

4-2-2 深紫外偏光制御デバイスの研究開発

4-2-2 Polarization Control Device of Deep Ultraviolet Light

黒澤裕之 井上振一郎

KUROSAWA Hiroyuki and INOUE Shin-ichiro

深紫外光は紫外線の中でも波長が短い波長帯の光であり、核酸の光吸収帯と重なっている。このため、深紫外光により DNA は損傷し、薬剤フリーな殺菌及びウイルスの不活化が可能となることから注目を集めている。我々は、社会の安心・安全を守る光源としての応用に加え、大気中における深紫外光の強い散乱特性を見通し外ソーラーブラインド通信へ応用する研究も進めている。光通信においては強度変調とともに偏光自由度の活用も重要である。本稿では、深紫外偏光制御デバイスとしてメタ表面偏光子を紹介する。偏光子として透過型と反射型を議論するが、ある偏光に対してのみ 2 つの異なる種類の表面プラズモン共鳴間の Fano 干渉によって極めて小さな透過率（または反射率）が発現することで超高性能が実現可能となることを示す。このような原理に基づくメタ表面偏光子の実現可能性を光損失の低い通信波長帯でまず議論し、その知見に基づいて深紫外光領域に展開する。

Deep ultraviolet (DUV) light is an attractive light source which has many potential applications such as inactivation of virus without drugs. In addition to the application to safety, the DUV light can be utilized for non-line-of-sight solar blind communications due to the strong light scattering nature in the atmosphere. In optical communications, it is very important to utilize polarization state as well as the intensity modulations. In this paper, we show that high-performance metasurface polarizers are possible in the DUV region. Our metasurface polarizer has an extremely low transmittance or reflectance by Fano interference between two different types of surface plasmon polaritons. We show that this interference is a key in the numerous enhancements of the extinction ratios characterizing the performance of the polarizers. We first study the polarizer in the telecommunication wavelengths. Based on the study in the telecommunication wavelengths, we expand the study in the DUV region.

1 まえがき

新規光源の研究開発は基礎科学から情報通信や医療などの産業応用まで幅広い分野へ大きな波及効果がある。そのような新規光源の中でも、深紫外(deep ultraviolet: DUV) 光は情報通信から医療分野まで幅広い応用を持ち、昨今大きな注目を集めている光源である。紫外線は、その波長によって UV-A (400–315 nm), -B (315–280 nm), -C (280–100 nm) の 3 領域に細かく分類することができるが、深紫外光と呼ばれる波長帯域はおおむね波長が 200 ~ 300 nm 程度の波長帯域を指す(文献や研究者・技術者により若干異なる)。この中でも特に UV-C として知られる波長 280 nm 以下の光は、オゾン層と大気中の酸素で完全に吸収されるために地表での太陽光には含まれない。このため、UV-C

はソーラーブラインド(solar blind) 領域と呼ばれる。地表の太陽光に含まれないことから、太陽光による背景光ノイズがない通信への応用が期待されている。さらに、深紫外光は可視域に比べて波長が短いために、大気中のエアロゾルなどの微粒子により強く散乱される性質を持つ。この性質を応用し、深紫外光を使った見通し外(Non-Line-Of-Sight: NLOS) 通信の提案も行われ、原理的な実証も行われている [1][2]。情報通信以外の応用としては医療応用が挙げられる。UV-C は生体に対して極めて有害であるが、この性質を用いて滅菌やウイルスの不活化に应用することができ、医療などへの応用が期待されている。特に、昨今世界的脅威となっている新型コロナウイルス感染症(COVID-19) のパンデミックに伴いアルコールなどの薬剤不足が懸念されているが、薬剤フリーなウイルスの不活化が可

能な医療用光源として期待が高い。

以上のように、情報通信から医療にかけて幅広い分野で重要な役割を果たすことが期待される深紫外光であるが、その光源として用いられてきたのが水銀ランプやエキシマレーザーなどのガス光源であった。しかし、ガス光源はガス種によって波長が固定化し、寿命も短く、さらにサイズや消費電力も大きいことが深紫外光の社会への普及の妨げとなる要因であった。加えて、2013年に「水銀に関する水俣条約」が採択され、2020年までに水銀含有製品の製造、輸出、輸入が原則禁止されることになり、水銀ランプの代替光源の開発が強く求められている状況にある。その代替光源として最も有力なのが深紫外発光ダイオード(DUV-LED)である。しかしながら、その発光効率は低く実用上の妨げとなってきた。DUV-LEDの高効率化を阻む最大の要因は極めて低い光取り出し効率にあるが、その研究開発の詳細[3]-[5]に関する紹介は稿を改めることにし、本稿では発生した深紫外光の制御を行う深紫外光学素子について紹介する。

現在のところ、深紫外光用の光学素子としては光学結晶を用いたプリズム型素子とワイヤグリッドなどの微細構造を用いたフィルム型素子が存在する。プリズム型素子は高性能かつ高機能であるが、高コストであるとともに小型化及び集積化が難しい。フィルム型は集積化が可能であり、ナノインプリントなどの一括大面積化が可能な技術で微細構造が作製できるため高いコスト競争力を持つが、現在のところ、プリズム型光学素子を凌駕する性能を獲得するに至っていない。プリズム型の高性能とフィルム型の小型化、集積性、そしてコスト競争力を持つ光学素子を開発することは極めて大きなインパクトがある。

そのような極薄かつ高性能な光学素子を実現する研究として近年注目されているのが、メタ表面(meta-surface)と呼ばれるメタマテリアルである。メタマテリアルとは、自然には存在しない電磁応答を示すサブ波長構造のことである[6]。自然には存在しない電磁応答とは、例えば光領域における磁気応答[7]、電磁クローキング[8]、負の屈折率[9]、超高屈折率[10][11]、ゼロ屈折率[12][13]、そして完全レンズ[14]などを指す。これらの特異な電磁応答は、実効誘電率と実効透磁率を独立に制御することによって実現できる。メタマテリアル研究の黎明期においては、そのような実効物質パラメータを制御することに力点が置かれ、特に金属損失を抑制することは大きな研究テーマの一つであった[15][16]。これらの研究をベースにして、フラット光学(flat optics)と呼ばれる研究が注目を集めるようになった[17]。フラット光学では、メタ表面と呼ばれるサブ波長程度の厚みを持つ表面で電磁波を制御する。

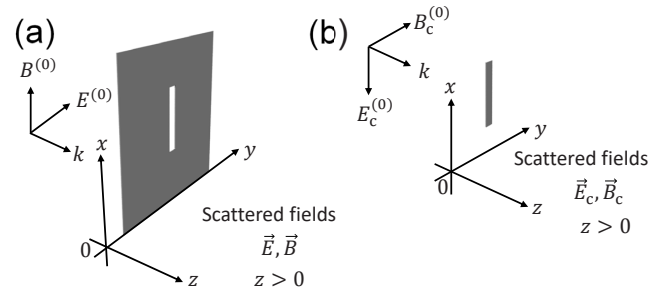


図1 (a) 不透明なスクリーンと (b) 相補スクリーンの模式図

メタ表面は典型的には電磁波の波面を制御するサブ波長アンテナから構成される。メタ表面における電磁応答を記述するには、メタ表面による位相変化を取り入れることによって屈折の法則を一般化したりするなどする。この結果、光の屈折はより一般化されたスキームで記述できる[18][19]。このようなスキームの下、レンズによる集光などの基本的光学操作をサブ波長領域で実現できるようになっている[20][21]。

メタ表面では様々な光学現象が制御可能であり発光や蛍光などの電子状態に起因する現象[22]-[25]から既存の波長板などの光学素子で行われてきた偏光状態の制御[26]-[30]に至るまで幅広い。そのようなメタ表面光学素子の中で、既存の偏光子をメタ表面で置き換えようという試みがある。メタ表面偏光子にはいくつかの種類があるが[31]、金属材料から成る積層型相補構造を有するメタ表面がユニークな動作原理を持つ[32]。相補的構造の基本的電磁応答を記述するのがバビネ(Babinet)の原理[33][34]である。バビネの原理は次のようにまとめられる。図1のように無限に薄い、完全導体から成るスクリーン(a)とそれに相補的なスクリーン(b)を考える。それらに互いに直交する偏光を持つ光が入射した場合

$$(\vec{E}_c^{(0)} = -c\vec{B}^{(0)}, \vec{B}_c^{(0)} = \vec{E}^{(0)}/c) \quad (1)$$

それらのスクリーンにより散乱される電磁場は

$$\vec{E}_c = \vec{E}_c^{(0)} + c\vec{B}, \vec{B}_c = \vec{B}_c^{(0)} - \vec{E}/c \quad (2)$$

で関係付けられる。ここで、 c は真空中の光速であり、下付き添字 c はcomplementary(相補的)を示し、添字がない電磁場は元のスクリーンによる散乱電磁場を示す。この原理を用いると相補的構造のうち、片側の問題が解ければもう片方の問題も解ける。バビネの原理は完全導体かつ無限に薄いスクリーンに対して厳密に成り立つが、通信波長帯の貴金属でも近似的に成り立つことが知られている。しかし、可視光領域のような光損失が大きい波長域では成り立たなくなる。バビネの原理が近似的に成り立つ波長域を仮定し、不透明な相補的金属構造を積層させることを考える。こ

これらの金属構造は金属と誘電体の界面に局在する素励起である表面プラズモンポラリトン (Surface Plasmon Polaritons、以下 SPPs) 共鳴を持つとする。最上層の金属構造は、水平偏光に対して高い透過率を示すプラズモニック共鳴を有するように設計されているとする。バビネの原理によれば、ネガポジ反転した構造は水平偏光では非共鳴かつ低い反射率(高い透過率)を示す。最上層の構造に異方性を導入して垂直偏光に対しては非共鳴かつ高反射率となるように設計すると、相補的構造は垂直偏光に対しては低い透過率(高い反射率)を示すプラズモニック共鳴を持つことになる。これらの相補的構造が積層すると、層間の相互作用が無ければ全体の光学応答は個々の光学応答の掛け合わせで記述でき、水平偏光に対しては高い透過率を示し垂直偏光に対しては低い透過率を示すことになる。このように、積層した相補的構造は高性能偏光子として振る舞うことになる。このシナリオでは、消光比は 10^4 を超える値が数値計算でまず示され、実験的にも確認された [35]-[38]。しかし、バビネの原理を用いるメタ表面偏光子の性能は、金属損失の増大とともに劇的に悪化してしまう。したがって、メタ表面で実現できる超高消光比は貴金属の金属損失があまり顕著ではない通信波長帯域でこれまでに報告されてきた。可視光や深紫外光などの光学損失の大きな波長帯域でそのような超高消光比を実現することは挑戦的な課題である。

本稿では、深紫外領域 (UV-B と UV-C と定義する) における高性能メタ表面偏光子に関して紹介する。深紫外領域の偏光子としてはワイヤーグリッド偏光子 (Wire Grid Polarizer, 以下 WGP) がよく用いられているが [39][40]、基本的には半導体の光吸収を動作原理としている。したがって、WGP の設計は光学材料の種類に大きく依存し、Al などの金属材料を用いた WGP の性能は低いことが知られている。我々は、Al のような UV 領域における典型的プラズモニック材料を用いた高性能偏光子が可能となることを示す。その動作原理は構造パラメータによって制御可能な干渉効果に基づいており、典型的なプラズモニック材料をメタ表面偏光子の構成材料として用いることができる。これによって設計自由度が格段に向上する。我々が提案するメタ表面偏光子は反射型であり、その消光比は数値計算値で 6.2×10^6 を超える。そのような高性能が実現する物理的メカニズムについても説明する。これらの知見に基づいて、実際にサンプルの作製を行い、干渉効果によって消光比の増大が確認されることを説明する。

2 メタ表面偏光子の設計

深紫外光領域は波長が短いため、対応する光微細構造の作製難易度が高く、さらに材料の光損失も大きい。このような深紫外光領域で何の指針も無く設計するのは難しい。どのようにして設計指針を得ることができるのかをメタマテリアルの発展の歴史から考える。メタマテリアルの黎明期においては、まずマイクロ波領域で研究が展開された。マイクロ波領域においては、金属を完全導体とみなすことができるうえ、サブ波長領域も数 mm 程度であるためサンプルを作製しやすいメリットがある。メタマテリアルで実現可能な代表的電磁応答である負の屈折率もマイクロ波領域でまず実証され、その後光領域へと展開がなされた [41]。

本研究においても、まず深紫外光領域よりも長波長かつ低損失な通信波長帯域においてメタ表面の設計を行い、消光比の高いメタ表面偏光子の設計に必要な物理的機構を明らかにする。その知見に基づいて深紫外光領域でのメタ表面偏光子を設計、作製、そして実証する。

2.1 通信波長帯域において超高消光比を有するメタ表面偏光子とその性能

本研究で考えるメタ表面偏光子は3層から成る(図2)。最上層はAg(銀)薄膜に空気孔対アレイを有する構造をしている。その単位胞は上面から見て左右

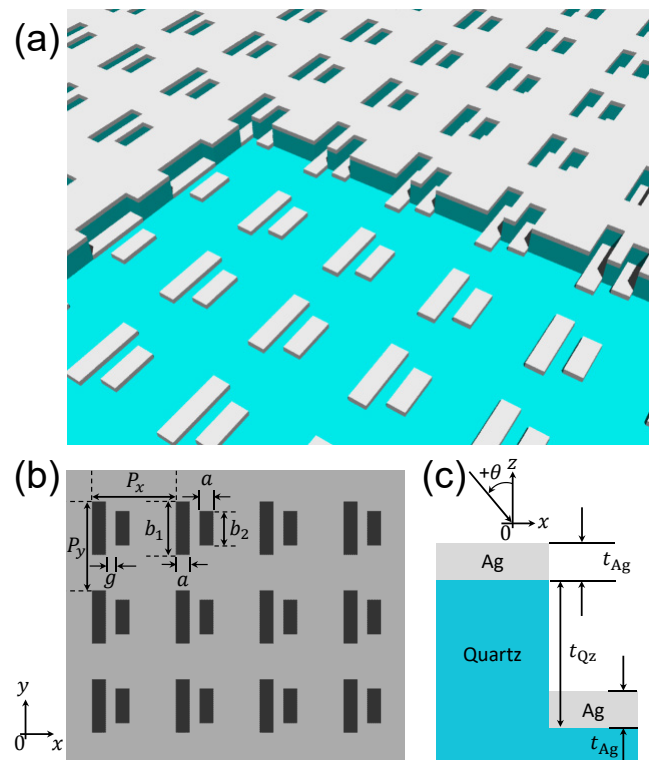


図2 通信波長帯メタ表面偏光子の (a) 鳥瞰図、(b) 上面図、(c) 断面図

非対称的な長方形空気孔対で構成されており、その構造パラメータは $x-y$ 平面上でそれぞれ $a \times b_1$ と $a \times b_2$ で与えられる。第3層は第1層と同様にAg薄膜から成るが、ネガポジ反転した構造をしている。すなわち、Agから構成される1対の金属バーから成る。中間層である第2層も第1層に対してネガポジ反転した構造であるが、基板と同じ石英から構成されている。メタ表面偏光子の x 及び y 方向の周期はそれぞれ P_x 及び P_y である。金属層

(t_{Ag})と誘電体層(t_{Qz})の厚みはそれぞれ45 nmと200 nmである。空気孔対及び金属バー対は100 nmだけ x 方向に離れている。

メタ表面の透過率を計算するにあたり、周期を $P_x = 850$ nm, $P_y = 900$ nmに設定した。簡単のため、まずは空気孔対の長手方向の長さが同一である場合($b_1 = b_2 = b$)を考え、その長さ b を380 nmから440 nmまで変えて透過率の b 依存性を考える。このような条件下でメタ表面に平面波を入射し、 x 及び y 偏光に対する透過率を数値計算する。ここで、メタ表面を構成する材料特性について述べる。Agの誘電率はDrude-Lorentzモデルで与え、文献から振動子のパラメータを採用した[42]。石英基板の屈折率はSellmeierの関係式で与えた[43]。空気の屈折率は1としている。この設計自体は周期が x 及び y 方向で異なることを除けば先行研究と同一である[35]-[38]。これらのパラメータ

と光学応答との関係性を述べておくと x 及び y 方向の周期はSPPsの共鳴波長に影響を与える。金属層の厚みはSPPsの励起強度に影響を与える。そして、空気孔の大きさは局在型SPPsの共鳴波長と励起強度に影響を与える。本稿では、有限要素法を用いた市販ソフトウェアであるCOMSOL Multiphysics®を用いて電磁場解析を行った。

図3に示すのは垂直入射($\theta = 0^\circ$)における x 及び y 偏光に対する透過スペクトル(T_x 及び T_y)の計算結果である。バーの長さが400 nm以下の場合、 T_y には単一のピークだけが存在する。バーを長くしていくと、波長1365 nm近傍にディップが現れはじめ、バーの長さが420 nmのときにディップが顕著となる。対照的に、 T_x はバーの長さに対して大きな変化はない。ディップが深く、顕著になるにつれて消光比は増大していき、 2×10^5 に達している。この消光比は先行研究で報告されている値(2×10^4 程度)よりも1桁大きい[35]-[38]。バーの長さが420 nmより大きくなると、共鳴構造は徐々に消失し、それに伴って消光比も減少していく。これらの数値計算からバーの長さには最適値が存在し、 y 偏光に対してのみ存在する共鳴が消光比を増大させることが分かる。

更に消光比を増大させるために、バーの長さを最適化し、共鳴を緻密に制御することを試みる。消光比を最適化するパラメータとして、長方形空気孔対の長さに非対称を導入する。特に、 $b_1 \neq b_2$ の場合を考える。まずは、 b_1 を540 nmに固定して、 b_2 を330 nmから370 nmまで10 nm刻みで変えて、消光比の変化を計算した(図4)。その結果、 $b_2 = 350$ nmの場合に消光比が最大となっていることが分かった。

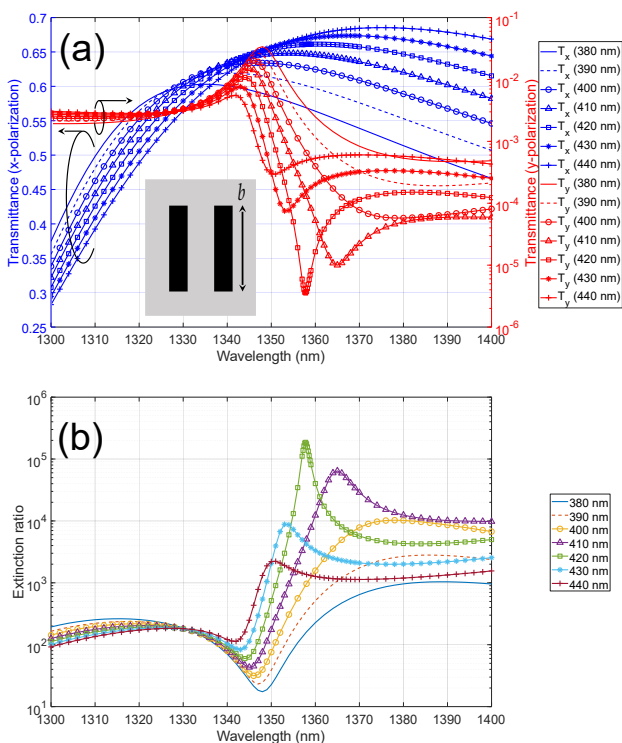


図3 (a) x 及び y 偏光に対する透過スペクトル及び (b) 消光比のバーの長さ(インセット中の b) 依存性、インセットはメタ表面偏光子の単位胞の上面図を示している。

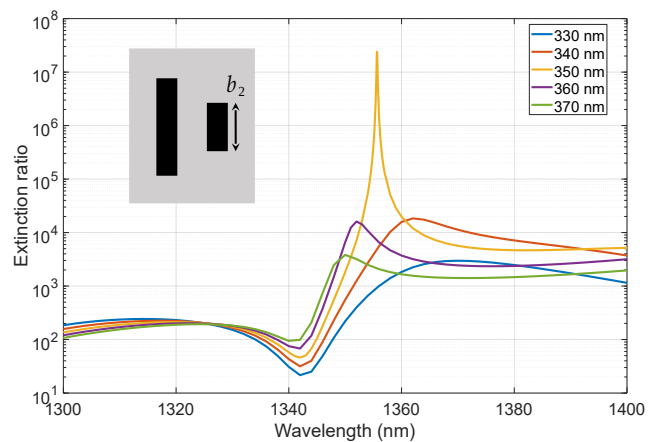


図4 消光比のバーの長さ(インセット中の b_2) 依存性インセットはメタ表面偏光子の単位胞の上面図を示している。

図5に示すのは、 $b_2 = 350$ nm の場合の T_x, T_y 及び消光比の計算結果である。図5(a)において、波長

1355.65 nm 近傍で T_x 及び T_y がそれぞれ約 0.56 と 2.32×10^{-8} となっている。すなわち、このメタ表面は大きな T_x と極めて小さな T_y を持っている。この極めて小さな透過率によって消光比が劇的に増大し、その値は 2.434×10^7 に達する。この最適化計算で示された消光比の最大値は先行研究で示された値よりも3桁も大きい [35]-[38]。この巨大な増強効果は T_y が持つ極めてシャープなディップに起因している。この超高消光比が発現する背後にある物理的機構を明らかにするために、次のセクションでメタ表面偏光子の電磁応答の解析を行う。

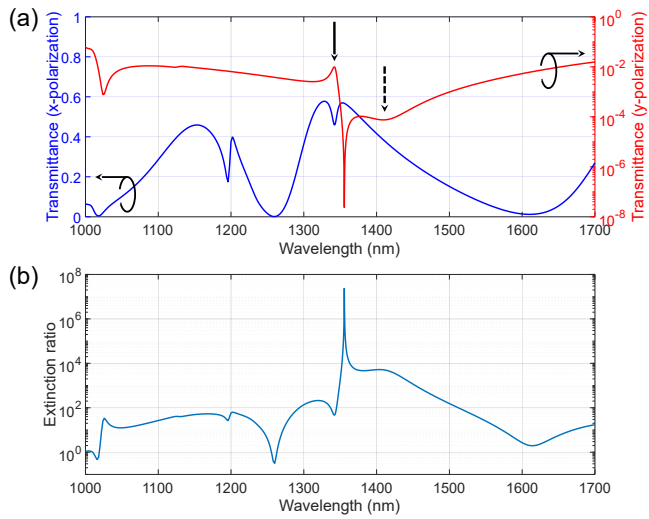


図5 (a) x (青線) 及び y (赤線) 偏光に対する透過スペクトル、右軸はログスケールで表示している。(b) 最適化されたメタ表面偏光子の消光比スペクトル

2.2 通信波長帯メタ表面偏光子のディスカッション

2.2.1 通信波長帯メタ表面偏光子の光学応答

まずはメタ表面偏光子で超高消光比が発現する物理的背景の考察を行う。まず、超高性能と関連している固有モードを明らかにするために、メタ表面における

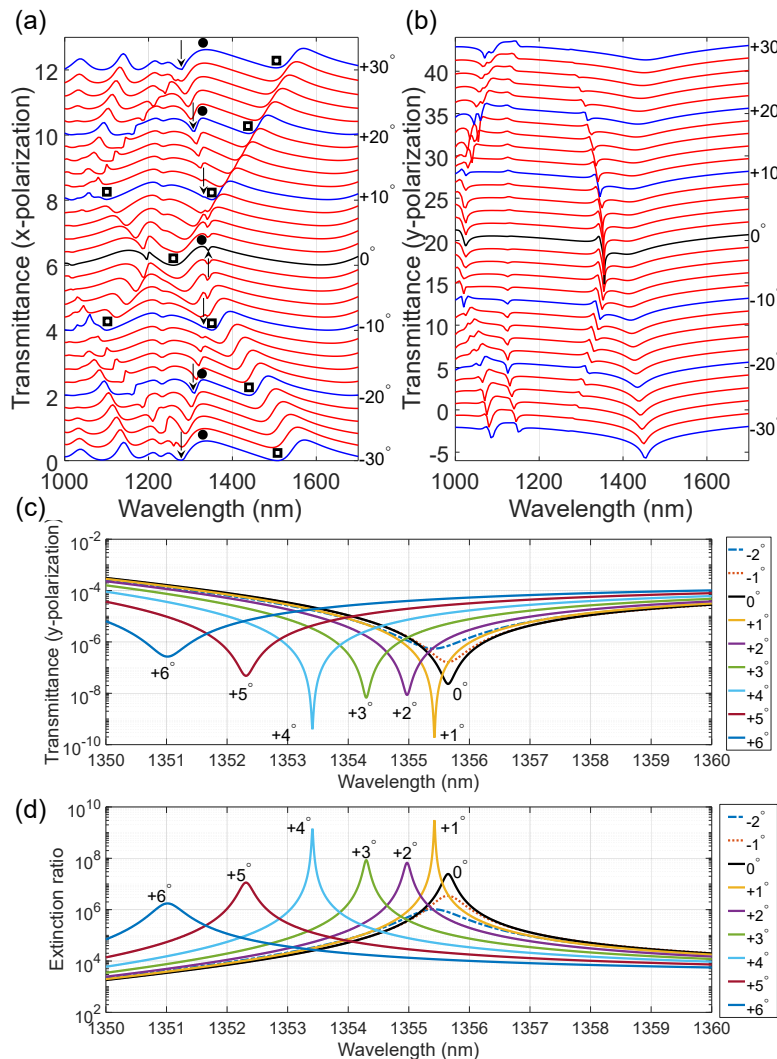


図6 (a) x 及び (b) y 偏光に対する角度分解透過スペクトル、(c) T_y 及び (d) 消光比の垂直かつ波長 1355 nm 近傍における拡大図

分散関係を考える。図 6(a)及び(b)は x 及び y 偏光に対する角度分解透過率スペクトルの計算結果を示している。この計算において、入射角を -30° から $+30^\circ$ まで 2° 刻みで掃引した。 x 偏光においては、消光比が極めて大きくなる波長域に3つのモードが存在していることが分かる。これらのモードを区別するために、□、●、そして▼記号でモードをラベリングする。□で示されたモードは垂直入射において波長 1260 nm 近傍で交差する分散関係を持つ。この交点は、 x 方向に基板側の1次回折が開く波長($P_x \times n_{Qz}$ で与えられる)よりも少し長波長側にある。ここで、 n_{Qz} は石英の屈折率の実部である。したがって、このモードは基板/金属界面を伝搬する伝搬型 SPPs で、 x 方向の1次の逆格子ベクトルによる折り返しにより励起されるモードである。▼でラベルされたモードは入射角依存性が弱く、垂直入射では波長 1342 nm 近傍で共鳴を持つ。この共鳴は、 y 方向に基板側の1次回折が開く波長($P_y \times n_{Qz}$ で与えられる)よりも少し長波長側にある。したがって、このモードは基板/金属界面を伝搬する伝搬型 SPPs で、 y 方向の1次の逆格子ベクトルによる折り返しにより励起されるモードである。●でラベルされたモードはほとんど入射角依存性がなく、局在モード励起に対応することを示している。この局在モード励起によって、 T_x がピーク構造を持っている。それに対して、 y 偏光に対する分散関係は大変シンプルである。透過率が極めて小さくなる波長域では、モードが2つしかない。一つは下に凸なモードで、▼でラベルされたモードと同じ特徴を持つことから、伝搬型 SPPs 励起に対応している。もう片方のモードは上に凸なモードで、弱い入射角依存性を持つ。このモードは伝搬型 SPPs には対応しておらず、幅の広いモードであることから、局在型 SPPs 励起に対応している。これらの分散関係の解析から分かるのは、極めて小さな T_y が実現するのは垂直入射近傍で、2つのモードによるスペクトルの重なりが大きな場合であるということである。

垂直入射角近傍の分散関係を詳細に見るために、 -2° から $+6^\circ$ まで 1° 刻みで角度分解透過及び消光比スペクトルを計算した結果を図 6(c)及び(d)に示す。入射角が $+1^\circ$ かつ波長が 1355.4 nm 近傍で、 T_y が最小となり、その値は 1.89×10^{-10} に達することが分かる。ディップの深さは入射角 $+2^\circ$ と $+3^\circ$ では浅くなり、 $+4^\circ$ では再び極めて小さな値となる。すなわち、透過率ディップの深さは入射角 0° から $+4^\circ$ の間で振動する特徴を有している。入射角が $+6^\circ$ では、ディップの深さは浅くなっていく。本文で示してはいないが T_x はあまり強く入射角に依存しないため、消光比の変化は T_y にほぼ依存する。消光比は T_y が最小となる入射角 $+1^\circ$ で

最大となり、その値は 3×10^9 を超える。

y 偏光に対する電磁応答を特徴付ける固有モードを可視化するために、メタ表面の近接電場分布を計算で示す。透過率が極めて小さくなる波長近傍で、2つの際立った特徴がある(図 5(a)の下向きの黒矢印で示されている)。極めて小さな透過率とともに、これら2つの特徴にも注目していく。計算した近接場分布を図 7に示す。図 7(a), (c), 及び(e)は2つの空気孔の中心において $y-z$ 平面でスライスした電場分布を示す。また、図 7(b), (d), (f)は第三層の中心において $x-y$ 平面でスライスした電場ベクトルの面内分布を示す。図 7(a)及び(b)は T_y が局所的にピークとなる波長 1342 nm(図 5(a)の太線矢印)における電場分布を示している。電場は最上層の金属層と石英基板の界面に強く局在していて、伝搬型 SPPs が励起されていることが分かる。この SPPs モードは垂直入射で励起されており、プラス y 方向とマイナス y 方向に伝搬する波の重ね合わせにより定在波となっている。図 7(b)では対照的に伝搬型 SPPs 励起以外に主だった特徴はない。図 7(c)及び(d)はそれぞれ $y-z$ 平面及び $x-y$ 平面でスライスした波長 1410 nm における電場分布を示しており、透過率が局所的にブロードなディップ(図 5(a)の破線矢印)を持つ。図 7(c)から明らかのように、伝搬型 SPPs は励起されていない。図 7(d)では、電場が右のロッドのエッジの近傍で増強しており、局在型 SPPs が励起されていることを示している。左のロッドもまた共鳴しているものの、右の共鳴に比べれば弱い。局在型 SPPs が励起されているものの、場の強度は波長 1342 nm の場合よりも弱い。これは、透過率が 1342 nm での値よりも小さいことに対応している。図 7(e)と(f)は波長 1355.65 nm における電場分布を示しており、透過率が大変シャープなディップを持ち、消光比が最大となる場合に対応している。図 7(e)は(a)と類似した特徴を持ち、弱いものの伝搬型 SPPs が励起されていること示している。図 7(f)は右のロッドだけが共鳴していることを示して、局在型 SPPs 励起を示している。これらの図から、透過率が極小となる場合には2つの SPPs が同時に励起されていることが分かる。

これら2つの SPPs が透過現象においてどのような役割をしているかを明らかにするために、個々の相補的構造の透過スペクトルを計算する。図 8(a)は最上層及び最下層の透過スペクトルを示している。図 8(b)は相補的構造の各々の透過スペクトルを掛け合わせたスペクトルである。これらの図において、左及び右の縦軸は T_x 及び T_y に対するスケールを示している。波長 1200 nm より長波長側において、 x 偏光に対するメタ表面の透過スペクトル(図 5(a)の青線)は相補的構造

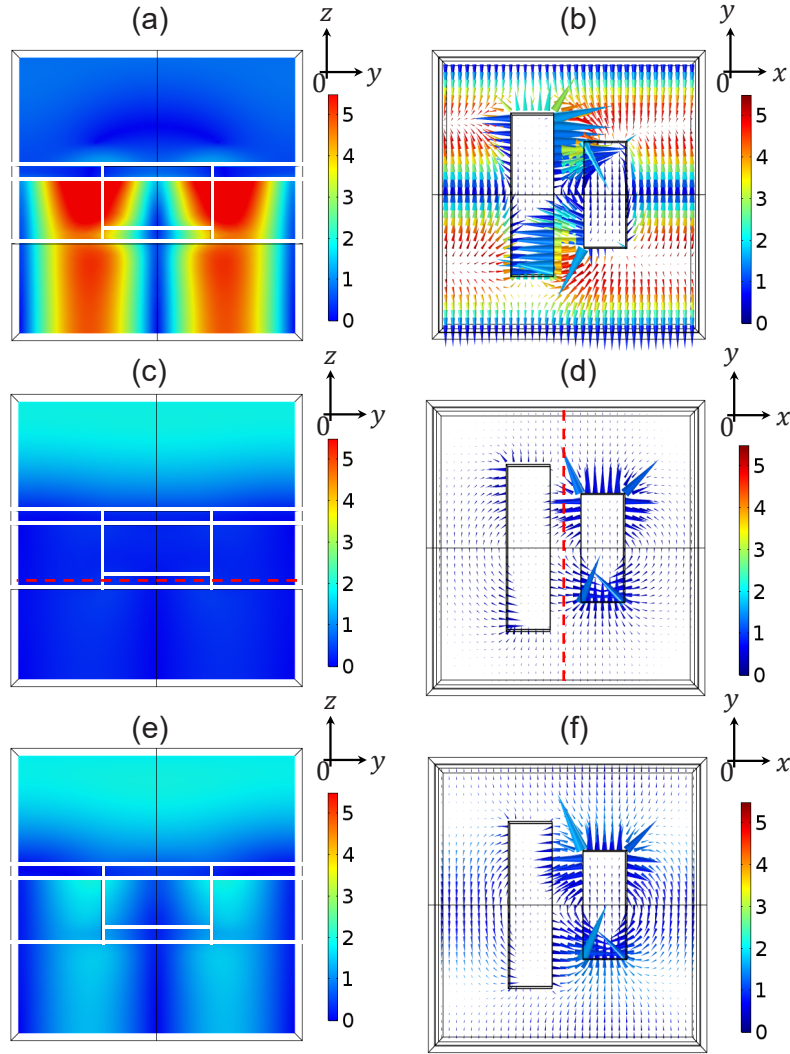


図7 波長 (a) 1342 nm、(c) 1410 nm、(e) 1355.65 nm における yz 平面内の電場分布波長 (b) 1342 nm、(d) 1410 nm、(f) 1355.65 nm における xy 平面内の面内電場分布。擬カラーとコーンはそれぞれ強度とベクトルを示す。図 (a), (c), (e) は図 (d) の赤破線に沿ってスライスした場合の電場強度分布を示す。図 (b), (d), (f) は図 (c) 中の赤破線に沿ってスライスした電場ベクトル分布を示す。図 (a), (c), (e) 中の白線は構造の境界をスライスする平面に投影したものである。

の個々の透過スペクトルを掛け合わせたもの(図 8(b)の青線)に非常に類似している。これは全体の電磁応答がこの相補的構造の電磁応答によって決まっていることを示している。この振る舞いは先行研究と同じである。ここで、波長 1200 nm というのは $P_x \times n_{Qz}$ に近く、基板側の 1 次回折のチャンネルが開く波長に対応している。すなわち、波長 1200 nm より短波長側では回折光が存在している。この場合、全体の応答は 0 次透過スペクトルでは記述できない。これが波長 1200 nm で全体電磁応答と個々の相補的構造の電磁応答が異なる理由である。対照的に、y 偏光に対するメタ表面の透過スペクトル(図 5(a)の赤線)は個々の相補的構造の透過スペクトルを掛け合わせたもの(図 8(b)の赤線)とは大きく異なっている。これら 2 つの透過スペクトルは、非回折領域でも異なった振る舞いを示しており、最下層の構造の T_y には波長 1550 nm 近傍で局

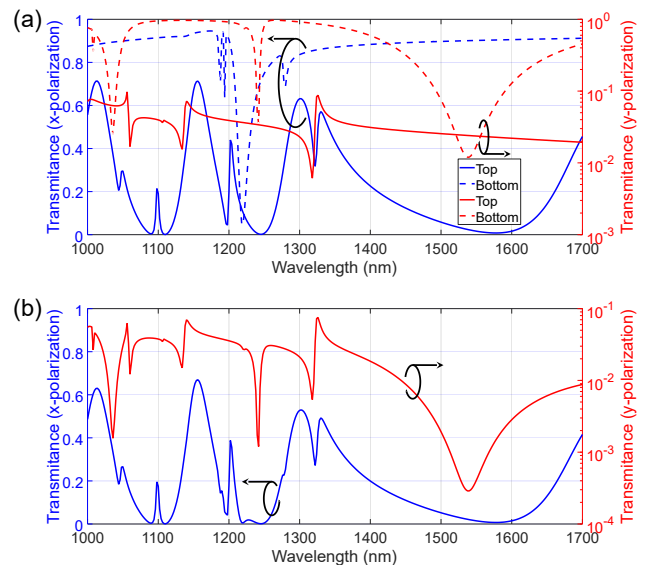


図 8 (a) 上部及び下部金属構造の透過スペクトル。それぞれ石英基板にあるとしている。青の実線及び破線が上部及び下部金属構造に対する T_x であり、赤線のそれは T_y である。(b) 上部及び下部構造の透過スペクトルを掛け合わせたスペクトル。

在 SPPs モード励起に対応するディップがあり、最上層の T_y には波長 1320 nm 近傍で伝搬型 SPPs モード励起に対応する分散型の共鳴がある。しかし、積層構造の透過スペクトルには、1355 nm 付近にこれらの特徴が見られる。この比較から、全体の光学応答は個々の相補的構造の透過スペクトルの掛け算ではなく、2種類の SPPs 励起によって相補的構造が結合したことによる効果を考えなくてはならないことが分かる。

2.2.2 連結振動モデル

これまでの電磁場解析結果は次のようにまとめられる。電磁場分布から透過率が極小となる場合に伝搬型と局在型 SPPs が同時に励起されていることが分かった。相補的構造の透過スペクトル解析から、メタ表面の y 偏光に対する透過スペクトルは最上層と最下層の相補的構造の透過スペクトルの積で表すことができず、メタ表面内の相互作用が全体の光学応答に支配的役割を果たしていることが分かった。これらの知見を基に、2つの SPPs 共鳴間の相互作用が y 偏光に対する透過に与える効果を考える。SPPs 間の相互作用を解析するにあたり、次のように与えられる結合振動子モデルを考える：

$$\dot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_1^2 x_1 = \alpha_1 F + \kappa x_2, \quad (3)$$

$$\dot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_2^2 x_2 = \alpha_2 F + \kappa x_1. \quad (4)$$

ここで、 $x_j, \gamma_j, \omega_j, \alpha_j, F$ そして κ はそれぞれ j 番目の振動子に対する変位、ダンピング定数、共鳴周波数、入射波に対する結合効率、振動子に働く力、そして振動子間の結合定数である。振動子 x_1 及び x_2 はそれぞれ伝搬型及び局在型 SPPs を表している。伝搬型 SPPs の共鳴周波数 ω_1 は x 方向の周期に依存している。この結合方程式の解は次のように与えられる：

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} = \frac{F}{(\omega_1^2 - \omega^2 - i\gamma_1\omega)(\omega_2^2 - \omega^2 - i\gamma_2\omega) - \kappa^2} \begin{pmatrix} \omega_2^2 - \omega^2 - i\gamma_2\omega & \kappa \\ \kappa & \omega_1^2 - \omega^2 - i\gamma_1\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

この解から、2つの振動子の変位の和 $X = x_1 + x_2$ を計算し、振動子全体の応答を特徴付けることができる。2つの振動子に対する共鳴周波数及びダンピング定数を $\omega_1 = 0.9215$ eV, $\omega_2 = 0.8856$ eV, $\gamma_1 = 0.008$ eV, $\gamma_2 = 0.03$ eV と設定する。これらのパラメータは共鳴周波数とその線幅から決定した。相互作用定数 κ は2つの SPPs モードによる電磁場の重なり積分に比例している。伝搬型 SPPs による電磁場は主として z 方向を向いている一方、局在型 SPPs による電磁場は主として xy 平面内にある。これらの電磁場はほぼ直交してい

るため、相互作用定数 κ の値は小さいと考えられる。結合効率 α に関しては、単純のため入射場との結合に伴う損失は無いと仮定し $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ とする。これらの条件下で、数値計算結果で得られた T_y における主な特徴を再現するように κ をフィッティングした結果、 $\kappa = 0.02 + 0.0174i$ という値を得た。

図 9 (a) に全体の変位 X と系を駆動する電磁気力 F との比の振幅 $|X/F|$ を青線で示すが、数値計算で得られた極めて鋭いディップが存在していることが分かる。この特徴は系全体の振幅がほぼ 0 となっていることを示しており、2つの振動子間の破壊的干渉 (destructive interference) によって反共鳴状態となっている。破壊的干渉が生じていることを明確に示すため、各々の振動子を振幅強度と位相で記述する： $x_1 = |x_1|e^{i\theta_1}$, $x_2 = |x_2|e^{i\theta_2}$ 。ここで、 θ_1 及び θ_2 はそれぞれ x_1 及び x_2 の位相である。これらの記述を使えば、系全体の振幅 X は次のように書くことができる：

$$X = e^{i\theta_1} (|x_1|e^{i(\theta_1-\theta_2)} + |x_2|). \quad (6)$$

式 (4) は2つの振動子の強度と位相差が系全体の振幅 X の応答を理解する上で重要であることを示している。図 9 (b) は x_1 と x_2 の強度と位相差のスペクトルを示している。極めて鋭いディップでは、 x_1 と x_2 の強度がほぼ等しく、位相差が 180° であることを示しており、破壊的干渉によって $X = 0$ となっていることが裏付けられる。このような干渉効果は伝搬型と局在型 SPPs 間の中で生じ、それらの相互作用に依存して低

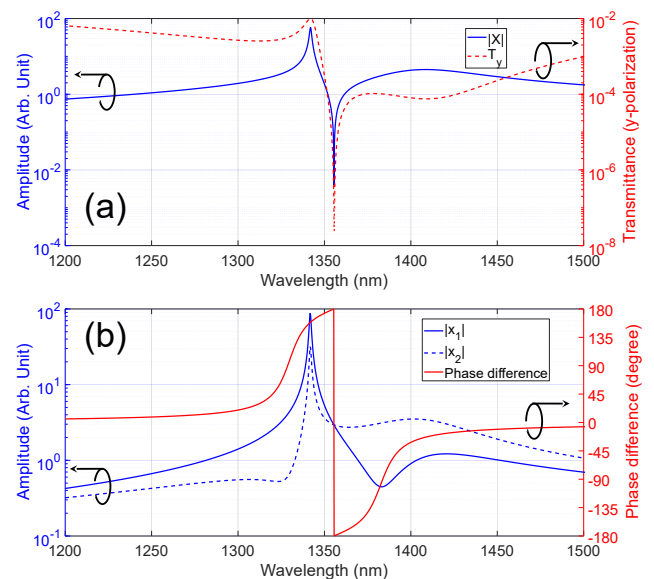


図 9 (a) 変位を駆動力で割った値 $|X/F|$ のスペクトル (左軸) と y 偏光に対する透過スペクトル (右軸)、(b) 振動子の強度振幅 (左軸) と位相差 (右軸) スペクトル。青線の実線及び破線はそれぞれ x_1 と x_2 の振幅を示している。

い透過率が生じることがこれまでに報告されている [44]。この依存性は図 3、4 に示されており、 T_y がバーの長さ強く依存していることが分かる。局在型 SPPs に対する共鳴条件はバーの長さ強く依存している。この長さが増加するにつれて破壊的干渉が生じ、透過率が低くなる。この長さが、ある最適値を超えると干渉効果が減じ、透過率が増加に転じる。このような干渉効果はバーに非対称性を導入することで厳密に制御することができ、極めて小さな透過率が実現する。そのような反共鳴的の性質に加え、極めて鋭いディップの両サイドには伝搬型と局在型 SPPs に対応する 2 つの共鳴構造があることが分かる。これらの特徴は共鳴近傍における T_y の主な特徴と極めて類似している (図 9(a) の赤線)。このように、 T_y の特徴は連結振動子モデルで非常にうまく説明することができ、超高消光比を生み出す極めて小さな透過率が 2 つの SPPs 間の干渉効果であることを示している。

この種の干渉効果は金属/絶縁体/金属 (Metal/Insulator/Metal: MIM) 構造で報告されており、最上層の金属層は局在型 SPPs 共鳴を示し、最下層の金属層は伝搬型 SPPs 共鳴を示すものが知られている [45][46]。先行研究と類似し、本研究におけるメタ表面偏光子は両金属層が局在型 SPPs を示し、最上層のみが伝搬型 SPPs 共鳴を示す。我々の設計では、メタ表面は y 偏光に対して Fano 共鳴を示し、 x 偏光に対しては局在型 SPPs のみが励起されるように設計してある。この偏光依存光学応答が透過特性に強い異方性をもたらしているのである。

2.2.3 超高消光比が発現する物理的メカニズム

メタ表面の分散関係、電磁場分布、そして結合振動子モデルから超高性能を生じる物理的機構を表したダイアグラムを図 10 に示す。 x 偏光に対しては、最上層の金属構造は局在 SPPs 共鳴を示し、高い透過率を持つ。異方性を導入することによって最上層は y 偏光に対して非共鳴となるように設計されているので、 T_y は低い値となる。バビネの原理から、最上層に対してネガポジ反転した構造 (最下層) は高い T_x を持つ。全体の透過率は個々の構造の透過率の掛け算で与えられ、結果として全体的に高い透過率を持つ。このメカニズムは先行研究と同じである [32]。対照的に、最下層の構造は y 偏光に対しては局在型 SPPs 共鳴を持つと同時に、周期が伝搬型 SPPs 共鳴を持つように設計されている。これらの局在型及び伝搬型 SPPs 共鳴が破壊的干渉の条件を満たすように干渉した場合、 T_y は極めて低い値となり、結果として極めて高い消光比が実現することになる。このように、バビネの原理と 2 つの異なる種類の SPPs 間の破壊的干渉によって、メタ表面が極めて高性能な偏光子として動作する。

このスキームにおいては、透過率の極小化は Fano 干渉による効果として知られている。この干渉効果は先行研究で消光比の増大の妨げとなっていた金属損失があっても生じる。このような損失による制約が無く、超高消光比が発現するメカニズムも異なるため、本研究におけるメタ表面偏光子は先行研究で報告された消光比よりもはるかに高い値を持つことになる。

ここで、このようなスキームが成り立つための条件

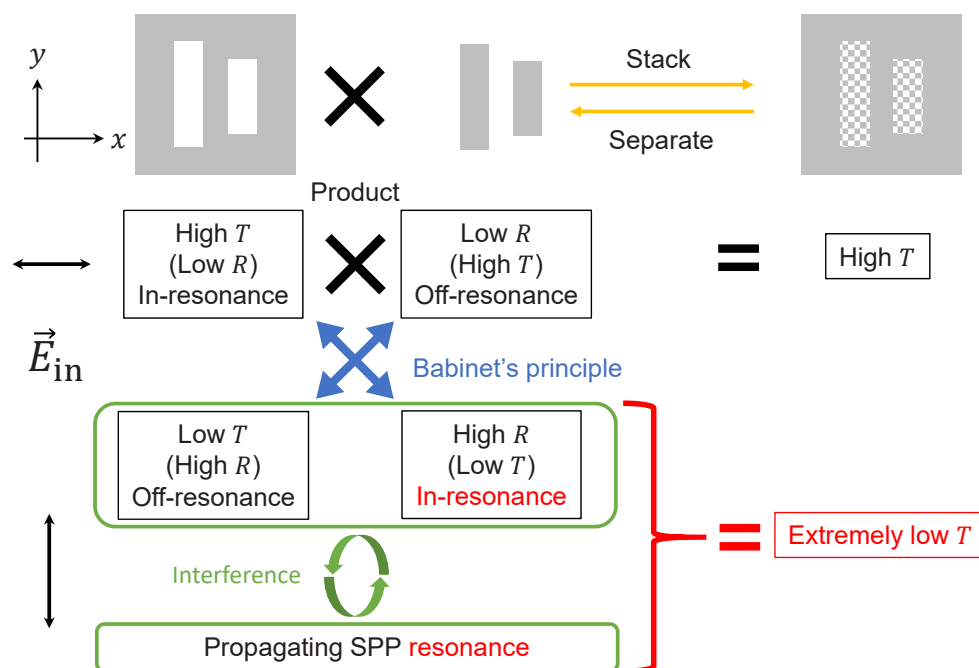


図 10 超高消光比が生じるメカニズムを示したダイアグラム

を述べておきたい。相補的構造間の誘電体スペーサーの厚みは局在型 SPPs の波長よりも厚く、 $\lambda/(2n_d)$ よりも薄いと仮定している。ここで、 λ と n_d はそれぞれ真空中の波長と誘電体スペーサーの屈折率である。この仮定によりスペーサー間で Fabry-Perot 共鳴が成り立つ条件を除外できるため、ダイアグラムが極めて単純化される。

2.2.4 超高消光比の波長チューナビリティ

前の段落で超高消光比が発現する物理的メカニズムについて述べた。この知見を基に、超高消光比が発現する波長に対するチューナビリティを考える。超高性能は y 偏光に対する極めて小さな透過率 T_y によって実現し、局在型と伝搬型 SPPs による干渉効果によって生じる。これらの 2 つの SPPs の共鳴条件は構造パラメータに対してスケラビリティを持つ。さらに、極めて小さな透過率を実現するためには、これらの 2 つの SPPs の結合を精密に制御する必要がある。O バンドで実現した超高消光比を C バンドで発現するように調整するために、メタ表面の構造パラメータを次のようにアップスケールする： $P_x = 990$ nm, $P_y = 1040$ nm。このスケールアップに伴って、バーの長さも延長する。さらに、SPPs 間の破壊的干渉を制御するために、右側のバーの長さを変えて透過率が極小となるように最適化した。図 11(a) に $b_1 = 595$ nm, $b_2 = 405$ nm の場合の垂直入射近傍における角度分解透過率と消光比スペクトルを示す。波長 1577.6 nm 近傍かつ入射角 $+1^\circ$ では、 T_x 及び T_y がそれぞれ約 0.52 及び 2.5×10^{-12} となっている。消光比のピークはシャープかつ巨大であり、その値は 200×10^9 以上である(図 11 (b))。これまで示したように、この超高性能は単純なスケラリング則と最適化によって実現することができ、実用に向けた設計上も好ましい。

2.2.5 サンプル作製上の不完全性が与える影響

これまでの数値計算で、メタ表面偏光子が 3×10^9 以上の消光比を潜在的に有することを示してきた。そのような極めて高い性能は一般的にはサンプル作製における構造の擾乱により劣化する恐れが強い。ここでは、理想的な構造パラメータからの差異がどのような影響を与えるかを議論する。考えるべきパラメータはいくつもあるが、バーの幅と長さ、金属層の厚み、そして石英のエッチング深さに注目する。

図 12 は (a) - (d) x 及び y 偏光に対する透過率スペクトルであり、消光比スペクトルの (e), (f) バーの幅、(b), (f) 右のバーの長さ、(c), (g) 金属層の厚み、(d), (h) 石英のエッチング深さ依存症を示している。x 偏光

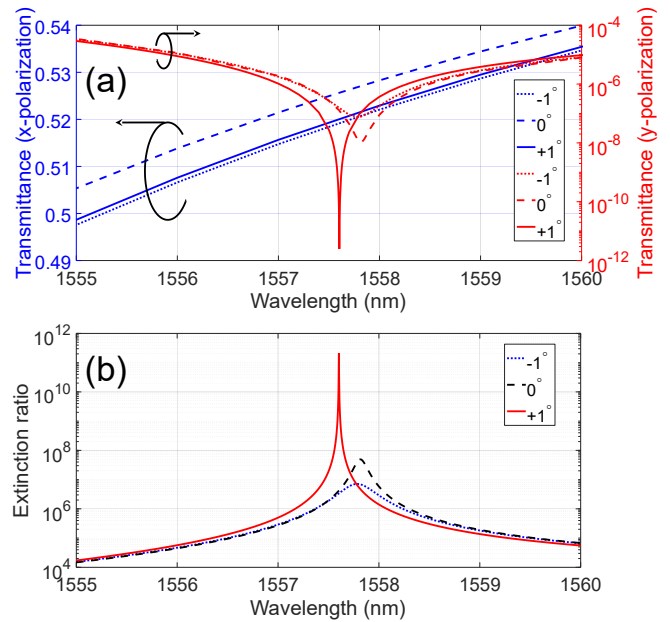


図 11 (a) x 及び y 偏光に対する透過スペクトル、右軸はログスケールで示されている。(b) 最適化されたメタ表面偏光子の消光比スペクトル。

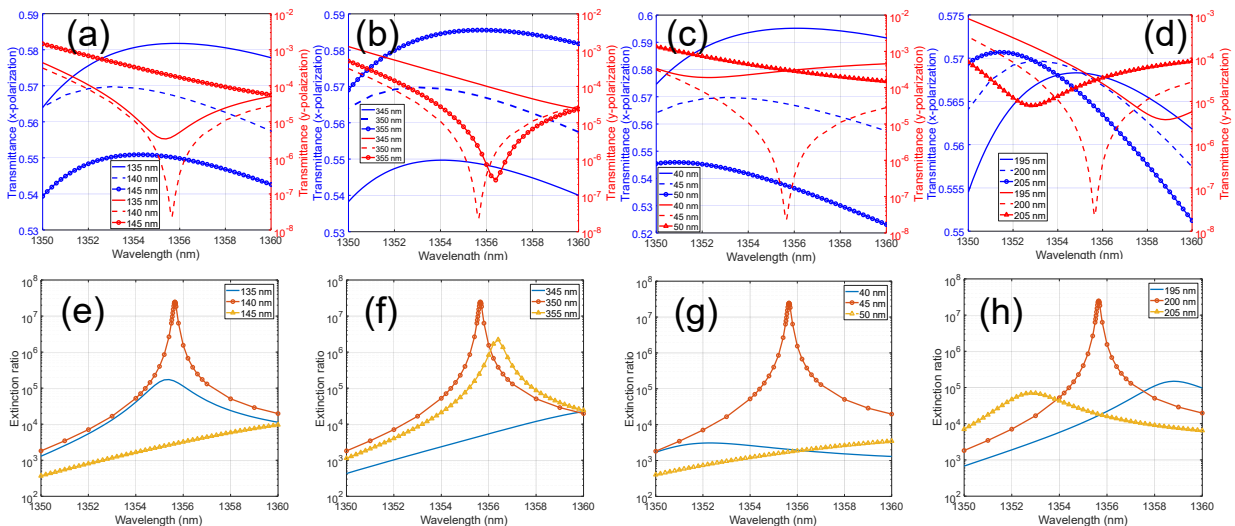


図 12 透過率と消光比の (a), (e) バーの幅、(b), (f) 右のバーの長さ、(c), (g) 金属構造の厚み、(d), (h) 中間石英層の高さ依存性

に対する透過率は、構造パラメータの擾乱にあまりセンシティブではない単一の共鳴によって高透過率が実現しており、これらのパラメータにあまり大きく依存しない。一方で、図 12 は y 偏光に対する極めて小さな透過率が理想的な構造パラメータからの差異に極めてセンシティブであることを示しており、サンプルの構造パラメータが理想値から外れることによって T_y は増加してしまう。これは、干渉が構造パラメータの擾乱に強く影響を受けることに起因する。このように、 y 偏光に対する透過率が増加してしまうと消光比が劇的に減少してしまう。

これらの計算結果から、サンプル作製における不完全性に起因する不均一広がりが干渉効果を劣化させ、現実的な状況下では消光比が低減してしまうことが分かる。超高消光比を実験的に実現するためには、屈折率を外部変調するなどして干渉効果を精密に制御する必要があるだろう。例えば、電気光学効果や熱光学効果などで屈折率を変調することが有効だと考えられる。

2.3 深紫外光領域において超消光比を有するメタ表面偏光子

2.3.1 通信波長帯から深紫外光領域へ

通信波長帯域における異方的メタ表面偏光子の研究から、伝搬型と局在型 SPPs との Fano 干渉によってある偏光に対する透過率を極小化させ、バビネの原理から直交する偏光に対しては大きな透過率を実現できることが分かった。この知見を深紫外光領域に展開するにあたり、単純には波長と構造のスケージング則によって構造を微細化すればよい。しかし、深紫外光領域では通信波長帯域と比較して、金属の光損失が大きく、事情は単純ではない。具体的には、バビネの原理では不透明なスクリーンは完全導体であると仮定しており、大きな光損失が生じる深紫外光領域ではこの仮定が成り立たなくなる。したがって、DUV 領域では単なるスケージング則に基づく設計を行うことはできない。メタマテリアルにおいては、この光損失によるデバイス性能低下を避けるために透過型ではなく、反射型メタ表面を用いることがある。本研究においても、偏光子を反射型へ変更し、深紫外光領域におけるメタ表面偏光子の設計を行うことにする。

通信波長帯域におけるメタ表面偏光子の研究から、系に異方性を導入して、伝搬型と局在型の 2 つの SPPs による Fano 干渉によってある偏光に対しては反射波を破壊的干渉により打ち消すように設計することが必要である。偏光子として動作するためには直交する偏光に対しては反射率を高めることが必要となるが、深紫外光領域においても高い反射率を示す金属は存在する（アルミニウムなど）ためこれは容易である。

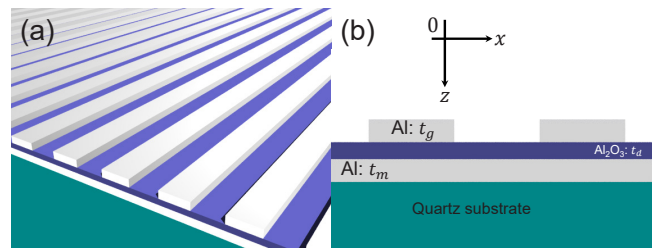


図 13 DUV メタ表面偏光子の (a) 鳥瞰図、(b) 断面図

以上を踏まえ、今回設計したメタ表面 DUV 偏光子の模式図を図 13 に示す。このメタ表面偏光子は Al (アルミニウム) 矩形状グレーティング / Al_2O_3 (アルミナ) 誘電体薄膜 / Al 膜の 3 層膜から成る。厚みはそれぞれ $t_g/t_d/t_m$ である。グレーティングの周期と溝幅はそれぞれ $P_x, w = P_x/2$ である。メタ表面偏光子は石英基板上にあるとする。このような系はプラズモニクスで大変よく知られた構造であるが、本研究では深紫外光領域において超高消光比を有する偏光子として機能することを示す。まず、DUV 偏光子の性能を示すために、Li のアルゴリズムによって収束性が改善された厳密結合波解析 (Rigorous Coupled Wave Analysis: RCWA) を用いた数値計算を行う [47]–[49]。数値計算において、逆格子ベクトル数を 161 とした。 Al_2O_3 及び石英基板の屈折率は文献から採用した [50]。Al の誘電率は Drude-Lorentz モデルで記述し、モデルのパラメータは文献から採用した [42]。

最初に、垂直入射におけるメタ表面 DUV 偏光子の光学応答に注目する。この配置では、偏光を分離するためにハーフミラーが必要となる (図 14 (a))。構造パラメータとして $P_x = 150 \text{ nm}, t_g = 20 \text{ nm}, t_d = 25 \text{ nm}, t_m = 25 \text{ nm}$ として x 偏光入射に対する光学スペクトルを計算した結果を図 14 (b) に示す。赤線で示された反射スペクトルにおいて、波長 259 nm 近傍に極めてシャープなディップ構造があり、その最小値は約 1.14×10^{-7} で極めて小さい。このシャープなディップはブロードなディップ構造の中に存在しており、そのブロードな反射ディップと吸収スペクトル (緑線) のピークが対応している。図 14 (b) は y 偏光に対する光学スペクトルの計算結果である。 x 偏光に対する光学スペクトルと比較して特に際立った特徴は無く、深紫外光領域において、このメタ表面偏光子が 60 % 以上の反射率を持つミラーとして振る舞うことが分かる。図 14 (d) に R_x/R_y から計算される消光比スペクトルを示す。波長 259 nm 付近に鋭いピーク構造があり、 R_x のピークに対応していることが分かる。消光比の最大値は約 6.2×10^6 であり、この値はプリズム偏光子で達成できるような極めて大きな値である。これらの計算結果から、メタ表面偏光子が x 偏光に対しては極めて小

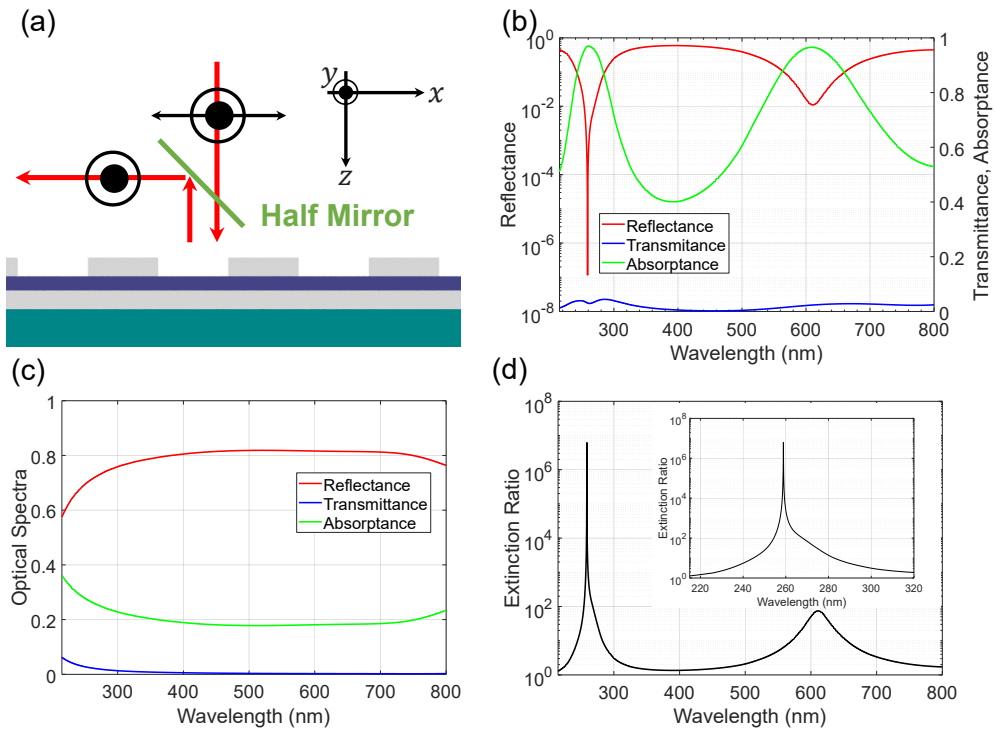


図 14 (a) メタ表面 DUV 偏光子の模式図、垂直入射動作にハーフミラーが必要となる。(b) x 及び (c) y 偏光に対する光学スペクトル、(d) 消光比スペクトル、インセットは波長 260 nm 近傍で拡大した図である。

さな反射率を有し、y 偏光に対しては大きな反射を有することで結果として 6.2×10^6 を超える超高消光比が実現することが分かる。図 14 (d) のインセットに示すように、消光比が極めて大きく増強している波長域では、消光比スペクトルに非対称性が現れることが分かる。一方で、消光比が 10^2 程度にとどまっている波長 600 nm 付近の消光比スペクトルは典型的な Lorentz 型の共鳴構造を有している。このスペクトル形状の比較からも超高消光比が単純な共鳴によって実現しているわけではないことが分かる。次のセクションでメタ表面に生じる固有モードを明らかにし、その分散関係から超高消光比が生じる物理的メカニズムを明らかにする。

2.3.2 深紫外メタ表面偏光子のディスカッション

2.3.2.1 深紫外メタ表面偏光子の分散関係

メタ表面における分散関係を明らかにするために、角度分解反射スペクトルを計算する。図 15 (a) は p 偏光に対する角度分解反射率スペクトルの擬カラープロットである。ここで、偏光の表記について述べる。本稿では、垂直入射の場合に x/y 偏光と表記し、斜入射の場合に p/s 偏光と表記する。縦軸は光子エネルギーを、横軸は逆格子ベクトル $G = 2\pi/P_x$ で規格された入射波数の周期方向への射影成分 ($k_{||}$) である。このスペクトルには大きく 3 つの特徴がある。1 つ目は Γ 点 (垂直入射) において光子エネルギー 4.8 eV 近傍で交差するモードである。このモードは Al/基板界面にお

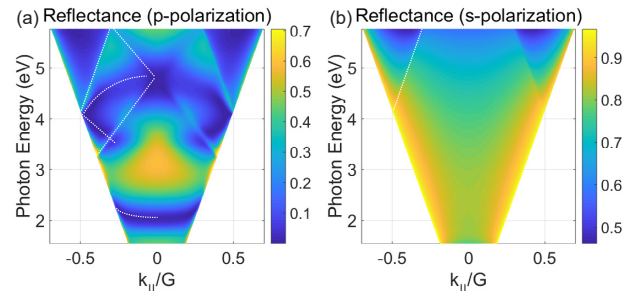


図 15 (a) p 偏光及び (b) s 偏光に対する角度分解反射スペクトル。横軸は波数の水平方向成分を示しており、逆格子ベクトル $G=2\pi/P_x$ で規格化されている。カラーバーは反射強度を示し、白色の破線はモードのガイド用に描いてある。

ける 1 次の伝搬型 SPPs である。2 つ目は伝搬型 SPPs が交差する点の近傍において比較的フラットなモードである。3 つ目が 2 eV (~ 620 nm) 近傍におけるブロードなモードである。このモードはとてもフラットな分散を示し、この点において 2 つ目のモードと類似している。高エネルギー側にある残りの分散は空気側の 1 次回折のチャンネルが開いたことを示している。これらの分散曲線と擬カラーの値から、2 つのモードが交差する点の近傍で反射率が非常に低減することが分かり、2 つのモード間の破壊的干渉により極めて小さな反射率が実現していることが分かる。

図 15 (b) は s 偏光に対する角度分解反射率スペクトルの擬カラープロットである。メタ表面は s 偏光に対しては高い反射率を持ち、p 偏光の場合と比較して特

徴の無い応答を示すことがわかる。唯一、空気側の2次回折のチャンネルが開く分散曲線が見える程度である。既に垂直入射において示したように、メタ表面偏光子は x 偏光に対しては極めて小さな反射率が実現し、 y 偏光に対しては高い反射率を持つ。分散曲線から p 偏光に対してはFano共鳴として知られる2つのモード間の破壊的干渉により極めて小さな反射率が実現していることが分かる。一方、 s 偏光に対しては非回折領域でモードが存在せず、単なる反射ミラーとして振る舞う。結果として、メタ表面は、 6.2×10^6 を超える消光比を持つ高い性能を有することになる。

そのような超高消光比を引き起こす固有モードを明らかにするために、メタ表面偏光子に発生する近接電磁場分布を計算する。図16(a)は 45° 入射における光学スペクトルを示す。まず、図16(a)の黒矢印(1)で示したブロードな反射ディップに注目する。図16(b)は波長589.75 nmにおける磁場のスナップショットである。磁場がAlグレーティングとAl薄膜のギャップ

部分に集中しており、ギャップSPPsが励起されていることが分かる。図4(c)は図16(a)の黒矢印(2)で示した波長280.1 nmの反射ディップにおける磁場のスナップショットである。ギャップ部分に磁場が集中する特徴は図16(b)と類似しているが、節の数が異なっている。以上から、図16(b)と(c)におけるモードはそれぞれ1次及び2次のギャップSPPsであることが分かる。図16(d)及び(e)は波長352 nm及び329.65 nmにおける磁場分布を示しており、それぞれ図16(a)の黒矢印(3)及び(4)で示される反射ディップと対応している。これらの図においても、 Al_2O_3 誘電体薄膜内に磁場が集中するギャップSPPsの特徴を持っている。さらに、磁場分布はAl薄膜/石英基板界面においても集中しており、これは伝搬型SPPsの特徴である。これら2つの特徴から、図16(d)及び(d)のモードはギャップSPPsと伝搬型SPPsのハイブリッドモードであり、エネルギー準位に応じて分裂したモードとなっていることが分かる。これら2つの異なるギャップ

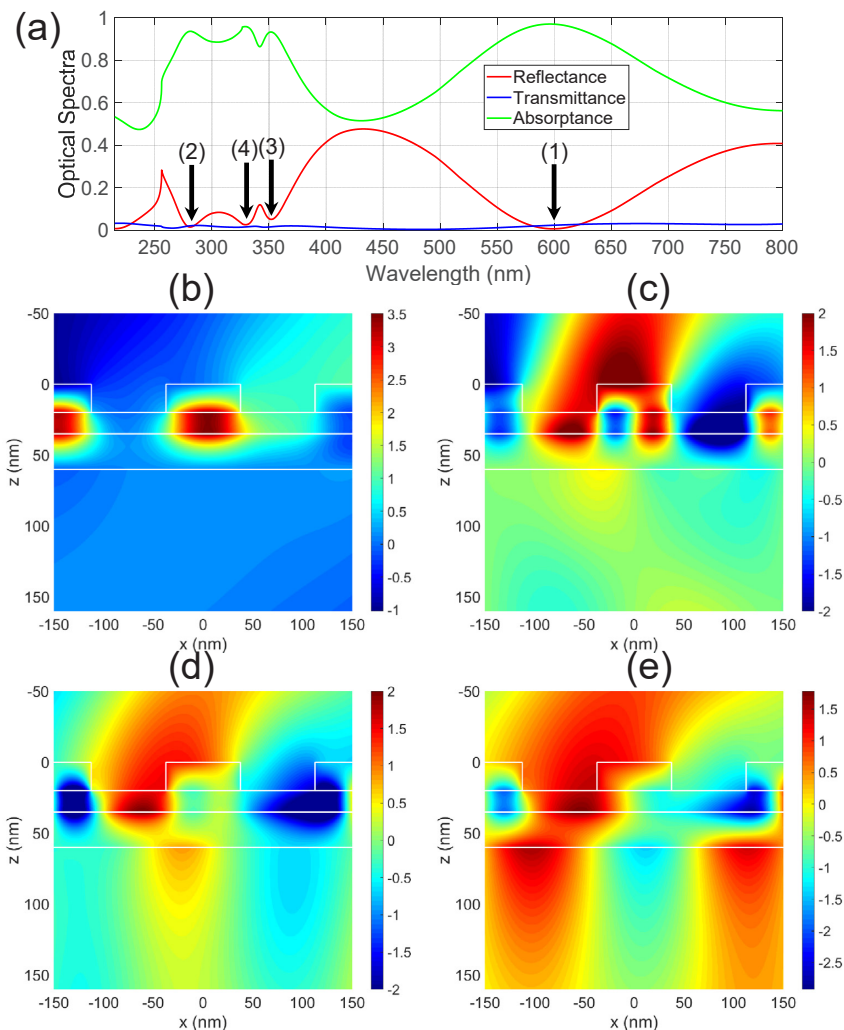


図16 (a) 入射角 45° における光学スペクトル、波長 (b) 589.75 nm、(c) 281.05 nm、(d) 352 nm、(e) 329.65 nm における磁場分布のスナップショット。カラーバーは磁場の強度を示す。

プ及び伝搬型 SPPs は互いに干渉を引き起こし、Fano 共鳴が誘起される。図 14 (d) におけるインセットで見られた消光比スペクトルにおける非対称性は Fano 干渉によるものである。これらの解析からギャップ SPPs のみが励起される場合には消光比の増強効果は大きくないことも分かる。分散関係と電磁場分布の解析から、超高消光比は伝搬型とギャップ SPPs 間の Fano 共鳴によって引き起こされていることが分かった。

2.3.2.2 構造パラメータと消光比との関係

固有モードとその分散関係の解析に続き、メタ表面偏光子の構造パラメータが光学応答にどのような影響を与えるのかを考え、どのようにしてメタ表面偏光子を設計すれば良いのかを議論する。本稿では、 Al_2O_3 薄膜の厚み (t_d)、周期 (P_x)、そしてグレーティングの高さ (t_g) の 3 つの構造パラメータを変化させる。あるパラメータを掃引している場合は、他のパラメータは本稿の最初に示した値に固定する。注目する光学応答は x 及び y 偏光に対する反射スペクトル (R_x 及び R_y) とその比 R_y/R_x で定義される消光比である。設計指針の議

論を通じて、我々が本稿で最初に示した構造パラメータを選んだ理由も明らかにする。

図 17 (a), (b), (c) では R_x, R_y そして消光比を t_d の関数として擬カラー表示している。図 5 (b) の R_y には、放射状の直線が 3 つ見られるが、これはそれぞれ Al_2O_3 薄膜内の Fabry-Pérot モードに対応している。また、深紫外光領域には線幅の狭い曲線が 2 つある。このモードは長波長側にモードが存在せず、カットオフがあることから、導波路モードである。 R_y と同様に R_x にも放射状の線が見られ、Fabry-Pérot モードに対応しているが、他のモードとの相互作用によって直線が歪んでいる。赤矢印で示した位置にあるモードは t_d に依存せず、垂直に伸びる特徴がある。これは波長と構造パラメータに依存していないことから、伝搬型 SPPs であることが分かる。その他のモードは局在型 SPPs であるとアサインされる 2 つの異なる SPPs が交わる近傍で (例えば、波長 260 nm かつ $t_d \sim 20$ nm)、 R_x が極めて小さくなっており、2 つの SPPs 間における Fano 共鳴によって反射率が低減する。 R_x が劇的に減少するに伴い、消光比が劇的に増強している。メタ表

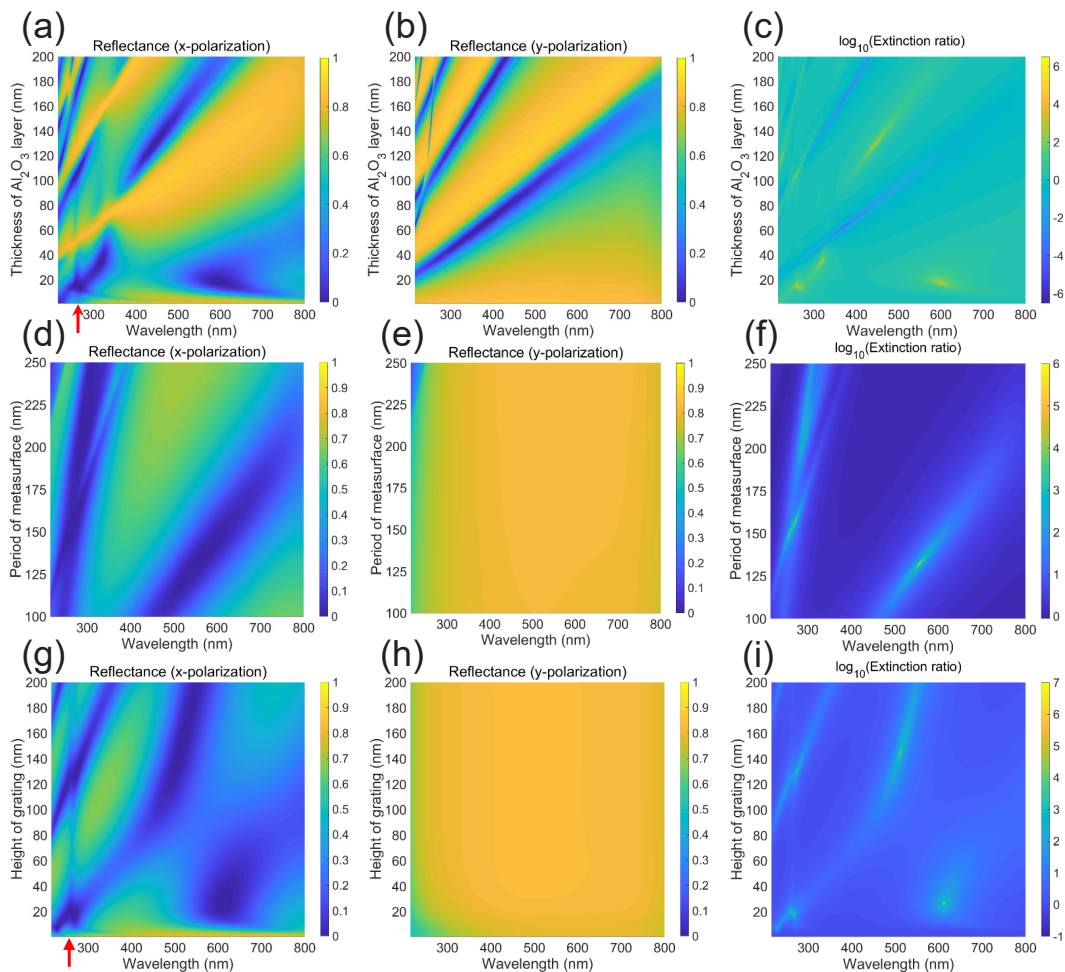


図 17 R_x, R_y そして消光比スペクトルの擬カラープロット、掃引変数として Al_2O_3 の厚み (a), (b), (c), 周期 (d), (e), (f), そしてグレーティングの高さ (g), (h), (i) をとった。

面偏光子は y 偏光に対しては広帯域高反射ミラーとして動作し、 x 偏光に対しては極めて小さな反射率を持つことが望ましい。したがって、これらの条件を満たすためには t_d を20 nm以下にするべきであることが分かる。

図17 (d), (e), (f)では R_x, R_y そして消光比を P_x の関数として擬カラー表示している。 R_x には線幅がブロードで低反射率を示すモードが存在しているが、これは局在型 SPPs 励起に対応している。さらに、UV 領域(波長 ≤ 400 nm)に線幅が比較的狭いモードが存在している。このモードは周期 P_x を大きくするにつれ長波長側にシフトし、およそ $P_x \times n_{Qz}$ の位置に存在していることから分かるように、伝搬型 SPPs 励起に対応している。これら2つの SPPs が交差する近傍で R_x が破壊的干渉によって大きく低減している。一方、 R_y にはほぼ特徴が無い。メタ表面は y 偏光に対しては高反射ミラーとして働き、その性能は周期にはほとんど依存していない。 y 偏光に対する光学応答はほとんど波長及び周期に依存していないので、消光比の周期依存性は R_x でほぼ決まることになる。結果として、深紫外光領域の消光比は2つの SPPs 間の破壊的干渉による R_x の低減によって極めて大きな値となる。これらの計算結果から、周期 P_x は設計波長の近傍で伝搬型 SPPs が励起されるように決めるべきであることが分かる。

図17 (g), (h), (i)では R_x, R_y そして消光比を t_g の関数として擬カラー表示している。まず x 偏光に注目すると、 R_x の波長260 nm近傍において赤矢印で示したモードがグレーティングの高さに依存しない特徴を持つ。このモードは伝搬型 SPPs にアサインされる。このほかにブロードな幅のモードがあるが、これらは局在型 SPPs に分類される。これら2つの異なるタイプの SPPs が交差する点の近傍で、SPPs 間の破壊的干渉により R_x は極めて小さな値になる。このような干渉効果はグレーティングの高さが20 nmほどの薄さでも実現している。一方で、 y 偏光に対してはグレーティングが結合層としての役割を果たさず、 R_y には際立った特徴はない。 y 偏光に対する光学応答はほとんど波長及びグレーティングの高さに依存していないので、消光比の周期依存性は R_x でほぼ決まることになる。結果として、 R_x が劇的に減少すると、消光比が劇的に増強されることになる。これらの計算結果から、グレーティングの高さは SPPs 間の破壊的干渉により R_x を減じるように最適化すればよいことが分かる。

光学応答の構造パラメータ依存性を調べた結果、高性能メタ表面 DUV 偏光子の設計指針は次のようにまとめられる。 Al_2O_3 薄膜の厚みは、 y 偏光に対してモードが励起されないように薄くしつつ、 x 偏光に対しては Al グレーティングと Al 薄膜間でギャップ SPPs が

励起される程度の厚みを持つように設計すべきである。メタ表面の周期は伝搬型 SPPs が動作波長帯域で x 偏光に対して励起されるように設計すべきである。Al グレーティングの高さは伝搬型と局在型 SPPs によって R_x が低くなるように設計・最適化すべきである。これらのパラメータに加えて、最下層の Al 金属膜の厚さについて述べておきたい。Al 膜があまりにも厚すぎる場合、Al/石英基板界面における伝搬型 SPPs が効率良く励起できない。したがって、最下層の Al 薄膜の厚みは SPPs の侵入長(深紫外光領域で15 nmほど)と同程度に調整するべきである。これらの設計指針に基づいて構造パラメータを最適化したところ、本稿の最初に示したパラメータ $t_d = 15$ nm, $P_x = 150$ nm, $t_g = 20$ nm, そして $t_m = 25$ nmに最適化した。これらのトータルの厚み(60 nm)は入射波長(~ 260 nm)に対して十分薄く、なおかつ超高消光比がサブ波長の厚みで実現しており、本稿で示した金属/誘電体/金属構造をメタ表面と呼ぶことができる。

2.3.2.3 入射角 45°用偏光子の設計

これまでに、深紫外光領域で 6.2×10^6 を超える消光比を持つメタ表面偏光子を数値計算で設計し、その設計指針について述べてきた。数値計算で示された消光比はプリズムを使った偏光子が持つ消光比と同程度であり、極めて高い性能を持つ。しかし、設計したメタ表面偏光子は垂直入射で動作し、偏光を分離するためにハーフミラーが必要となる。ハーフミラーを2回透過すると光強度は入射時と比較して4分の1に低減してしまう。さらに、消光比のバンド帯域が極めて小さく、100以上の消光比を持つ帯域が13 nm程度となっている。これらは実用上好ましくない性質であり、改善する必要がある。したがって、ハーフミラーを必要としない45°入射(図18 (a))でバンド帯域が改善されたメタ表面 DUV 偏光子を示す。この配置では、構造パラメータが $P_x = 125$ nm, $t_g = 20$ nm, $t_d = 18$ nm, そして $t_m = 25$ nmに最適化された。

図18 (b)に示すスペクトルは、 p 偏光に対する反射(R_p)、透過、吸収スペクトルである。図16 (a)の反射スペクトルと同様に、図18 (b)の反射スペクトルも4つのディップを持つ。最低及び最高エネルギー側のディップはそれぞれ1次及び2次のギャップ SPPs 励起に対応している。波長270 nmと305 nm近傍で分裂しているモードはギャップ型と伝搬型 SPPs のハイブリッドモードである。これら2つの SPPs の干渉効果によって波長300 nm近傍で反射スペクトルが極めて小さな値となっている。垂直入射の場合と同様に、 y 偏光に対しては、メタ表面偏光子は際立った特徴を示さず、単なる高反射ミラーとして動作する(図18 (c))。図18 (d)は消光比スペクトルを示している。波長300 nm

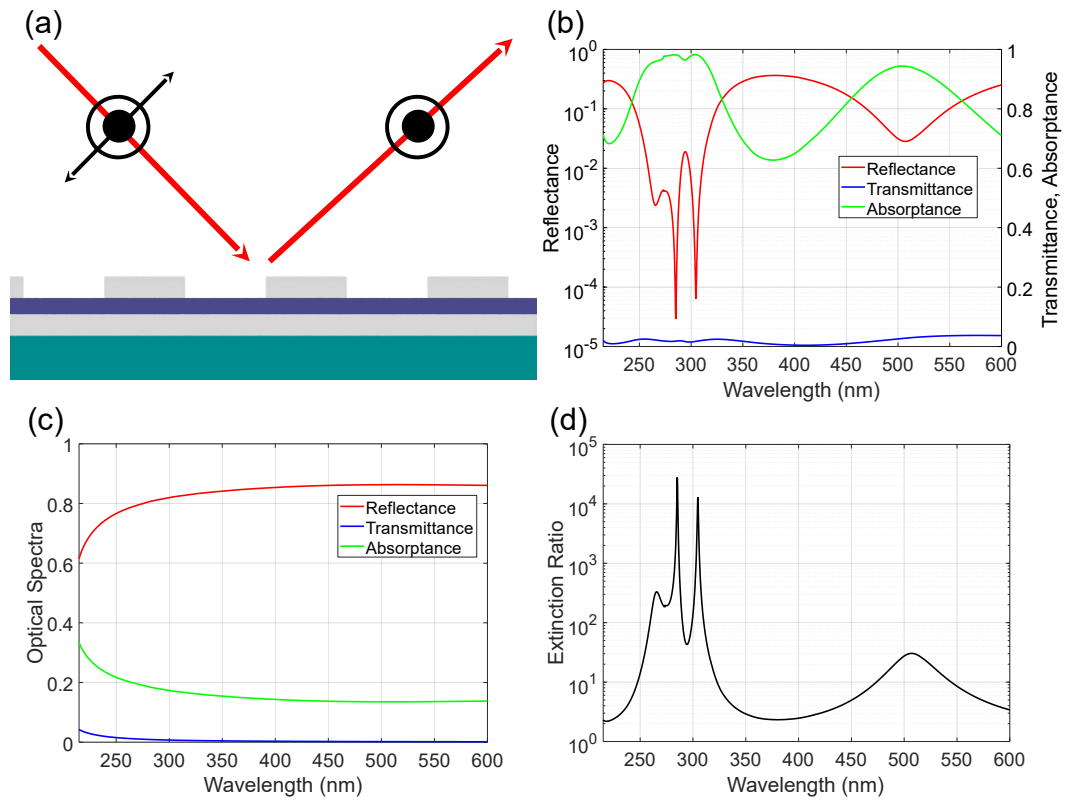


図 18 (a) 入射角 45° 用に設計したメタ表面の動作模式図、(b) x 偏光及び (c) y 偏光に対する光学スペクトル、(d) 消光比スペクトル。

近傍の 2 つのピークは高エネルギー側からそれぞれ 2.78×10^4 と 1.29×10^4 とである。これらの基本的な光学応答は垂直入射の場合と同様であり、高消光比は 2 つのギャップ及び伝搬型 SPPs モード間の Fano 干渉が起源である点も同様である。垂直入射の場合と比較して、消光比は 3 桁ほど低減してしまっているが、 10^4 ほどの消光比であれば実用上の問題はない。さらに、消光比 100 以上のバンド帯域は 31 nm ほどになっており、垂直入射の場合の 2.4 倍ほどに広帯域化されている。

2.3.3 実験によるメタ表面 DUV 偏光子の検証

入射角 45° で動作する深紫外光領域におけるメタ表面偏光子を実際に作製し、その性能を検証する。第 3 層の厚み 25 nm の Al 金属膜は RF マグネトロンスパッタリング (NMS-2000, ULVAC) で作製し、第 2

層の厚み 18 nm の Al_2O_3 層は原子層堆積 (Atomic Layer Deposition; ALD) (R-200 Advanced, Picosun) で作製した。 Al_2O_3 層の上にスピコートされた電子線レジスト (ZEP520 A, ZEON) を電子線リソグラフィ装置 (ELS7500-EX, ELIONIX) でパターンニングし、その後現像した。最終的に、第 1 層の Al グレーティングを電子線蒸着 (EB-350 T, EIKO) とリフトオフプロセスによって作製した。図 19 に示すのは、作製したメタ表面 DUV 偏光子の光学顕微鏡写真 (a) 及び SEM 画像 (b), (c) である。SEM 画像を見ると、グレーティングのエッジは丸まっており、断面プロファイルは矩形状グレーティングとは異なっている。基板のサイズは 10 mm × 10 mm × 1 mm であり、パターンエリアは 4.5 mm × 4.5 mm であった。

反射スペクトルは深紫外光領域から赤外線領域まで

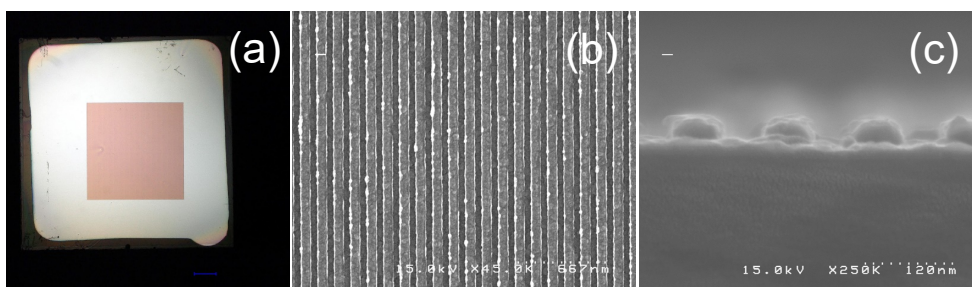


図 19 作製したメタ表面偏光子の (a) 光学顕微鏡写真、走査型電子顕微鏡 (SEM) の (b) 上面及び (c) 断面図。

測定可能な分光光度計(V-770 ST+ARMN-920、日本分光)を用いて測定した。入射ビームのスポットサイズと発散角度はそれぞれ3 mm ϕ と0.1°以下である。サンプルの前にアパーチャーを置き、ビームスポットサイズを調整した。このような系で、入射角5°から60°まで1°ずつ反射スペクトルを測定した。図20はp及びs偏光に対してオフセット表示した角度分解反射スペクトルである。図20(a)には3つの特徴がある。第1は入射角5°、波長450 nm付近におけるブロードなディップであり、入射角に対して強く波長シフトしない。この特徴は数値計算結果にも見られ(図20(c))、1次のギャップSPPsに起因している。他の2つは入射角5°、波長300 nm以下に見られる。低エネルギー側は2次のギャップSPPsに対応し、高エネルギー側はAl金属膜/石英基板界面における伝搬型SPPsに対応している。反射スペクトルの実験結果は数値計算結果とおおむね一致しているが、サンプルの不完全性によ

り共鳴波長にずれが見られる。一方、図20(b)はs偏光に対する反射スペクトルであるが、可視光領域においては特徴がほぼ無い光学応答を示す。反射率はUV領域(波長 \leq 400 nm)から減少傾向を示し、DUV領域(波長 \leq 315 nm)では強い光散乱によってその減少が顕著となる。この反射強度の減少には入力角度依存性はほぼ無い。全体として、s偏光に対する角度分解反射スペクトルの測定結果は実験結果とおおむね一致している。

図21(a)は角度分解消光比スペクトルのオフセット付き表示である。波長300 nm近傍に入射角変化と共にシフトするメインピークが2つある。高エネルギー側のピークはAl金属膜/石英基板界面における伝搬型SPPsに起因しており、低エネルギー側のピークはギャップSPPsに起因している。これら2つのモードは互いに干渉し、Fano共鳴を引き起こす。この干渉効

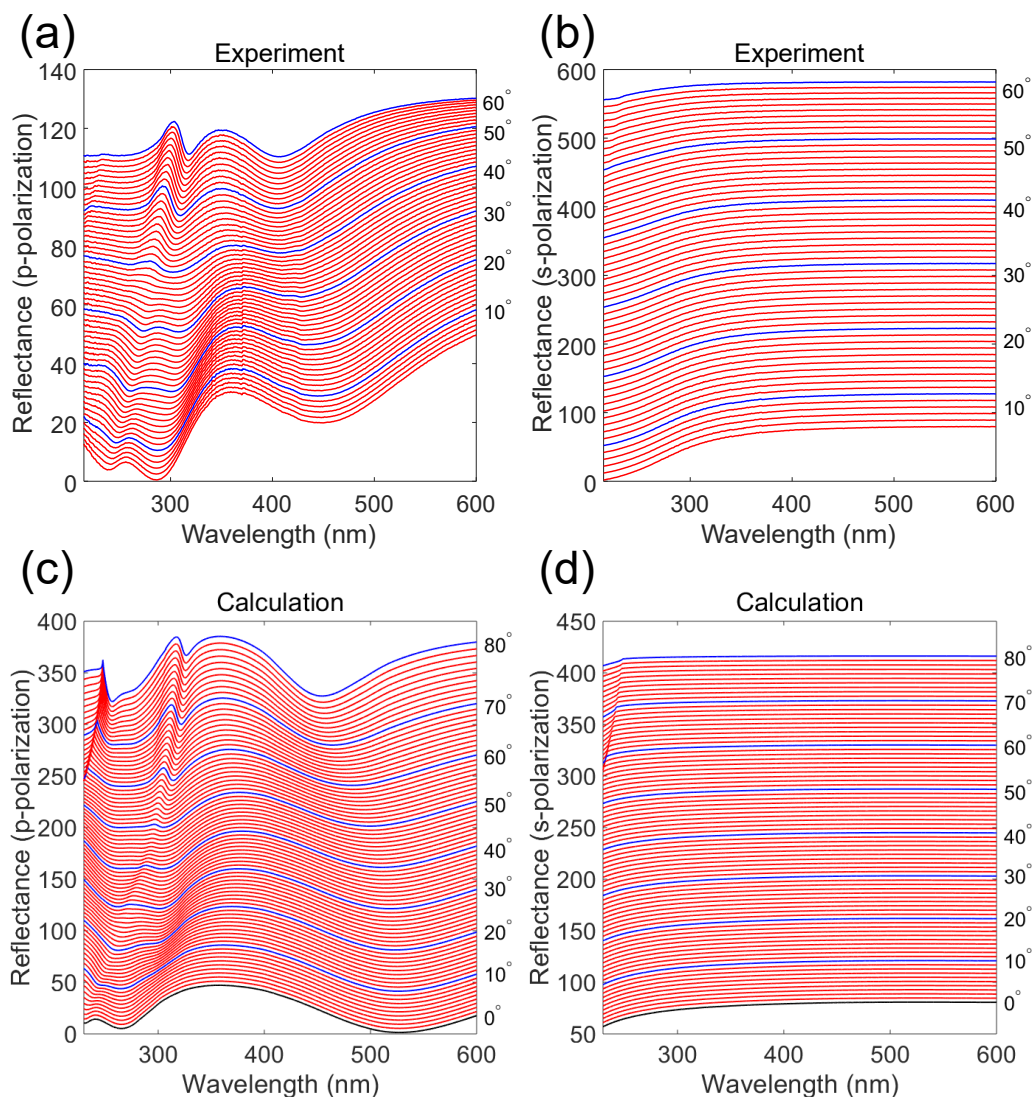


図20 オフセット表示された角度分解反射スペクトルの(a), (b)測定結果、(c), (d)計算結果(a), (c)はp偏光に対する結果であり、(b), (d)はs偏光に対する結果である。反射率は10°ずつ青線でハイライトされている。

果が入射角 30° から 40° において、消光比を減少させ、その大きさに影響を与える。スペクトル形状の特徴を明示するために、図 21(c) に入射角 5°, 15°, 45°, 50° そして 60° における消光比スペクトルを示す。入射角が 45° よりも小さい場合には、メインピークの線幅はあまり変化しない。入射角が 50° のとき、メインピークの線幅が減少しており、波長 260 nm 近傍にブロードなピークが存在していることが分かる。線幅の太いモードと細い 2 つの共鳴が存在している場合、ある特定条件下ではスペクトル形状に非対称性が現れる。これが Fano 共鳴の特徴である。入射角が 60° のとき、波長 300 nm 近傍の消光比ピークは Fano 共鳴の条件から外れた結果劇的に減少している。波長 400 nm 近傍の消光比は入射角とともに増大していく傾向がある。この特徴は数値計算結果(図 21(b))と一致している。これまでの、消光比スペクトルで見てきたように、作製

したデバイスは偏光子として動作しており、その性能は Fano 共鳴に強く影響されている。消光比の最大値は入射角 50° で約 150 であり、計算結果よりはるかに小さい。この違いは大きく 3 つの理由に帰着する。1 つ目は深紫外光領域における強い光散乱である。図 20(b) の反射スペクトルで説明したように、深紫外光領域における s 偏光反射スペクトルの測定データは強い光散乱によって大きく減少している。この反射率低下に伴って、 R_s/R_p で定義される消光比も減少してしまう。2 つ目は測定系のダイナミックレンジである。測定に用いた分光光度計では、 10^{-5} 程度の極めて小さな反射率を測定することはできないため、計算結果で示したような超高消光比を実験的に示すことはできない。3 つ目は入射光線の発散角である。数値計算では完全な平面波を仮定しているが、実際の入射光線には有限に広がっている。入射角に広がりがあれば、干渉が擾

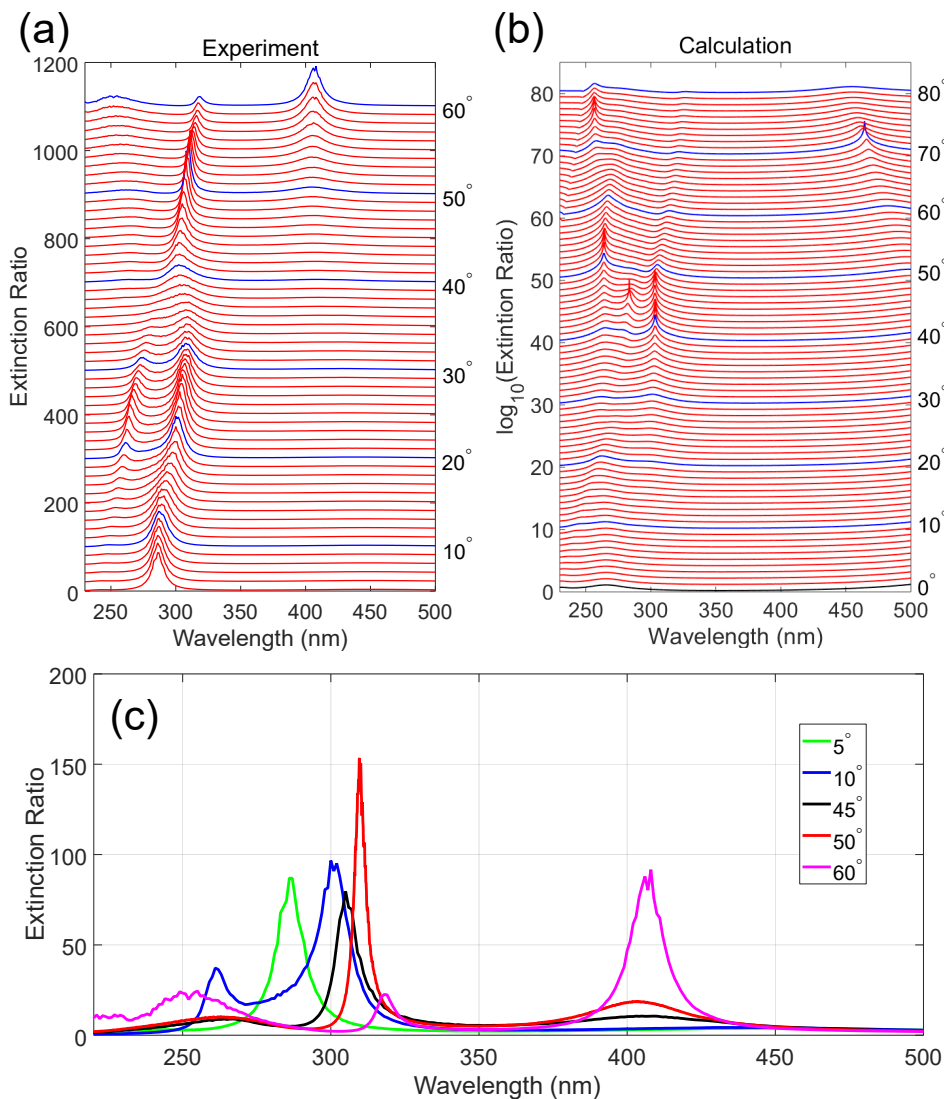


図 21 消光比スペクトルの測定結果 (a) 及び (b) 計算結果、スペクトルオフセット表示され、10° ずつ青色にハイライトされている。消光比の計算値はスペクトルの特徴を明確に示すために対数をとった値を表示している。(c) 入射角 5°, 10°, 45°, 50° における消光比スペクトルの測定値

乱され、結果として消光比の性能低下につながる。数値計算で示されたような超高消光比を実現するためには、レーザー光源を使った測定系の構築が必要となる。この点は今後の課題である。

3 まとめと今後の展望

通信波長帯及び深紫外領域におけるメタ表面偏光子について紹介した。通信波長帯におけるメタ表面偏光子は、積層した相補的構造からなり、 x 偏光に対してはバビネの原理から高い透過率を示し、 y 偏光に対しては局在型と伝搬型SPPs間のFano共鳴によって極めて小さな透過率が実現する。その結果、Oバンド及びCバンドではそれぞれ 3×10^9 及び 200×10^9 を超える超高消光比が実現できる。しかし、金属損失が大きくなるとこのような高い性能が大きく劣化してしまい、この偏光子を極微細化して可視光や深紫外光領域などの光学領域で展開することは難しい。そこでメタ表面の種類を透過型から反射型へ変更し、金属損失を抑制することを試みた。反射型へと変更するにあたり、光を反射させることは容易であるためバビネの原理を用いる必要がなくなり、Fano干渉による破壊的干渉だけが x 偏光で生じるように設計することにした。我々が提案するメタ表面 DUV 偏光子は石英基板上の Al グレーティング / Al_2O_3 薄膜 / Al 金属膜の3層膜から成る。消光比の計算値は垂直入射においては 6.2×10^6 を超える。メタ表面は y 偏光に対しては高反射ミラーとして振る舞い、 x 偏光に対しては局在型と伝搬型SPPs間の干渉によって極めて小さな反射を示すことで高性能偏光子として動作する。垂直入射用のメタ表面偏光子のバンド帯域は狭いが、入射角を 45° で周期や Al_2O_3 薄膜などの構造パラメータの最適化を行うことで改善できることが数値計算で確認できた。消光比100以上を持つバンド帯域は31 nm程度である。数値計算を基に、実際にメタ表面 DUV 偏光子を作製し、Fano共鳴によって消光比が増大することを確認した。本稿では、局在型と伝搬型SPPs間のFano共鳴によって消光比が増大可能であることを数値的及び実験的に報告した。このようなナノ構造及び金属物性に起因する共鳴構造を精密に制御することで、深紫外光領域における高性能メタ光学素子を実現していくものと期待される。

本稿では、通信波長帯及び深紫外光学素子としてメタ表面による偏光子を取り上げた[51][52]。具体的な事例を通じて、これまでマイクロ波から可視光領域で実現されてきた高光機能メタ表面の考え方を指針として深紫外光領域における新しい光学素子の開発に有益となることを紹介した。この考え方を発展させ、赤外や可視光領域で研究されている、メタ表面の光固有状態

とLEDの量子井戸などの電子状態を緻密に結合させた系を深紫外光領域へ展開していくことも有益であろう。今後、メタ表面光学を使うことで更なる高光機能が深紫外光領域でも展開されることが期待される。このような緻密なナノ光制御技術により高出力DUV-LEDや高度に光制御された深紫外光ICTデバイスの研究・開発を進めていく予定である。

謝辞

メタ表面の深紫外分光測定を行うにあたり、地方独立行政法人大阪産業技術研究所(ORIST)の測定装置をお借りした。また、ORISTでの測定結果と、宮城県産業技術総合センターの伊藤桂介博士による独立した測定結果との比較・検討を行い、測定結果の妥当性を確かめた。原子堆積層(ALD)プロセスは先端ICTデバイスラボ 神戸の施設で行った。研究にご協力いただいた方々に深く感謝いたします。

【参考文献】

- 1 G. Chen, F. Abou-Galala, Z. Xu, and Brian M. Sadler, "Experimental evaluation of LED-based solar blind NLOS communication links," *Opt. Express*, vol.16, no.19, pp.15059–15068, 2008.
- 2 G. Chen, F. Abou-Galala, Z. Xu, and Brian M. Sadler, "Experimental demonstration of ultraviolet pulse broadening in short-range non-line-of-sight communication channels," *Opt. Express*, vol.18, no.10, pp.10500–10509, 2010.
- 3 S. Inoue, N. Tamari, T. Kinoshita, T. Obata, and H. Yanagi, "Light extraction enhancement of 265 nm deep-ultraviolet light-emitting diodes with over 90 mW output power via an AlN hybrid nanostructure," *Appl. Phys. Lett.*, vol.106, 131104, 2015.
- 4 S. Inoue, N. Tamari, and M. Taniguchi, "150 mW deep ultraviolet light-emitting diodes with large-area AlN nanophotonic light extraction structure emitting at 265 nm," *Appl. Phys. Lett.*, vol.110, 141106, 2017.
- 5 井上 振一郎 "ナノ光構造技術を用いた高出力深紫外LED" *応用物理*, vol.88, pp.663–667, 2019.
- 6 S. A. Ramakrishna, "Physics of negative refractive index materials," *Rep. Prog. Phys.* vol.68, no.2, pp.449–521, 2005.
- 7 S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood, and R. J. Brueck, "Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials," *Phys. Rev. Lett.* vol.95, 137404, 2005.
- 8 J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, "Controlling electromagnetic fields," *Science*, vol.312, no.5781, pp.1780–1782, 2006.
- 9 D. R. Smith, J. B. Pendry, and M. C. K. Wiltshire, "Metamaterials and negative refractive index," *Science*, vol.305, pp.788–792, 2004.
- 10 X. Wei, H. Shi, X. Dong, Y. Lu, and C. Du, "A high refractive index metamaterial at visible frequencies formed by stacked cut-wire plasmonic structures," *Appl. Phys. Lett.*, vol.97, 011904, 2010.
- 11 M. Choi, S. H. Lee, Y. Kim, S. B. Kang, J. Shin, M. H. Kwak, K.-Y. Kang, Y.-H. Lee, N. Park, and B. Min, "A terahertz metamaterial with unnaturally high refractive index," *Nature*, vol.470, pp.369–373, 2011.
- 12 X. Huang, Y. Lai, Z. H. Hang, H. Zheng, and C. T. Chan, "Dirac cones induced by accidental degeneracy in photonic crystals and zero-refractive-index materials," *Nat. Mater.*, vol.10, pp.582–586, 2011.
- 13 P. Moitra, Y. Yang, Z. Anderson, I. I. Kravchenko, D. P. Briggs, and J. Valentine, "Realization of an all-dielectric zero-index optical metamaterial," *Nat. Photonics*, vol.7, pp.791–795, 2013.
- 14 J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol.85, no.18, pp.3966–3969, 2000.
- 15 S. Xiao, V. P. Drachev, A. V. Kildishev, X. Ni, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, and V. M. Shalaev, "Loss-free and active optical negative-index meta-

- materials," *Nature*, vol.466, no.7307, pp.735–738, 2010.
- 16 R. S. Savelev, I. V. Shadrivov, P. A. Belov, N. N. Rosanov, S. V. Fedorov, A. A. Sukhorukov, and Y. S. Kivshar, "Loss compensation in metal-dielectric layered metamaterials," *Phys. Rev. B*, vol.87, no.11, 115139, 2013.
 - 17 A. V. Kildishev, A. Boltasseva, and V. M. Shalaev, "Planar photonics with metasurfaces," *Science*, vol.339, issue 6125, 1232009, 2013.
 - 18 N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, and Z. Gaburro, "Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction," *Science*, vol.334, pp.333–337, 2011.
 - 19 S. Sun, K.-Y. Yang, C.-M. Wang, T.-K. Juan, W. T. Chen, C. Y. Liao, Q. He, S. Xiao, W.-T. Kung, G.-Y. Guo, L. Zhou, and D. P. Tsai, "High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces," *Nano Lett.*, vol.12, pp.6223–6229, 2012.
 - 20 W. T. Chen, A. Y. Zhu, J. Sisler, Z. Bharwani, and F. Capasso, "A broadband achromatic polarization-insensitive metalens consisting of anisotropic nanostructures," *Nat. Commun.*, vol.10, no.1, art. no.355, 2019.
 - 21 F. Aieta, M. A. Kats, P. Genevet, and F. Capasso, "Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation," *Science*, vol.347, pp.1342–1345, 2015.
 - 22 B. Choi, M. Iwanaga, H. T. Miyazaki, K. Sakoda, and Y. Sugimoto, "Photoluminescence-enhanced plasmonic substrates fabricated by nanoimprint lithography," *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, vol.13, 023007, 2014.
 - 23 B. Choi, M. Iwanaga, Y. Sugimoto, K. Sakoda, and H. T. Miyazaki, "Selective plasmonic enhancement of electric- and magnetic-dipole radiations of Er ions," *Nano Lett.*, vol.16, pp.5191–5196, 2016.
 - 24 B. Choi, M. Iwanaga, H. T. Miyazaki, Y. Sugimoto, A. Ohtake, and K. Sakoda, "Overcoming metal-induced fluorescence quenching on plasmo-photonic metasurfaces coated by a self-assembled monolayer," *Chem. Commun.*, vol.51, pp.11470–11473, 2015.
 - 25 H. Kurosawa and M. Iwanaga, "Optical-signal-enhancing metasurface platforms for fluorescent molecules at water-transparent near-infrared wavelengths," *RSC Adv.*, vol.7, pp.37076–37085, 2017.
 - 26 N. Yu, F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats, Z. Gaburro, and F. Capasso, "A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces," *Nano Lett.* vol.12, pp.6328–6333 2012.
 - 27 S. Ohno, "Projection of phase singularities in moiré fringe onto a light field," *Appl. Phys. Lett.*, vol.108, 251104, 2016.
 - 28 Y. Nakata, K. Fukawa, T. Nakanishi, Y. Urade, K. Okimura, and F. Miyamaru, "Reconfigurable terahertz quarter-wave plate for helicity switching based on Babinet inversion of an anisotropic checkerboard metasurface," *Phys. Rev. Appl.*, vol.11, 044008, 2019.
 - 29 C. Pfeiffer and A. Grbic, "Controlling vector Bessel beams with metasurfaces," *Phys. Rev. Appl.*, vol.2, 044012, 2014.
 - 30 Y. Nakata, Y. Urade, K. Okimura, T. Nakanishi, F. Miyamaru, M. W. Takeda, and M. Kitano, "Anisotropic Babinet-invertible metasurfaces to realize transmission-reflection switching for orthogonal polarizations of light," *Phys. Rev. Appl.*, vol.6, 044022, 2016.
 - 31 B. X. Wang, C. Y. Zhao, Y. H. Kan, and T. C. Huang, "Design of metasurface polarizers based on two-dimensional cold atomic arrays," *Opt. Express*, vol.25, pp.18760–18773, 2017.
 - 32 M. Iwanaga, "Polarization-selective transmission in stacked two dimensional complementary plasmonic crystal slabs," *Appl. Phys. Lett.*, vol.96, 083106, 2010.
 - 33 M. Babinet, "Mémoires d'optique météorologique," *Compt. Rend. Acad. Sci.*, vol.4, pp.638, 1837.
 - 34 M. Born, E. Wolf, A. B. Bhatia, P. C. Clemmow, D. Gabor, A. R. Stokes, A. M. Taylor, P. A. Wayman, and W. L. Wilcock, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 7th ed., Cambridge University, 1999.
 - 35 M. Iwanaga, "Subwavelength electromagnetic dynamics in stacked complementary plasmonic crystal slabs," *Opt. Express*, vol.18, pp.15389–15398, 2010.
 - 36 M. Iwanaga, "Photonic metamaterials: a new class of materials for manipulating light waves," *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol.13, 053002, 2012.
 - 37 H. Kurosawa, B. Choi, Y. Sugimoto, and M. Iwanaga, "Highperformance metasurface polarizers with extinction ratios exceeding 12000," *Opt. Express*, vol.25, pp.4446–4455, 2017.
 - 38 H. Kurosawa, B. Choi, and M. Iwanaga, "Enhanced high performance of a metasurface polarizer through numerical analysis of the degradation characteristics," *Nanosc. Res. Lett.*, vol.13, pp.225, 2018.
 - 39 K. Asano, S. Yokoyama, A. Kemmochi, and T. Yatagai, "Fabrication and characterization of a deep ultraviolet wire grid polarizer with a chromium-oxide subwavelength grating," *Appl. Opt.*, vol.53, no.13, pp.2942–2948, 2014.
 - 40 T. Siefke, S. Kroker, K. Pfeiffer, O. Puffky, K. Dietrich, D. Franta, I. Ohlídal, A. Szeghalmi, E.-B. Kley, and A. Tünnermann, "Materials pushing the application limits of wire grid polarizers further into the deep ultraviolet spectral range," *Adv. Opt. Mater.*, vol.4, no.11, pp.1780–1786, 2016.
 - 41 C. M. Soukoulis, S. Linden, and M. Wegener, "Negative Refractive Index at Optical Wavelengths," *Science*, vol.315, pp.47–49, 2007.
 - 42 A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski, "Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices," *Appl. Opt.*, vol.37, pp.5271–5283, 1998.
 - 43 I. H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *J. Opt. Soc. Am.*, vol.55, pp.1205–1209, 1965.
 - 44 W. Ren, Y. Dai, H. Cai, H. Ding, N. Pan, and X. Wang, "Tailoring the coupling between localized and propagating surface plasmons: realizing Fano-like interference and high-performance sensor," *Opt. Express*, vol.21, pp.10251–10258, 2013.
 - 45 K. Lodewijks, J. Ryken, W. Van Roy, G. Borghs, L. Lagae, and P. Van Dorpe, "Tuning the Fano resonance between localized and propagating surface plasmon resonances for refractive index sensing applications," *Plasmonics*, vol.8, pp.1379–1385, 2013.
 - 46 R. Nicolas, G. Lévêque, J. Marae-Djouda, G. Montay, Y. Madi, J. Plain, Z. Herro, M. Kazan, P.-M. Adam, and T. Maurer, "Plasmonic mode interferences and Fano resonances in metal-insulator-metal nanostructured interface," *Sci. Rep.*, vol.5, 14419, 2015.
 - 47 S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, and T. Ishihara, "Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs," *Phys. Rev. B*, vol.66, no.4, 045102, 2002.
 - 48 L. Li, "Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol.13, no.5, pp.1024–1035, 1996.
 - 49 L. Li, "New formulation of the fourier modal method for crossed surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol.14, no.10, pp.2758–2767, 1997.
 - 50 F. Gervais, "Aluminum oxide (Al₂O₃)," in *Handbook of Optical Constants of Solids*, E. D. Palik, ed. Academic, Burlington, 1997, pp.761–775.
 - 51 H. Kurosawa and S. Inoue, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.37, no.3, pp.673–681, 2020.
 - 52 H. Kurosawa and S. Inoue, *Opt. Express*, vol.28, no.8, pp.11652–11665, 2020.



黒澤裕之 (くろさわ ひろゆき)

2020年3月まで未来ICT研究所
深紫外光ICTデバイス先端開発センター
研究員(現在、京都工芸繊維大学電気電子工学
系助教)
博士(理学)
ナノフォトニクス



井上振一郎 (いのうえ しんいちろう)

未来ICT研究所
深紫外光ICTデバイス先端開発センター
センター長
博士(工学)
ナノ光エレクトロニクス