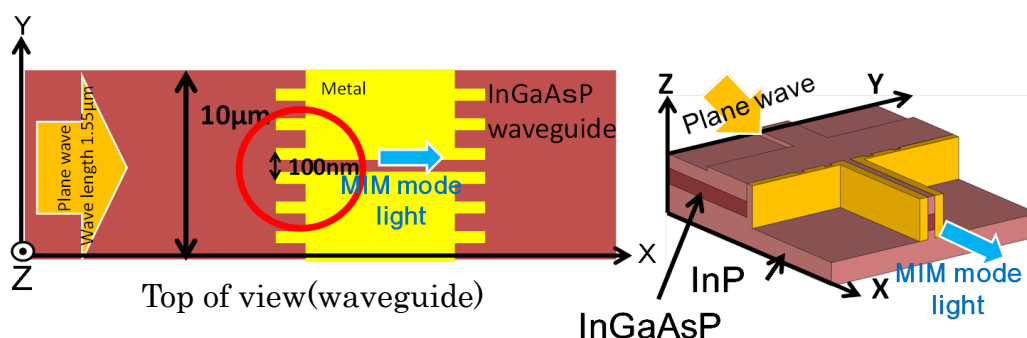


Fig1.3 本研究における金属グレーティングカプラの模式図

1.8 本論文の構成

本章では序論として研究の背景および目的を述べた。

第2章ではスラブ導波路の導波モードの解析手法を説明する。次にローレンツモデルを用い、金属の誘電率を求めた後に、表面プラズモンと MIM モードについて説明する。最後に本研究に用いた、プログラミング手法である FDTD について説明を行う。

第3章では作製素子の構造決定のためのシミュレーションの結果を示す。

第4章では素子の作製プロセスについて説明する。

その後、シミュレーションで求めた結果を用いて作製した素子の測定結果を示す。その後、得られた結果に対し、ファブリペロー法や FDTD による伝搬損の計算を行い考察する。第5章で本研究の結論を示す。

2 理論

本研究でプラズモンアンテナを用いることで伝搬光が集光することの原理検証のために設計したデバイスについて理論を交えながら説明する。

2.1 光導波路上でのモード伝搬

Snell の法則により光は屈折率の異なる物質に入射すると、屈折や反射を起こす。特に高屈折率媒質から低屈折率媒質に入射するとき、入射角がある一定以上になると入射された光がすべて反射する全反射と呼ばれる現象が生じる。光導波路では、この原理を用い屈折率の高い媒質(コア)の周囲に屈折率の低い媒質(クラッド)を設け、全反射現象により光を閉じ込めることでコアに沿って光を伝搬させる。このような導波路はスラブ導波路と呼ばれる。さらに光導波路として使用する部分以外のクラッドやコアを除去するとクラッドが除去されていない中心部の等価屈折率が周辺より高くなり、基板に対して水平方向への光り閉じ込めが可能となる。本研究ではスラブ導波路の光導波路を採用している。

本研究の対象である InP 系導波路では、クラッドとして屈折率が 3.171 の InP を使用し、コアとして屈折率が 3.4 であり、バンド端の発振波長が $1.37\mu\text{m}$ の Q1.37(Quaternary1.37)InGaAsP を使用した。この章では、スラブ導波路での光の伝搬をマクスウェルの方程式より解析する^[1]

光を含めた電磁波は以下のマクスウェルの方程式に従う。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2-1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2-2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2-3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2-4)$$

ここで、E:電場(V/m), H:磁場(A/m), D:電束密度(C/m²), B:磁束密度(T), J:電流密度(A/m²), ρ:電化密度(C/m³)である。また、光導波路では電荷が存在しないのでρ=0, J=0となる。したがって(2-1) (2-2)のみ導波路の伝搬光解析に用いる。

光導波路ようにコア(屈折率:n₁), クラッド(屈折率:n₂)が伝搬方向(z 軸)に対して一様な光導波路での電場 \mathbf{e} と磁場 \mathbf{h} は次式で表される。

$$\mathbf{e}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{x}, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2-5)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{h}(\mathbf{x}, y) \exp[j(\omega t - \beta z)] \quad (2-6)$$

ただし、ω:各周波数, β:伝搬定数とする。

(2-5)と(2-6)をそれぞれ(2-1)と(2-2)に代入すると次式のようになる。

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (2-7)$$

$$-\frac{\partial E_z}{\partial x} - i\beta E_x = -i\omega\mu_0 H_y \quad (2-8)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \quad (2-9)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \quad (2-10)$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} - i\beta H_x = i\omega\epsilon_0 n^2 E_y \quad (2-11)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -\omega\epsilon_0 n^2 E_z \quad (2-12)$$

ただし, μ_0 : 真空での透磁率, ϵ_0 : 真空での誘電率, n : 屈折率とする.

Fig 2.1 に示したような z 方向へ光が伝搬する多層スラブ構造を仮定する. 媒質は x 方向に対して一様とすると, (2.7)から(2.12)において $\partial/\partial x=0$ とおける. 従って,

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} + i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (2-13)$$

$$-i\beta E_x = -i\omega\mu_0 H_y \quad (2-14)$$

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} = -i\omega\mu_0 H_z \quad (2-15)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y = j\omega\epsilon_0 n^2 E_x \quad (2-16)$$

$$-i\beta H_x = i\omega\epsilon_0 n^2 E_y \quad (2-17)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = -\omega\epsilon_0 n^2 E_z \quad (2-18)$$

が得られる.

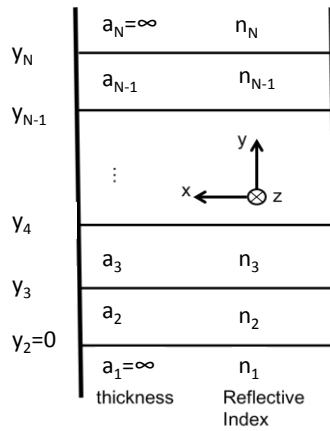


Fig2.1 多層スラブ導波路の模式図(各層の厚みと反射率)

上の関係式は, (2-14), (2-15), (2-16)から成り立つ $[E_x, H_y, H_z]$ と, (2-13), (2-17), (2-18)から成り立つ $[H_x, E_y, E_z]$ の独立な波動を表している. このように導波路内の伝搬モードは電界及び磁界が光の伝搬方向成分を持つかどうかで分けられる. 前者($E_z=0$)は TE(Transverse Electric) モードと呼ばれ, 後者($H_z=0$)は TM (transverse magnetic) モードと呼ばれる. さらに(2-15)の両辺に $\partial/\partial y$ をかけ, 他の TE モードに関する関係式を用いると, 次のような波動方程式が得られる.

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)E_x = 0 \quad (2-19)$$

ただし, $k=k_0n$ (波数), $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ (真空での波数)である. 同様に, TMモードについても波動方程式が得られる.

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)H_x = 0 \quad (2-20)$$

一方, Fig2.1 のようなスラブ導波路で, i 層目での TE モードの E_x , TM モードの H_x は(2.19), (2.20)の一般解として次のように表される.

$$\begin{cases} E_{xi} \\ H_{xi} \end{cases} = A_i \exp[-jk_{yi}(y - y_i)] \quad (2-21)$$

$$+ B_i \exp[jk_{yi}(y - y_i)]$$

$$k_{yi} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta^2} (k_i > \beta) \\ j\sqrt{\beta^2 - k_i^2} (k_i < \beta) \end{cases} \quad (2-22)$$

また, 1 層と N 層で電磁界が吸束する条件と, 各層間で電磁界が連続する条件はそれぞれ次のようになり, これらを用いると (2-21)での A_i, B_i が(2-25)のように計算できる.

$$B_1=A_N=0 \quad (2-23)$$

$$\begin{cases} E_{xi} = E_{xi-1i}(\text{TE mode}) \\ H_{xi} = H_{xi-1i}(\text{TM mode}) \end{cases} \quad (2-24)$$

$$\begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{i1} & C_{i2} \\ C_{i3} & C_{i4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{i-1} \\ B_{i-1} \end{pmatrix} \quad (i=1,2,3, \dots, N-1) \quad (2-25)$$

$$C_{i1} \quad (2-26)$$

$$= \frac{k_{yi} + k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp[-jk_{yi-1}a_{i-1}]$$

$$C_{i2} \quad (2-27)$$

$$= \frac{k_{yi} - k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp[jk_{yi-1}a_{i-1}]$$

$$C_{i3} = \frac{k_{yi} - k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp[-jk_{yi-1}a_{i-1}] \quad (2-28)$$

$$C_{i4} = \frac{k_{yi} + k_{yi-1}m_i^2}{2k_{yi}} \exp[jk_{yi-1}a_{i-1}] \quad (2-29)$$

$$m_i = \begin{cases} 1 & (\text{TE mode}) \\ n_i/n_{i-1} & (\text{TM mode}) \end{cases} \quad (2-30)$$

また、N層でのyの連続条件により、次のようになる。

$$\begin{pmatrix} B_N \\ B_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{N1} & C_{N2} \\ C_{N3} & C_{N4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{N-1} \\ B_{N-1} \end{pmatrix} \quad (2-31)$$

$$= \begin{pmatrix} C_1(\beta) \\ C_2(\beta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_1 \end{pmatrix}$$

$$C_{N1} = \exp[-jk_{yN-1}a_{N-1}] \quad (2-32)$$

$$C_{N2} = \exp[jk_{yN-1}a_{N-1}] \quad (2-33)$$

$$C_{N3} = \frac{-k_{yN-1}m_N^2}{k_{yN}} \exp[-jk_{yN-1}a_{N-1}] \quad (2-34)$$

$$C_{N4} = \frac{k_{yN-1}m_N^2}{k_{yN}} \exp[jk_{yN-1}a_{N-1}] \quad (2-35)$$

$$m_N = \begin{cases} 1 & (\text{TE mode}) \\ n_N/n_{N-1} & (\text{TM mode}) \end{cases} \quad (2-36)$$

(2-36)により、(2-37)を満たす β を求めると各層での電磁界分布が求められる。

$$C_1(\beta) - C_2(\beta) = 0 \quad (2-37)$$

k_{yi} が実数となるところがコアとなり、(2-37)の解はコアとクラッド間の屈折率差やコアの厚みにより複数存在する場合がある。本研究では(2-37)の解が一つのみ(基本モード)とするためには適切な層構造が必要になる。そこで本研究では、InPクラッドの間に、厚み500 nmのInGaAsPコアを挿入した構造を使用した。このときの基本モードの分布をFig2.2に示す。Hは基板の基準点からの高さ、nは各層の屈折率を示している。またEは電界の絶対値を示している。

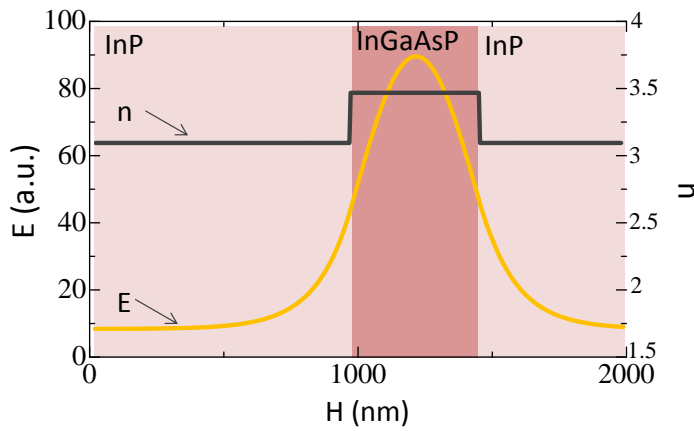


Fig2.2 スラブ導波路内の電界分布と屈折率分布

Fig2.2のようなスラブ導波路を利用すると層構造方向に対しての光の閉じ込めが可能となる。また、一定幅を持ったスラブ導波路の両側クラッドを除去すると基板に平行な方向への光閉じ込めが可能となる。本研究では、このような2次元閉じ込めが可能な導波路を用いている。本研究では上部クラッド層のみ除去したリッジ型導波路と、下部クラッド層までコア部も含めて除去したハイメサ構造の2つの構造を採用している。ここでは、リッジ型導波路の伝搬光モードの計算法について説明する。

リッジ型導波路は Fig2.3 のような構造をしている。リッジ(Ridge)型導波路を領域 I, II に分けて等価屈折率法を用いて導波路設計を行う。(2-37)で β を求めると、(2-38)によって等価屈折率を求めることが可能である。等価屈折率法では、等価屈折率(n_{eff})を用いて波動方程式を解くことによって導波路での電界を解析する^[30]。

$$n_{\text{eff}} = \beta/k_0 \quad (2-38)$$

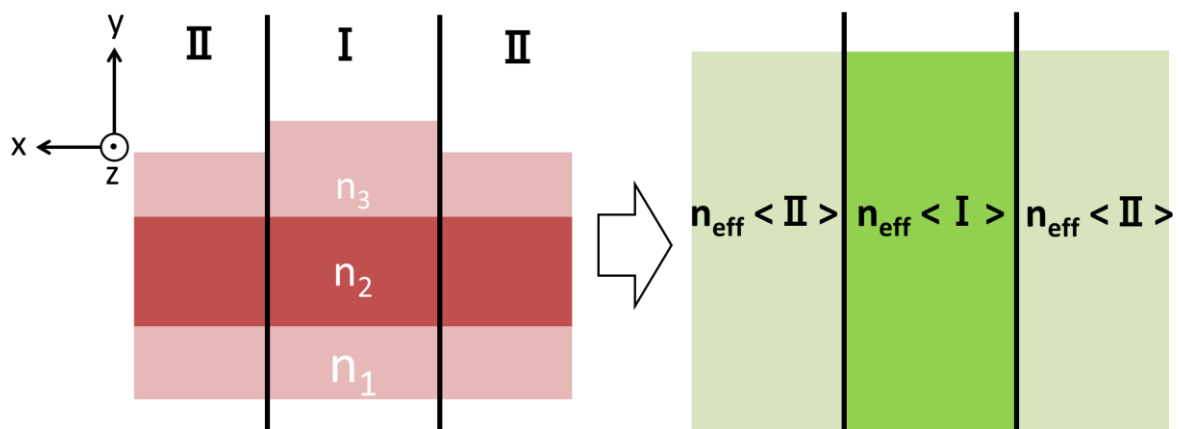


Fig2.3 リッジ型導波路の等価屈折率法

Fig2.3 の構造での電界 E_x の波動方程式は次式のように表される.

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_0^2 n(x,y)^2 - \beta^2) E_x = 0 \quad (2-39)$$

ここで, E_x が x, y に対して変数分離できると仮定する.

$$E_x = \Psi_x(x) \Psi_y(y) \quad (2-40)$$

(2-40)を(2-39)に代入し, y に対する等価屈折率 $n_{\text{eff}}(x)$ を導入すると(2-41)が得られる.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Psi_x} \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial x^2} + \frac{1}{\Psi_y} \frac{\partial^2 \Psi_y}{\partial y^2} \\ + (k_0^2 n(x,y)^2 - k_0^2 n_{\text{eff}}(x)^2 + k_0^2 n_{\text{eff}}(x)^2 - \beta^2) E_x \\ = 0 \end{aligned} \quad (2-41)$$

(2-41)は Ψ_x に関する式と Ψ_y に関する式に分類でき, Ψ_x に関する式を表すと(2-42)となる.

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Psi_x} \frac{\partial^2 \Psi_x}{\partial x^2} + (k_0^2 n_{\text{eff}}(x)^2 - \beta^2) E_x \\ = 0 \end{aligned} \quad (2-42)$$

領域I, IIでの(Teモードの) 等価屈折率をそれぞれ $n_{\text{eff}<I>}$, $n_{\text{eff}<II>}$ とすると(2-42)はFig. 2.3の右側に示したような2次元導波路の波動方程式と同じ形になる. 従ってスラブ導波路での伝搬を解析した方法と同様な方法で β が求められる. また, この場合でも, コアの幅によって複数の β が存在できる.

2.2 ローレンツモデル

金属グレーティングカプラで集光される, MIM 導波路への結合を説明するにあたり金属の誘電率についてローレンツモデルを用いて説明する. ローレンツモデルとは, 束縛された電子の運動を, 古典力学をもちいて考えたもので, 絶縁体中の電子の運動を表すのに使われるモデルである. 絶縁体内の陽イオンと電子がクーロン力で結びついているとし, 陽イオンは十分質量が大きいので動かないものとする. また太字で記述するアルファベットはベクトルを表すものとする.

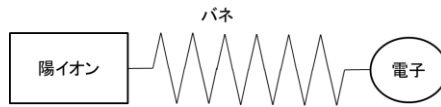


Fig2.6 ローレンツモデルの概念図.

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + \frac{m}{\tau} \frac{d\mathbf{r}}{dt} + k\mathbf{r} = -e\mathbf{E} \quad (2-43)$$

m : 電子の質量 \mathbf{r} : 電子の位置とばねの自然長のずれ τ : 電子の緩和時間 k : ばね定数
 e : 電荷素量 \mathbf{E} : 外部から印加された電場

今回, 外部から印加された電場として交流電界を想定する. 電界が $\mathbf{E} = Ee^{-j\omega t}$ とあらわされる. これを (2-43)に代入し \mathbf{r} を求める.

$$\mathbf{r} = \frac{(-e/m)\mathbf{E}}{k/m - \omega^2 + j\omega/\tau} \quad (2-44)$$

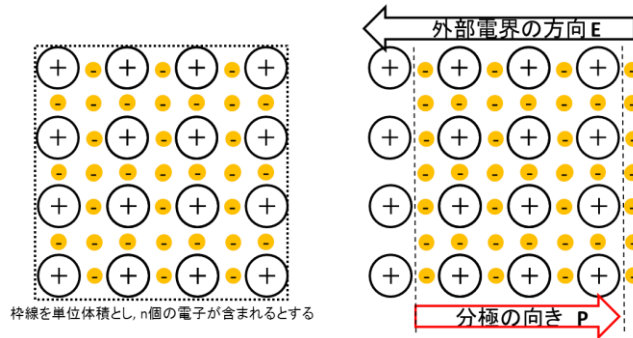


Fig2.7 誘電体媒質の陽イオンと電子の状態の概念図と外部から電界を印加したときの概念図

ここで単一電子の振動に伴う誘導される分極をダイポールモーメント $\mathbf{p} = -e\mathbf{r}$ という形式に組み込む. 金属中の電子の密度を n とし, 交流電界によって誘導される分極は(2.34)となる.

$$\mathbf{P} = n\mathbf{p} = -en\mathbf{r} \quad (2-45)$$

(2-45)を(2-44)に代入すると(2-46)のようになる.

$$\mathbf{P} = \frac{(ne^2/m)\mathbf{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega/\tau} \quad (2-46)$$

Fig2.7 において点線で示した部分を平行平板コンデンサとするとガウスの法則 $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$ より (2-47)が成り立つ.

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_\perp = \rho = ner \quad (2-47)$$

また交流電界と電束密度の関係を \mathbf{r} を用いて示すと(2-48)となる.

$$\mathbf{E} = \mathbf{D}/\epsilon_0 = (ne/\epsilon_0)\mathbf{r} \quad (2-48)$$

次に電子の運動方程式を考える.

$$\mathbf{F} = m \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = -e\mathbf{E} \quad (2-49)$$

$$-m\omega^2\mathbf{r} = \frac{-ne^2}{\epsilon_0} \mathbf{r} \quad (2-50)$$

(2-50) において \mathbf{r} が 0 以外の値をとる角周波数が存在する. これをプラズマ周波数 ω_p と呼び, (2-51)で定義される.

$$\omega_p^2 = \frac{ne^2}{m\epsilon_0} \quad (2-51)$$

このプラズマ角周波数を用いて金属の比誘電率の周波数応答特性を導く.

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon E \quad (2-52)$$

$$\epsilon_r \equiv \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = 1 + \chi = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} \quad (2-53)$$

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega/\tau} \quad (2-54)$$

(2-54)はローレンツモデルによる媒質の比誘電率である. 金属の伝導帯に存在する電子は自由電子であり, ローレンツモデルにおいてバネが存在しない状態に等しい. それはドルーデモデルと呼ばれ, $\omega_0 = 0$ に対応する. よって (2-55)となる.

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\omega_p^2}{-\omega^2 + j\omega/\tau} \quad (2-55)$$

このモデルにおいて物質に入射する交流電場の角周波数によって誘電率が変化することが分かり, 特に金属の誘電率を通信波長帯である $1.55\mu\text{m}$ において求める. 波長 $1.55\mu\text{m}$ の光は周波数が約 200THz となり近赤外光と呼ばれる領域である. この領域では $1/\tau < \omega < \omega_p$ を満たしている. このため陽イオンとの衝突による電子の散乱を無視し, 交流電場による影響だけで物質内の電子の動きを記述することができる. よって

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \propto -\mathbf{E} \quad (2-56)$$

となる. 微分演算子を $j\omega$ とおくと

$$\mathbf{r} \propto \mathbf{E} \quad (2-57)$$

ここでダイポールモーメントの定義より

$$\mathbf{P} \propto -\mathbf{E} \quad (2-58)$$

また $1/\tau < \omega < \omega_p$ を満たしているので,

$$|\mathbf{P}/\epsilon_0 \mathbf{E}| \gg 1 \quad (2-59)$$

ゆえに, (2-55)は

$$\epsilon_m = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2-60)$$

(2-60)により波長が $1.55\mu\text{m}$ の交流電界が金属に垂直に入射したときの金属の誘電率の実部が負になることが分かる. 誘電率の実部が負であることの物理的な意味は, 金属に入射した交流電界の速さに金属内部の電子が応答できず, π だけ位相が遅れて振動していると解釈することができる.

2.3 表面プラズモン

金属表面に垂直に交流電界が加わると表面に存在する電子が振動を始める。これが表面プラズモンである。表面プラズモンは金属表面における電子の集団振動のことである。[29]これがフォトンと結合した系が surface plasmon polariton(SPP) でありその波数 k_{sp} がマクスウェル方程式と金属と誘電体の境界条件から求められる。[29]

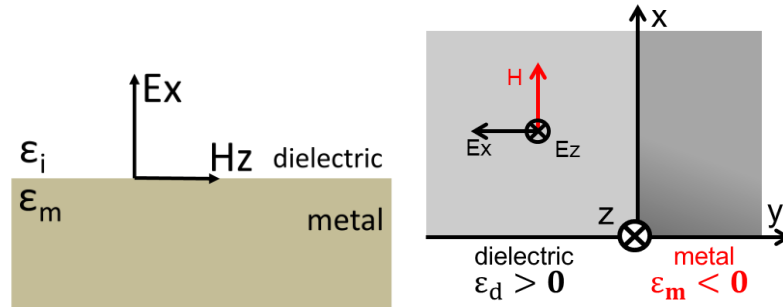


Fig2.8 金属界面における TE モードの成分の図

まず Fig2.8 のような金属と誘電体の界面を想定する。電界や磁界は金属，誘電体に入射すると指数関数的に減少する。この界面に沿って fig のように TM 波 $[E_x, H_y, E_y=0]$ が伝搬していると考えられる。境界面から指数関数的に電界減収していること，そして境界面での連続条件から

$$E_z = E_{zo} e^{j\omega t - jkz} \begin{cases} e^{\kappa_m x} & x < 0 \\ e^{-\kappa_i x} & x > 0 \end{cases} \quad (2-61)$$

と表される。またマクスウェル方程式から導出した波動方程式(2.19),(2.20)より

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{E} = 0 \quad (2-62)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{H} = 0 \quad (2-63)$$

と表される。(2-61)を(2-62)に代入すると

$$\kappa_m^2 = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_m \quad (2-64)$$

$$\kappa_i^2 = k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_i \quad (2-65)$$

となる。

$$H_y = j\omega \epsilon_0 E_{zo} e^{j\omega t - jkz} \begin{cases} \frac{\epsilon_m \kappa_m}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_m} e^{\kappa_m x} & x < 0 \\ \frac{-\epsilon_i \kappa_i}{k^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_i} e^{-\kappa_i x} & x > 0 \end{cases} \quad (2-66)$$

(2-64) (2-65)を用いると，

$$H_y = j\omega\epsilon_0 E_{z0} e^{j\omega t - jkz} \begin{cases} \frac{\epsilon_m}{\kappa_m} e^{\kappa_m x} & x < 0 \\ \frac{-\epsilon_i}{\kappa_i} e^{-\kappa_i x} & x > 0 \end{cases} \quad (2-67)$$

ここで磁界成分が界面において連続である境界条件を用いると

$$\frac{\epsilon_m}{\kappa_m} = \frac{-\epsilon_i}{\kappa_i} \quad (2-68)$$

(2-68)はプラズモンを励起する電磁波の周波数とプラズモンの波数の関係式である。よって(2-64) (2-65)を再び代入して k についてまとめると、

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_i \epsilon_m}{\epsilon_i + \epsilon_m} \quad (2-69)$$

となる。この k がプラズモン波数であり、 k_{sp} とおく。

$$k_{sp} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_i \epsilon_m}{\epsilon_i + \epsilon_m}} \quad (2-70)$$

ϵ_i : 金属に接する媒質の誘電率, ϵ_m : 金属の誘電率

k_0 : 金属に入射した光の波数

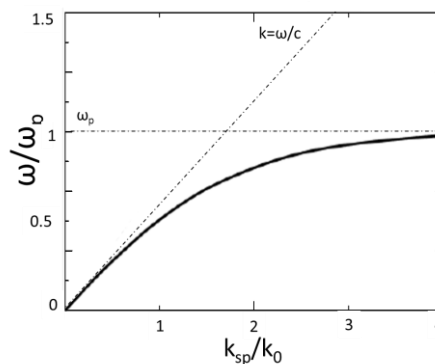


Fig2.9 プラズモンの波数の角周波数依存性

具体的に Au を考える。1.55 μm の光で励起された k_{sp} の値が $13.1 \times 10^7 + 3.79 \times 10^4 i (\text{m}^{-1})$ となる。

プラズモンを用いると光素子の小型化が可能であるのは、入射した電磁波により励起されるプラズモンの波長が電磁波のそれより小さな値になっているからである。そのことがプラズモンの分散曲線からも読み取れる。これにより、後に示す誘電体導波モードでは出来ない波長以下の狭い導波路内に光を伝搬させることができるのである。例を挙げると通信波長帯である 1.55 μm の電磁波を銀界面に入射したときに生じる k_{sp} から SPP の波長を求めると、SPP の波長 $\lambda_p = 2\pi/k_{sp}$ より 494.9(nm) となる。

2.4 Metal Insulator Metal (MIM) mode

次に MIM 導波モードと呼ばれる光の伝播モードについて述べる。以下のようなモデルを考える。

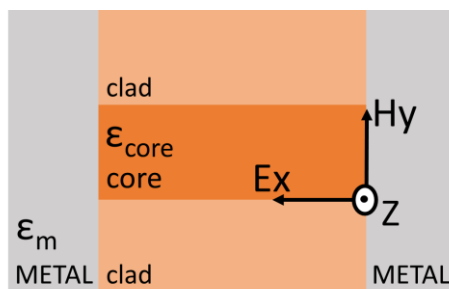


Fig2.10 Metal-Insulator-Metal(MIM)導波路

一般的な誘電体が側面クラッドの場合に Fig2.11 の waveguide mode に示すような電界分布を持ったモードとなる。一般的な誘電体で導波路を挟み込むと電界の傾きが、導波路

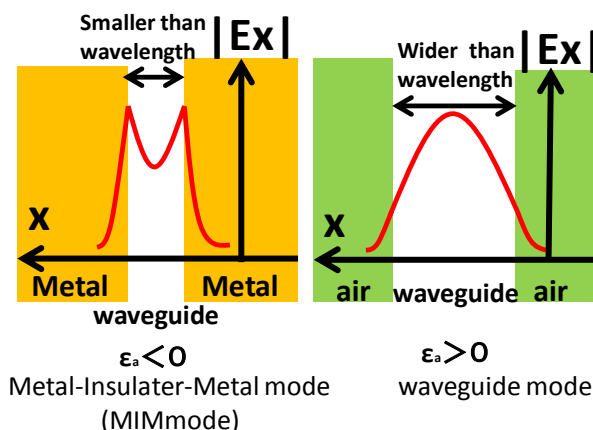


Fig2.11 MIMmode と waveguidemode の電界分布の図

と誘電体の界面で連続していなければならないのに対し、2.4 ローレンツモデルでもとめたように、金属で導波路を挟み込むと誘電率の実部が負の値となるので、電界の絶対値が界面で最大となる。これは2.5 表面プラズモンの節で Fig2.9 に表した金属と誘電体界面での電界を二つ足し合わせたモードとなっている。これにより MIM モードと一般的な導波路モードを比較したとき、導波路コア部の幅に大きな違いが生まれる。導波路モードの場合、伝搬波長の半分以下の導波路幅ではモードが立たないのに対し、MIM モードの場合には金属界面に電界が集中するモードの為、プラズモンを励起する電磁波の波長以下の導波路幅においてもモードが立つ。この MIM モードを利用することで本研究では回折限界以下の幅の導波路内に光を閉じ込め伝搬させる。

2.5 FDTD 法

FDTD 法 (finite difference time domain method)とは、磁界 $H[A/m]$ 、電束密度 $D[C/m^2]$ 、磁束密度 $B[T]$ として以下の(2-71),(2-72)式で表される Maxwell 方程式を時間的、空間的に離散化し、差分して、経時的な電磁界強度を求める手法である。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2-73)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (2-74)$$

電界や磁界を fig2.12 のように x,y,z 成分に分解することで空間を離散化して電磁界を配置することで、電界と磁界を交互に $\text{rot}(\nabla \times)$ を取ることができる。Fig4.1 のように電界、磁界を立方体の辺と面の中心に配置したセルは Yee セルと呼ばれる。 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は Yee セルの各辺の長さでありセルサイズと呼ぶ。Fig2.12に示したように、同じ場所に電界と磁界を配置していない、これにより電界磁界を時間更新していくと、電界と磁界を交互に更新でき、その結果過去の値を保持する必要もなくなりメモリを節約できる。このようなアルゴリズムを Leap-frog (蛙飛び)と言う。

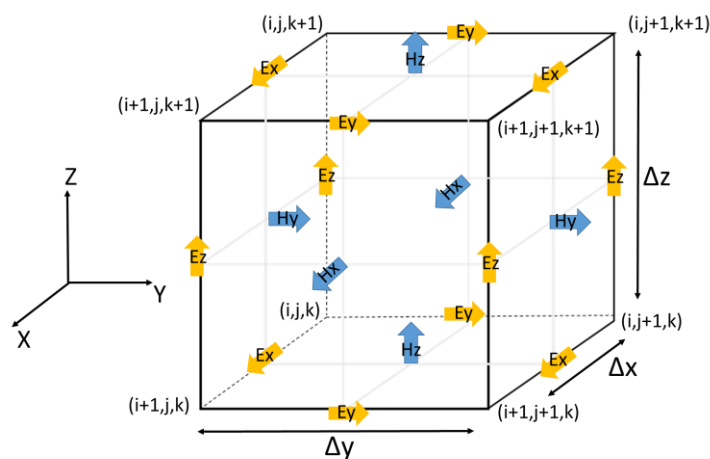


Fig2.12 Yee 格子の図

本研究の FDTD 法において(2-72),(2-73)式で表される Maxwell 方程式を差分してシミュレーションをおこなった。その中心差分を以下の(2-74) (2-75)式にしめす。

$$\frac{\partial F}{\partial x} \quad (2-75)$$

$$= \frac{F\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right) - F\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right)}{\Delta x}$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{F\left(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}\right) - F\left(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} \quad (2-76)$$

F は x, y, z, t を変数にもつ関数であり, E, H がこれに相当する. FDTD 法では, 先に述べたとおり解析領域を Yee セルに分割し, 時間も離散化される. よって点はそれぞれの係数をとし, のような各格子点に割り当てた. またを省略して,

$$F(x, y, z, t) = F^n(i, j, k) \quad (2-77)$$

と記述する.

$$\frac{\partial F}{\partial x} = F^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - F^n\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right) \quad (2-78)$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} = F^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - F^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) \quad (2-79)$$

となる. よって, 電界と磁界はこのように表すことができる.

$$\frac{\partial E}{\partial x} = E^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - E^n\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right) \quad (2-80)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = E^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - E^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) \quad (2-81)$$

$$\frac{\partial H}{\partial x} = H^n\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - H^n\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right) \quad (2-82)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = H^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k) - H^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k) \quad (2-83)$$

(2-79)は空間における微小変異に対するの電界変化を差分で示したものである. 同様に (2-80)はある地点の微小時間変化に対する電界変化, (2-81) はある時刻の空間における微小変異に対するの磁界変化, (2-82) はある地点の微小時間変化に対する磁界変化の差分を示している.

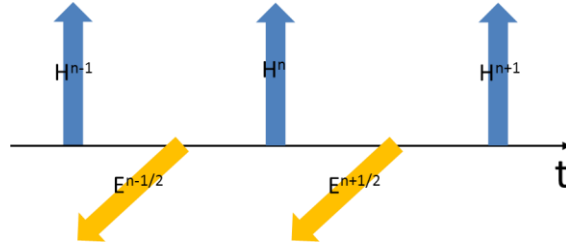


Fig 2.13 時間領域における電界と磁界の関係

さらに、この差分表示を用いて Maxwell 方程式(2-74) (2-75)を記述していく。Fig2.13 に示すように、磁界を $t = \dots, (n-1)\Delta t, n\Delta t, (n+1)\Delta t$ と整数の時刻に、電界を $t = \dots, (n-1/2)\Delta t, n\Delta t, (n+1/2)\Delta t$ と半奇数の時刻に割り当てる。t 磁界 H^{n-1} と電界 $E^{t-1/2}$ とから H^n 、 $E^{n-1/2}$ と H^n とから $E^{n+1/2}$ を計算するというように順に、電界と磁界を計算することができる。(2-84),(2-85)式を $B = \mu H, D = \epsilon E, J = \sigma E$ を用いて電界および磁界で表記すると

$$\frac{\partial H}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times E \quad (2-86)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\epsilon} E + \frac{1}{\epsilon} \nabla \times H \quad (2-87)$$

となる。本研究では半導体を用い光導波路を形成するため、導電率を 0 とする。(4.13)式は以下のようなになる。

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times H \quad (2-88)$$

(2-79) (2-80) (2-81) (2-82)式を(2-89) (2-90)式に代入していくと、

$$H^n = H^{n-1} - \frac{\Delta t}{\mu} \nabla \times E^{n-1/2} \quad (2-91)$$

$$E^{n+1/2} = E^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\epsilon} \nabla \times H^n \quad (2-92)$$

(2-88)と(2-89)から分かるように、FDTD 法では $t = (n-1)\Delta t$ の磁界 H^{n-1} と $t = (n+1/2)\Delta t$ の電界 $E^{n-1/2}$ とから、次の半ステップ後の磁界 H^n が計算され、さらにこの磁界 H^n と電界 $E^{n-1/2}$ とから次の半ステップ後の電界 $E^{n+1/2}$ が計算される。

シミュレーションの条件の一つとして、FDTD 法において電磁波の波形を再現するためには、格子は解析対象とする波長よりも十分に小さい必要がある。しかし時間進行法に用いるタイムステップと呼ばれる Δt は格子幅 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 及び光速 c を用いて(2-90) で示される Courant 条件から求められる値がタイムステップの上限値となる。

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x_i^2} + \frac{1}{\Delta y_j^2} + \frac{1}{\Delta z_k^2}}} \quad (2-93)$$

なぜなら Yee 格子のような離散格子系において波動を扱う場合、その運動方程式の数値解を求める際に用いるタイムステップ Δt の値は、実際の波動が隣り合う格子に伝達するまでの時間よりも小さくなければならないからである。もし Δt の値がその時間の上限を超えると、計算上の情報伝達速度が実現象の速さに追従できずに数値発散が生じてしまう。そうすると物理的に意味の無い解を得てしまうからである。格子の間隔 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ が小さくなると、タイムステップ Δt の上限値も減少する。

3 素子の設計

まず今回設計した原理検証用の素子の全体像を Fig3.1 に示す。

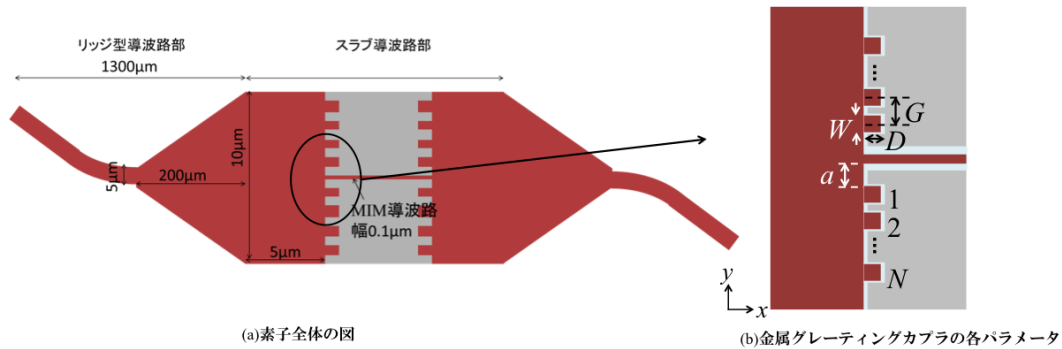


Fig3.1 設計した素子の全体像(a)とグレーティング部の各変数(b)

今回は金属グレーティングによる、スラブ導波路内伝搬光の MIM モードへの結合の原理検証用の素子设计了。この素子はリッジ型導波路部とスラブ導波路部に分けられる。まず、リッジ型導波路部の説明を行う。リッジ型導波路は素子の測定時にファイバからレーザーを入射させて中央部にあるスラブ導波路に誘導するための導波路である。他方、スラブ導波路部に金属グレーティングと MIM 導波路を作製する。金属グレーティング部に平面波に近い光が入射するよう、テーパ構造を導入した。

MIM モードへの結合効率を最大にすることを考えると、より閉じ込めの強い導波路に小型な集光構造を導入する方がよい。しかし、そのような構造では、導波路内部で光が複雑に干渉するため、金属グレーティングの寄与を分離できず、物理的なメカニズムを理解することが困難になる。本研究では、空間光学系において既に効果が実証されている金属グレーティングを初めて導波路に導入し、その集光効果のみをまず定量的に検証することを目的として、スラブ導波路を導入した。入力光がテーパ導波路を経てスラブ領域に入射されることにより、平面波に近いスラブ導波モードが金属グレーティングに入射される。その結果、空間光学系における先行研究と同様な条件で、導波路内での集光効果を検証することが可能になる。

3.1 FDTD 法によるグレーティングの各パラメータの決定

FDTD 法により効率の良い金属グレーティングの設計をした。まず金属グレーティングによるスラブ導波路伝搬光を MIM モードに結合させる。そのためには金属界面に電界が垂直に入射する必要があるため、伝搬光は TE 波(E_y, H_z)とする。金属グレーティング部に TE 波が入射すると、一部が MIM モードとなってグレーティング部で共振を行う。これが散乱体として機能し Y 方向への散乱光を生じさせる。このグレーティングを周

期的に並べることで、それぞれのグレーティングで発生した散乱光の共振を行わせる。そして中央部にある幅 100nm の MIM 導波路に MIM モードとして結合させる。

本研究では 3 つのステップを踏むことで、効率の良いグレーティング構造を設計した。その手順を Fig3.2 に示す。

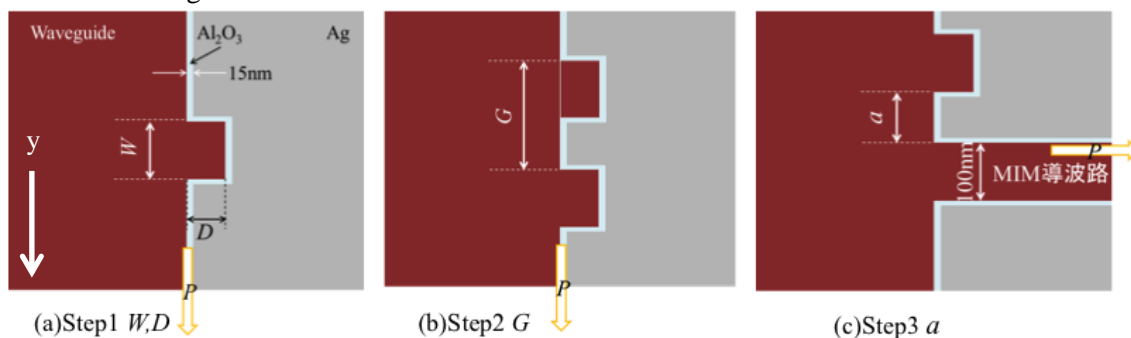


Fig3.2 グレーティング構造決定の手順 $W,D(a)$, $G(b)$, $a(c)$

Table3.1 に今回の FDTD において使用したパラメータを示す。

Parameters	value
X, Y (μm)	1.5, 4
$\Delta x, \Delta y$	5nm
t	0.12ps

本研究では 2 次元 FDTD 法を用い計算を行った。タイムステップは Courant 条件から求められる上限値に 0.9 を掛け合わせた値を用いた。また平面波を発生させるためのソースとして E_y を y 軸方向に一直線に並べたものを用いた。以下この条件を用いてシミュレーションを行った。

(Step1) 単一グレーティングの設計

まず始めに Fig3.2(a)に示すように、グレーティングが一つの構造でシミュレーションを行った。金属グレーティングに入射してきた TE 波は、各グレーティングによって散乱する。散乱された光の一部が y 方向に伝搬する表面プラズモン波に結合する。グレーティング構造がなければ散乱されない。この y 方向に伝搬する散乱光が最大となるような W,D を決定した。伝搬光強度を測定する位置は、x 方向にはアルミナ層内の最も金属に近い地点であり、y 方向へは、グレーティングの端から 500nm はなれた地点である。この地点のポインティングベクトル($E_x \times H_y^*$)が最大となる W,D を求めた。y 方向に 500nm の距離を置いたのはグレーティング端近傍においては、局在したプラズモンの影響を受けてしまい、精度よく散乱光を計算できないからである。

計算結果を Fig3.3 に示す。

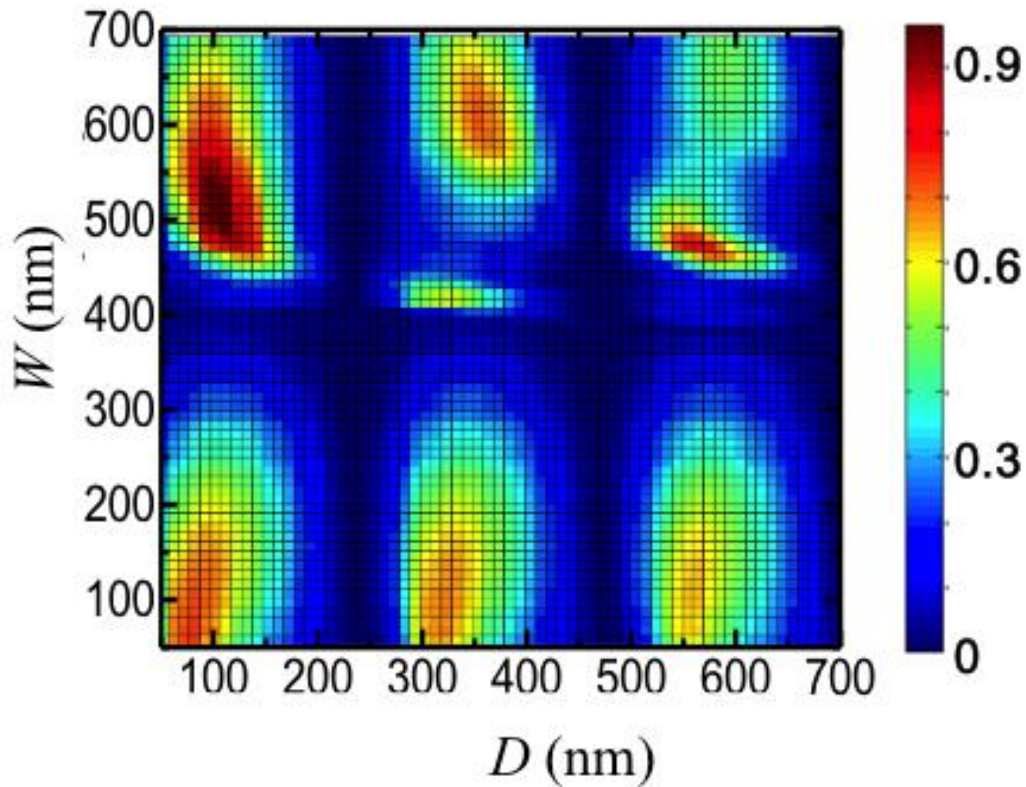


Fig3.3 2次元プロット(グレーティング端から 500nm 離れた地点での, y 方向へのポインティングベクトルの絶対値)

Fig3.3 は W, D をそれぞれ 50nm から 700nm まで変化させた時の y 方向へのポインティングベクトルの強度を計算した値を示す。計算結果は入射した平面波の x 方向のポインティングベクトルで割った値である。また入射した平面波のポインティングを得るために、フィールドすべての屈折率を導波路のものにし、同じ平面波の発生源を設定した、Fig3.3 において A, B が今回採用するグレーティング構造となる。それぞれの点のプロファイルは A($W=100\text{nm}$, $D=80\text{nm}$), B($W=520\text{nm}$, $D=100\text{nm}$)となっている。この 2 点を採用した理由として、作製の容易さから、 D は小さいものを選択した。他方、 W は大きな値にするとグレーティングの数が少なくなり、集光機能が低下する恐れがあるので、2 点 A, B を採用した。

次に得られた 2 次元プロットについて考察していく。まず、 $W=100\text{nm}$ として D を変化させていくと、周期的に散乱光強度が変化しているのがみてとれる。これはグレーティング内部において、 W 方向(奥行き方向)において MIM モードの共振が起こっていると考

えられる。Fig3.4 に共振が起こっている時(a) と、そうでないときの $|E_y|$ のプロットを載せる。

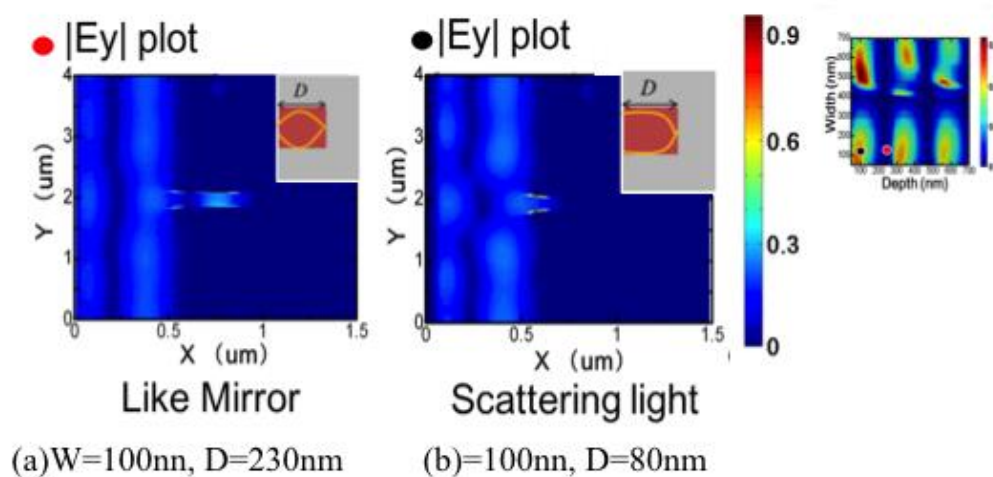


Fig3.4 $|E_y|$ の2次元プロット($W=100\text{nm}$, $D=230\text{nm}$ (a), $W=100\text{nm}$, $D=80\text{nm}$ (b))

Fig3.4(a)においてグレーティング中央部において電界強度が大きくなっている部分が存在することが見て取れる。またグレーティングの外部において、(b)との比較において、電界が乱されておらず、反射鏡として作用している。それに対し、(b)におけるグレーティング外部の電界が乱されていることから、グレーティングが散乱体として機能していることが見て取れる。

さらに、MIMモードの波長を2章の理論で説明したスラブモード解析から算出することで、Fig3.4におけるMIMモードの共振が妥当かどうか判断する。

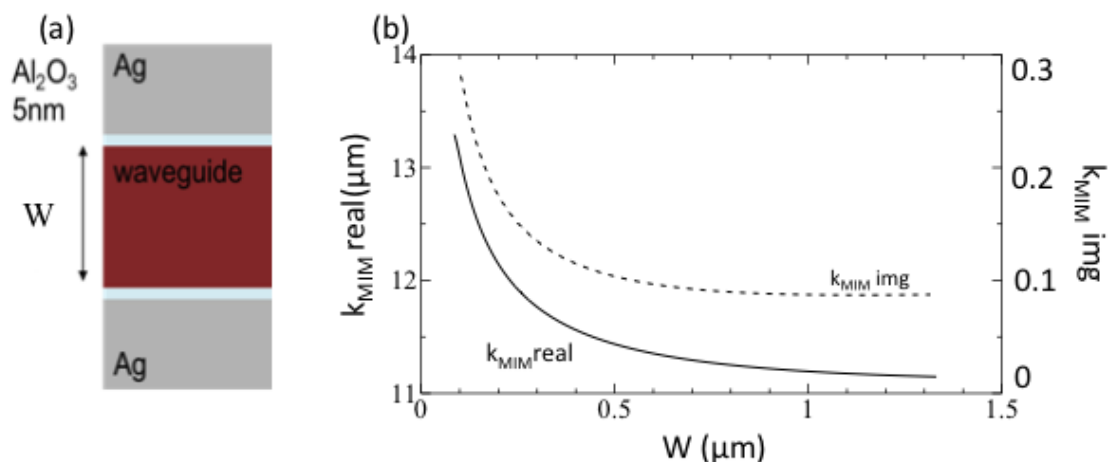


Fig3.5 スラブモード解析に用いた層構造(a), と導波路幅 W を変化させた時のMIMモードの波数(b)

Table3.2 スラブモード解析に用いた各層の誘電率と屈折率

	Dielectric constant	Reflective index
alumina	3.048516	1.746
waveguide	10.8748	3.2977
InP	10.0489	3.17
InGaAsP	11.56	3.4

Fig3.5(a)のように5層構造のスラブ導波路を考える。下層から順に Ag, Al₂O₃, waveguide, Al₂O₃, Ag となっている。それぞれの誘電率と反射率を Table3.2 に示している。この誘電率を用いスラブ解析を行って算出した MIM モードの波数を Fig3.5(b)に示した。MIM モードの波数は waveguide の厚さによって変化する。これはグレーティングの幅が変化すると MIM モードの波数も変化するを示している。これによって求められた MIM モードの波数から、(3-1)を満たす、グレーティングの奥行きを算出した。

$$D \times k_{MIM} = n \times \pi \quad (3-1)$$

n:0 以上の整数

流れとして、グレーティングの幅から MIM モードの波数が出た。その波数からグレーティングの深さ方向の分散関係を算出した。よって(3-1)において n=1 のときのグレーティング幅と深さの分散関係を Fig3.6 に示す。(3-1)において n=1 となるのは、グレーティングの奥行き方向において両端面が固定端の状態に相当する。求めた分散曲線を Fig3.3 に示した 2次元プロットに重ね合わせたものを Fig3.6(b)に示す。

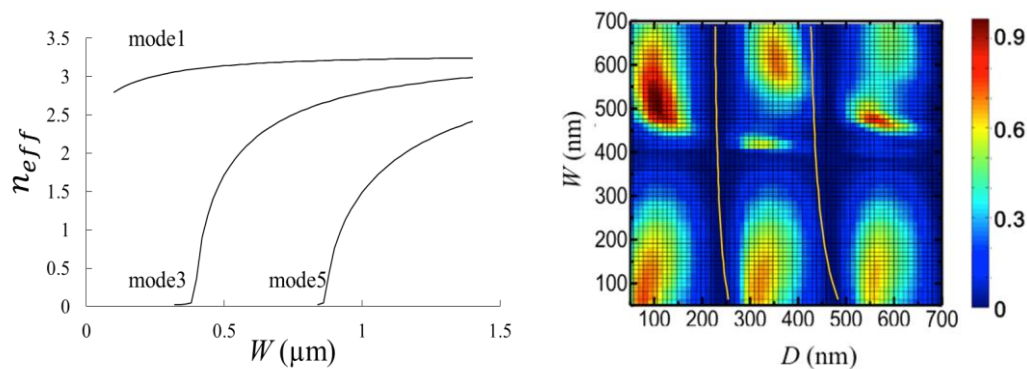


Fig3.6 グレーティングの深さ方向の分散関係(a)と 2次元プロットと分散曲線の図(b)

この Fig3.6 の結果から、グレーティングの奥行きが、MIM モードの波長の半分のときにグレーティングが散乱体として機能していないことが分かった。このことから 2 つのことが考えられる。まず一つ目はグレーティングに入射した平面波が MIM モードに変換され、グレーティング奥で MIM モードが反射され、再び MIM モードから平面波となる、というもの。もう一つはグレーティング内部で MIM モードが共振を行い、グレーティングの外に光が出てこないというものである。

ここでふたたび Fig3.4(b)の電界のプロットを考察する。(3-1)よりグレーティングの奥行きが MIM モードの波長の 4 分の 1 波長の時に、グレーティングが散乱体として機能していることがわかる。これは MIM モードが、片方が開放端、他方が固定端で共振を行っている状態だと考えられる。そうすると共振しながらも、グレーティングから MIM モード光の一部が抜け出し、回折が生じる。これがグレーティングによって、入射した光が散乱されたように見えると考えられる。

次に Fig3.3 においてグレーティング幅 400nm のときに、グレーティングの深さによらず、光が散乱されていないことが見て取れる。この現象を考えるにあたり、プラズモンの波長を考える。プラズモンの波長は MIM モード同様に、スラブモード解析で行う。Fig3.5(b)において波数が収束する値をプラズモンの波数とした。そこから求まるプラズモンの波数は 494.9nm であった。

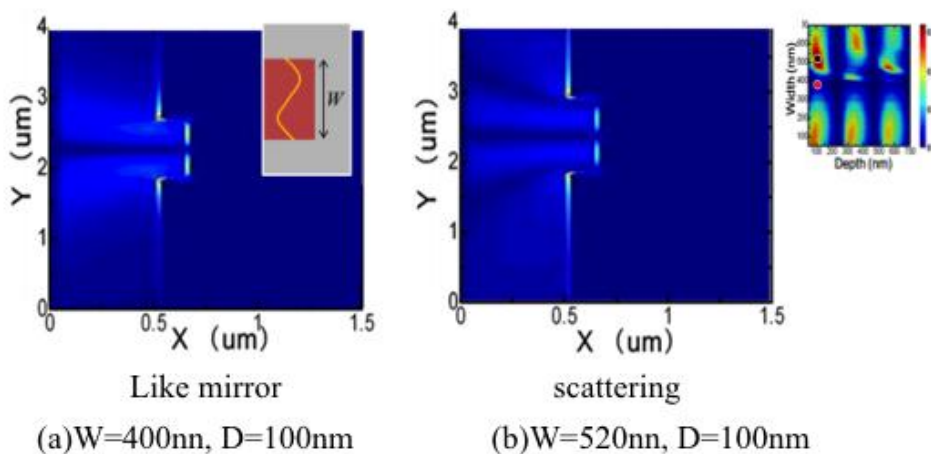


Fig3.7.2 次元電界プロット (a)W=400nm, D=100nm (b) W=520nm, D=100nm

グレーティングの深さを固定して、横幅を変化させたときの変化をみるため、Fig4.7に2点S(W=400nm, D=100nm)とT(W=520nm, D=100nm)の電界プロットをおこなった。S点において電界プロットからグレーティング外部において、y方向に電界が散乱していない。このことから、反射鏡のように振る舞っているといえる。またグレーティングの奥において電界強度が大きくなっている部分が2カ所見て取れる。このことから、2次のMIMモードがグレーティング内部で伝搬していると考えられる。そこでFig3.8に高次のMIMモードの波数から求めた分散曲線をFig3.3の2次元プロットに重ねた図を載

せる.

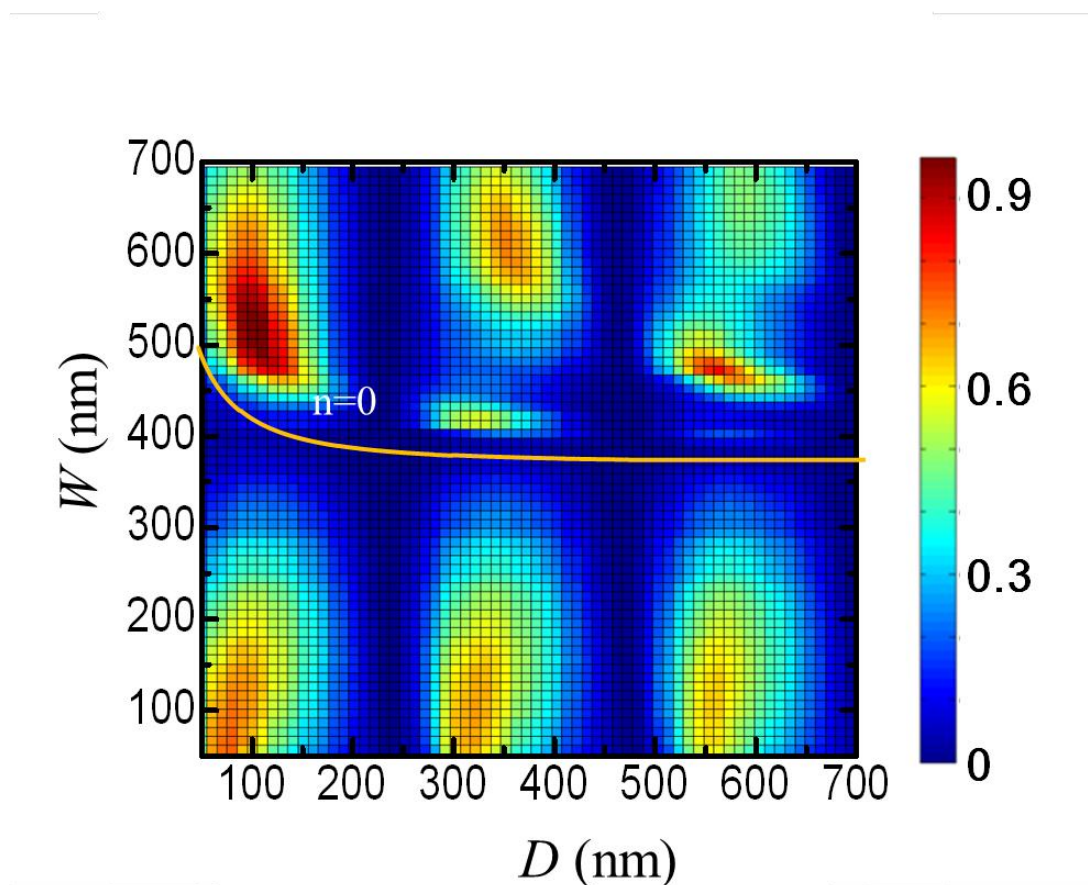


Fig3.8 MIM モードの分散曲線と 2 次元プロット

Fig3.8 に示すように MIM モードの分散曲線と 2 次元プロットの散乱光があまり算出されなかった部分が一致している. このことから Fig3.3 は妥当な結果であるといえる.

(step2) グレーティング間の距離の決定

次に fig3.2(step2)のようにグレーティングを 2 つ並べ, グレーティング間で散乱された光が強め合う距離を算出する. Step1 と同様に, ある地点におけるポインティングベクトルをシミュレーションで計算し, そのときのグレーティング間隔 G を求めた. 結果を Fig3.9 に示す.

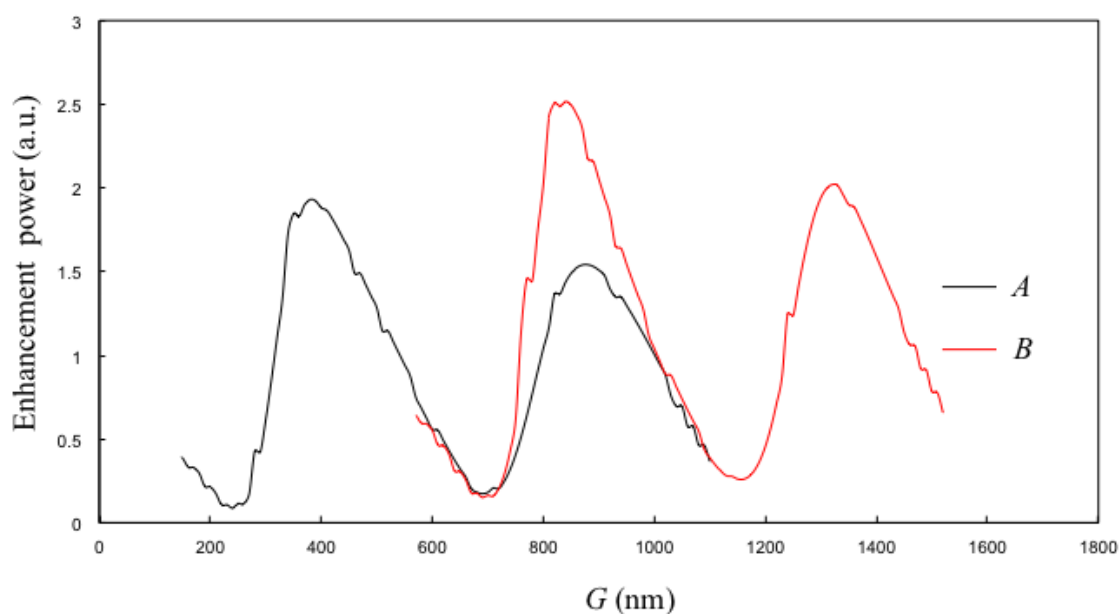


Fig3.9 グレーティング間の距離とグレーティング端から 500nm 離れた地点のポインティングベクトル

A($W=100\text{nm}$, $D=80\text{nm}$)においてはグレーティング間隔として 370nm を, B($W=520\text{nm}$, $D=100\text{nm}$)においてはグレーティング間隔として 820nm を採用した.

このグラフの妥当性について考える. まず, A, B とともに散乱光が強くなるピーク間隔は 490nm となっている. これは step1 でもとめたプラズモンの波長 494.5nm に一致している. また A,B とともにグレーティング間隔を広げていくとピーク値も減少している. これはプラズモンの伝搬損失の影響だと考えられる.

(Step3) MIM 導波路と隣接するグレーティングとの距離の決定

最後に Step2 で求めた A($W=100\text{nm}$, $D=80\text{nm}$, $G=320\text{nm}$), B($W=520\text{nm}$, $D=100\text{nm}$, $G=820\text{nm}$)を用い, 中央部に存在する MIM 導波路の透過率のシミュレーションを行った. グレーティングの個数は A, B それぞれ 24 個, 10 個となっている. これは素子作製時にグレーティングを今回設計したスラブ導波路に施せる上限値となっている. Step3 のシミュレーションにおいて変数は MIM 導波路と隣接するグレーティングとの距離(a)となっている. 理由は各グレーティングで散乱され, お互いに干渉し強め合った光を MIM モードに結合する必要があるからである. 先行研究によると, この MIM 導波路と隣接するグレーティングまでの距離が最も重要なパラメータだとされている [32]. 結果を Fig3.10 に示す.

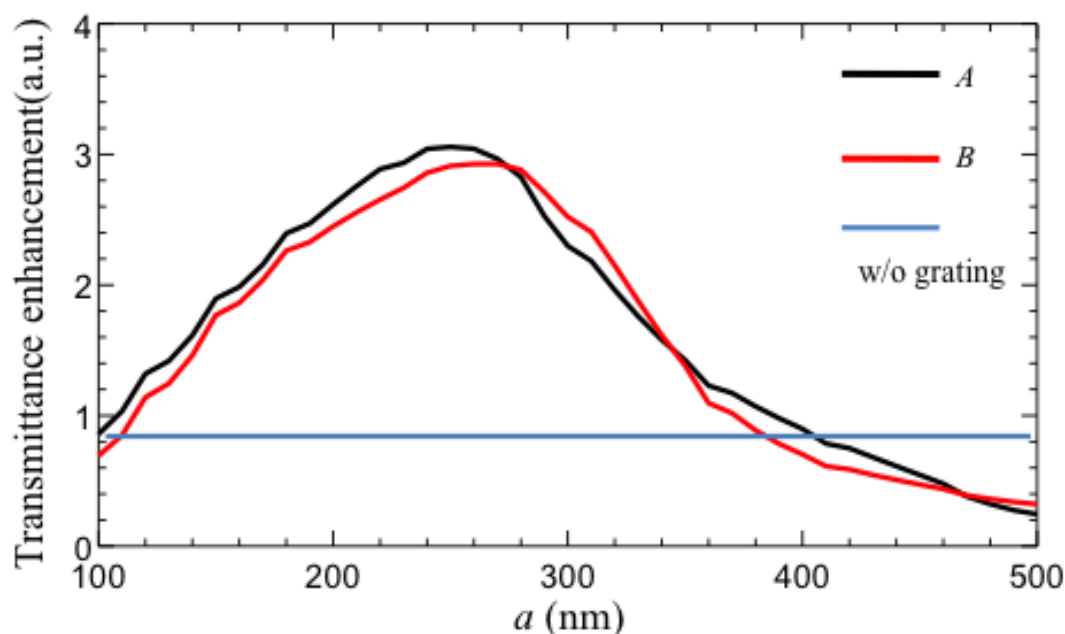


Fig3.10 MIM 導波路と隣接するグレーティングまでの距離と透過光強度

透過光とは Fig3.2step3 において、左側導波路部の左端に設定した光源(Ey)から発せられた平面波を、グレーティング構造を挟んで反対側にある右側導波路におけるポインティングベクトルを、導波路幅方向に積分した値である。比較のためグレーティングを施さない場合の透過光強度も示している。

Fig3.10 に示す結果から、A、B ともに a の値が 250nm のときに透過光強度が最大となっている。よって 250nm を採用した。

Fig3.10 に示す結果について考察を行う。A、B ともに 250nm で最大となっていることについて、プラズモンの波長が 494.5nm であることを、step1 で算出した。この値の約半分が今回得られた結果であった。

本研究において作製する MIM 導波路の幅は 200nm と定める。この値は InP 系の導波路幅として回折限界以下載値であり、かつ本研究でも作製可能な値である。

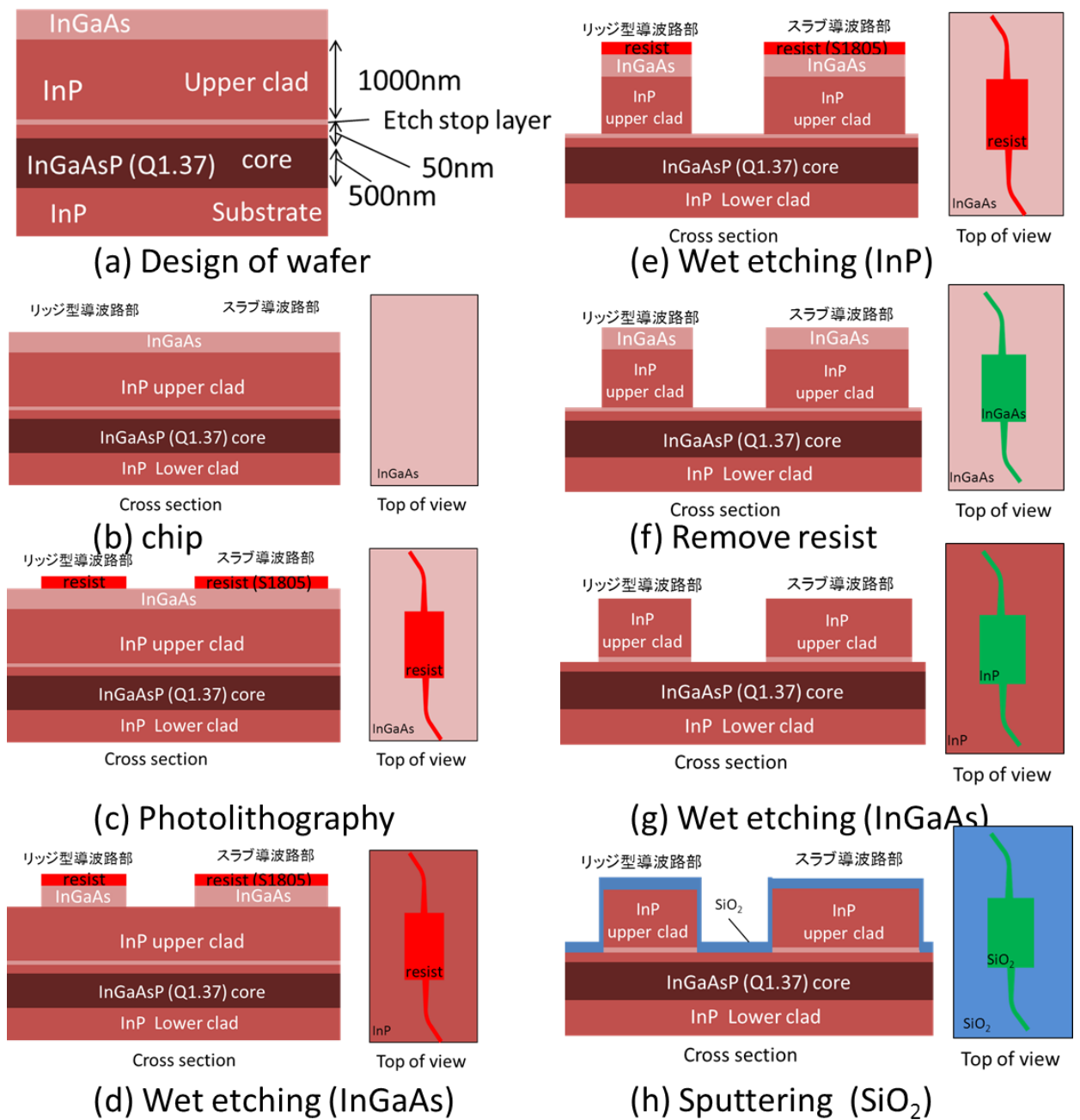
グレーティングの設計値をまとめたものを Table3.3 に載せる。このプロフィールに沿って素子を作製した。

Table3.3 今回設計したグレーティングのプロフィール

	A	B
W (nm)	100	520
D (nm)	80	100
G (nm)	370	820
a	250	250

4 素子の作製と測定

まず、素子作製プロセスの大まかな流れを Fig4.1 に、使用した基板の情報を Fig4.2 に示す。



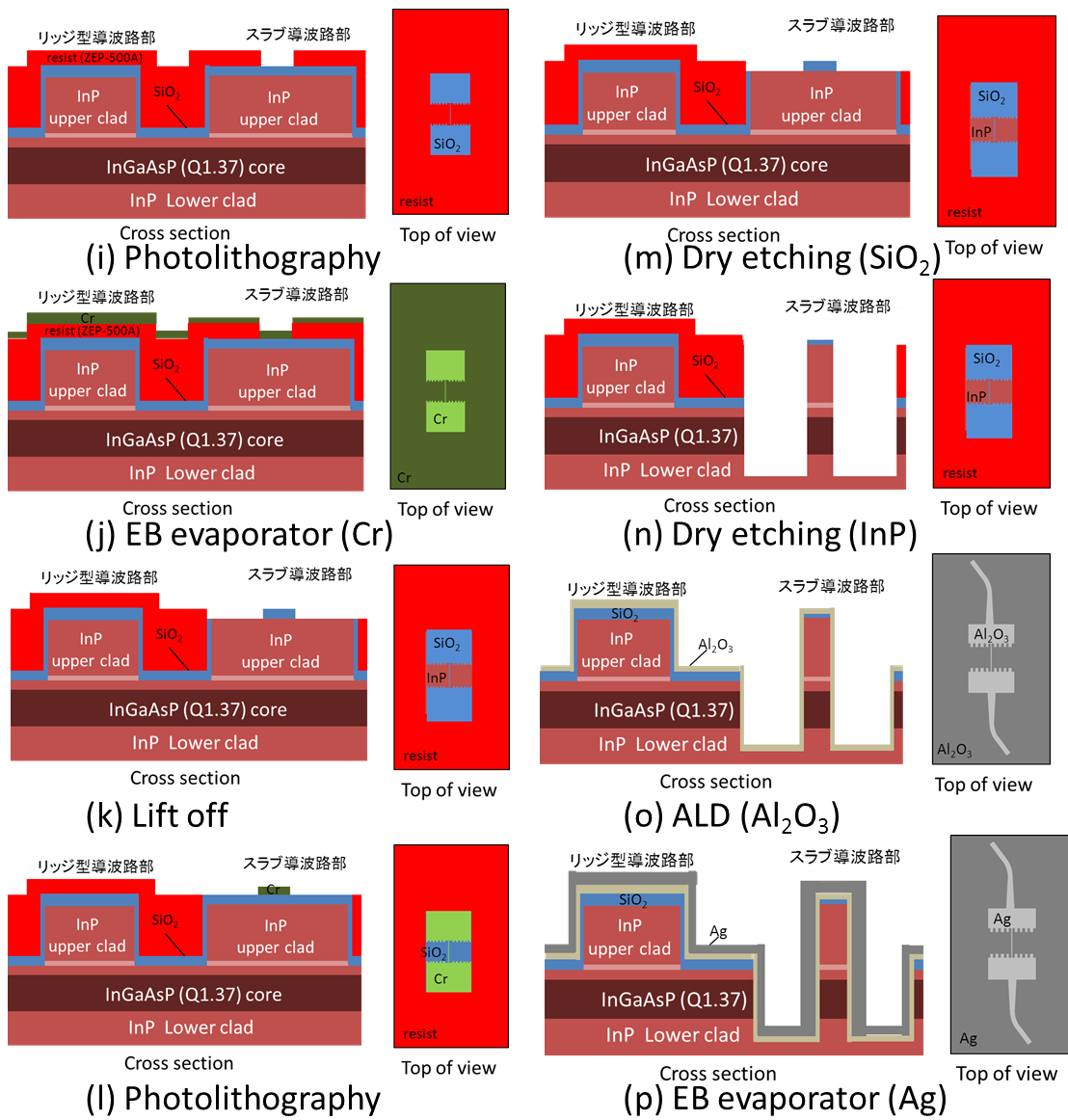


Fig4.1 素子作製の流れ

エピ基板の情報

本研究で用いたエピ基板のプロフィールを Fig4.2 に示す.

Definition	Material	Thickness(nm)	Doping(cm ⁻³)
	P-InGaAs	200	10 ¹⁹
Upper clad	P-InP	750	5×10 ¹⁷
Upper clad	U-InP	250	
Etch stop	U-1.37μm InGaAsP	10	
Upper buffer	U-InP	50	
Core	U-1.37μm InGaAsP	500	
Lower buffer	U-InP	50	
Lower clad	N-InP	250	5×10 ¹⁷
Substrate	N-InP		2~8×10 ¹⁸

Fig4.2 エピ基板の情報

当研究室で使用している導波路型光デバイスのエピ基板を使用した. 重要なのはコア層が 500nm の厚さがあることである. またコア層の上に Etch stop 層があり, 導波路作製時の wet etching のプロセスを容易なものにしている.

エピ基板は直径 2 インチの円形をしており, 素子作成のためにこれを劈開し, 1cm 角の正方形にした. このチップに導波路パターンを形成し素子を完成させた.

4.1 フォトマスクの設計

本研究のデバイスは, Fig4.3 のように設計されたデバイスのパターンをフォトマスクとして使用することにより作製される. そのためデバイス作製の前にフォトマスクを設計する必要がある. まずは, 設計したデバイスのパターンについて説明する.

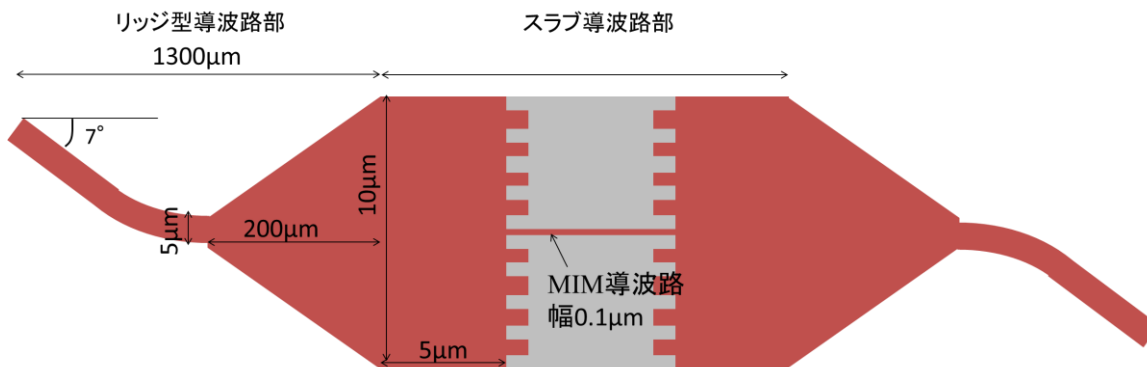


Fig4.3 設計したデバイスのパターン

Fig4.3 にあるようにリッジ型導波路部とスラブ型導波路部に分けられる。前者では、シングルモードファイバーから入射された伝搬光をスラブ型導波路部に導くための導波路である。後者は、金属グレーティング光カプラを作製するための幅 $10\mu\text{m}$ 、長さ $10\mu\text{m}$ 以上の導波路となっている。スラブ型導波路部の長さが $10\mu\text{m}$ から $20\mu\text{m}$ まで $1\mu\text{m}$ 刻みに、それに加え $20\mu\text{m}$ 、 $30\mu\text{m}$ 、 $50\mu\text{m}$ 、 $80\mu\text{m}$ 、 $100\mu\text{m}$ 、 $200\mu\text{m}$ の 16 パターン作製した。理由としては様々な長さの MIM 導波路を作製し、透過光強度を測定するためである。そして再び後方リッジ型導波路部を光が伝搬し、透過光強度を測定することで金属グレーティング光カプラの性能を評価する。

4.1.1 伝搬光入出力用リッジ型導波路部

リッジ型導波路部の導波路の断面図を Fig4.4 に示す。

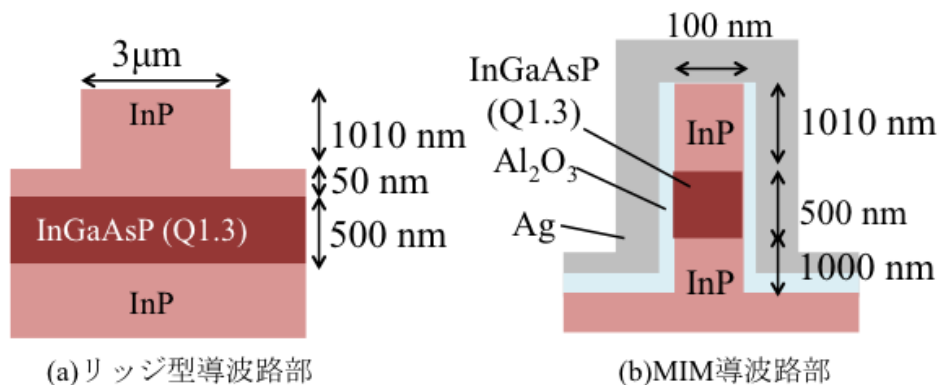


Fig4.4 リッジ型導波路部(a)とスラブ型導波路部における MIM 導波路(b)の断面図

リッジ型導波路部の光導波路は Fig4.4 左図に示すような構造となっている。導波路コア部の上部クラッド層の厚みは約 1060nm であり、コア層の厚みを 500nm とした。リッジ型導波路の幅は $3\mu\text{m}$ とした。上部クラッド層が約 1000nm もの厚みがあるのは、本研究が小型変調器や受光器作製のためのステップであり、それらアクティブ素子の作製の為にはクラッド層に一定以上の厚みが必要だからである。またリッジ型導波路の幅は $3\mu\text{m}$ としたのは伝搬光がシングルモードとなるように設計したためである。これはコア部の実効屈折率を 3.2964 とし、側面クラッド領域の実効屈折率を 3.285 として設計した結果である。以降シミュレーションや設計においてこの実効屈折率の値を用いるものとする。

Fig4.3 の素子のパターンにおいてリッジ型導波路の両端が 7° 傾いているのは、測定時にファイバから出射した光が、導波路を通過せずに直接受光ファイバに入射することを防ぐためである。また、角度をつけることで素子端面での光の反射を軽減する目的も

ある。リッジ型導波路の幅 $3\mu\text{m}$ がスラブ型導波路部の接続部において $10\mu\text{m}$ となるように長さ $200\mu\text{m}$ 長のテーパ構造を導入した。こうすることで多モードを励起することなく、シングルモードのまま電界分布幅を広げることができる。

4.1.2 スラブ型導波路部

スラブ型導波路部では、金属グレーティング光カプラと、それによって集光された光が導波する MIM 導波路部に分けられる。Fig4.4(b)に MIM 導波路の断面図を示した。幅 100nm のハイメサの狭導波路となっている。またアクティブデバイスを作製することが研究室の目的の一つなので、アクティブデバイスに必要な絶縁層として Al_2O_3 を導波路側面に堆積させている。またプラズモン波を発生させるために銀を導波路コア部側面に蒸着させる。金属グレーティング光カプラとなるグレーティングについての詳細は第四章の結果で記述する。

4.2 伝搬光入出力用リッジ型導波路部の作製プロセス

4.2.1 フォトリソグラフィ

2inch エピウエハを劈開してできた、 1cm 角の正方形チップを Fig3.3 で設計したフォトマスクをもちいて、素子パターンを作製した。その作製プロセスの流れは Fig3.1 で示したとおりである。レジスト塗布、プリベーク、エッジビードの除去、露光、現像、ポストベークとなっている^[31]。

はじめに、フォトレジストとチップ間の密着性を上げるため、チップ表面に付着している水分を蒸発させるために3分間 180°C でベークを行う。その後、プライマーをコーティングする。ポジ型フォトレジストとしては、S1805を使用した。このフォトレジストを 500 rpm で5秒、スロープを5秒つけて回転数を上げていき、 6000 rpm で40秒の条件でスピニングを行った。その後、塗布したレジストを固めるために、 110°C で90秒間プリベークを行った。コーティングされたフォトレジストは、チップのエッジの部分で厚くなるため、チップ端のレジストを除去しないと厚みの差によって、露光時にウエハとフォトマスク間に隙間が生まれる。フォトマスクとチップ間の隙間は露光の回折によって不必要なところまで露光するため、可能な限り小さくする必要がある。従って、精度の高いパターン形成のためにチップ端のレジストを除去する必要がある。本デバイスの作製では、アセトンを染み込ませた綿棒を用いて、チップ端のレジスト(エッジビード)を除去した。その後、作製した導波路フォトマスクを用いて露光を行った。フォトマスクとチップ間のアライメントを行い、フォトマスクとチップを密着させ、 21.0 mW/cm^2 の光強度で、3秒間露光した。露光されたチップを25秒間 NMD3 に浸して現像した。露光時間と現像時は実験のたびに変わるので、使用記録を参考に時間を決定した。現像液を洗い流すために、現像されたチップは純水で2回リンスした。顕微鏡で形成

されたパターンを確認し、レジストとチップ間の密着を良くするために、110°Cで90秒間ポストバークを行った。この時のレジスト膜厚は510nmであった。

4.2.2 ウエットエッチング(InGaAs, InP)

4.2.1 で作成したマスクパターンを InGaAs 層に転写するために、フォトレジストをマスクにして InGaAs をウエットエッチングする。エッチャントとして硫酸、過酸化水素水、純水を 1:1:5 の割合で混ぜ合わせた溶液を 5°C に冷やしたものを用いた。このエッチャントを用いると、InGaAs を約 10.5nm/sec の割合でエッチングができる。本研究では InGaAs を 200nm エッチングするために 19 秒間チップを溶液に浸した。その後、純水で 2 回リンスを行った。表面形状測定装置を用いて InGaAs 層を完全にエッチングしたことを確認した。次に上部クラッド層の InP をウエットエッチングした。エッチャントとして塩酸とリン酸を 1:3 の割合で混ぜた溶液を使用した。このエッチャントを用いると、InP を約 25nm/sec の割合でエッチングができる。本研究では InP を 1000nm エッチングするために 45 秒間チップを溶液につけた。エッチストップ層をチップに設けているためエッチング時間を長めにとった。完全に InP をエッチングするためである。

その後フォトレジストを除去するために、チップをアセトンに 30 分間浸した。さらに残った InGaAs をウエットエッチングした。手順は先述と同様に行った。

これによりリッジ型導波路部は完成した。次に MIM 導波路部に金属グレーティング光カプラを作製するプロセスを行った。

4.2.3 スパッタリング(SiO₂)

本研究の金属グレーティング光カプラ作製では、ICP-RIE (inductive coupled plasma-reactive ion etching)を用いたドライエッチングを使用する。ドライエッチング際に、ハードマスクの役割をするSiO₂をスパッタリング(sputtering)法により製膜した。スパッタリングは電磁界などで数10eV以上に加速されたイオンがターゲットの固体に衝突されると運動量交換によって固体の原子が弾き飛ばされる現象のことである。物理気相成長(physical vapor deposition)の一種でサンプルの薄膜製膜法として広く使われている。スパッタリング法は、プラズマ法とイオンビーム法に分かれるが、本デバイスの作製ではイオンビーム法より高速な製膜が可能なプラズマ法でSiO₂の製膜を行った^[31]。SiO₂の厚さは250 nmとした。先行研究から、塩素を用いたドライエッチングにおいてSiO₂のエッチングレートがInPの1/10ということが知られており、本デバイスでは、InPを約2.5μmエッチングするため、SiO₂の厚さを250 nmに設定した。

SiO₂のスパッタリングには以下のような条件を用いた。ターゲットは SiO₂, 反应用原子として Ar ガスを用いた。Ar : 12 sccm, Source Power 100 W とし 50 分間行った。その結果、厚さが約 240 nm の SiO₂ 膜が得られた。

4.2.4 電子線描画 (EB 露光)

スラブ導波路部に金属グレーティング光カプラを作製するために、EB 露光を行う。これは一度に面全体を露光するフォトリソグラフと異なり、電子銃を用いて点(微小区間)を移動させながら露光していく。そのため、フォトリソグラフより露光時間がかかるものの、数 nm の精度で解像度の良い露光が可能である。本研究室の EB 露光装置は露光領域を $200\mu\text{m}$ 角の正方形領域に分割し、1 つの領域で電子線描画を完了させた後に、次の領域に電子銃が移るといったものである。また印加電圧や電流量にもよるが 8nm の精度でパターンを描画することが可能である。さらに EB 露光において最も重要なパラメータとして、レジスト感度がある。これは電子面密度で表され($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)、大きすぎるとレジストが溶解し、小さすぎるとレジストが感光せずパターンが描画されない。

EB 露光用レジスト塗布

EB 露光を行うための手順の流れはフォトリソグラフと同様であり、レジスト塗布、プリベーク、露光、現像の順となっている。はじめに、レジストとチップ間の密着性を上げるためにプライマーをコーティングした。ポジ型フォトレジストとして ZEP500A を使用した。このフォトレジストを 500rpm で 5 秒、スロープを 5 秒つけて回転数を上げていき、 4000rpm で 60 秒の条件でスピコーティングを行った。その後、塗布したレジストを固めるために、 180°C で 180 秒間ベークを行った。またレジストは絶縁性があるので、EB 露光装置付随の SEM を有効に使えるようにし、レジストの露光感度を上げるために導電性のあるレジスト(Espacer)を塗布した。これは 500rpm で 5 秒、スロープを 5 秒つけて回転数を上げていき、 2000rpm で 40 秒の条件でスピコーティングを行ったあと、10 分間 110°C でベークを行った。

電子線描画パターンの露光と現像

次に露光パターンについて説明する。Fig 4.5 に露光パターンのプロフィールを載せる。

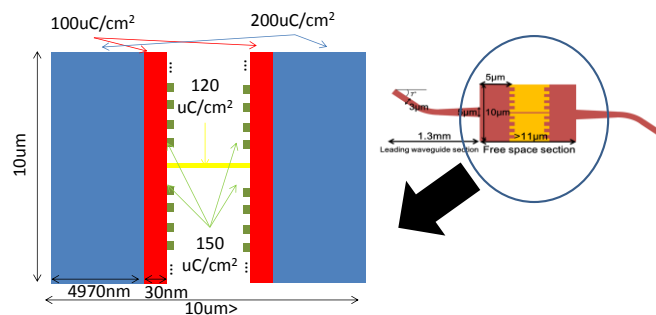


Fig4.5 スラブ導波路部における金属グレーティング光カプラのためのグレーティングパターンのレジストセンスのプロフィール

Fig4.5 に載せたようなレジストセンスの条件で露光を行った。描画パターンの解像度を決定する加速電圧は 50kV で描画を行った。

描画したチップを ZED-N50 に常温(23°C程度)で 2 分間浸して現像を行った。IPA で 2 回リンスを行った。

4.3 スラブ型導波路部における MIM 構造の作製プロセス

EB 露光によってスラブ導波路部に形成された金属グレーティング光カプラ用グレーティングパターンをドライエッチ用ハードマスクである SiO_2 に転写するために、EB 露光を施したチップに電子線蒸着をもちいて Cr を堆積し、アセトンによって Cr をリフトオフし、さらに ICP-RIE を用いて、 SiO_2 に金属グレーティング光カプラ用グレーティングパターンを転写した。

4.3.1 電子線蒸着による Cr 膜堆積

電子線蒸着とは電子銃を用いた真空蒸着法である。真空蒸着とは、固体である所望の薄膜用材料を減圧状態に置き、加熱をすることにより薄膜用材料の蒸気圧を上げる。その結果薄膜用材料を液体から気体に、もしくは固体のまま気体にして蒸発をさせ、基板となる物質に固体の被膜を形成する方法である。ここで加熱をして蒸発を行う部分をターゲットと呼ぶ。ターゲットの加熱に電子銃を用いる。電子銃は電子ビームをターゲットに照射することにより材料を加熱して蒸発させる蒸発源である。

本研究では Cr をターゲットとしてチップに 25nm 堆積させた。膜厚を 25nm としたのは、Cr を堆積させすぎるとリフトオフ時にパターンが精度良く転写されないからである。本研究の条件で作製した EB 露光用レジストの膜厚が約 400nm であり、リフトオフによるパターンの転写を精度良く行うには、EB 露光用レジストの膜厚 3 分の 1 以下の Cr 膜厚でなければならない。一方、先行研究から Cr をハードマスクとして、 SiO_2 にパターンを転写する時のドライエッチングにおいて、Cr のエッチングレートが SiO_2 の 1/10 ということが分かっており、 SiO_2 の厚さを 250 nm をエッチングするために Cr 膜厚を 25nm とした。

本研究では、 10^{-3}Pa の条件下でターゲットの突沸を避けるために緩やかに温度を上げながら Cr を堆積させた。結果約 23nm 堆積させた。

4.3.2 Cr マスクのリフトオフ

リフトオフとは有機レジストで作ったパターンに金属を蒸着して、後で有機レジストを取り去ることで、レジストがなかった部分にだけ金属のパターンが残るというものである。

本研究の場合 Cr マスクをリフトオフすることで、パターンを転写された Cr だけがチップに残る。レジストの溶解にはアセトンを用い、丸一日チップをアセトンに浸してリフトオフを行った。

4.3.3 Cr マスクを用いた SiO₂ のドライエッチング

ICP-RIE を用いて、Cr をマスクとし SiO₂ のドライエッチングを行った。RIE (Reactive Ion Etching: 反応性イオンエッチング) はドライエッチングの一種類である。RIE では、ラジカル(Radical) 状態とイオン(Ion) 状態の高い反応性をもつ活性分子を用い、電位差によるイオンの加速によるスパッタリング、エッチングガスとの化学作用でエッチングを行う^[28]。ラジカル状態の原子が支配的にエッチングに寄与している場合、等方性エッチングとなり、イオン状態 RIE の原子が支配的にエッチングに寄与している場合、異方性エッチングとなる。ドライエッチングの一種である ICP-RIE は、誘導結合プラズマを用いてエッチングを行う。誘導結合プラズマとは気体に高電圧を印加しプラズマにしたものに高周波数の変動磁場をかけることで渦電流を生じさせ高温にする。磁場によってプラズマがトラップされるので高温プラズマによるエッチング対象へのダメージが少ないなどのメリットがあるため、広く使用されている。

本研究において用いたエッチング条件を Table4.1 に示す。SiO₂ を CHF₃ ガスで 10 分間エッチングを行い、金属グレーティング光カプラ用グレーティングパターンを SiO₂ に転写した。

Table4.1 ICP-RIE によるドライエッチングに用いた条件

	SiO ₂ etching	InP etching	O ₂ ashing
Gas pressure(Pa)	1.00	2.00	3.00
He flow rate (sccm)	8.00	8.00	8.00
O ₂ flow rate (sccm)	-	-	10.00
CHF ₃ flow rate (sccm)	5.00	-	-
Cl flow rate (sccm)	-	2.00	-
Ar flow rate (sccm)	5.00	8.00	-
Source Power (W)	80	140	
Bias Power (W)	25	110	200
Temperature	Room temprature	220	Room temprature

4.4 MIM 導波路の完成

SiO₂ の金属グレーティング光カプラ用グレーティングパターンを InP に転写し、Atomic layer deposition(ALD)を用い、絶縁膜 Al₂O₃ を堆積させる。最後に Ag を電子線蒸着を用いて蒸着を行い完成する。

4.4.1 金属グレーティング光カプラパターンの InP 層への転写

次に、本研究において用いた InP エッチング条件を Fig3.4 に示す. InP を Cl_2 ガスで 9 分間エッチングを行い、金属グレーティング光カプラ用グレーティングパターンを InP に転写した. これにより InP 層を約 2800nm エッチングした. 結果、金属グレーティング光カプラと MIM 導波路を形成した.

4.4.2 Al_2O_3 絶縁膜の成膜

Atomic layer deposition(ALD)とは、真空容器内に設置したチップ上に原料となる気体化合物分子を流入させ、原子をモノレイヤーで吸着させ、チップ表面の反応により原子一層の成膜することである. 1 原子層ずつ堆積していくので、膜厚制御がしやすく本研究のように 5nm の Al_2O_3 も精度良く堆積することができる. また、

本研究では 180°C の温度で、トリメチルアルミナと水蒸気を交互に流入させ Al_2O_3 を堆積させた.

3.4.3 Ag の成膜

電子線蒸着をもちいてチップに Ag を 200nm 堆積させた. 堆積には、導波路側面に Ag を堆積させる必要がある、しかし電子線蒸着による堆積は、イオン衝突によりターゲットからたたき出された材料粒子が直線的にチップやウエハなどの薄膜を蒸着させたいサンプルに飛んでいくため、導波路側面に薄膜を形成しづらいという問題点がある. そこで本研究では 200nm の Ag をより精度よく導波路側面に堆積させるために、サンプルステージを水平方向から 45° の角度がつくように傾けて 200nm の Ag を堆積させたのち、サンプルステージを反対方向に 45° 傾けて 200nm の Ag を堆積させることで Ag を導波路側面に蒸着させた. Fig4.6 に完成した素子の SEM 画像を示す.

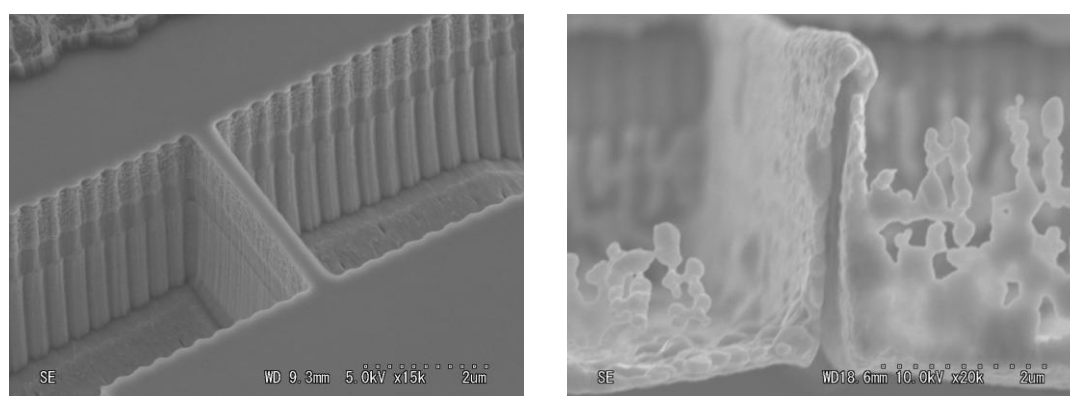


Fig4.6 SEM 画像

Ag 蒸着前の金属グレーティングカプラと MIM 導波路部(a), Ag 蒸着後の MIM 導波路の断面図(b)

4.5 作製した素子の測定結果

4.5.1 測定系の説明

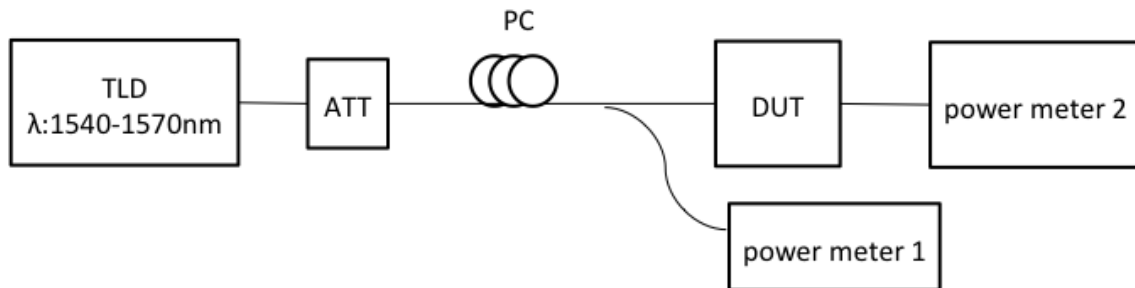


Fig4.7 測定計の模式図

Fig4.7 に今回設計した素子の測定系を示した。まず可変波長レーザから波長 1540-1570nm までの光を出し、アッテネータで光を調節した後、偏波コンバーターを用いて TE, TM 光に調節し、TE 光をデバイスに光を入射させる。その後、デバイスから出射された光をパワーメーターで測定を行う。また入射した光の強度を測定するために、偏波コンバーターを通過した後、1:9 カプラで光を分け、分けられた光強度が 1 の光をパワーメーター1に入射し、他方の光強度が 9 の光をデバイスに入射し測定した。

4.5.2 測定結果

Fig4.7 の測定系を使って作製した素子を測定した。その結果を Fig4.8 に示す。

Fig4.2 の横軸 L は幅 100nm 程度(SEM 画像による測定)MIM 導波路の長さである。MIM 導波路内では MIM モードとなって伝搬している。さらに素子には 2 種類の異なるグレーティング構造を持つ金属グレーティングカプラと、グレーティング構造を持たない MIM 導波路だけの 3 パターンを作製した。グレーティング構造の設計においてもとめた、グレーティングのプロフィールは A($D=80\text{nm}$, $W=100\text{nm}$, $G=370\text{nm}$), B($D=100\text{nm}$, $W=520\text{nm}$, $G=820\text{nm}$)となっている。また縦軸は挿入損を示している。この結果について考察する。

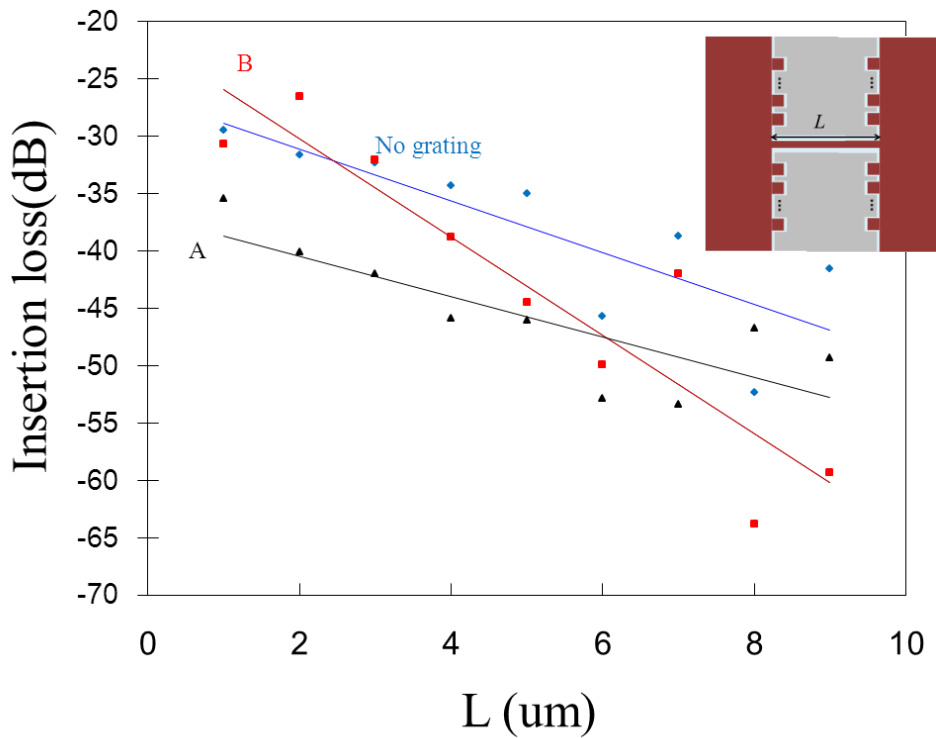


Fig4.8 測定結果 挿入損失の MIM 導波路の距離依存性

グレーティングの有無にかかわらず伝搬距離が増加すると、挿入損が増加している。その挿入損の増加の傾きから求めた MIM モードの伝搬損と、3 章で示した方法で求めた MIM モードの波数の虚部を用いて、MIM モードの伝搬損を Table 4.2 に示す。(4-1)に伝搬損を求める式を示す。

$$20k_0kz\log_{10}e \quad (4-1)$$

k_0 :電磁波の波数, k :MIM モードの波数の虚部, z :伝搬方向の単位長さ

Table4.2 測定結果と理論値の伝搬損失

	伝搬損(dB/um)
A	1.75
B	4.29
w/o grating	2.24
シミュレーション	1.05

伝搬損失について、シミュレーションによる値と実測値は、オーダーの値は一致している。しかしシミュレーションの値よりも A, B, w/o grating の伝搬損の方が大きくなっている。これは MIM 導波路側面のラフネスによって、さらに損失が増えたものだと考えられる。

5 結論

本研究では、金属グレーティングを初めて InP 系光導波路素子に導入することで、従来の数 μm 幅の光導波路素子と $1\mu\text{m}$ 以下の幅の微小プラズモニック光素子との高効率なインタフェースを実現することを目的とした。スラブ光導波路の側壁に微細な金属グレーティング溝を施した光カップラを新たに提案し、metal-insulator-metal (MIM) 導波路に効率良く光を結合するために、設計と試作を行った。FDTD 法を用いてサブミクロンスケールの小型金属グレーティングカップラの設計を行った。効率よく集光を行うために、はじめに矩形の単一のグレーティング構造を最適化した。後に、グレーティング間の距離の最適化を行い、最後に MIM 導波路までの距離の最適化を行った。最適化された構造をもちいて集光の効率を計算した。比較対象はグレーティング構造を作製せずに MIM 導波路構造を作製したもので行った。計算の結果はグレーティングがない状態に対し、グレーティングが存在した場合 3.05 倍の集光をすることができるものであった。その設計をもとに研究室の設備を用いて作製を行った。金属グレーティングカップラによる集光の原理検証用の特殊な導波路構造を持った素子を作製した。従来は長さ $200\mu\text{m}$ のテーパ構造を用いてスラブ導波路のモードを MIM モードに結合していたものを、本研究では導波路に作製した小型金属グレーティングカップラによって MIM モードへの結合を確認した。測定の結果は最大で 3.01 倍の光強度を確認した。しかし明確な集光を見いだすことができなかった。測定結果の妥当性も MIM モードの伝搬損失の理論値とオーダーでは一致していた。

本研究は InP 基板をプラットフォームにしており、MIM 導波路構造部に受光素子や変調構造を集積することで、サブミクロンスケールの光電素子の実現を可能にする物であるといえる。今後の光インターコネクタへの応用のみならず、光集積回路技術や光電素子全般の技術の発展の一助となれば幸いである。

参考文献

- [1] 総務省総合通信基盤局電気通信事業部データ通信課, "我が国のインターネットにおけるトラフィック総量の把握," 1, 2013.3.15
- [2] I. A. Young, E. M. Mohammed, J. T. S. Liao, A. M. Kern, S. Palermo, B. A. Block, M. R. Reshotko, P. L. D. Chang, "Optical technology for energy efficient I/O in high-performance computing," IEEE Communications Magazines, Vol.48, No.10, pp.184-191, 2010
- [3] R. Ho, K. W. Mai, and M. A. Horowitz, "The future of wires," Proc. IEEE, vol. 89, pp. 490-504, 2001
- [4] 柳町 成行, "将来の進化を想定した低消費電力アーキテクチャーの開発," NEC, グリーンネットワーク・システム技術研究開発プロジェクト報告書. 2013.7.7
- [5] <http://www.itrs.net/Links/2009ITRS/Home2009.htm>
- [6] 菅間 秀晃 電子情報通信学会総合大会講演論文集 1995年.通信(1), 271, 1995
- [7] D. A. B. Miller, "Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips," Proc. IEEE, vol. 88, no. 6, pp. 728-749, 2000
- [8] Xia, Fengnian; Sekaric, Lidija; Vlasov, Yurii, "Ultra compact optical buffers on a silicon chip," Nature Photonics, vol. 1, no. 1, pp. 65-71, 2007,
- [9] D. A. B. Miller, "Device Requirements for Optical Interconnects to Silicon Chips," Proc. IEEE, vol. 88, no. 6, pp. 728-749, 2000.
- [10] Shiyung Zhu, "Ultra compact Si electro optic modulator Based on Cu SiO₂ Si Nano plasmonic waveguide", OFC/NEOEC, 2013
- [11] M. T. Hill et al, "Lasers go beyond diffraction limit," Nonphotonic. 10, 1038, 2007.
- [12] Anis Suhaila Mohd Zain, Stanislav Markov, "Comprehensive study of the statistical variability in a 22 nm fully depleted ultra-thin-body SOI MOSFE," Solid state electronics, vol.90, pp51-55, 2012
- [13] Hirokazu Ezawa, Takashi Togasaki, Tatsuo Migita, "Process integration of fine pitch Cu redistribution wiring and SnCu micro-bumping for power efficient LSI devices with high-bandwidth stacked DRAM," Microelectronic engineering, vol.103, pp.22-32, 2013.
- [14] Anatol Khilo, Cheryl M. Sorace, and Franz X. Kärtner, "Broadband linearized silicon modulator," Optics express, vol.19, no.5, pp4485-4500, 2011.
- [15] 西原浩, 裏升吾, "光エレクトロニクス入門," コロナ社, 1997.
- [16] 永田信一, "レンズがわかる本," 日本実業出版, 2002.
- [17] [http://photonics.intec.UGent.be/Silicon Photonics](http://photonics.intec.UGent.be/Silicon%20Photonics)
- [18] B. Li, M. I. Memon, G. Mezosi, Z. Wang, M. Sorel, and S. Yu, "Characterization of All-Optical Regeneration Potentials of a Bistable Semiconductor Ring Laser," J. Lightwave Technol., vol. 27, no.

19, 2009.

[19] <http://japan.intel.com/contents/museum/processor>

[20] Meint Smit, Jos vander Tol, and Martin Hill, "Moors law in photonics," vol.6, no.1, 1-13, 2012

[21] Dereux, Alain; Ebbesen, Thomas W, "Surface plasmon subwavelength optics," Surface plasmon subwavelength optics, vol. 48, no. 7, pp. 824-830, 2003.

[22] Yusheng Bian, Qihuang Gong, "Optical performance of one-dimensional hybrid metal-insulator-metal structures at telecom wavelength," Optics Communications, vol. 308, pp. 30-38, 2013.

[23] D.A.B.Miller, "Rationale and Challenges for Optical Interconnects to Electronic Chips," Proc. IEEE, vol. 88, no. 6, 2000

[24] Shiyung Zhu, "Ultracompact Si electro optic modulator," OFC/NEOEC (2013)

[25] Shigeki Makino, Hiroaki Hayashi, Kazunori Shinoda, Takeshi Kitatani, Takashi Shiota, Shigehisa Tanaka and Masahiro Aoki, "Uncooled CWDM 25-Gbps EA/DFB Lasers for Cost-Effective 100-Gbps Ethernet Transceiver over 10-km SMF Transmission," OFC/NFOEC, 2008.

[26] Hill, M. T. et al., "Lasing in metallic-coated nano-cavities". Nature Photonics, vol.1, no.10, 2007

[27] Tsutomu Ishi, Junichi Fujikata, Kikuo Makita, Toshio Baba And Keishi Ohashi, "Si Nano-Photodiode with a Surface Plasmon Antenna," Japanese Journal of Applied Physics, vol. 44, no. 12, pp. 364-366, 2005.

[28] 池上徹彦, 土屋治彦, 三上修, 半導体フォトニクス光学, コロナ社, 1995

[29] 永島圭介, "表面プラズモン基礎と応用," Plasma Fusion Res. vol.84, no.1, pp10-18 (2008)

[30] Sukru Ekin Kocabas, "nano-metallic optics for waveguides and photodetectors," 2009

[31] 板生清, 海野邦昭, 大平文和, 河西敏雄, 西澤紘一, 安永暢男, 米津宏雄, 光デバイス精密加工ハンドブック, オプトロニクス社, 1998.

[32] N. Das et al, "Analysis of nano-grating-assisted light absorption enhancement in metal-semiconductor-metal photodetectors patterned using focused ion-beam lithography" Optics Communications, 284 (2011) pp1694-1700

[33] Dany-Sebastien Ly-Gagnon, Krishna.C.Balram, Justin.S.White, Pierre Wahl, Mark.L.Brongersma, David.A.B.Miller et al, "Routing and photodetection in subwavelength plasmonic slot waveguides" NanoPhotonics, 1 (2012) pp9-16

本研究に関する発表

学会発表論文

- [1] 野尻悠平, 種村拓夫, 中野義昭, “導波路型プラズモニック光カプラの設計,” 電子情報通信学会光エレクトロニクス(OPE)研究会, ポスター発表, 2013 年 4 月
- [2] 野尻悠平, 種村拓夫, 中野義昭, “プラズモニック InP 導波路デバイスのための金属グレーティングカプラの設計,” 第 61 回応用物理学会春季講演 (青山学院大学) 20p-F8-1, 2014 年 3 月. (予定)

謝辞

本研究を進める上に先生方、教員の方、先輩方、後輩方から大きな協力をいただき、この場を借りて感謝の言葉を申し上げたいと思います。

種村拓夫准教授からは、研究に関し様々なアドバイスを頂きました。またお忙しい中でも時間を見つけては、プログラミングや装置の使い方、加えて実験やその他必要な基本的な技術まで細かく最後まで指導していただきました。進路など個人的なことでも相談にのって頂きました。中野義昭教授からは、お忙しい中研究室ミーティングでのアドバイスや、それ以外にも様々な助言をして頂きました。また、非常に整った研究設備を提供してくださいました。杉山正和准教授からは、お忙しい中でも研究室ミーティングにおいて、短い時間ではありましたが様々な本質をついた助言、的確なご指摘をいただきました。渡辺健太郎助教からは研究室ミーティングなどで様々なアドバイスをいただきました。また、実験装置の使用方法なども親切に説明してくださいました。久保田雅則助教からは研究室ミーティングにおいて作製プロセスについてアドバイスをいただきました。王云鵬助教、ソダーバンルハッサネット助教からもクリーンルームの実験プロセスにおいて大きな協力をいただきました。東北大の肥後昭男助教からは作製プロセスについて様々な背景知識や装置、解析に関する知識をいただきました。博士の財津優さんからは基本的な物理やシミュレーションに関する知識から、装置の使い方、プログラミングや発表の技術など細かいところを最後まで教えて頂きました。博士の藤井宏昌さんからは、発表や研究内容に対するアドバイスをいただきました。同期の伊藤成顕くん、瀬能未奈都さん、滝勇也くん、中村亮裕くんには大変お世話になりました。以上の方以外に、研究室の先輩方、後輩の皆さんにも大変お世話になりました。後から気づかされる皆さんの配慮と、とてもすばらしく身に余る環境で2年間過ごせた幸運に深く感謝しております。

2年間ともに励まし合いながら、時にはお互い厳しい言葉で鼓舞し合った研究室以外の同期の方々にも感謝しております。最後に陰ながら支えてくださった家族や友人、親しくして頂いた方々に感謝しております。閑静な駒場リサーチキャンパスにも感謝を。

ありがとうございました。

2014年2月
野尻 悠平