

ナノ光回路の考え方と最新技術

高原 淳一・小林 哲郎

Basics and Recent Trends of Nano-Optical Circuits

Junichi TAKAHARA and Tetsuro KOBAYASHI

Low-dimensional optical wave and near-field optics are key concepts to realize nano-optical circuits. Basic principles and recent developments of nano-optical circuits are discussed from a viewpoint of low-dimensional optical wave.

Key words: low-dimensional optical wave, near-field optics, nano-optics, nano-photonics, surface plasmon polariton, diffraction limit

光ネットワークの発達や電子回路への光配線の導入など光回路の普及がすすんでおり、将来は大規模な光回路が必要と考えられる。そこで問題なのが光回路は電子回路のように微細化できないことである。その原因はおもに2つある。1つは光周波数では導体を用いた伝送ができないので、誘電体導波路を使用せざるをえないことである。導波路幅をいくら小さくできても、光の回折限界のためにビーム径は波長程度に制限される。2つ目は相互作用長である。電磁場間の相互作用が小さいために、光変調器や光結合器では導波路長を長くしないと光を制御できない。もしナノメートルオーダーの微小空間（ナノ領域）における光伝送路や素子が実現できれば、大規模な光集積回路や光・電子集積回路への道を開くことができる。

近接場光学は近接場光学顕微鏡（near-field optical microscope: NOM）によりナノ領域における光学を開拓してきた。最近では近接場光学はナノ領域の光回路（ナノ光回路）なども含むナノ・フォトンクス（またはナノ・オプティクス）とよばれる広い分野に成長した¹⁻⁵⁾。ナノ光回路応用において光近接場と並んで重要なのは、物質中の素励起と結合した光、ポラリトンである。特に金属表面の表面プラズモンポラリトン（surface plasmon polariton: SPP）は電子系と結合した光であり、ナノ領域に閉じ込め

て伝送できる性質をもつ^{6,7)}。近年、光近接場やSPPを光回路の微細化に応用する研究がさかんになっている。筆者らは光学の視点から低次元光波の概念を提案し、光近接場やSPPを低次元光波としてとらえてナノ光回路の研究を行っている⁸⁻¹¹⁾。

本稿では低次元光波の視点からナノ光回路の基礎と現状について解説する。前半部では低次元光波の考え方について述べる。後半部では低次元光波伝送路を中心にナノ光回路の具体的な構造を示し、研究の現状を紹介する。また、負誘電体や負透磁体のナノ・フォトンクスにおける重要性について述べる。

1. ナノ光回路の基礎

1.1 光波における次元の定義

以下の議論のため、光波の次元を定義しよう。光波を記述する波数ベクトルの3成分のうち実数の個数によって光波の次元を定義する。波数ベクトル成分のうち実数が3個のものを三次元光波とよぶ。自由空間中の伝搬光は三次元光波である。低次元光波とは波数ベクトル成分のうち実数が2個以下であり、残る成分が虚数である光波と定義される。特に、波数ベクトル成分のうち実数が2個、虚数が1個の光波を二次元光波、実数が1個、虚数が2個の光波を一

次元光波とよぶ。

1.2 三次元光波の空間広がりにおける回折限界

光の回折限界は通常は使用する光学系を具体的に指定(顕微鏡, 望遠鏡など)して限界の値を議論する。しかし, 回折は波動の基本的性質なので, 一般的な議論からも光ビームの広がり最小値を導くことができる^{8,10)}。

光ビームの空間的变化はヘルムホルツ方程式に従い, 平面波の合成で記述できる。三次元光波の平面波の状態は波数ベクトル \mathbf{k} (向きは平面波の進行方向, 大きさ $|\mathbf{k}|$ は波数) によって指定され, 成分 (k_x, k_y, k_z) は実数である。いま, 媒質の屈折率を n (比誘電率 ϵ), 光の角周波数を ω , 光速を c , 真空波長を λ_0 とすると, k 成分は次式を満たす。

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = (2\pi n/\lambda_0)^2 = \epsilon\omega^2/c^2 \quad (1)$$

式(1)から三次元光波 (k 成分が実数) である限り, 各成分には上限が存在することがわかる。例えば, k_x の範囲は $-k < k_x < k$ となり $k_x = \pm k$ が最大となるので, 波数空間の広がり $\Delta k = 2k$ である。フーリエ変換の不確定性関係より, Δk と実空間の広がり Δr には $\Delta r \Delta k \sim \pi$ の関係がある。したがって, 三次元光波の実空間の広がりには次のようになる。

$$\Delta r \sim \pi/2k = \lambda_0/4n \quad (2)$$

物理的には $k_x = \pm k$ は定在波を意味し, 式(2)は定在波の腹部の広がり幅に対応する。 $\Delta k > 2k$ とはできないので, Δr を $\lambda_0/4n$ 程度より小さくできない。これが回折限界であり, 三次元光波である限り避けられない。誘電体導波路中の光は一次元であるが, 定義より三次元光波なのでビーム径は $\lambda_0/4n$ 程度に制限され, 微細化が制限されるのである。波数に虚数を用いて回折限界を超えるのが低次元光波や光近接場である。

1.3 誘電体界面における二次元光波

誘電体界面(無損失とし, 比誘電率は $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_1 > \epsilon_2 > 0$)に, 媒質1側から三次元光波が平面波として入射角 θ で入射する場合を考える(図1(a))。媒質 i 中の k 成分 (k_{ix}, k_{iy}, k_{iz}) ($i=1, 2$) は式(1)を満たす。いま, 界面に平行な k 成分 $k_{i||}^2 = k_{ix}^2 + k_{iy}^2$ と垂直な k 成分 $k_{i\perp} = k_{iz}$ を導入すると, 式(1)は以下ようになる。

$$k_{1||}^2 + k_{1\perp}^2 = \epsilon_1\omega^2/c^2 \quad (3)$$

$$k_{2||}^2 + k_{2\perp}^2 = \epsilon_2\omega^2/c^2 \quad (4)$$

界面の並進対称性から $k_{1||} = k_{2||}$ が成立する。 θ が小さく $k_{1||}$ が小さいとき, 式(3), (4)を同時に満たす実数値 $k_{1\perp}, k_{2\perp}$ が存在して, 光波は媒質2でも三次元光波となる(屈折)。 θ を大きくして $k_{1||}$ が以下の条件を満たすとき, $\epsilon_1 > \epsilon_2$ ゆえ, $k_{2\perp}$ が実数では式(3)は満たせても式(4)は満たせない。

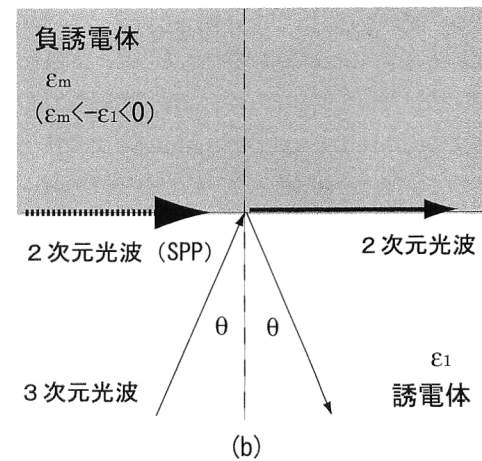
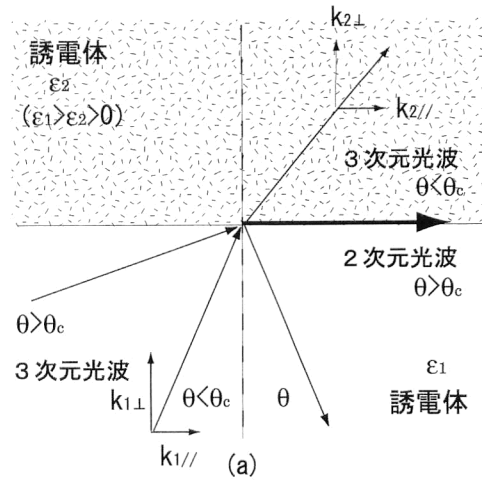


図1 誘電体, 負誘電体界面における低次元光波の発生。(a) 誘電体・誘電体界面, (b) 負誘電体・誘電体界面。

$$k_{1||} = k_{2||} = \sqrt{\epsilon_2\omega/c} \quad (5)$$

この角度が臨界角 θ_c である。 $\theta > \theta_c$ のとき式(4)を満たすために媒質2で $k_{2\perp}$ が虚数(エバネセント波)となる(全反射)。全反射のとき, 定義より媒質2の光波は二次元光波となる。式(5)と $|k_1| = \sqrt{\epsilon_1\omega/c}$ から全反射の公式 $\sin\theta_c = k_{1||}/|k_1| = \sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}$ が導かれる。 $\theta > \theta_c$ において二次元光波の波数 $k_{2||}$ は三次元光波が媒質2で取り得る最大波数(式(5))より大きい。このように全反射により, 三次元光波の最大波数より大きな波数の二次元光波を励起できる。これがNOMにおいて回折限界を超える分解能を実現する鍵である。

1.4 負誘電体・誘電体界面における二次元光波

次に媒質2が負誘電体(誘電率が負の物質, 比誘電率は $\epsilon_m < 0$ で無損失とする)の場合を考えよう(図1(b))。金属は可視~赤外域において負誘電体である^{10,12)}。媒質2側での k 成分の関係は以下ようになる。

$$k_{2||}^2 + k_{2\perp}^2 = \epsilon_m\omega^2/c^2 (< 0) \quad (6)$$

$k_{1\parallel} = k_{2\parallel}$ が実数の条件から式 (3), (6) を同時に満たすには, すべての θ において $k_{2\perp}^2 < 0$ でなければならない. すなわち, θ によらず常に $k_{2\perp}$ は虚数であり, 媒質 2 では光波は二次元光波となる (反射). 誘電体界面と異なり臨界角は存在しない. $k_{1\parallel}$ を最大にしたとき ($\theta = 90^\circ$) が三次元光波により励起できる二次元光波の最大波数であり, 次式で与えられる.

$$k_{1\parallel} = k_{2\parallel} = \sqrt{\epsilon_1 \omega / c} \quad (7)$$

式 (7) より大きな波数の波はどうなるだろうか. この場合式 (3), (6) を同時に満たすためには, 媒質 1 でも k_{\perp} が虚数でなければならない. 光波は両媒質中で二次元光波となり, 界面に沿う伝搬波となるはずである. マクスウェル方程式を境界条件のもとで解くと, このような解が存在することがわかる. これが表面波である SPP に他ならない. SPP は電磁気学的には両媒質中に指数関数的に減衰し, 界面に局在する TM (transverse magnetic field) 波の伝搬モードである. 波数 (伝搬定数) $k_{1\parallel}$ は次式で与えられる.

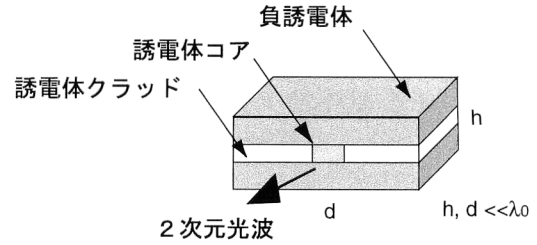
$$k_{1\parallel} = \omega / c \sqrt{(\epsilon_m \epsilon_1) / (\epsilon_m + \epsilon_1)} \quad (8)$$

式 (8) から $k_{1\parallel}$ が実数となるためには, 条件 $\epsilon_m < -\epsilon_1 < 0$ (SPP の存在条件) が必要である. SPP の存在条件から, 式 (8) は媒質 1 の最大波数式 (7) より大きいことがわかる.

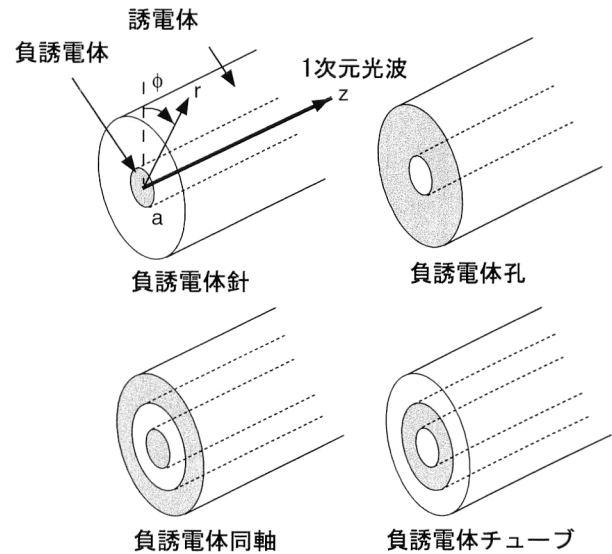
もし界面が完全であれば, 波数の不一致のため三次元光波の斜入射によってはこの二次元光波を励起できない. また逆に二次元光波が三次元光波として出てゆくこともない. その意味で表面波の二次元光波は外の三次元世界に出てくることはなく, いわば平面世界 (プラニバース) に閉じ込められているといえる¹³⁾. このように負誘電体・誘電体界面には三次元光波の入射とは独立に, 三次元光波の制限を超える大きな波数をもつ二次元光波が存在する. これがナノ光回路において回折限界を超える光ビーム径を実現するかぎである. ナノ光回路の具体的な構成方法については次に述べる.

2. 低次元光波伝送路

1章において, 負誘電体・誘電体界面には表面波の二次元光波が伝搬することをみた. 低次元光波が伝搬できる伝送路を低次元光波伝送路とよぶ (次元に対応して一次元光波伝送路と二次元光波伝送路がある). その意味で負誘電体・誘電体界面は二次元光波伝送路である. しかし, この二次元光波の波数は式 (8) から媒質の誘電率で決まってしまう. また, 二次元光波は界面に垂直方向には薄い, 横方向には無限に広がっており, 光ビームではない. これでは



(a)



(b)

図2 低次元光波伝送路の構造. (a) 二次元光波伝送路, (b) 一次元光波伝送路.

ナノ光回路の伝送路として不十分である.

筆者らがナノ光回路の伝送路として提案している二次元光波伝送路は, 図 2(a) に示す構造 (筆者らは負誘電体ギャップとよんでいる) である. 負誘電体・誘電体界面が 2 つあるので, 二次元光波の結合係といえる¹⁴⁾. さらに誘電体中に屈折率の高いコアを形成して, 二次元光波を横方向にも閉じ込める. このとき二次元光波のビーム径はナノメートルオーダーまで小さくできる¹¹⁾. このタイプの二次元光波伝送路によってはじめて, 二次元光波を光ビームとしてナノ領域に閉じ込めて伝送できるのである.

ナノ光回路のもうひとつの候補は, 図 2(b) に示す負誘電体・誘電体界面を巻き込んだ円筒型の界面である. 二次元光波は界面に局在するので, コア半径が λ_0 に比べて十分大きければ, 円筒界面と垂直方向 (半径方向) に薄く, 軸方向に伝搬する伝搬光が形成されると予想される. この伝搬光は定義より一次元光波となる. したがって, これらの円筒型導波路は一次元光波伝送路である. 円筒の境界条件においてマクスウェル方程式を解くと, 円筒界面に局在し, 軸方向に伝搬する解の存在を示すことができる⁸⁾.

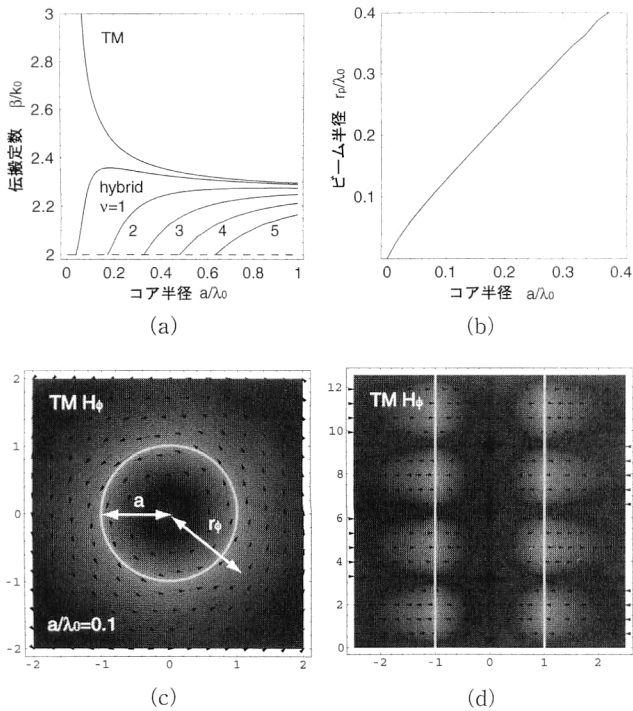


図3 無損失負誘電体針の特性. (a) 伝搬モード, (b) ビーム半径, (c) コア半径 $a/\lambda_0=0.1$ における TM モード磁場の分布 (r, ϕ) 断面, (d) (r, z) 断面. 誘電率は $\epsilon_m = -19$ ($\lambda_0 = 633 \text{ nm}$ での銀の誘電率の実部), $\epsilon_s = 4$ とした. 色がうすいほど磁場の強さが大きい. 矢印はコア半径とビーム半径.

無損失負誘電体の円柱 (ここでは負誘電体針とよぶ) の伝搬モードのコア半径依存性を図 3(a) に示す. 多くのモードがあるが, 注目すべきは TM モードである. TM モードの軸方向の波数 $k_{||}$ (ふつう伝搬定数 β で表す) は, コア半径を小さくしてもカットオフが存在せず, 値が無限に大きくなる. 式(6)から $k_{||}$ が大きくなると, $|k_{\perp}|$ も虚数として大きくならなければならない. $|k_{\perp}|$ が大きくなることは, 指数関数的なしみ出しが小さくなることであるから, 図 3(b) に示すように, コア半径と同時に光ビーム半径もいくらか小さくなる. ここで, 一次元光波のビーム半径は磁場の大きさが界面の値の $1/e$ になる半径として定義される (図 3(c)). TM モードの磁場の空間分布を図 3(c), (d) に示す. 場が界面に集中していることがわかる. また, 図 2(b) に示す他の負誘電体孔, チューブ, 同軸構造においても TM モードはコア半径を小さくすると光ビーム半径も小さくなる同様の性質を示す⁹⁾. このように一次元光波伝送路においても光ビームをナノ領域に閉じ込めて伝送できる.

以上のように低次元光波伝送路では構造を小さくすると, それに追従して低次元光波の光ビーム径も小さくできるという特徴があることがわかった. この性質を利用することでナノ光回路への道が開かれる.

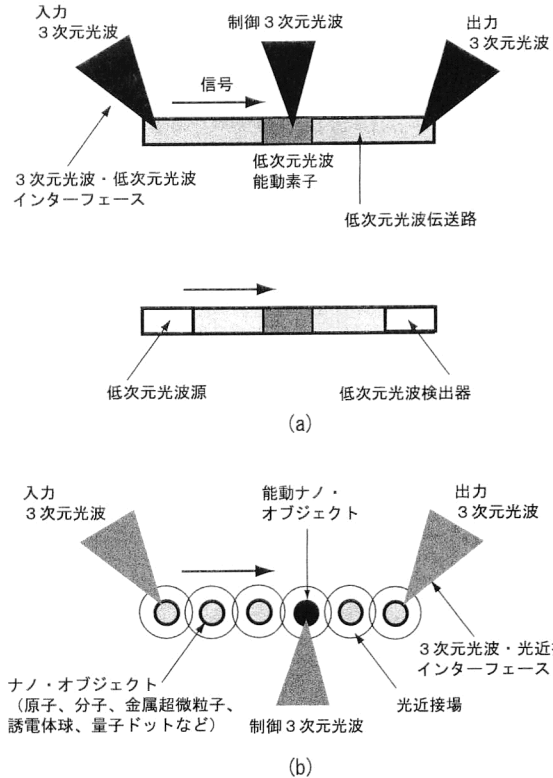


図4 抽象化したナノ光回路の構造. (a) 低次元光波伝送路, (b) 光近接場結合型素子.

3. ナノ光回路の構造と研究の現状

3.1 ナノ光回路の構造

ナノ光回路の構築において重要なことは, 内部では伝送に三次元光波を用いず, 低次元光波や光近接場のみを用いることである. 三次元光波には回折限界があるためである. このためナノ光回路では三次元光波と低次元光波や光近接場を相互に変換するインターフェースが本質的に重要となる.

現在提案されているナノ光回路の構造を図 4 に示す. 図 4(a) は低次元光波伝送路を用いたナノ光回路である. 外部の三次元光波とインターフェースを通じて結合させて, すべて光で処理を行うものと電子的に低次元光波を励起するものを示した. 伝搬光に情報をのせて伝送する点では現在の光回路と同じであるが, 伝搬光が低次元光波である点, 材料に依存せず構造によりビーム径を非常に小さくできる点が特徴である. もう 1 つは図 4(b) に示す光近接場結合型のナノ光回路である. これは原子, 分子, 金属微粒子, 誘電体微小球, 量子ドットなどのナノ・オブジェクトを近接して配置した構造をとる. 伝搬光ではなく, エバネセント波である光近接場 (トンネリング光子) によってオブジェクト間を結合させ, 情報を伝送するのが特徴である. オブジェクトが小さくなると, それに付随して光近接場のし

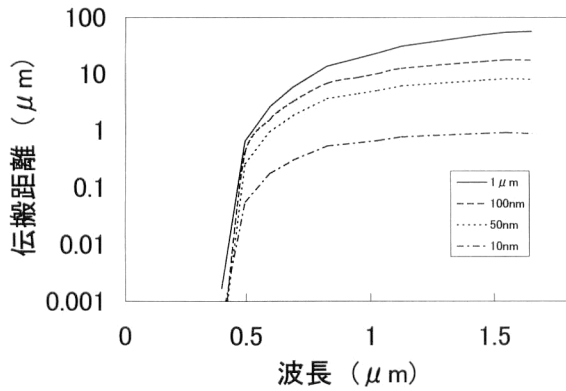


図5 有損失負誘電体針の伝搬距離の波長依存性. 負誘電体に銀を用いた場合.

みだし距離も小さくなるのでナノ光回路を構成できる. 光近接場結合型の詳細は3章4節の文献を参考にされたい.

低次元光波伝送路をナノ光回路へ応用する場合に, (1) 負誘電体に金属を用いる場合は, 伝送損失が非常に大きい, (2) 低次元光波は三次元光波と波数や界分布がまったく異なるために, 三次元光波からの励起が困難, といった問題点が指摘されている. 以下では, これらの問題に対する解決策について述べる.

3.2 伝送損失

伝送損失の原因は媒質による吸収と放射損失(低次元光波から三次元光波への散乱)に分かれるが, ここでは表面は完全であるとして放射損失は考慮せず吸収のみを扱う. 負誘電体に金属を用いる場合は, 吸収の主な原因はオーム損失である. このとき低次元光波伝送路の損失は定性的には線路の幅が小さくなるほど増加し, ナノ領域では非常に大きくなる⁸⁾. また, 光の振動数(または λ_0)によっても損失は大きく変化する.

図5に銀の負誘電体針における一次元光波の伝搬距離(進行方向に場の大きさが $1/e$ となる距離)を示す. 可視~近赤外域の波長依存性をさまざまなコア直径に対してプロットしている. 近赤外域での伝搬距離は波長を短くするとゆるやかに減少し, 可視域に入ると急激に小さくなる. これは誘電率の実部が小さくなるためである. コア直径が $1\mu\text{m}$ の場合は近赤外域で伝搬距離は $50\mu\text{m}$ 以上に達する. また, 直径が 10nm と小さくても, $500\text{nm}\sim 1\mu\text{m}$ 程度は伝搬することがわかる. このように損失は大きいものの, 長距離伝送ではなくナノ領域の伝送路なので許容できる値である. さらに, 線幅の要求がナノメートルオーダーでなければ光通信で重要な近赤外域での損失は, デバイス応用に興味のもてる値となる¹⁵⁾.

3.3 低次元光波の励起

低次元光波の励起の問題は本質的であり, 筆者らはこれ

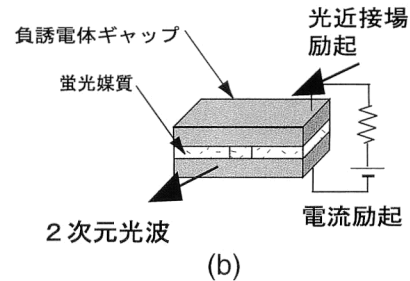
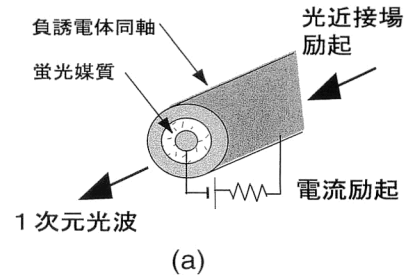


図6 低次元光波源および三次元光波・低次元光波インターフェースの構造. (a) 一次元光波の励起, (b) 二次元光波の励起.

を解決するために蛍光性媒質から低次元光波を直接励起する低次元光波の光源「低次元光波源」を提案している¹⁶⁾. 図6にその模式図を示す. 低次元光波を電流励起するものと, 外部から入射した三次元光波によって蛍光性媒質を光近接場励起して低次元光波に変換するものがある. 後者は三次元光波・低次元光波インターフェースとみなすこともできる. 一次元光波源は同軸, 二次元光波源はギャップ構造をベースとし, 十分小さな距離 $h(\ll \lambda_0)$ 離れた2つの負誘電体間に蛍光性媒質(原理的には何でもよい)を挟み込む構造である. 負誘電体間には低次元光波のTMモード以外は存在ないようにモード制御を行えば, 低次元光波のみを励起できる. この系はマイクロキャビティより微小なナノキャビティにおける輻射制御として物理的にも興味深い¹⁷⁾.

3.4 実験研究の現状

最も簡単な二次元光波伝送路である金属表面において, 二次元光波の伝搬, 散乱, 干渉の様子がNOMを用いて直接観測されている¹⁸⁾. また, 二界面系である負誘電体ギャップにおいて, 二次元光波の伝搬が観測されている. 図7は銀とポリイミドのギャップ構造中(挿入図参照)に形成された幅 $4\mu\text{m}$ の溝に沿って, 二次元光波がガイドされる様子を対物レンズによって遠視野において観測したものである¹⁹⁾. ギャップ間隔が三次元光波のカットオフ厚さよりも薄いにもかかわらず光が透過しており, 透過光は基板と垂直方向に偏光している. 二次元光波はTM波であることから, ギャップ中を伝搬した二次元光波が端面で三次元光波に変換されて観測されたと考えられる.

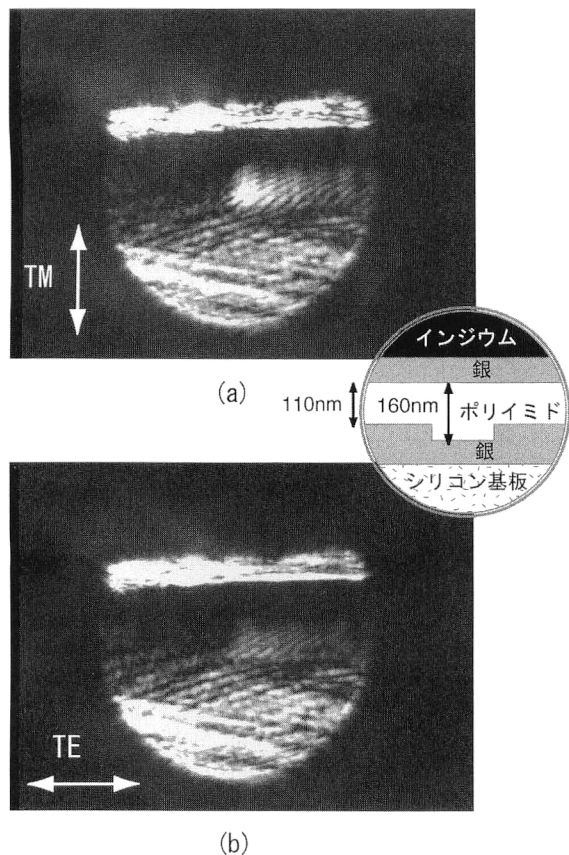


図7 負誘電体ギャップ中の溝に沿って伝搬する二次元光波の遠視野像。波長 1064 nm の YAG レーザー光を使用。矢印は電場の振動方向。

一次元光波伝送路を目指した細線構造での光伝送実験が行われ始めている²⁰⁻²²。伝送路としての距離は短いものの、金属薄膜に開けた負誘電体孔の実験の報告もある²³。また、周期配列孔に入射した光ビームが高い透過率をもつことが観測されており、SPPのトンネリングによって説明されている^{24,25}。光近接場結合型素子についても、微小金属球や量子ドットを配列した光ガイドの実験が行われている^{4,26-28}。

今後はナノ領域の能動デバイスの研究が望まれる。すでに二次元光波の位相変調器が提案されている²⁹。また、二次元光波源の基礎実験も報告されている³⁰。最近提案された局在プラズモン光トランジスタが増幅素子として利用できれば、二次元光波伝送路の損失の問題が解決でき、ナノ光回路実現へ向けたブレイクスルーとなる³¹。

4. 負誘電体および負透磁体の光学

光学において負誘電体は反射鏡、回折格子として広く用いられている。二次元光波伝送路への応用により、負誘電体はナノ・フォトンクスにおいても重要であることがわかる。ここで図8に示すように誘電率、透磁率の符号によっ

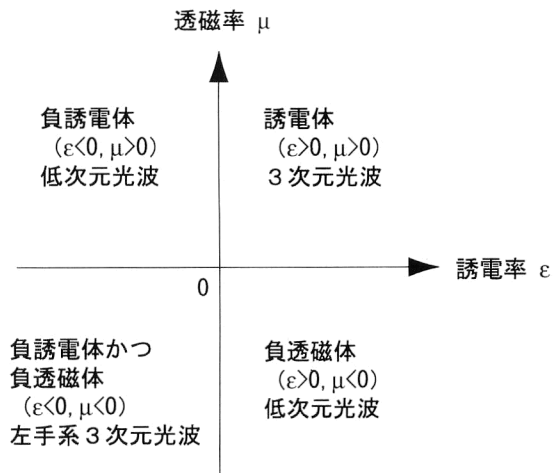


図8 誘電率と透磁率の符号による光学の分類。

て光学を分類すると興味深い。電磁気学の双対性より、誘電体と負透磁体（透磁率が負の物質）界面にも低次元光波は存在できる。したがって、図8の第2, 4象元がいわば低次元光波光学の領域といえる。最近、マイクロ波帯において有効負透磁率と有効負誘電率を同時に示す人工媒質が実現され、第3象元に相当する左手系媒質として興味を集めている³²。

ハライド磁性体 (MnF_2 , FeF_2) などの反強磁性体においては、ミリ波~THz領域において共鳴的な負透磁率が生じることが知られている。もし光の周波数で負透磁率を生じる物質があれば、負誘電体を負透磁体に置き換えるだけで、低次元光波伝送路の議論がそのまま成立する。ただし、低次元光波はTE波となる。光周波数で負透磁率を示す自然物質は存在しないが、人工媒質において実現できればおもしろい。あまり研究が進んでいない第3, 4象元の物質探索と光学のさらなる研究が望まれる。

ナノ光回路の基礎から研究の現状について低次元光波伝送路を中心に述べた。今後は単なる伝送路から能動素子へと研究が進むと考えられる。低次元光波の概念を用いるとナノ光回路の光学を明快に展開できる。この概念を多くの人にお使いいただければ幸いである。

研究にご協力いただきました大阪大学大学院基礎工学研究科の村田博司博士および松本真也、江田晶紀、大西史哉の各氏に感謝します。本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金（課題番号 13750013）の援助を受けた。

文 献

- 1) 大津元一, 河田 聡編: 近接場ナノフォトニクスハンドブック (オプトロニクス社, 1997).
- 2) M. Ohtsu and H. Hori: *Near-Field Nano-Optics* (Kluwer

- Academic/Plenum Publishers, 1999).
- 3) 堀 裕和：応用物理・基礎講座（第1回～第5回）応用物理，**68** (1999).
 - 4) S. Kawata: *Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons* (Springer, 2001).
 - 5) J. Takahara and T. Kobayashi: *Nano-Optics*, Eds. S. Kawata, M. Ohtsu and M. Irie, Springer Series in Optical Science, 84 (Springer, 2002) (in press).
 - 6) H. Raether: *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings* (Springer, Berlin, 1988).
 - 7) 塚田 捷編：表面の電子励起（丸善，1996）.
 - 8) J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto and T. Kobayashi: "Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter," *Opt. Lett.* **22** (1997) 475-477.
 - 9) 高原淳一，小林哲郎：“金属細線による光のガイド”，*光学*，**27** (1998) 29-30.
 - 10) 高原淳一，小林哲郎：“ナノトンネルを伝搬する光～低次元光波～”，*応用物理*，**68** (1999) 673-678.
 - 11) 高原淳一：新しいフォトンクス時代の材料と科学（TIC社，2000）.
 - 12) E. D. Palik: *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, San Diego, 1998).
 - 13) A. K. Dewdney: *The Planiverse: Computer Contact with a Two-Dimensional World* (Copernics Books, 2000).
 - 14) J. J. Burke, G. I. Stegeman and T. Tamir: "Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films," *Phys. Rev.*, **B33** (1986) 5186-5201.
 - 15) 片桐祥雄，篠島弘幸，福田 浩，後藤東一郎，中野義明，小林郁太郎：第62回応用物理学会学術講演会予稿集，No. 3, 12a-Y-9 (2001).
 - 16) 高原淳一，小林哲郎：第62回応用物理学会学術講演会予稿集，No. 3, 13a-ZQ-9 (2001).
 - 17) 花村榮一，山西正道編：輻射場と粒子の量子制御物。理学論文選集シリーズ 9 (日本物理学会，1997)。
 - 18) S. I. Bozhevolnyi and V. Coello: "Elastic scattering of surface plasmon polaritons: Modeling and experiment," *Phys. Rev.*, **B58** (1998) 10899-10910.
 - 19) J. Takahara, S. Matsumoto, A. Eda, H. Murata and T. Kobayashi: "Guiding of two-dimensional optical wave by nanostructures in thin metal gap," *Technical Digest of 6th International Conference on Near Field Optics and Related Techniques* (NFO6) (2000) p. 144.
 - 20) B. Lamprecht, J. R. Krenn, G. Schider, H. Ditlbacher, M. Salerno, N. Felidj, A. Leitner and F. R. Aussenegg: "Surface plasmon propagation in microscale metal stripes," *Appl. Phys. Lett.*, **79** (2001) 51-53.
 - 21) T. Yatsui, M. Kourogi and M. Ohtsu: "Plasmon waveguide for optical far/near-field conversion," *Appl. Phys. Lett.*, **79** (2001) 4583-4585.
 - 22) 小貫哲平，土谷敏雄，谷 俊朗，時崎高志：第49回応用物理関係連合講演会予稿集，No. 3, 28p-R-4 (2002)。
 - 23) C. Sonnichsen, A. C. Duch, G. Steininger, M. Koch, G. von Plessen and J. Feldmann: "Launching surface plasmons into nanoholes in metal films," *Appl. Phys. Lett.*, **76** (2000) 140-142.
 - 24) T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio and P. A. Wolff: "Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays," *Nature*, **391** (1998) 667-669.
 - 25) L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, H. J. Lezec, K. M. Pellerin, T. Thio, J. B. Pendry and T. W. Ebbesen: "Theory of extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays," *Phys. Rev. Lett.*, **86** (2001) 1114-1117.
 - 26) J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weber, E. Bourillot, Y. Lacrouk, J. P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg and C. Girard: "Squeezing the optical near-field zone by plasmon coupling of metallic nanoparticles," *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 2590-2593.
 - 27) K. Kobayashi, T. Kawazoe, S. Sangu and M. Ohtsu: "Proposal for a near-field optical nano-switch," *Technical Digest of CLEO/Pacific Rim* (2001) I-192.
 - 28) T. Kawazoe, K. Kobayashi, J. Lim, Y. Narita and M. Ohtsu: "Verification of principle for nano-meter size optical near-field switch by using CuCl quantum cubes," *Technical Digest of CLEO/Pacific Rim* (2001) I-194.
 - 29) J. Takahara, S. Yamagishi, A. Morimoto and T. Kobayashi: "Nanostructure optical phase modulator and detector using surface plasmon polariton," *Technical Digest of CLEO/Pacific Rim* (1997) p. 42.
 - 30) 江田晶紀，松本真也，高原淳一，中山健一，横山正明，小林哲郎：第62回応用物理学会学術講演会予稿集，No. 3, 13a-ZQ-3 (2001)。
 - 31) J. Tominaga, C. Mihalcea, D. Buchel, H. Fukuda, T. Nakano, N. Atoda, H. Fuji and T. Kikukawa: "Local plasmon photonic transistor," *Appl. Phys. Lett.*, **78** (2001) 2417-2419.
 - 32) D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser and S. Schultz: "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," *Phys. Rev. Lett.*, **84** (2000) 4184-4187.

(2002年2月19日受理)