

THE IEICE TRANSACTIONS ON ELECTRONICS (JAPANESE EDITION)

電子情報通信学会 論文誌

エレクトロニクス

VOL. J105-C NO. 6

JUNE 2022

本PDFの扱いは、電子情報通信学会著作権規定に従うこと。

なお、本PDFは研究教育目的（非営利）に限り、著者が第三者に直接配布することができる。著者以外からの配布は禁じられている。

エレクトロニクスソサイエティ

一般社団法人  電子情報通信学会

THE ELECTRONICS SOCIETY

THE INSTITUTE OF ELECTRONICS, INFORMATION AND COMMUNICATION ENGINEERS

EO ポリマーを利用したプラズモニック光フェーズドアレーの提案

桑村 有司^{†a)} 日端 恭佑^{††}

Proposal of a Plasmonic Optical Phased Array Using Electro-Optic Polymers

Yuji KUWAMURA^{†a)} and Kyosuke HIBATA^{††}

あらまし 本論文では、電気光学ポリマーを利用したプラズモニック位相変調器をアレー状に並べた新型のプラズモニック光フェーズドアレーを提案する。提案素子では、波長 $1.55\mu\text{m}$ において、素子からの光出力ピークは 1 本のみでかつ、電圧制御で出力光が 100 度以上の範囲で偏向走査可能な素子を設計できることを 2 次元 FDTD 法による数値計算で確認したので報告する。ポッケルス係数 $r_{33} = 200\text{pm/V}$ の電気光学ポリマーを利用すれば、各位相変調素子へ印加する電圧は 9.5V 以下であり、長さ $L = 20\mu\text{m}$ 程度の位相変調器アレー列を用いて $70 \times 26\mu\text{m}^2$ 以下のサイズで小型で、高速かつ低消費電力の光フェーズドアレーが構成できる。

キーワード 光フェーズドアレー、光ビーム走査素子、プラズモニック位相変調器、プラズモニクス、電気光学ポリマー

1. ま え が き

光フェーズドアレー (Optical Phased Array: 以下 OPA) は、電氣的に光ビームの射出方向を高速に走査する光偏向デバイスであり、ライダ、レーザ計測、空間光通信、光電力供給、立体ディスプレイ、最新医療用装置など多岐にわたる分野で応用でき、革新的な光システム・装置を実現するための基本的な光素子の一つである。これまでの光偏向器の駆動方式は、機械的な可動ミラー方式などが主に利用されてきたが、近年、自動車の先端運転支援システムの開発が活発化しており、新しい電子制御方式の光ビーム走査素子の研究が国内外で盛んである [1]~[11]。特に Silicon-On-Insulator (SOI) 基板と Complementary Metal-Oxide-Semiconductor (CMOS) プロセスを用いた Si フォトニクス光集積回路による光 OPA の開発が盛んにすすめられている [5]~[9]。しかし、Si 細線導波路による光位相変調の原理としてヒータ加熱による Si

結晶の屈折率変化 (熱光学効果) や波長可変レーザに伴う回折格子 (またはフォトニック結晶) からの光回折現象を利用したデバイスがほとんどであり、消費電量が数 W 程度と大きく、熱の干渉等による動作の不安定化、動作速度が遅く、また偏向角度可変範囲も最大 $20 \sim 30$ 程度までと、更なる特性改善が望まれている。

一方、電気光学ポリマー (Electro-Optic polymer: EOP) は、加工性に優れ、電圧印加で屈折率を大きく変えることができる電気光学材料が開発されつつある [12]~[19]。屈折率変化の起源が有機分子内の π 電子の電子分極による応答であることから超高速の電気光学応答が期待できるため、EOP を用いた光変調器 [14], [15] や OPA [16]~[19] の開発も盛んに行われている。また、プラズモニクスの分野では、EOP を用いた金属/EOP/金属構造のスロット型プラズモニック光位相変調器 (Plasmonic Phase Modulator: 以下 PPM) の開発が進展 [20]~[26] し、 110GHz 以上の高速変調、 25fJ/b の低消費電力、 $40\text{V} \cdot \mu\text{m}$ の $V_\pi \cdot L$ 積 (π 位相を変えるのに必要な電圧 $V_\pi \times$ 位相変調器長 L) の他の動作原理では成しえなかった高速・低電力・小型の素子特性が研究レベルでは報告されている。実用化や信頼性の観点からは多くの課題があるのも現実であるが、このような特性向上は、光の回折限界を超えて狭いスロット領域へ光を集束できる表面プラズモン独自の特徴と大きなポッケルス係数 r_{33} を有する EOP の実現

[†] 金沢大学理工研究域, 金沢市
College of Science and Engineering, Kanazawa University, Kakuma-machi,
Kanazawa-shi, 920-1192 Japan

^{††} 金沢大学大学院自然科学研究科, 金沢市
Graduate School of Natural Science & Technology, Kanazawa University,
Kakuma-machi, Kanazawa-shi, 920-1192 Japan

a) E-mail: kuwamura@ec.t.kanazawa-u.ac.jp

DOI: 10.14923/transelej.2021JCP5005

との相乗効果によるものである。

本報告では、EOP を用いた PPM を並列に並べて構成した新しいプラズモニック光フェーズドアレー (Plasmonic Optical Phased Array: 以下 POPA) を提案し、波長 $1.55 \mu\text{m}$ における素子性能を数値解析したので報告する。2. では提案する光フェーズドアレーの構造と動作、提案している POPA と類似した周期開口からの回折光の特徴について説明する。3. では単体のプラズモニック位相変調器の設計とその特性性能についての数値計算結果を述べる。4. では光フェーズドアレー導波路構造のレイアウトについて議論した後、提案した具体的な POPA 素子構造の 2 次元 FDTD シミュレーションによるフィールドパターン分布など、光偏向性能を含めたデバイス特性全般について説明する。5. でまとめと今後の課題について議論する。

2. 提案する光フェーズドアレーの構造と動作原理

2.1 素子構造と動作

図 1 に提案する POPA 領域の基本構造を示す。素子の全体の構成は、光出力側から Ag/EOP/Ag のプラズモニック光位相変調器 (Plasmonic Phase Modulator: 以下 PPM) を周期間隔 Λ で N 本アレー状に並列に並べた POPA 領域、各 PPM へ光を効率良く入力するための光結合領域と光入力用導波路領域で構成する。POPA は N 本の PPM アレーを均一周期間隔 Λ で並べて構成されており、それぞれ個別に設けられた電極により出力端での光の位相を電圧制御できる。光入力用導波路は、Si 細線導波路と光分岐導波路 (Y 分岐, MMI またはスターカップラ) あるいは単一モード導波路から接続した逆三角形状のテーパー型スラブ導波路などを利用する。一例として、単一モードの Si 細線導波路に TE 偏光で入射した光は、光分岐によって複数本の Si 細線に光分配後、光接続部を経由して、POAPA 領域内の N 本の PPM へ均一な光強度で入力される。各 PPM で光位相が電圧制御された後、それらの出力端から回折現象に基づく光ビームパターンを出力することができる。図 1 中の Ag/EOP/Ag 構造で構成された領域が、PPM である。PPM の Ag 電極間に電圧を印加して EOP の屈折率を変えることで導波路の等価屈折率を可変できるため、出力端での光位相を制御できる。光の等位相面は 2π の整数倍だけ周期的に繰り返すため、光位相を $-\pi \sim +\pi$ の範囲で制御できる PPM を N 本並べた POPA では、出力端での光の等位相面の形状を自在に

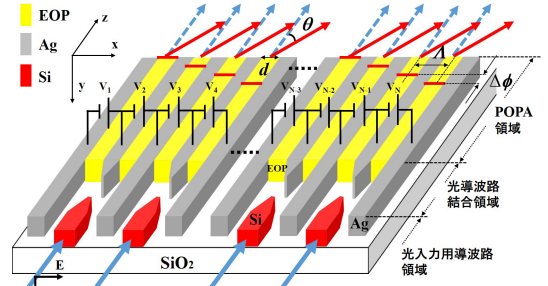


図 1 提案するプラズモニック光フェーズドアレーの構造

操作することができる。全ての PPM に電圧を印加しないとき、N 本の PPM 端での光位相を一致するように素子設計しておく、図 1 の青点線矢印に示すように光は直進して出力する。一方、各 PPM に印加する電圧を調整して、図 1 の POPA 出力端近傍の光位相を赤色で示したように鋸波形状とし、等位相面の傾きを一直線上に傾けると、出力光の方向は中心角 θ だけ左右に曲げることができる。

2.2 N 本の周期開口からの回折光特性

POPA 素子からの出力光回折パターンの性質を N 本の周期開口からの回折パターンで近似して、その特徴について説明する。図 2(a) に解析モデルを示す。 $z = 0$ に POPA 出力端があり、 x_1 方向に開口幅 d の開口スリットが N 本、一定の周期間隔 Λ で並んでいる。この出力端に沿った複素フィールド分布 $U_1(x_1)$ が、 $z = \ell$ 離れた位置にあるスクリーン状に投影される複素フィールド分布 $U_2(x_2, \ell)$ をホイヘンスの回折原理 (2 次元空間) を用いて近似計算する。隣接する PPM 出力端での位相差を $\Delta\phi$ と一定として一直線に傾けたとき、出力端から $z = \ell$ だけ離れたスクリーン上の x_2 方向の光強度分布 $|U_2(x_2, \ell)|^2$ は

$$|U_2(x_2, \ell)|^2 \propto \left(\frac{\sin(N\Lambda X/2)}{N \sin(\Lambda X/2)} \right)^2 \left| \text{Sinc} \left(\frac{dX}{2} \right) \right|^2 \quad (1)$$

$$X = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{x_2}{\sqrt{\ell^2 + x_2^2}} - \frac{\Delta\phi}{\Lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta - \frac{\Delta\phi}{\Lambda} \quad (2)$$

となる。スクリーン上で最大光強度となる条件は、 $X = 0$ である。したがって、光ビームの出力方向、つまり偏向角 θ は、

$$\theta = \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \frac{\Delta\phi}{\Lambda} \right) \quad (3)$$

と求まる。

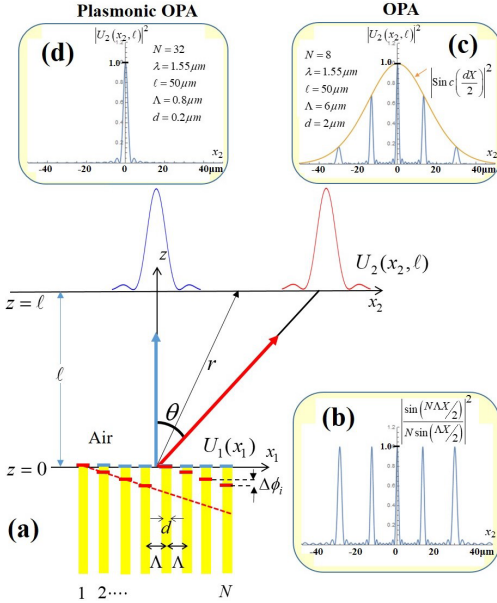


図2 (a) 出力光強度回折パターンの解析モデル、
 (b) $\left(\frac{\sin(N\Lambda X/2)}{N \sin(\Lambda X/2)}\right)^2$ 関数の $z=\ell$ スクリーン上での光強度パターン例 ($\ell=50\mu\text{m}$, $\lambda=1.55\mu\text{m}$, $N=8$, $\Lambda=6\mu\text{m}$, $d=2\mu\text{m}$).
 (c) 従来型 OPA からの光強度パターンの一例: ($\Delta\phi=0$, $\ell=50\mu\text{m}$, $\lambda=1.55\mu\text{m}$, $N=8$, $\Lambda=6\mu\text{m}$, $d=2\mu\text{m}$).
 (d) 提案型 POA からの光強度パターンの一例: ($\Delta\phi=0$, $\ell=50\mu\text{m}$, $\lambda=1.55\mu\text{m}$, $N=32$, $\Lambda=0.8\mu\text{m}$, $d=0.2\mu\text{m}$)

式 (1)～(3) から OPA からの回折パターンは以下のような特徴をもっていることが分かる。図 2(c) には、 $\Delta\phi = 0$ での式 (1) の曲線例、スクリーン上の光強度回折パターンの一例を示した。 $N = 8$, $\lambda = 1.55\mu\text{m}$, $\Lambda = 6\mu\text{m}$, $d = 2\mu\text{m}$ で従来型 OPA に近い条件である。異なる方向に複数本の光ピークが出力され、メインピークの光強度は分散されて弱くなっている。また、図 2(b) は同様の条件で式 (1) 右辺 1 項目 $|\sin(N\Lambda X/2)/N \sin(\Lambda X/2)|^2$ 曲線を描いた。複数本の光ピークは $\sin(\Lambda X/2) = 0$ の条件で生じており、この曲線に式 (1) 右辺の 2 項目 $|\text{Sinc}(dX/2)|^2$ の包絡曲線をかけた回折パターンが図 2(c) となっている。メイン光強度ピークの広がり幅は式 (1) 右辺 1 項目の分数の 2 乗項で決まる。広がり幅 $2\Delta x_2$ を $|\sin(N\Lambda X/2)/N \sin(\Lambda X/2)|^2 = 1/2$ の条件で見積もると、 $2\Delta x_2 \approx 0.8859\lambda\ell/N\Lambda$ となる。アレー出力端での全幅 W を $W \approx N\Lambda$ で近似すると、広がり角 $\Delta\theta$ は、 $\Delta\theta \approx 0.8859\lambda/W$ と評価でき、 $\Delta\theta$ を狭くするには、アレー全幅 W を大きくすれば良い。

OPA では偏向角 θ の可変範囲が広い素子が望まれる。式 (3) から偏向角 θ を広くするには、 $\Delta\phi/\Lambda$ 値を大きくして光の等位相面の傾きを大きくすればよい。したがって、周期間隔 Λ を小さな値に設計可能なアレー導波路構造を採用すると、偏向角 θ の可変範囲が広い OPA となる。従来型 OPA では、 Λ を小さな値に設計できず θ の可変範囲が狭くなり、更に複数本の光ピークが出力されてしまう欠点があった。光ピークの本数は、式 (1) 右辺分数の分母項が $\sin(\Lambda X/2)=0$ となる X の解の数で決まる。光ピークを 1 本に限定するには、 $|\Lambda X/2| < \pi$ の条件、次式を満たせばよい。

$$\Lambda < \lambda \cdot (1 - |\Delta\phi|/\pi) \cdot \left(\sqrt{\ell^2 + x_2^2}/x_2 \right) \quad (4)$$

以上の従来型 OPA の欠点を改善するため、本論文では銀または金、銅による光損失の少ない波長 $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ 帯での POA を提案している。PPM では、 $50\text{nm} \sim 200\text{nm}$ の狭い電極間隙 d 内に光を集中させて閉じ込めることができるため、隣接する PPM の周期間隔幅 Λ を狭い条件 $\Lambda < \lambda/2$ で設計することができる。狭い Λ 幅では、光等位相面の傾きを大きくできるため偏向角 θ の可変範囲が広くなり、更に $\Lambda < \lambda/2$ は、式 (4) の条件をほぼ満たすため、図 2(d) に示すように出力光ピークは 1 本となる。以上のように提案している POA では、100 度以上の広い範囲で出力光ビームの方向を電圧で走査でき、かつ出力光を 1 本に限定できる素子設計が可能である。

3. プラズモニック位相変調器の設計と特性

図 3(a) には設計を行ったプラズモニック光位相変調器の素子構造を示した。PPM は、 SiO_2 基板上に高さ h の $\text{Ag}/\text{EOP}/\text{Ag}$ 構造のプラズモニック導波路で構成されている。この節では図 3 に示した 1 本の PPM 位相変調器の設計を波長 $1.55\mu\text{m}$ で行う。表 1 には数値計算に用いた $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ での各材料の屈折率を示した。Ag 電極間に電圧 V_D を印加すると、EOP 領域に静電界 $F_{EOP} = V_D/d_{EOP}$ が生じ、無電界時の EOP の屈折率 n_{EDP} は、 Δn_{EOP} だけ変化する。EOP の屈折率変化 Δn_{EOP} は、

$$\Delta n_{EOP} = -\frac{1}{2}r_{33}n_{EOP}^3F_{EOP} \quad (5)$$

で与えられる。ここで r_{33} はポッケルス係数である。 r_{33} 値には、EOP パルク材料固有の特性から見積もられる $r_{33}|_{\text{bulk}}$ 値と PPM 素子特性から評価される r_{33} 値

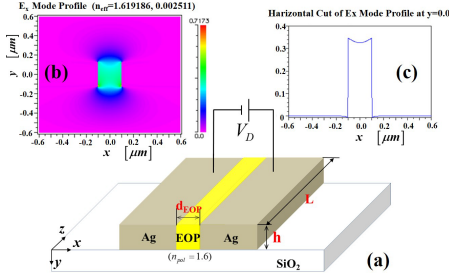


図3 (a) プラズモニック光位相変調器の素子構造、
(b) 有限要素法より求めた gap SPP 基本モード電界の x 方向成分 $E_x(x, y)$ 分布 ($d_{EOP}=200\text{ nm}$, $h=300\text{ nm}$),
(c) その電界振幅 $E_x(x, y=0)$ の x 依存性の一例

表1 数値計算に用いた材料の複素屈折率 ($\lambda=1.55\text{ }\mu\text{m}$)

Ag [27]	EOP	SiO ₂	CaF ₂ * [28]	Air
0.1388+j11.310	1.6	1.444	1.26*	1

* CaF₂ は POPA 素子出力端面の無反射コート薄膜として使用し、屈折率は真空蒸着で作製した薄膜の値を利用した [28].

があり、一般的に後者が低い値に見積もられる傾向があるといわれている。近年、 r_{33} の値が $100\sim 300\text{ pm/V}$ を超える EOP 材料を利用した PPM 素子が開発されている [24], [25]。光吸収帯の端が波長 1100 nm 近傍にある EOP 材料の複素屈折率の実部と虚部の間にクラマース・クロニツヒの関係があることに起因して、 r_{33} 値にも波長依存性が生じる。 $d_{EOP} \geq 100\text{ nm}$ の PPM では波長 $1.25\sim 1.6\text{ }\mu\text{m}$ 帯において r_{33} 値は $325\sim 200\text{ pm/V}$ が実測されている [24]。そこで PPM 導波路を伝搬する gap SPP 基本モードの複素等価屈折率を印加電圧 V_D の関数として $N_{eff}(V_D)$ で表し、電圧の有無による PPM 導波路長 L の出力端での光位相変化量 $\Delta\varphi$ を次式を用いて評価した。

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \text{Re} [N_{eff}(V_D) - N_{eff}(0)] L \quad (6)$$

一方、出力端での光吸収損失 α_{loss} [dB] は、

$$\alpha_{loss} = 4.34 \times \frac{4\pi}{\lambda} \text{Im} [N_{eff}(0)] L \quad (7)$$

を用いて見積もった。gap SPP モードの等価屈折率 $N_{eff}(V_D)$ は Rsoft 社の FemSIM (有限要素法) により数値計算した。図 3(b) 及び (c) には、有限要素法より求めた gap SPP 固有モードの電界の x 方向成分 $E_x(x, y)$ 分布とその電界振幅 $E_x(x, y=0)$ の x 依存性の一例を示した。EOP 領域に電界が集中して局在していることが確認できる。図 4 には波長 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ において、Ag 電極間に $V_D = 10\text{ V}$ の電圧を加えたときの

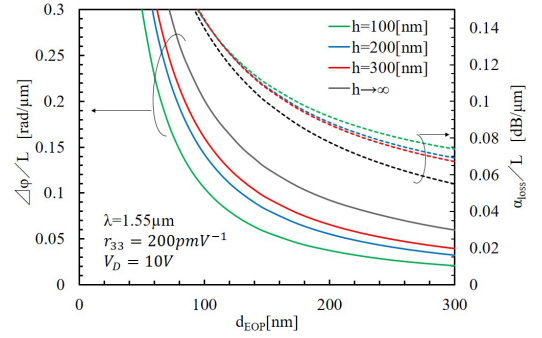
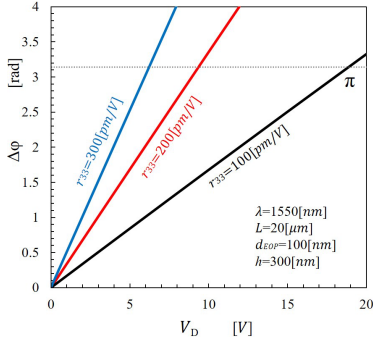
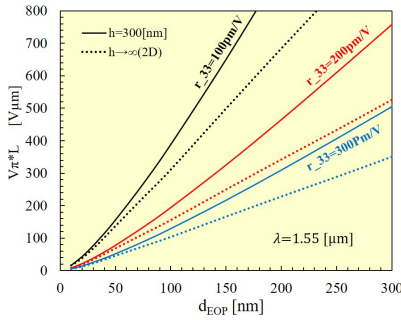


図4 $\Delta\varphi/L$ と $\Delta\alpha_{loss}/L$ の EOP 幅 d_{EOP} 依存性

PPM 導波路長 $1\text{ }\mu\text{m}$ 当りの位相変化量 $\Delta\varphi/L$ と吸収損失 α_{loss}/L について EOP 幅 d_{EOP} を変えて計算した結果をそれぞれ実線及び破線で示した。 $r_{33} = 200\text{ pm/V}$ を仮定し、高さ h をパラメータとした。 $\Delta\varphi/L$ 値は EOP 幅 d_{EOP} を狭くするとともに増加する。これは d_{EOP} の減少とともに EOP 内に印加される電界強度が強くなることと、gap SPP の群速度が遅くなり光と物質との相互作用時間が長くなることが主な要因である。一例として $d_{EOP} = 100\text{ nm}$, $h = 300\text{ nm}$ での $\Delta\varphi/L$ 値は $0.1597\text{ rad}/\mu\text{m}$ と大きく設計できるため、出力端で $\Delta\varphi = \pi$ の位相変化を実現するために必要な導波路長さ L を $L = 19.7\text{ }\mu\text{m}$ まで短くすることができる。このため、数百 GHz の高速変調帯域においても集中定数素子とみなすことができ、動作速度は既存の変調素子のように RF 信号と導波光との位相整合条件で律速されず、CR 時定数で決定される。一方、Ag のオミック損失が大きいため、吸収損失 α_{loss}/L は d_{EOP} の減少とともに増加し、 $d_{EOP} = 100\text{ nm}$, $h = 300\text{ nm}$ での α_{loss}/L 値は $0.1145\text{ dB}/\mu\text{m}$ まで大きくなってしまいう欠点がある。 $\Delta\varphi/L$ と α_{loss}/L の値はトレードオフの関係にあるため、素子設計においては両者のバランスを考慮して EOP 幅 d_{EOP} を選定する必要がある。PPM では出力光強度も必要のため、今回の素子設計では出力端での吸収損失 α_{loss} が 3 dB になるように導波路長 L を選んだ。EOP 幅 d_{EOP} が 100 nm 素子に電圧 V_D を加えたときの位相変化量 $\Delta\varphi$ を図 5 に示した。高さ h は 300 nm とし、導波路長 L は $20\text{ }\mu\text{m}$ である。 r_{33} をパラメータとした。 $r_{33} = 200, 300\text{ pm/V}$ の PPM では、出力端で光位相を $\pi\text{ rad}$ 変化させるために必要な半波長電圧 V_{π} はそれぞれ 9.5 V 及び 6.2 V であった。 $|V_{\pi}|$ より低い電圧印加で出力端での光位相 $\Delta\varphi$ を $-\pi \sim +\pi\text{ rad}$ まで自在に制御できることが確認できた。


 図5 印加電圧 V_D と PPM 出力端での位相変化量 $\Delta\phi$ の関係

 図6 $V_\pi \cdot L$ 積の EOP 幅 d_{EOP} 依存性

一方、半波長電圧 V_π と導波路長 L の $V_\pi \cdot L$ 積は、

$$V_\pi \cdot L = \frac{1}{\Gamma} \frac{\lambda d_{EOP}}{n_{EOP}^3 r_{33}} \quad (8)$$

で与えられ、位相変調器の性能指数として用いられる。ここで Γ は、プラズモニック導波路の構造パラメータに依存して決まる定数であり、印加電圧 $V_D = V_\pi$ の条件において EOP 材料の屈折率変化 (式 (5)) と導波路の等価屈折率変化 (式 (6) 右辺の等価屈折率変化) が $|Re[n_{eff}(V_\pi) - n_{eff}(0)]| = \Gamma n_{EOP}^3 r_{33} V_\pi / (2d_{EOP})$ の比例関係にあるとみなして定義される定数である。図6には $V_\pi \cdot L$ 積の d_{EOP} 依存性を r_{33} をパラメータとして示した。この値が小さいほど性能が良いと評価される。図6の計算結果によると d_{EOP} が狭いほど $V_\pi \cdot L$ 積は小さくなり素子性能が向上されるように見える。しかしながら、実際に作製された素子から測定された r_{33} の値は、 d_{EOP} 幅が 100 nm より狭くなると r_{33} 値が低下しはじめて、より狭い幅 $d_{EOP} = 40$ nm では 60~100 pm/V 程度 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) まで下がってしまうのが現状である。その低下の原因としては、作製した電極幅のばらつきやその形状、電極面での表面

 表2 設計した位相変調器の寸法と性能例
($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $r_{33} = 200 \text{ pm/V}$)

d_{EOP}	h	L	V_π	α_{loss}	速度 f^*	占有面積 S
100 nm	300 nm	20 μm	9.5 V	3 dB	2.7 THz	6.3 μm^2

* 速度 f は $R = 50 \Omega$ を用いた CR 時定数から算出した。ただし、静電容量 C は図 7(a) 中の Ag 電極間の容量だけで見積もった。

ラフネス、更には間隙幅が狭くなるにつれ添加する色素濃度が低下してしまうなど様々な要因が指摘されている [25]。なお、 $d_{EOP} = 100 \text{ nm}$ においては、 r_{33} 値が 180~200 pm/V 程度 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) 確保されているという報告 [24], [25] もあるため、次節の POPA の設計では $d_{EOP} = 100 \text{ nm}$ 幅の PPM を利用することにした。表2にはこの節で設計した PPM 位相変調器の寸法とその性能の代表例を示した。

4. 光フェーズドアレーの特性解析

4.1 アレー導波路のレイアウト

4.1.1 アレー間隔の検討

アレー導波路を構成したとき、隣接する PPM の導波路の周期間隔 Λ を十分離しておけば、直交したモード ψ_1, ψ_2, \dots として各導波路中の光位相を独自に制御できる。一方、間隔 Λ を近づけすぎると、結合した導波路系となってしまう。図 7(a) に示すような 2 本の PPM1 と PPM2 を隣接した構造では、互いに直交する二つの固有モード ψ_o, ψ_e として、奇及び偶対称モードが存在し、それぞれの異なる等価屈折率 N_o と N_e の伝搬定数で伝搬できるようになる。図 7(b) 及び (c) には有限要素法で計算した奇及び偶対称モードの電界分布パターンの x 方向成分 $E_x(x, y)$ をそれぞれ示した。二つのモード ψ_o と ψ_e が混在するとき、それぞれの伝搬定数が異なるので、進行するにつれ伝搬定数差によるうなりが発生し、PPM1 と PPM2 の間で光電力の授受が生じる。光電力が PPM1 から PPM2 へ 100 % 移行するのに必要な導波路長は完全結合長 L_c と呼ばれ、

$$L_c = (0.5\lambda) / (N_o - N_e) \quad (9)$$

で与えられる。図 8(a) には等価屈折率 N_o と N_e 及び完全結合長 L_c の導波路間隔 Λ 依存性をそれぞれ示した。2 本の EOP 幅をともに $d_{EOP} = 100 \text{ nm}$ として、高さ $h = 300, 500 \text{ nm}$ をパラメータとした。完全結合長 L_c では $d_{EOP} = 100 \text{ nm}$ に追加して 80 nm の場合も示した。 Λ や h を増加または d_{EOP} を狭くすると完全結合長 L_c は長くなる。一方、モード結合理論によると、PPM2 導波路には光入力せず PPM1 にだけ光入

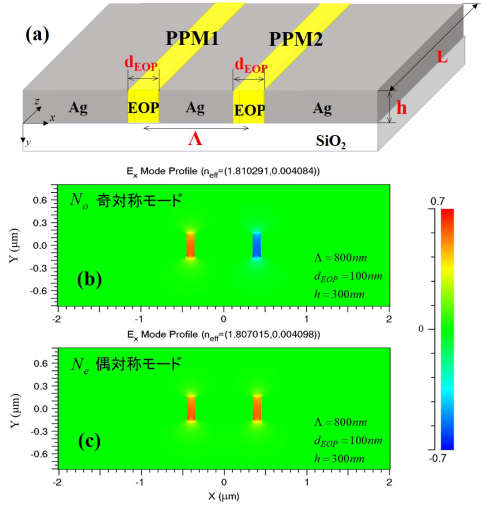


図7 (a) 隣接した2本のPPM導波路の構造図, (b) 有限要素法で計算した奇対称モードの電界分布 $E_x(x, y)$, (c) 偶対称モードの電界分布 $E_x(x, y)$

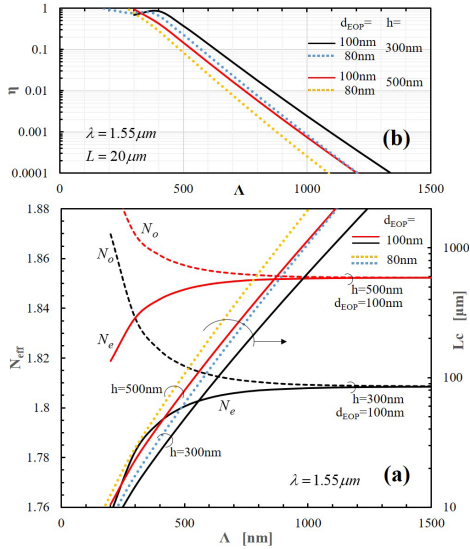


図8 (a) 奇モードと偶モードの等価屈折率 N_{eff} と結合長 L_c の導波路間隔 Λ 依存性 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$), (b) PPM1 導波路に入力した光が PPM2 導波路へ結合する割合 η の導波路間隔 Λ 依存性 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$)

力したとき、長さ L の PPM2 導波路の出力端において、PPM1 に入力した1の強度の光が PPM2 に結合する割合 η は $\eta = \sin^2(\pi L / 2L_c)$ で求まる [29]。図 8(b) には $d_{EOP} = 80, 100 \text{ nm}$ において $L = 20 \mu\text{m}$ の導波路長を採用したときの η の Λ 依存性を示した。 $h = 300$ と 500 nm で $d_{EOP} = 100 \text{ nm}$, $\Lambda = 800 \text{ nm}$ の条件では、

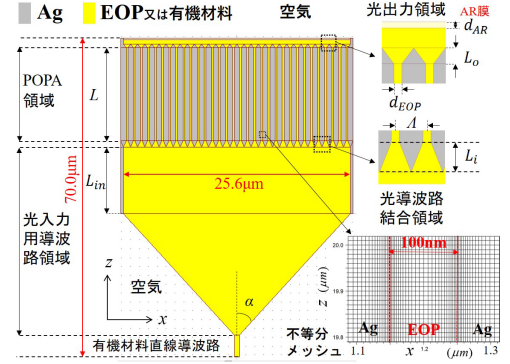


図9 POPA 素子全体構造の2次元解析モデル：黄色示したEOP または有機材料は、POPA 領域だけに電気光学特性を有する有機色素を添加したEOP材料であり、他の領域には色素は添加していない有機材料とした。

表3 数値計算に用いた寸法 ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, $r_{33} = 200 \text{ pV/m}$)

N	d_{EOP}	Λ	α	L	L_{in}	L_i	L_o	d_{AR}
32	100	800	25	20	15	1.5	0.8	0.307
本	nm	nm	度	μm	μm	μm	μm	μm

η 値はそれぞれ 0.017, 0.0058 となった。したがって $d_{EOP} = 100 \text{ nm}$ 以下で隣接する導波路の周期間隔 Λ を 800 nm 以上離しておけば、結合割合 η 値が小さくなり、ほぼ独立した導波路として扱うことが可能となる [26]。

4.1.2 光フェーズドアレーの2次元解析モデル

前節までは3次元の有限要素法を用いて素子設計を行ってきたが、ここからは、プラズモニック光フェーズドアレー (POPA) を2次元解析モデルで近似して POPA からの出力光の偏向特性等を FDTD 法で数値計算していく。図9に提案している POPA 素子の全体構造の2次元解析モデルを示す。全体構造は、有機材料の直線導波路、逆三角形形状の光入力用導波路領域、光導波路結合領域、POPA 領域と光出力端領域で構成し、全体の横幅が $25.6 \mu\text{m}$ 、縦方向の長さが $70.0 \mu\text{m}$ の寸法とした。POPA 領域にはEOP幅 $d_{EOP} = 100 \text{ nm}$ 、長さ $L = 20 \mu\text{m}$ のPPMを $N = 32$ 本並列に並べて構成した。その他の寸法は、表3に示した。なお、光入力用導波路領域の上部には左右の空気側への光の漏れを防ぐため、両端に長さ L_{in} のAgによる障壁を形成する構造を採用した。有機材料の直線導波路にTE偏光の波長 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ を入力し、 CaF_2 薄膜を用いて無反射膜を形成した出力端から空気側へ出力される光の偏向角 θ などを数値計算した。計算時に使用した図9中の各材料の複素屈折率は表1中の値を使用した。

FDTD 計算には Rsoft 社の FullWAVE を利用した。二つの異なる材料境界でのメッシュサイズ ($\Delta x, \Delta z$) については図 9 中の右下の図のように不等分長方形メッシュ ($\Delta z = 10 \text{ nm}$ 固定) を使用して, Ag や EO ポリマーなど全ての境界から x 方向に 100 nm 離れる領域内では境界から離れるにつれ Δx 値を最小 1 nm から 10 nm まで徐々に広げた。その他の均一な材料領域内においては等分メッシュとし, $\Delta x = \Delta z = 10 \text{ nm}$ に設定した。

4.2 数値解析結果

直線導波路に光入力したとき, 図 9 から分かるように光入力端から POPA 領域の 32 本の PPM 入力端までの距離が異なるため, それぞれ i 番目の PPM 入力端には異なる位相 $\phi_{in}^{(i)}$ をもった電磁界が入射する。また, その電磁界振幅も異なっている。図 10(a) 及び (b) には 32 本の PPM に入力される磁界振幅分布と位相分布を示した。ここで, i 番目の PPM に電圧 $V_{D(i)}$ を印加するとその出力端での電界位相 $\phi_{out}^{(i)}(V_{D(i)})$ は,

$$\phi_{out}^{(i)}(V_{D(i)}) = \frac{2\pi}{\lambda} \text{Re}[N_{eff}^{(i)}(V_{D(i)}) - N_{eff}^{(i)}(0)]L + \phi_{in}^{(i)} \quad (10)$$

と表される。したがって $i+1$ 番目と i 番目の PPM 出力端での位相差 $\Delta\phi_{out}^{(i)}$ は,

$$\Delta\phi_{out}^{(i)} = \phi_{out}^{(i+1)}(V_{D(i+1)}) - \phi_{out}^{(i)}(V_{D(i)}) \quad (11)$$

となる。

FDTD 計算では隣接する PPM 出力端間での位相差 $\Delta\phi_{out}^{(i)}$ がすべての i に対して一定値 $\Delta\phi$ になるよう

にそれぞれの PPM に加える電圧 $V_{D(i)}$ を調整した。 $r_{33}=200 \text{ pm/V}$ の EOP を利用した場合, それぞれの PPM に加える電圧の範囲は, $-9.5 \text{ V} \leq V_{D(i)} \leq +9.5 \text{ V}$ の間にある。

図 11 には, 全ての隣接する PPM 間の出力端での位相差を $\Delta\phi=0, 0.25\pi, 0.5\pi, 0.75\pi \text{ rad}$ の値に一定に調整した条件で, 2 次元 FDTD 法により数値計算した磁界 H_y 成分の放射パターン分布をそれぞれ示した。 $z = 40 \mu\text{m}$ の位置に POPA 出力端がある。放射パターンから見積もった出力光の偏向角 θ は, それぞれ $0, 14.5, 29.1, 46.8$ 度であった。また, 1 本のメインピークだけに光エネルギーが集中して空気側に放射されていることが確認された。図 12 には, $\Delta\phi$ を -0.9π から $+0.9\pi \text{ rad}$ まで変化させたときの出力光の偏向角 θ を示した。図中の実線は式 (3) の近似式, 丸印は FDTD 法による計算結果を示している。両者の結果はほぼ一致した。偏向角 θ は $\Delta\phi$ に対して単調増加し, $\Delta\phi$ 値を $-0.8\pi \sim +0.8\pi \text{ rad}$ まで変え, 偏向角 θ は 100 度以上の範囲で可変でき, 出力光ビームを電圧制御で走査できることが確認できた。一方, 図 13 には POPA の直線導波路に入力した光の電力透過率と偏向角 θ の関係を丸印で示した。全ての偏向角において電力透過率は 0.4 程度は確保できていた。図中に示した POPA 構造の ①～④ の位置に電力モニタを置いて, FDTD 計算中のそれぞれの位置での電力透過率の時間変化をモニタした。図中には各電力の時間変化を示した。①と②の電力モニタ間で約 10% 程度の光損失が確認された。POPA 領域での光吸収損が 3 dB になるように PPM 導波路の長さ $L = 20 \mu\text{m}$ を決めたため, 図 9 中の光導波路結合領域近傍で 10% 程度の光損失が発生したと思われる。なお, ③と④のモニタ間での電力差はほとんどない。POPA 出力端には無反射膜を形成したのでここでの反射損失は無視できることが確認できた。

一方, POPA から出力される光ビームの広がり角 $\Delta\theta$ は工学的応用の観点から解像度を決める重要なパラメータであり, 狭い角度であることが望ましい。図 14 には図 2(a) 中のように POPA 出力端から $\ell = 70 \mu\text{m}$ 離れたスクリーン上での光強度分布の x_2 依存性を示した。図中の様々な色の実線は FDTD 計算, 点線は式 (1) の近似計算により求めた強度分布パターンであり, 両者のパターンはほぼ一致した。緑色 ($\Delta\phi = \pm 0.75\pi \text{ rad}$) のパターンが赤色 ($\Delta\phi = 0$) に比べ半値全幅が広く見えているのは, 偏向角 θ の大きなビームほどスクリーン面への入射角が 90 度からずれて大きく斜めに傾くため

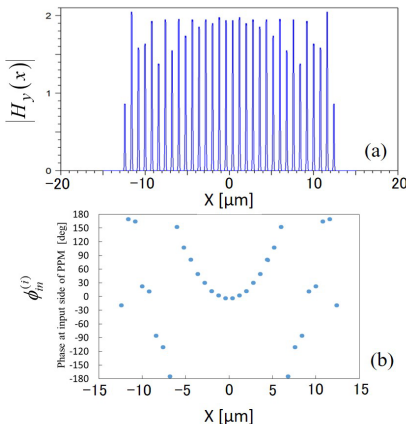
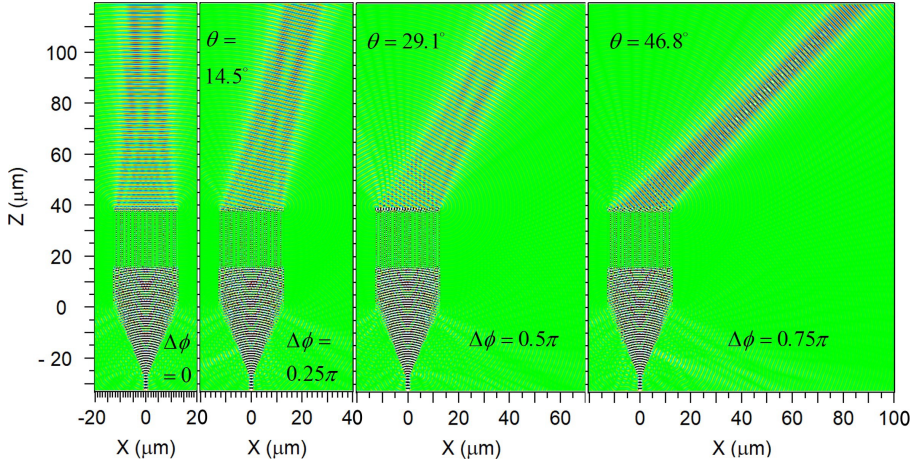
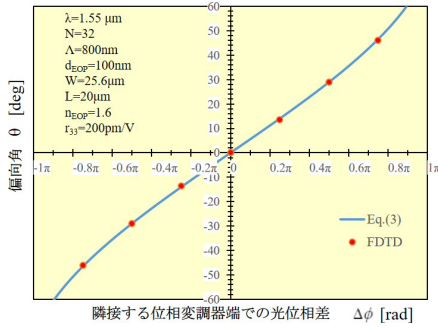
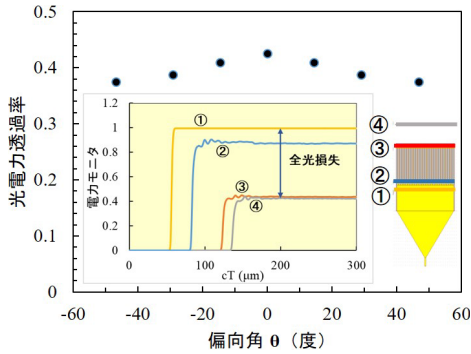
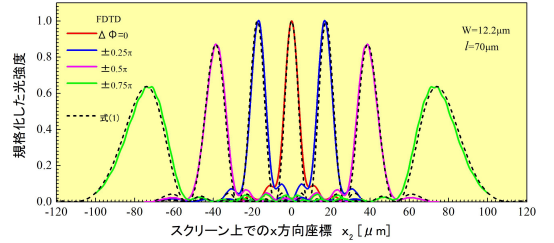
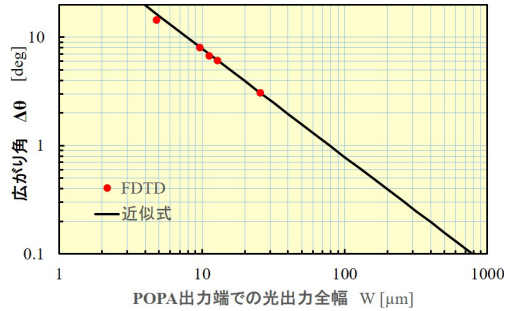


図 10 32 本のそれぞれの PPM 入力端に入力される (a) 磁界振幅分布と (b) 位相分布: 図 9 と表 3 の素子構造

図 11 2次元 FDTD 法により計算した磁界 H_y のフィールド分布パターン図 12 POPA からの出力光の偏向角 θ の $\Delta\phi$ 依存性図 13 POPA からの出力光電力透過率と偏向角 θ の関係

である。ここで、出力光ビーム強度分布の半値全幅を出射角で表して、広がり角 $\Delta\theta$ として定義する。図 15 には広がり角 $\Delta\theta$ と POPA 出力端での光出力全幅 W の関係を示した。赤丸印は FDTD 計算より求めた値で、実線は 2.2 で議論した $\Delta\theta \approx (180/\pi) \times (0.8859\lambda/W)$ 度

図 14 POPA 出力端から $l = 70 \mu\text{m}$ 離れたスクリーン上での光強度分布の x_2 依存性図 15 出力光の広がり角 $\Delta\theta$ のアレー全幅 W 依存性

を用いて算出した。 W 幅が広くなるとともに、 $\Delta\theta$ が狭くなる理由は以下のようにも解釈できる。出射ビーム幅 W を広げて平面波に近づけるとビームの波数ベクトルが広がる成分幅 Δk を狭くすることができる。つまり、フーリエ変換の位置と波数ベクトルの不確定性原理から明らかなように鋭い Δk を実現するには、光出力領域の幅 W を広げることが有効であり、解像度を上げるためには W 幅を広げる必要がある。ここで採

用した $W = 25.6 \mu\text{m}$ の条件では、広がり角 $\Delta\theta$ は 3.07 度であったが、 W 幅を広くすることで更に $\Delta\theta$ 値を狭く設計することができる。なお、今回は 2 次元 FDTD 法による素子設計を行ったが、今後は 3 次元数値解析を行う必要がある。現実的なデバイスでは、POPA 出力端から上下方向 (xy 面内) に円弧形状で出射光が放射される。したがって、POPA 素子出射端から焦点距離だけ離れた位置に円柱レンズなどを設置することで xy 面内での上下方向への光ビームの広がりをなくして、平行ビームにすることができる。

最後に図 9 中の POPA 領域にある 33 本の各 Ag 電極への電気配線レイアウトの一例などについて簡単述べる。実際の電気配線は、図 9 中の光入力用導波路領域の上部に配置するレイアウトなどを想定している。現実的には、この領域は y 方向に対して誘電体クラット基板/コア/上部誘電体クラット構造で構成する。上部クラット層厚を電磁界の染み出し幅より厚くして、その上部誘電体クラット上に Cu 等を用いて配線する。Cu 配線のレイアウトとしては、図 9 中の 33 本の Ag 電極から下側に Cu 幅 200~300nm 程度の配線を平行に伸ばした後、左側または右側に曲げ、左側と右側の広い誘電体クラット上に適時ボンディングパッド用電極を形成する。このようなレイアウトでは、Ag 電極及び Cu 線を交差することなく、一つの誘電体境界面上に電気配線を形成することができる。上記のレイアウトで構成した全 POPA 素子を単純化した等価回路で近似的に示すと、静電容量 C のコンデンサを 32 個直列に接続した回路で表現できると思われる。電気配線による静電容量などを無視すれば、 $d_{EOP} = 100\text{nm}$, $h = 300\text{nm}$, $L = 20 \mu\text{m}$ として約 $C = 1.4\text{fF}$ であり、これらのコンデンサを最大 $|9.5\text{V}|$ 以下の電圧 $V_{D(i)}$ で駆動 ($r_{33} = 200\text{pm/V}$ 時) して、EOP 内の電界を調整する。したがって素子中の漏れ電流などを無視すれば、素子の駆動エネルギーは、光の偏向方向を変える際、EOP 中の各電界強度を変化させるときに消費する全エネルギー $\sum_i CV_{D(i)}^2/2$ で決まる。また、PPM 長が $L = 20 \mu\text{m}$ と短いため、PPM 自体は集中定数素子として取り扱える。このため数百 GHz 程度的高速動作かつ低駆動エネルギーが期待できるが、光偏向動作の速度については、PC による複数の PPM 電極への電圧を制御する必要があるため、PC の制御速度に律速されると思われる。PC の電圧制御方法については、32 個の PPM への電圧値を同時に変更して行う方式や 1 個の PPM への電圧値を 1 個ずつ異なる時間帯に逐次的

に調整する方式等が考えられ、前者は高速で高コストタイプ、後者は低速で低コストタイプとなる。これらの動作速度や駆動エネルギー（または消費電力）等を見積もることが今後の課題となる。

5. む す び

本論文で提案・設計した POPA の波長 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ における性能例を表 4 の 1 行目にまとめた。図 9 及び表 3 に示した POPA 構造では、出力光のメインピークは 1 本で、かつ光走査範囲は 100 度以上、光損失は約 3.6dB, $26 \times 70 \mu\text{m}^2$ のフット面積の小型素子が実現できることを数値計算で確認することができた。 $r_{33} = 200\text{pV/m}$ の EOP 材料を利用できれば印加電圧は $|V_{\pi}| < 9.5\text{V}$ 以下、出力ビームの広がり角は 3.07 度である。更に、利用可能な波長範囲についても詳細に検討する必要がある。 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ より長い光通信波長帯では今回の設計素子構造においても利用・動作できるが、 $1.0 \mu\text{m}$ より短い波長帯 ($\lambda < 1.0 \mu\text{m}$) ではプラズモニック導波路のオーミック損失が大きくなるため素子設計が困難である。 $\lambda > 1.0 \mu\text{m}$ 帯域での短波長化の限界波長については、Ag と EOP 材料の複素屈折率や r_{33} 値の波長分散及び PPM のアレー周期間隔 Λ も考慮して詳細に再設計する必要があると思われる。

表 4 の 2 行目 3 行目には、他研究機関で作製された端面光出力タイプ有機 OPA とシリコン OPA (SiOPA) の波長 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ での素子特性の実験値を示した。有機 OPA は、POPA に比べ大きな素子サイズとなり静電容量が大きくなるものの同じ電気光学効果で動作するため、低消費電力で、特に動作速度については大きな改善向上が期待できる。しかし光学的な観点から高屈折率導波路による光閉じ込めに限界があると思われるため、偏向角度範囲の更なる拡大や出力光ピークの 1 本化については困難が予想される。利点としては、可視光領域で透明な材料があるため、原理的には可視光波長帯で動作可能な OPA 開発が可能であることである。一方、端面光出力タイプ SiOPA については、動作原理として熱による Si 結晶の屈折率変化を利用している。文献 [8] では、Si 導波路の高屈折率光閉じ込めを生かして、Si 細線を渦巻形状にして長くした導波路をヒータ上にのせて熱電力の省エネ化をはかっている。このような Si 細線導波路を光の出力端から $10 \mu\text{m}$ 近傍から N 本平行に集めてアレー形状として OPA を形成している。しかしながら、 N 個のヒータ間の熱による干渉を避けるため、各ヒータは 2.5mm 離れた間隔で構

表 4 波長 $\lambda=1.55\ \mu\text{m}$ で設計した POPA 性能例 ($N=32$, $r_{33}=200\ \text{pV/m}$, $d_{EOP}=100\ \text{nm}$, $\Lambda=800\ \text{nm}$, $L=20\ \mu\text{m}$) と他の研究機関で作製された端面光出力タイプ有機 OPA($N=8$, $\Lambda=4\ \mu\text{m}$) [18],[19] 及び Si (シリコン) OPA ($N=5$ または 16, $\Lambda=775\text{-}900\ \text{nm}$) [8] の特性比較

	偏向角範囲	出力光ピーク数	電気駆動方式	消費電力	光学的損失	サイズ	動作速度	寿命・加工
提案 POPA (設計値)	100° 以上 ◎	1 本 ◎	電気光学効果 $V_\pi = 9.5 \text{V}$	◎	-3.6 dB(Ag) -4.8 dB ¹⁾ (Cu)	$70 \times 26\ \mu\text{m}^2$ ◎	PC 速度 ◎	高精度加工 △
有機 OPA (実験値)	22.1° △	3 本 △	電気光学効果 $V_\pi = 12.7 \text{V}$	$0.38\ \text{mW}^{2)}$ ◎	○	$160\ \mu\text{m} \times 3.3\ \text{mm}$	2 MHz ◎	
SiOPA (実験値)	64° ○	1 本 ~複数本 ³⁾	熱光学効果 $P_\pi=13.5\ \text{mW}^{4)}$	$13.5 \times N\ \text{mW}$ ×	-8.8 dB	数 × 数十 mm^2 ×	1 KHz ×	CMOS 技術 ◎

1) 図 9 と同じ素子構造で Ag を Cu に変えて FullWAVE で計算した光損失で、Cu の複素屈折率は $0.1863+j10.95$ を使用した [27]。Cu を用いた POPA の他の素子特性は Ag を用いた特性に比べ遜色はなくほぼ同じ程度の素子性能が算出された。

2) 有機 OPA からの出力ビームを周波数 $f=500\ \text{kHz}$ で偏向掃引したときに費やされる消費電力。

3) 偏向角 $\theta=0^\circ$ では出力光ピーク数は 1 本であるが、偏向角 $\theta>15^\circ$ を超えると、メインピーク強度が弱くなり、サイドロブ強度とあまり変わらなくなる。

4) P_π は熱光学効果で 1 本の Si 導波路端での光位相を π だけ変えるために必要なヒータの熱電力消費量。

成するレイアウトとなっており、入力から出力端までの Si 細線全長は $5.4\ \text{mm}$ と長い。したがって熱光学効果を利用する限り、消費電力、サイズ、動作速度について大幅な改善は期待できないと思われる。POPA の設計値に比べ劣りはするが、偏向角範囲や出力光本数については、表 4 中の値まで向上してきている。SiOPA ではシリコン結晶の大きな屈折率約 3.5 を利用して光閉じ込めを強くできることや超集積回路作製で長年培われてきた CMOS 製造プロセス技術などを利用できることが最大のメリットであろう。なお、SiOPA 内での位相変調機能部（加熱ヒータ）を、本研究で示したプラズモニク位相変調器に変えて集積化できれば大幅な特性改善が期待できるとと思われる。一方、現状での POPA のデメリットとしては、高精度な微細加工が必要で、界面ラフネスを減らす製膜・加工技術、素子作製プロセスが確立していないこと、寿命や信頼性が確立していないことが上げらせる。特に Ag は硫化物形成反応をおこしやすいといわれており、界面での光学的な劣化が懸念される。比較的安定な金属材料として Cu や Au があるが、Ag より若干光学的損失が大きくなる。これらの製膜・プロセス加工等、各種の素子製造技術の進展が望まれる。

ところで、提案した POPA では、電圧制御により、出力端での光の等位相面形状を自由自在に操ることができるという機能を有する。出力光の波面を円弧形状に調整すれば、出射端中央からの距離 f の位置に光を集光するレンズ効果を実現でき、円弧の半径を変えればその焦点距離 f も可変できる。更に光偏向操作に採用した図 2(a) のような鋸歯形状波面を相乗すれば、電圧制御によって光の焦点を任意の 2 次元座標 (x, z) の

位置に自由自在に操ることができる動的なレンズ機能を実現できる。これらの操作機能が実現できることをシュミレーションで検証することが今後の課題となる。出力側の媒質を空気から等価屈折率が n_{eff} の平面スラブ導波路に変えれば、光集積回路へ応用できる。このような動的な光波面制御機能について検証・実証できれば、光並列コンピュータなど多彩な分野へのデバイス応用を広げることができると期待している。

謝辞 本研究は、科学研究費助成事業・基盤研究 (C) 課題番号：21K04193 の助成を受けて行われた。

文 献

- [1] J. Sun, E. Timurdogan, A. Yaacob, E.S. Hosseini, and M.R. Watts, "Large-Scale nanophotonic phased array," Nature, vol.493, pp.195–199, 2013.
- [2] A. Forouzmmand and H. Mosallael, "Tunable two dimensional optical beam steering with reconfigurable indium tin oxide plasmonic reflectarray metasurface," J. Opt., vol.18, no.12, 125003, 2016.
- [3] X. Gu, T. Shimada, A. Matsutani, and F. Koyama, "Miniature nonmechanical beam deflector based on bragg reflector waveguide with a number of resolution points larger than 1000," IEEE Photon. J., vol.4, no.5, pp.1712–1719, 2012.
- [4] J.C. Hulme, J.K. Doylend, M.J.R. Heck, J.D. Peters, M.I. Davenport, J.T. Bovington, L.A. Coldren, and J.E. Bowers, "Fully integrated hybrid silicon two dimensional beam scanner," Opt. Express, vol.23, no.5, pp.5861–5874, 2015.
- [5] D.N. Hutchison, J. Sun, J.K. Doylend, R. Kumar, J. Heck, W. Kim, C.T. Phare, A. Feshali, and H. Rong, "High-resolution aliasing-free optical beam steering," Optica, vol.3, no.8, pp.887–890, Aug. 2016.
- [6] M.J.R. Heck, "Highly integrated optical phased arrays: photonic integrated circuits for optical beam shaping and beam steering," Nanophotonics, vol.6, no.1, pp.93–107, 2017.
- [7] C. Poulton, A. Yaacobi, D. Cole, M. Byrd, M. Raval, D. Vermeulen, and M. Watts, "Coherent solid-state LIDAR with silicon photonic optical phased arrays," Opt. Lett., vol.42, pp.4091–

- 4094, 2017.
- [8] M.R. Kossey, C. Rizk, and A.C. Foster, "End-fire silicon optical phased array with half-wavelength spacing," *APL. Photonics* vol.3, 011301, 2018.
- [9] H. Abe, M. Takeuchi, G. Takeuchi, H. Ito, T. Yoyama, K. Kondo, Y. Furukado, and T. Baba, "Two-dimensional beam-steering device using a doubly periodic Si photonic-crystal waveguide," *Optics Express*, vol.26, no.8, pp.9389–9397, 2018.
- [10] Y. Kurosaka, S. Iwahashi, Y. Liang, K. Sakai, E. Miyai, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda, "On-chip beam-steering photonic-crystal lasers," *Nature photonics*, vol.4, pp.447–450, 2010.
- [11] 馬場俊彦, 伊藤寛之, 阿部紘士, 玉貴正, 竹内悟朗, 古門優弥, 鎌倉陽介, 前田 惇, 秋山大地, 倉橋 諒, 楠侑真, 鉄矢 諒, 鎌田幹也, 白鳥 遼, 近藤圭祐, 建部知紀, 竹内萌江, 板垣健祐, 児玉直也, 横川朋樹, "シリコンフォトリソスローライトライダの開発," *信学論 (C)*, vol.J103-C, no.11, pp.434–452, Nov. 2020.
- [12] 榎波康史, "電気光学ポリマー変調器," *高分子*, vol.59, no.5, pp.317–320, 2010.
- [13] 大友 明, 山田俊樹, 井上振一郎, "超高速光通信のための有機電気光学ポリマーデバイス," *情報通信研究機構研究報告*, vol.59, no.1, pp.1–10, 2013.
- [14] J. Kiu, G. Xu, F. Liu, I. Kityk, X. Liu, and Z. Zhen, "Recent advances in polymer electro-optic modulators," *RSC Adv.*, vol.5, pp.15784–15794, 2015.
- [15] 横山士吉, "EO ポリマーを用いた光変調デバイス," *信学誌*, vol.101, no.8, pp.845–849, Aug. 2018.
- [16] 平野芳邦, 本山 靖, 田中 克, 町田賢司, 菊池 宏, "電気光学ポリマーを用いた光フェーズドアレーの動作解析," *NHK 技研 R & D* no.166, pp.46–52, Nov. 2017.
- [17] Y. Hirano, Y. Motoyama, K. Tanaka, K. Machida, T. Yamada, A. Otamo, and H. Kikuchi, "Demonstration of an optical array using electro-optic polymer phase shifters," *Jpn. J. Appl. Phys.* vol.57, no.3S2, 03EH09, 2018.
- [18] 平野芳邦, 宮本裕司, 本山 靖, 町田賢司, 田中 克, 山田俊樹, 大友 明, 菊池 宏, "電気光学ポリマーを用いた $4\mu\text{m}$ ピッチ光フェーズドアレーによる偏向動作," *映像学誌*, vol.73, no.2, pp.392–396, 2019.
- [19] Y. Hirano, Y. Miyamoto, M. Miura, Y. Motoyama, K. Machida, T. Yamada, A. Otamo, and H. Kikuchi, "High-speed Optical-beam scanning by an optical phased array using electro-optic polymer waveguides," *IEEE Photon. J.*, vol.12, no.2, 6600807, April 2020.
- [20] A. Melikyan, L. Alloati, 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*, vol.8, pp.229–233, March 2014.
- [21] A. Melikyan, "Active and passive plasmonic devices for optical communications," *Karlsruher Institut fuer Technologie*, Feb. 2018.
- [22] 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*, vol.9, no.8, pp.525–528, 2015.
- [23] C. Haffner, W. Heni, Y. Fedoryshyn, A. Josten, B. Baeuerle, C. Hoessbacher, Y. Salamin, U. Koch, N. Đorđević, P. Mousel, R. Bonjour, A. Emboras, D. Hillerkuss, P. Leuchtmann, D.L. Elder, L.R. Dalton, C. Hafner, and J. Leuthold, "Plasmonic Organic Hybrid Modulators: Scaling Highest Speed Photonics to the Microscale," *Proc. IEEE*, vol.104, no.12, pp.2362–2379, 2016.
- [24] C. Haffner, W. Heni, D.L. Elder, Y. Fedoryshyn, N. Đorđević, D. Chelladurai, U. Koch, K. Portner, M. Burla, B. Robinson, L.R. Dalton, and J. Leuthold, "Harnessing nonlinearities near material absorption resonances for reducing losses in plasmonic modulators," *Optica Materials Express*, vol.7, no.7, pp.2168–2181, July 2017.
- [25] W. Heni, C. Haffner, D.L. Elder, A.F. Tillack, Y. Fedoryshyn, R. Cottier, Y. Salamin, C. Hoessbacher, U. Koch, B. Cheng, B. Robinson, L.R. Dalton, and J. Leuthold, "Nonlinearities of organic electro-optic materials in nanoscale slots and implications for the optimum modulator design," *Optics Express*, vol.25, no.3, pp.2627–2653, Feb. 2017.
- [26] A.A.R. Mohamed, L.A. Shahada, and M.A. Swillam, "Electro-optic modulator with direct coupling to silicon waveguides," *IEEE Photon. J.*, vol.9, no.6, 450807, Dec. 2017.
- [27] S. Babar and J.H. Weaver, "Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited," *Applied Optics*, vol.54, no.3, pp.477–481, 2015.
- [28] 金原 繁, 藤原英夫, 薄膜, pp.206–208, 葦花房, 1979.
- [29] 西原 浩, 春名正光, 栖原敏明, 光集積回路 (改訂増補版), オーム社, 1993.

(2021 年 8 月 19 日受付, 11 月 19 日再受付,
2022 年 2 月 8 日早期公開)



桑村 有司 (正員)

1981 徳島大・工・電子卒。1983 同大学院修士課程了。同年日本電気 (株) 入社。1987 金沢大・工・電気・情報工学科助手勤務。現在、同大学理工研究域電子情報通信学系準教授。半導体レーザ, 半導体光変調器, 電子ビームを利用した光素子, 及び光電子デバイス・光エレクトロニクスに関する研究に従事。



日端 恭佑

2018 金沢大・理工・電子情報卒。2020 同大学院前期課程了。プラズモニック光フェーズドアレーに関する研究に従事。