

金属ナノ周期構造による 光学素子に関する研究

Research on optical element
based on periodic metal nanostructure

平成 29 年度 博士論文

石井 美帆
Miho Ishii

東京農工大学 大学院工学府
機械システム工学専攻
2018 年 2 月 2 日提出

Abstract

In this thesis, metal periodic nanostructures were studied in order to realize transmission type microscale half-waveplate at the visible wavelength.

Micro-scaled polarization elements are required for integrated optical systems. Laguerre-Gaussian beam generation is one of the expected application of micro-scaled waveplate. Ordinarily polarized light beams, for example, linearly polarized beam can be converted into complicatedly distributed beams which are called Laguerre-Gaussian beam using patterned waveplates. Optical measurement systems, typified by holographic optical system and spectroscopic polarimetry also require microscaled polarization optical element.

Theoretical analysis and numerical simulation were performed in order to determine the design of metal nanoslit with retardation of 180° and high transmittance. Theoretical calculation method was established based on waveguide theory and Fresnel reflection and transmission theory of thin film. Numerical simulations were also performed based on Finite-difference time-domain method. Retardations and transmittances are derived from these calculations.

Au fin-like structure, so called "nanofin array", was designed to show performance of high transmittance and large retardation reaching half-wavelength at visible wavelength. Two types of structures, "Air-gapped" and "embedded" are proposed and calculated. Air-gapped type is expected to have large retardation. Embedded type is expected to show retardation with less dispersion. Al grating was expected to have large retardation at ultra-violet wavelength.

Several types of metal nanograting and nanofin array was fabricated through the liftoff process and nanocoating process with electron beam lithography.

Fabricated embedded type Au nanofin array shows the retardation of 165° and transmittance of up to 50% simultaneously at the wavelength of 633 nm. Patterned Au nanofin array shows optical vortex and in interferometric optical measurement.

In order to evaluate micro-scaled Laguerre-Gaussian beam, especially for evaluation of radially polarized beam, scanning probe polarization and phase measurement system was proposed and constructed. The optical setup consists of a hollow cantilever probe, a heterodyne interferometer, confocal optical microscope and polarization beam splitter. Periodic variation of polarization state was observed using this setup.

The metal nanofin array half-waveplate array is expected to be used as a part of Laguerre-Gaussian beam converter which is used in the high-resolution optical measurement, incident light of plasmonic optical element, integrated optical data storage, and high-speed signal communication technology. Vertically integrated multiple optical element can be realized through Proposed polarization and phase resolved evaluation setup will promote this kind of vertically integrated system.

目次

1	序論	1
1.1	マイクロ偏光素子の用途	4
1.1.1	Laguerre-Gaussian ビーム	4
1.1.2	光学測定技術	10
1.1.3	平面レンズ	11
1.1.4	ホログラフィ	12
1.2	メタサーフェス偏光素子の概要	13
1.2.1	素子の形状	14
1.2.2	所望の位相を得る方法	16
1.2.3	近年の動向	18
1.2.4	メタサーフェス素子で達成されていないこと	19
1.3	本研究の目的	20
1.4	本論文の構成	21
2	偏光変換の原理	23
2.1	導波路型メタサーフェスによる偏光変換	23
2.1.1	表面プラズモンに関する偏光の記述について	23
2.1.2	MIM(金属-誘電体-金属) 導波路中の光の伝搬	24
2.1.3	グレーティング中の伝搬定数の導出	26
2.1.4	グレーティングの複屈折	28
2.2	散乱型メタサーフェスによる偏光変換	29
2.3	幾何位相	33
2.3.1	円偏光を基底とするジョーンズベクトル	33
2.3.2	位相子を透過した光の状態	34
2.3.3	異方性物質を透過した光の状態	36
2.3.4	メタサーフェスへの適用	37

2.4	本章のまとめ	39
3	波長板の設計	41
3.1	本研究で用いるメタサーフェス	41
3.2	理論透過モデルによる透過特性の検証	41
3.2.1	多重反射モデル	42
3.2.2	計算結果	46
3.3	有限差分時間領域法を用いた透過特性の検証	61
3.3.1	透過特性解析の計算モデル	61
3.3.2	データ処理	62
3.3.3	可視光用 Au ナノグレーティング波長板	63
3.3.4	使用波長と金属の検証	66
3.3.5	近紫外用 Al ナノスリット波長板	67
3.3.6	数値解析モデルの問題点	68
3.4	波長板の設計	69
3.4.1	設計の基本指針	69
3.4.2	エアギャップ型構造	70
3.4.3	埋め込み型構造	70
3.5	本章のまとめ	70
4	エアギャップ型素子の製作と評価	73
4.1	リフトオフ法による構造製作	73
4.1.1	金ナノグレーティング (LO-1)	73
4.1.2	Al ナノグレーティングの製作 (LO-2)	76
4.1.3	リフトオフ法の問題点	76
4.2	ナノコーティング法による構造製作と光学特性評価	80
4.2.1	金ナノフィンアレイ (CA-1)	80
4.2.2	高アスペクト比金ナノフィンアレイ (CA-2)	82
4.2.3	Al ナノグレーティング (CA-3)	87
4.3	考察	89
4.4	本章のまとめ	91
5	埋め込み型素子の製作と評価	93
5.1	マイクロ光学素子の製作と光学特性評価	93
5.1.1	埋込型マイクロ金ナノフィンアレイ (EM-1)	93

5.1.2	高アスペクト比マイクロ金ナノフィンアレイ (EM-2)	97
5.2	大面積・配向素子による LG ビーム生成実験	105
5.2.1	大面積金ナノフィンアレイ (EM-3) の製作	105
5.2.2	LG ビーム生成実験	109
5.3	考察	115
5.3.1	製作結果と各解析結果の比較	115
5.3.2	斜め入射時の挙動について	117
5.4	本章のまとめ	121
6	偏光分布計測法の開発	123
6.1	計測法開発の目的	123
6.2	関連研究	125
6.2.1	走査型近接場光複屈折顕微鏡	126
6.2.2	光ファイバプローブ 3 次元偏光・位相測定	126
6.2.3	散乱型プローブ干渉計による近接場 $x-z$ 偏光測定	127
6.2.4	光ファイバプローブによる電磁場測定	129
6.2.5	先行研究と本章の目的	129
6.3	考案・構築した測定装置	130
6.4	測定手法とデータ処理	133
6.4.1	測定の原理	133
6.4.2	実際の測定プロセス	136
6.5	プローブの透過特性の数値解析	137
6.6	測定実験	139
6.6.1	直線偏光の測定	139
6.6.2	マイクロ偏光素子の測定	141
6.7	測定の課題と解決策	144
6.8	本章のまとめ	147
7	結論	149
A	光学の基礎	153
A.1	偏光	153
A.2	複屈折光学素子	154
A.2.1	複屈折	154
A.3	光学位相子・波長板	156

A.4	偏光・複屈折測定法	158
A.4.1	偏光の記述 (Stokes パラメータ)	158
A.4.2	Stokes パラメータによる偏光の表示	158
A.4.3	Mueller 行列	159
A.4.4	偏光顕微鏡による偏光測定法	160
A.5	物質と光の伝搬	164
A.5.1	吸収のある物質の屈折率	165
A.5.2	誘電関数	166
A.5.3	金属の誘電関数	167
A.6	表面プラズモン	171
A.6.1	表面伝搬型プラズモン	171
A.6.2	局在表面プラズモン	173
A.6.3	FDTD 法の原理	175
B	加工技術	179
B.1	電子線リソグラフィ	179
B.1.1	電子線描画装置	180
B.1.2	電子線レジスト	181
B.1.3	本論文における電子線描画工程	182
B.2	蒸着	182
B.3	スパッタリング	184
B.4	プラズマエッチング	186
B.4.1	SF ₆ プラズマエッチング	187
B.4.2	Ar プラズマエッチング	187
B.4.3	O ₂ プラズマエッチング	188
B.5	基板洗浄工程	188
B.6	側壁プロセス	188
B.7	スピノングラス	189
C	アナログ回路設計	197
C.1	$I-V$ 変換回路	197
C.2	ボルテージフォロア	198
	謝辞	201

第1章

序論

微細加工技術の発展に伴い、光学素子の微細化・集積化が次々と実現されている。デジタルミラーデバイスやマイクロレンズアレイは10 μm 程度の周期での集積化が実現されており、プロジェクタ等の製品での実用化されている。透過型の偏光素子、特に1/2波長板や1/4波長板に代表される波長板(付録A.3に詳細を示す)についても微細化・集積化に関しては様々な手法が提案・実現されている。しかし、微細加工性、偏光変換の精度、波長依存性、透過効率などの要求の多さから理想的な透過型波長板、特に1/2波長板は実現されていない。

偏光素子の最も基本的な実現方法は、結晶構造等に起因する光学的異方性を持つ物質を加工する方法である。光学結晶を使った波長板は複屈折性を持つ光学結晶(水晶・ポリマー等)の研磨や切削などの機械加工で製作される。大きな光学系に用いる波長板としては一般的なものである。非常に高い偏光変換の精度を持つ。バルクの結晶を利用するため、位相差の $1/\lambda$ 依存性¹が現れるが、異種結晶の張り合わせ等によって波長依存性を低減することも可能である。一方でサブミリメートルオーダーの微細加工・配向は困難である。

液晶光学素子は光学的異方性と流動性を持つ液晶分子を用いる手法である。結晶構造とは異なり容易に配向が可能であり、偏光素子として有用である。電氣的なスイッチングを利用したディスプレイ用素子や、LCOS-SLM(Liquid Crystal On Silicon - Spatial Light Modulator)に代表される空間光変調器(Spatial light modulator)[1]などの実用的な応用がなされている。液晶の配向には電圧印加によるものや偏光ビームとフォトマスクを利用した光配向[2]、配向膜をこするラビング[3]、熱を利用した手法、マイクロ

¹ $1/\lambda$ 依存性: 位相差(ラジアン角)は $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0}d(|n_o - n_e|)$ (付録の式A.9と同じもの)で表される。位相差は波長 λ に依存し、 $1/\lambda$ に比例する。 $|n_o - n_e|$ の波長依存性が小さいとき、位相差は長波長ほど小さい傾向が現れる。

構造を有するテンプレートの使用などが挙げられる。サイズに関しては光配向を利用したもので 100 μm から数 mm 程度のものが主流である。プローブを利用したラビングなど、10 μm スケールで液晶分子を配向した例もあるが [4]、集積化デバイスには適さない手法である。液晶の複屈折の大きさは重合性液晶膜において可視光帯で 0.2 程度である [5]。大きな位相差を得るためには数 μm の厚みが必要となる。

複屈折性を持つ物質を使う方法の他に、複屈折性を持たない物質で異方性構造を構成し、構造による擬似的な複屈折 (構造的複屈折) を得る手法がある。微細加工技術の発展に伴い 1990 年代後半から 2000 年代初頭にかけて盛んに研究が行われた。特殊な光学特性を持つように設計・製作された 3 次元的微細構造はフォトニック結晶と呼ばれる。構造的複屈折を利用した手法はマイクロスケールの偏光素子実現のために有効な手法の 1 つである。代表的な構造として凹凸を持つ多層膜構造 [7] やグレーティング状構造 [8, 9] が挙げられる。凹凸を持つ多層膜の製作は自己クローニング法と呼ばれる成膜技術によって製作される。安定した成膜手法と精度と効率の良い偏光変換が確立され、集積加工も可能な実用的な手法の 1 つである。2002 年に川上らによって産業化もなされている。この手法で作られる素子の複屈折はやや小さく、 $1/2$ 波長板として使用するためには波長の 5 倍以上の厚みが必要となる。また、構造の特性上特異な波長依存性を持ち、広帯域での使用は難しいと考えられる。誘電体によるグレーティング構造は構造的複屈折光学素子の代表的な手法の 1 つである。比較的大きな複屈折が得られ、リソグラフィプロセスで加工可能である利点を持つ。一方で、実用に向けてはいくつかの問題がある。まず、構造を薄くするためには高い屈折率を持つ難加工材を高いアスペクト比かつ精度の良い異方性エッチングプロセスで加工することが要求される。波長特性では光学結晶と同様、位相差の $1/\lambda$ 依存性が生じる。広帯域で使用できる波長板の実現は困難である。

近年ではメタサーフェスによる波長板が注目を集めている。メタサーフェスとは特異な光学応答を示す金属等の 2 次元的ナノ構造である。微細な金属構造で構成されるメタマテリアルやプラズモニック光学素子、フォトニック結晶の研究の流れを受け、これまでに様々な光学素子が提案されている。メタサーフェスの特徴として局在表面プラズモン等によって生じる光と微細構造の強い相互作用を利用する点が挙げられる。これによってバルクの物質では得られない波長特性や周囲環境依存性が得られる。偏光素子・波長板としても 2000 年代後半から様々なメタサーフェスが提案されてきた。数 10 μm から 1 μm 程度の厚さの金属ナノ構造で $1/2$ 波長板や $1/4$ 波長板が実現されている。波長特性は設計方針によってさまざまであり、位相差の広帯域性を持つものも存在する。一方で変換効率²の面では光学結晶・液晶・フォトニック結晶に大きく劣る。メタサーフェ

²(所望の偏光状態のエネルギー)/(入射光エネルギー)

スの波長板の種類や特性の詳細については 1.2 章で述べる。

表 1.1 に各手法によって作られる複屈折光学素子の比較を示す。光学結晶・液晶はそれぞれ優れた偏光特性を持つが、小型化が困難である。多層膜フォトニック結晶は高い偏光変換効率やデザイン性を持ち、5 μm 程度までの小型化を実現している一方で、狭帯域性と厚みが問題となる。誘電体グレーティングは難加工材の異方性エッチングなどの加工の難しさと位相差の波長依存性が難点である。メタサーフェスは集積化・薄型化が可能であり、波長特性はナノ構造のデザイン次第で改善が可能である。しかしながら、他の手法と比較して偏光変換効率の低さが顕著である。これらの関連研究を踏まえ、本研究ではこのメタサーフェス構造に着目し、微細化・集積化可能かつ高い変換効率を持つ透過型 1/2 波長板の実現を目指した。

Table 1.1: 複屈折光学素子の比較.

分類	素材・形状等	変換効率	複屈折 Δn	パターニング法	小型化の現状	特性・用途
光学結晶	水晶薄板をガラス板等に貼り合わせた構造	>90%	0.01	切り出し、張り合わせ	パターニングは困難	1/ λ 依存性あり(他の結晶との張り合わせで補正可能)、高精度な波長板。
液晶	液晶	>90%	0.1-0.3程度	ラビング・光配向・電圧印加 他	透過型の配向素子は100 μm オーダー。反射型で10 μm 程度・可変性の物もある	1/ λ 依存性あり、可変性、滑らかな配向が可能。ディスプレイ等へ利用。
多層膜 フォトニック結晶	凹凸のある誘電体多層膜(シリカ, 酸化チタン, 酸化タンタル等)	>90%	0.09程度	リソグラフィ	5 μm 程度	高精度($\pm 1/40\lambda$)、透過特性の波長依存性が強い、波長板や偏光子に使用。
誘電体 グレーティング	空気-誘電体、誘電体-誘電体のグレーティング構造(ポリマー, ガラス, 酸化チタン, シリコンなど)	>90%	最大0.7 通常0.2程度	リソグラフィ	数ミクロンを実現可能。	高屈折率材料(難加工)ほど大きな複屈折, 1/ λ 依存性あり。
メタサーフェス	表面ナノ構造(ガラス・シリコン基板上の貴金属や半導体)	<25%	導波路型で1.1 散乱型で3以上	リソグラフィ	導波路型で1画素5 μm 程度(さらに小型化可能性あり)散乱型で1画素500 nm以下	極薄、パターニング性が良好、波長特性は構造に依存。低効率、ホログラム等への利用

本章ではまずマイクロ偏光素子が必要とされる用途を実例を挙げながらいくつか紹介する。次にマイクロスケールの偏光素子実現に向けて注目を集める「メタサーフェス偏光素子」の概要と分類、近年の研究動向について述べる。これらを踏まえて本研究の目的を述べる。最後に本論文の全体の構成について説明する。

1.1 マイクロ偏光素子の用途

本項ではマイクロ偏光素子の用途について述べる．波長板は偏光素子様々な用途が存在する．マイクロスケールで製作することで性能の向上や新たな機能が期待できるものについて取り上げる．

1.1.1 Laguerre-Gaussian ビーム

Laguerre-Gaussian ビームは光軸を中心として円筒対称な特性を持つ光ビームである．光軸上では対称性のある光が足し合わされて光強度が 0 となる特異点を持つ．すなわちビーム断面の光強度はドーナツ状に分布する [10]．このような特徴から Laguerre-Gaussian ビームに関する学術領域は特異点光学 (Singular optics) と呼ばれることもある．このようなビームの応用に関して盛んに取り上げられるものとして軸対称偏光と光渦が挙げられる．

軸対称偏光は Laguerre-Gaussian ビームの 1 種であり，ベクトルビームとも呼ばれる．光軸を中心にビーム断面の偏光方向が軸対称に分布する光ビームである [11]．図 1.1 にビーム断面の偏光の概略図を示す．

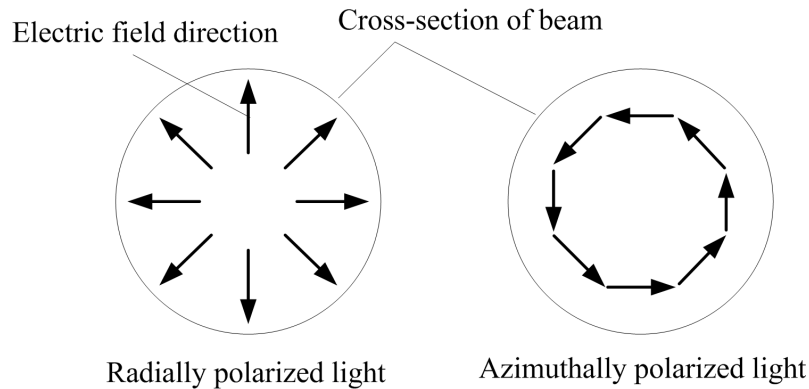


Figure 1.1: 代表的な軸対称偏光のビーム断面の概略図．矢印は電場の振動方向を示す．

軸対称偏光のうち，偏光方位が半径方向を向いて分布するビームをラジアル偏光と呼ぶ．ラジアル偏光は集光時の焦点に関して興味深い性質を持つ．ラジアル偏光をレンズで集光したとき，焦点では偏光の足し合わせで光軸方向の電場である z 偏光が生じる．このとき生じる z 偏光スポットは集光条件によっては直線偏光や円偏光を集光した場合よりも小さくなる場合がある [13]．開口数 $NA > 1$ 以上のとき³，波長 λ の光を集光し

³ $NA = n \sin \theta$ (n は試料-レンズ間の屈折率， θ は光軸とレンズの一番外側を通る光線がなす角度．) 液

たときに得られるスポット径は

$$\text{FWHM} = 0.36\lambda/\text{NA} \quad (1.1)$$

となることが解析的に示されており、このスポット径はレイリー (Rayleigh) の分解能

$$\text{FWHM} = 0.61\lambda/\text{NA} \quad (1.2)$$

やアッベ (Abbe) の解像力

$$\text{FWHM} = 0.50\lambda/\text{NA} \quad (1.3)$$

を大きく下回る。

光渦は Laguerre-Gaussian ビームの一種の特殊な光ビームである。図 1.2 ビームの光軸を中心に偏角 φ 、半径 r の円筒座標をとるとき、波面は $\exp(il\varphi)$ ($l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) の分布を持つ。すなわち、光軸を中心に螺旋状に分布する波面を持つ。 l はトポロジカルチャージと呼ばれ、波面のねじれ具合を示す。

光渦の興味深い特性として特筆すべきなのが、波面のねじれに起因して生じる軌道角運動量 (Orbital angular momentum: OAM) である。この OAM について述べる。

光の角運動量として代表的なものとして、スピン角運動量 (Spin angular momentum: SAM) が挙げられる。SAM は円偏光の電場の回転に起因して生じる角運動量である。円偏光については付録 A.1 章で詳しく述べる。光ビーム中各点において光子 1 個あたり \hbar のスピン角運動量が輸送される [14]。

一方で OAM は光渦ビームが持つ角運動量である。光渦ビームの波面は、光軸を中心にねじれた形状をとる。ビーム断面全体の角運動量は、光軸 (光渦の場合特異点に相当) からの半径方向を向く位置ベクトルと運動量ベクトルの外積の総和から得られる。波面のねじれに起因して、ビーム断面各点の運動量は直進方向に加えて円周方向の成分を持つ。ビーム全体の角運動量を求めると、光軸方向を向いた角運動量ベクトルが得られる。すなわち、光渦ビーム全体は特異点を中心に回転するような運動量を持つのである。光渦は光子 1 つあたりに換算して、トポロジカルチャージに比例する $l\hbar$ の角運動量を持つ [15]。光渦ビームが持つ角運動量の総和は SAM と OAM の和である。

角運動量を利用した粒子のトラッピングと回転等の使用例がある他 [16, 17]、レーザーアブレーション時にビームのねじれと強度分布が被加工材に転写される現象 [18, 19] など、光渦特有の興味深い現象が報告されている。OAM と SAM とのカップリングなど量子光学的アプローチ [20] に関しても盛んに議論がおこなわれている。多様な手法による生成方法の検討も行われている [21, 22, 23]。

浸では 1 を超える場合がある。

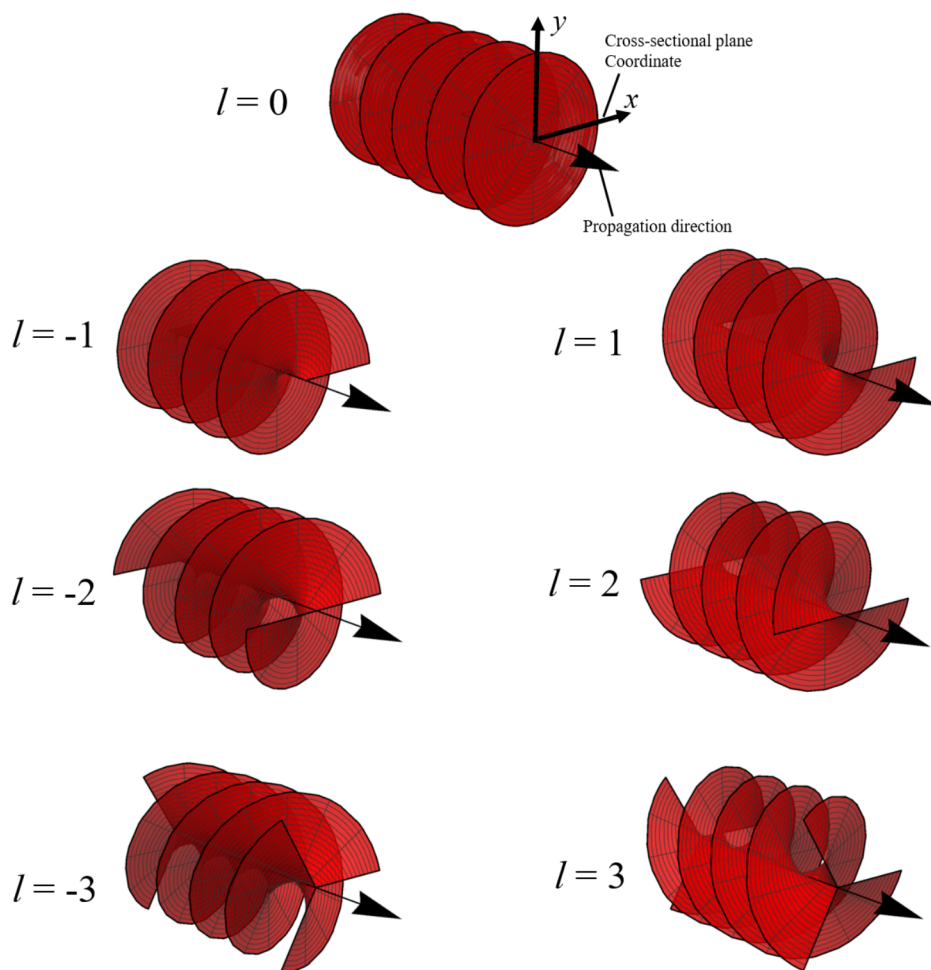


Figure 1.2: 光渦の波面形状の概略図. 光渦はらせん状のねじれた波面を持つ光ビームである. トポロジカルチャージ l の値に応じて波面のねじれ具合が変化する.

Laguerre-Gaussian ビームの発生方法として, レーザー共振器内で直接発生させる方法 [24] と直線偏光等を光学素子を用いて変換する手法の 2 種類が挙げられる. 光源側で発生する手法では共振器の精度の良い調整が必要であり, 自由度は低いといえる. 光学素子で変換する手法には, 複数枚の $1/2$ 波長板を面内で張り合わせた変換素子を使用する手法, 干渉縞を使った方法 [25, 26], らせん構造の変換プレートを用いる方法, 円錐状のミラーによる変換などが用いられる.

1/2 波長板を張り合わせた軸対称偏光子の一例を図 1.3 に示す. このような手法では素子のつなぎ目での散乱や幾何学的配置の影響を受けて軸対称偏光の純度は低くなるが, 複雑な機構が必要ないために容易に軸対称偏光が得られる利点がある.

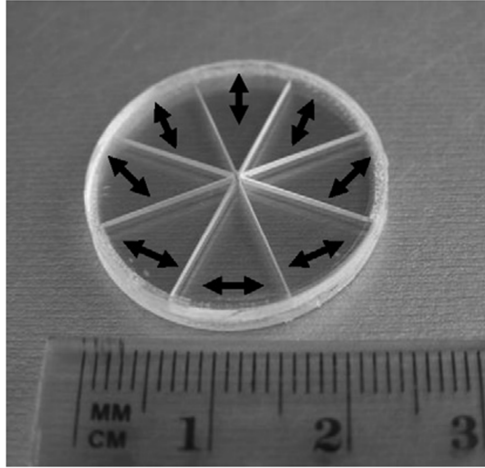


Figure 1.3: 光学結晶を用いて製作された軸対称偏光子の一例 [10]. 各要素は 1/2 波長板であり, 8 枚が面内で貼り合わされている.

Laguerre-Gaussian ビーム変換素子, 特に軸対称偏光子を小型化, 集積化できればマイクロミラーアレイやマイクロレンズアレイと組み合わせることで並列的に多数の軸対称偏光ビームを微小面内に照射することが可能となる. 軸対称偏光の対称性や優れた集光性を用いて MEMS 上での表面プラズモンの励起や並列超解像イメージングへの応用が期待できる. しかしながら光学結晶の加工が困難であることなどから軸対称偏光の集積化に関する研究はあまり進んでいないのが現状である.

ラジアル偏光における光電場の円筒対称性が伝搬型表面プラズモンを利用したマイクロ光学素子上で引き起こす集光現象はラジアル偏光が優位性を持つ現象の 1 つである. 伝搬型表面プラズモンは金属等の物質表面近傍を電子の粗密波と光電場が相互作用しながら伝搬する現象である. この現象については付録 A.6 章で詳細に述べる. 伝搬型表面プラズモンの特長として, 金属界面近傍に電場が局在する点, 真空中を伝搬する光より波長が短くなる点が挙げられる. これらの特性を生かして, 伝搬型表面プラズモンは微小領域の計測技術 [27, 28, 29] や光導波路 [30], 集光素子 [31, 32, 33, 34, 35] などへの研究が進められている. このような表面プラズモンを利用する素子の 1 つにプラズモンレンズがある. プラズモンレンズは伝搬型プラズモンを金属膜上で集め, 局所電場を生成するプラズモン光学素子の 1 種である. 金属薄膜上に製作された円形溝を基本とする非常にシンプルな構造で構成される. 入射光によって円形溝部分で表面プラズモンを励

起し、円形パターン中央へプラズモンを導波することによって、金属薄膜近傍に強い電場を生成する。この構造は、入射光に円筒対称性を持つラジアル偏光を使用することによって集光特性が向上する。以下でその理由を述べる。

プラズモンレンズにおける集光状態を議論する上で重要な要素として、入射光の偏光状態と位相分布が挙げられる。表面プラズモンは基本的に金属-誘電体界面の方向に電場成分をもつ「TM 偏光」で励起され、界面に対して平行な「TE 偏光」では励起されない特徴を持つ。プラズモンレンズの円形溝に光が照射する場合を考えると、直線偏光入射時には、円周上で偏光と溝の幾何学的関係が垂直になる位置、斜めになる位置、平行になる位置が生じる。円形溝上の各位置において入射直線偏光を TM 偏光成分、TE 偏光成分に分離して考えると、伝搬型表面プラズモンは TM 偏光成分のみで生じ、TE 偏光成分では発生しない。すなわち、入射するエネルギーの半分はプラズモンの励起に寄与しない。円偏光入射時には、円周上各点で同程度のエネルギーがプラズモンを励起するが、入射エネルギーの半分は表面プラズモンの励起に寄与しない電場成分となる。

円形溝上のそれぞれの位置での表面プラズモン励起のタイミングも集光に大きな影響を与える。真円形状のプラズモンレンズにビーム断面で一様な位相を持つ偏光(円偏光や直線偏光のビーム)を入射する場合を考える。溝のある位置で励起されるプラズモンに対し、中心を軸に反対側の溝では逆位相のプラズモンが励起される。円中心部に伝搬したそれぞれのプラズモンは打ち消し合う関係となる(図 1.4 中, Linear polarization)。以上のように、一様な偏光を入射した際の問題として、中央の集光位置でのプラズモンが打ち消しの関係となり、強い集光スポットが得られない点が挙げられる。この解決方法として、らせん状の溝を使用したプラズモンレンズと円偏光を使用する方法が提案されている [36]。この手法では、一様な偏光を入射した際に生じる位相のずれを、波源となる溝の幾何学的配置で補正することで 1 点への集束を実現している。しかしながら、らせんのねじれ具合の設計には波長と周辺媒質の屈折率の条件が必要となり、広い波長や多様な環境に適用可能な素子の実現は難しい。

集光のための波面の制御にはほかにも様々なアプローチが存在する。異なるねじれ具合の構造を組み合わせた溝構造を用いることで、入射円偏光の右回り・左回りに応じて集光の有無などのプラズモンの波の形状をデザインすることができる [37]。プラズモンレンズを光ピンセットとして使用し、トラップされた物体に位相ずれに起因する角運動量を与えることで、回転運動を含めた物体のマニピュレーションが実現されている [38]。

ラジアル偏光の対称性はここまでで述べたプラズモンレンズの集光性にかかわる問題を解決できる。ラジアル偏光では、偏光方向の分布が光軸を中心に放射状に分布する。プラズモンレンズにラジアル偏光を入射した場合、すべての光が溝に対して TM 偏光

となり、エネルギーの損失は小さい。また、円中心を軸に位相は反転するため、円周上の全ての点で同じ位相のプラズモンが励起され、中心に向かって導波される (図 1.4 中, Radial polarization) [12, 32, 35, 39].

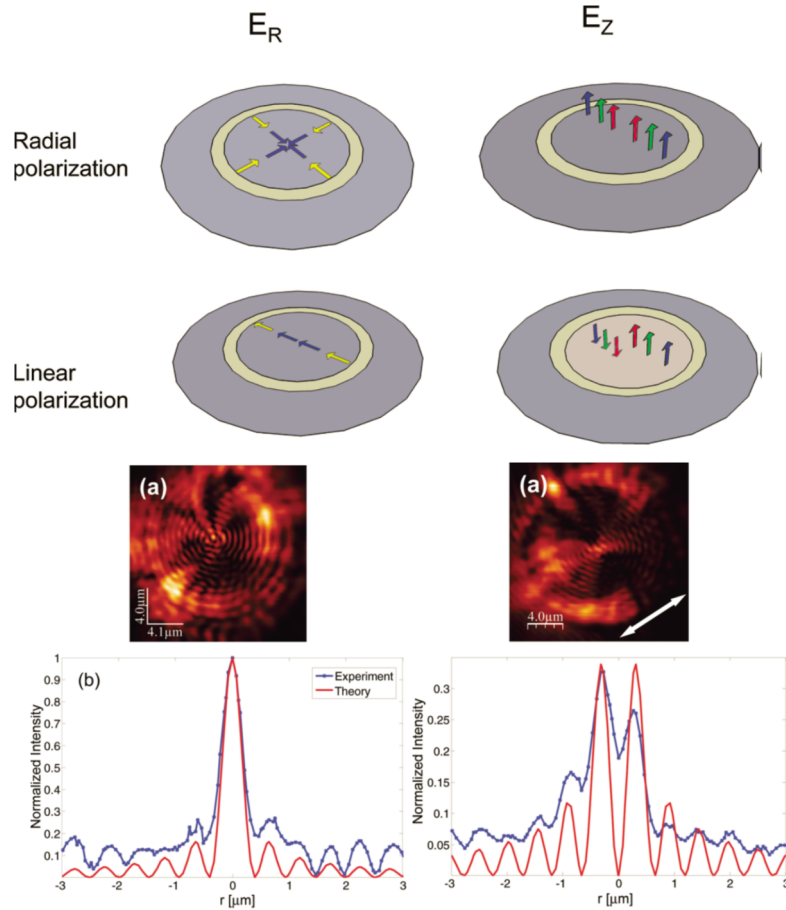


Figure 1.4: 円形プラズモンレンズに直線偏光とラジアル偏光を入射した際の集光条件の概要と実験結果. 直線偏光では円形溝中心付近で打ち消し合いの条件となるため、強い集束スポットは生じないが、ラジアル偏光では中央で波の位相がすべて一致するため、強い集束スポットが生じる [12].

これらのような、集光にかかわる問題の解決や機能性の付加のため、ラジアル偏光子などの小型偏光変換素子が求められる。

こういった円筒対称性に関する特性は、走査型近接場光顕微鏡 (Scanning Near-field optical microscope: SNOM) や電子エミッタに使用されるような円錐構造上にも適用されうるものである [41]. 光照射によるプラズモンの励起によって電界放出が増強された例もあり [42], 表面伝搬型プラズモンの様々な分野への応用が期待される。

1.1.2 光学測定技術

偏光を使った測定装置の小型化・情報量の増大・安価化というのは常に求められる要求である。偏光を測定の対象とする、もしくは測定に偏光を利用する測定器に対して、微小な偏光素子が有用な場合がある。

偏光自体を測定対象とする測定器への利用を目指し、メタサーフェス偏光素子を利用した分光ポリリメトリ用の集積化偏光素子が提案された [43]。メタサーフェス偏光素子の詳細については 1.2 に記述する。図 1.5 に提案された素子の概要を示す。集積化素子上には 6 つのタイプの偏光素子が異常反射⁴を生じるように設計され、配置されている。この 6 つのタイプはそれぞれポアンカレ球上の各軸と球の交点に当たる偏光状態を異常反射する。各反射の強さから 6 つの成分の強度比が求められ、入射光の偏光状態を推定することができる。波長によって反射角度が変わるため、反射光を複数の位置で取得することによって波長ごとの偏光特性を知ることも可能である。

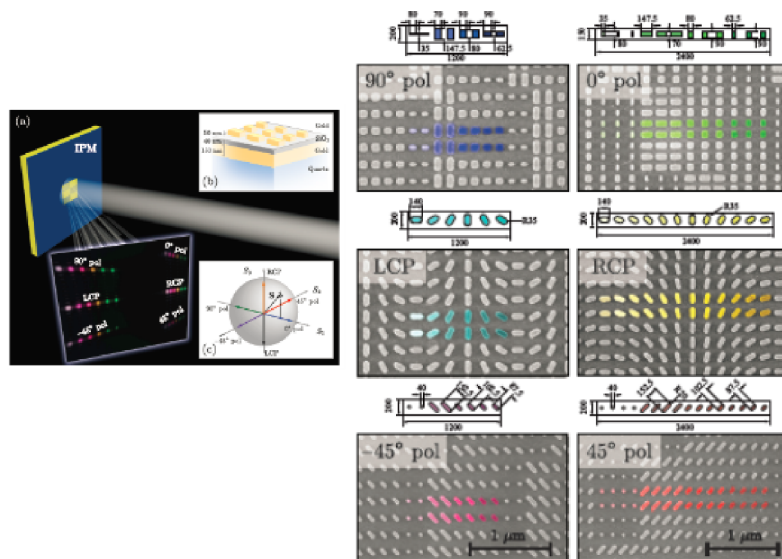


Figure 1.5: メタサーフェスによるマイクロ偏光素子を利用した分光ポリリメトリ [43]

物体の 3 次元的な形状や物性の記録手法の 1 つにホログラフィが挙げられる。粟辻らのグループでは撮像素子上に偏光子を配向してホログラフィを記録する平行位相シフトデジタルホログラフィ(parallel Phase-shifting digital holography: PPSDH)を使ったホログラフィ記録技術を提案している [44]。図 1.6 に測定法の概要を示す。ホログラフィの記録時に、複数の位相における干渉縞を記録し、像の再構成時に適切な情報処理を行

⁴異常反射：正反射(面に対して(入射角)=(反射角)の反射)とは異なる方向に生じる反射。本文中の素子は反射光位相が位置に依存するように位相子を配置することで反射方向を制御している。

うことによって画質を高めることができる。記録画素には微小領域に配向した偏光子と1/4波長板 [45] を用いることによって、複数の位相情報を並列的に取得することが可能となる。 $\pi/2$ ずつ位相をずらした像を並列的に取得することによって、画質の改善が示された。並列的に複数の位相情報を含んだ画像の取得ができるため、高速な記録が可能である。栗辻らは2017年にガス噴流内部で生じる0.001オーダーの屈折率変化を3000 frame/sで記録することに成功している [46]。このように、微小領域で位相や偏光の情報を並列的に取得することによって、高速で精密なイメージングが可能となる。

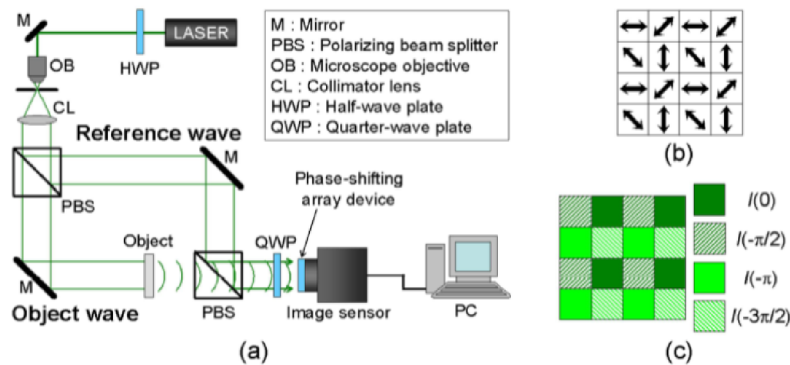


Figure 1.6: 配向・集積化された偏光素子を利用した平行位相シフトデジタルホログラフィの概要 [44].

カメラの受光素子に関する研究として、画素自体が受光感度の偏光依存性・波長依存性を持つ赤外線受光素子が小川らによって報告されている [47]。太陽光に代表されるように、自然の光源というのは無偏光と呼ばれるようなランダムな偏光を持つ。一方で人口物や水面などからの反射光は、強い偏光の偏りを持つことがある。カメラの受光素子が偏光の判別性能を持てば、偏光状態を検知することによって撮影対象物の判別が容易となる。小川らは個々の偏光素子自体に偏光依存性を持たせ、様々な向きに配向しながら配置することによって、画素ごとの偏光状態を取得する方法を提案している。受光素子上への偏光子フィルタの加工が不要であり、コスト低減にもつながる技術である。

1.1.3 平面レンズ

微細構造による平面レンズはカメラの色収差の解決 [48] や光ファイバ先端などの微小な光学系に適用される光学素子として注目を集めている。微細構造による平面レンズの一例を図 1.7 に示す [49]。平面波を入射した際に、出射光の位相が素子上の各点でずれる。位相のずれ具合の包絡面が中心に集まるようにすることで、集光素子として機能

する.

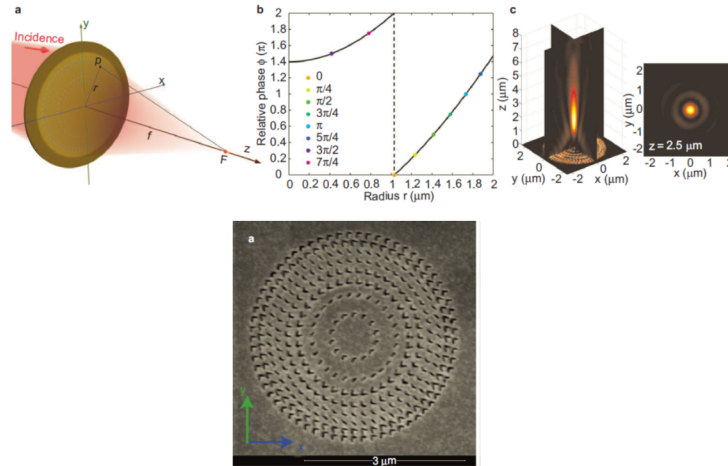


Figure 1.7: 平面メタレンズの概要 [49].

1.1.4 ホログラフィ

ホログラフィは立体像の表示技術の1つである。光の情報が記録された光学素子「ホログラム」から物体から出る光の波面を再現した光を出射することで、立体像を表示する。視差を利用した立体表示技術では焦点距離と目の向きである輻輳のずれから観察者への負担が大きい。一方ホログラフィは、そういった手法と比べると観察者への負担が小さい立体表示技術である。立体映像の投影のみならず、先述のガス噴流などの立体物を対象とする測定技術 [46] や光メモリーなどへの応用も期待される技術である [50]。

波面の再現のために用いられるのは、回折現象である。干渉縞が加工されたフィルム(ホログラム)等を利用し、所望の方向に光を曲げることによって任意の波面を得る。干渉縞を感光材料で記録することによって製作されていたホログラムであるが、近年ではコンピュータを使ってフーリエ変換を計算し、再現する波面の形状を決定する手法がとられる。このような手法はデジタルホログラフィと呼ばれる [51]。また、微小な位相子を並べることによって、回折波面を連続的に作り出す手法が使われている。

立体表示について考えるとき、像が見える範囲である「視域角」が問題となる。素子の最大回折角を ϕ と置くと、視域角 Ψ は以下の式で与えられる [50]。

$$\Psi = 2\phi = 2 \sin^{-1} \left(\frac{\lambda}{2p} \right) \quad (1.4)$$

十分な回折角・視域角 (30° 程度) を確保するためには画素ピッチ 1 μm 以下が要求され

る。すなわち、ごく微小な干渉縞や位相子が要求される。

メタサーフェスの幾何学的位相 (2章参照) を利用したホログラムが開発された [52]。図 1.8 に素子の概要を示す。この素子は画素周期が 500 nm と小さく、広い視域角-40° から 40°, 合計 80° の視域角を実験的に確かめることに成功した。このように回折現象を引き起こし、波面を再現するための微小な光学要素として、微小な偏光素子は有用である。

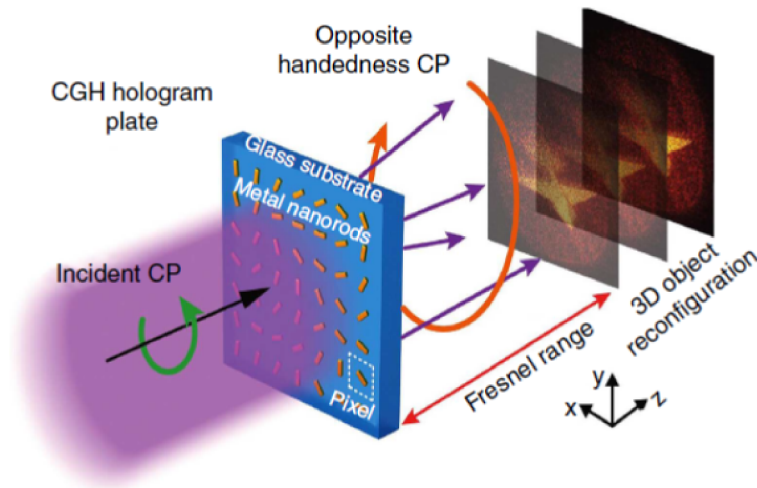


Figure 1.8: 金ナノロッドを配置したメタサーフェスによる 3D ホログラムの概要 [52]

1.2 メタサーフェス偏光素子の概要

基板表面に金属や誘電体のナノ構造を配置するとバルクの物質では得られないような特異な光学特性を示すことがある、このような表面ナノ構造は「メタサーフェス」と呼ばれる。本項ではメタサーフェス光学素子の「位相・偏光変換」に関する機能に着目し、メタサーフェスを使った

- 波長板
- 位相子
- これらを応用した光学素子

に関して述べる。偏光および位相の変換は光波面の位相を調整することによって生じる現象であり、これらを生じるメタサーフェスは光の出射タイミングをずらす機能を持つ。

波長板・位相子としてメタサーフェスを使用する利点として以下の点が挙げられる。

- 極薄・単層構造で大きな位相変化が得られる
- 単位素子の小ささ・集積・配向性

一方で、メタサーフェス光学素子の課題として

- エネルギー効率・偏光変換効率の低さ
- 変調量の確保
- 狭帯域・波長選択性

が挙げられる。これらの全てが優れている素子は現状存在しない。用途によって特性を選択する必要がある。上記の課題を解決するため、これまでに様々な手法が検討されてきた。表 1.2 に近年のメタサーフェスに関する報告の例を示す。基礎的な要素素子の開発から応用に至るまで様々な素材・形状・特性のメタサーフェスの開発が行われている。

1.2.1 素子の形状

偏光・位相変換を行うメタサーフェスは、ナノアンテナを利用した散乱型素子が主流となっている。散乱型素子は、散乱源となるナノアンテナを周期的に配置した構造をとる。散乱型素子の例を図 1.9 に示す。先述した平面レンズに用いられた構造である。金属薄膜上に加工された、2 次元的なナノパターンで構成される。1 つ 1 つのパターンが光を散乱し、散乱光は構造の形状に応じた位相で出射される。散乱型素子の利点として、非常に薄い（波長の数十分の一程度、図 1.9 に示した構造は金の 30 nm の薄膜）、大きな位相変化が得られる、単位素子が小さい、といった特徴がある。共振周波数前後の位相変化を利用する手法では位相変化量を設計しやすいという利点がある。一方で、バックグラウンド光（未変換の入射光）が出射されてしまうという問題がある。入射する光全てを変換するためにはナノアンテナを高密度に配置する必要があるが、高密度に配置した場合には、アンテナ同士の相互作用が現れる場合があり、系が煩雑になる。アンテナ間の相互作用が十分に小さい条件では、全体の変換効率は低くなりがちである。

F. Ding らが開発した反射型のメタサーフェス $1/2$ 波長板 [53] は金反射膜上に透明層を挟み、ナノロッドが配置された構造を取る。このメタサーフェスでは変換効率を高めるため、多重反射と異常反射を利用している。試料に入射した光は、上層のメタサーフェスで位相変換されて反射する。反射されなかった成分はメタサーフェス層を透過し、反射層で反射し、再びメタサーフェスに至り位相変換される。透明層は変換される光同士

1.2. メタサーフェス偏光素子の概要

Table 1.2: メタサーフェス偏光素子の比較

年代	文献	光学素子の種類	反射型 or 透過型	構造 (材料・形)	波長域	透過率・変換効率	提案手法の利点	構造 (形・材料) の設計意図
2009	S.-Y. Hsu, et al., "Giant birefringence induced by plasmonic nanoslit arrays", <i>Appl. Phys. Lett.</i> 95 , 13105 (2009).	複屈折光学素子 1/4波長板と同等	透過型	ガラス上に作られた金ナノスリットアレイ (周期500 nm, スリット幅300 nm, 厚さ150 nm)	波長 632.8 nm	解析では50%程度 (実験に関しては具体的記述無し)	金ナノスリットが大きな複屈折を生じることを示した。	Niナノスリットや他の寸法と比較検討し、偏光変換性能が良いものを選択
2011	A. Pors, et al., "Plasmonic metamaterial wave retarders in reflection by orthogonally oriented detuned electrical dipoles", <i>Opt. Lett.</i> 36 , 1626 (2011).	1/4波長板	反射型	十字 (解析のみ)・矩形 (解析と実験) の金ナノアンテナ 厚さ50 nm, 周期400 nm 90 x 140 nm	十字 1520 nm 矩形 770 nm (実験では780 nm)	実験結果グラフで 12%程度	反射型の薄層1/4波長板を実現	共振周波数が偏光方向によってずれるように設計
2012	N. Yu, et al., "A Broadband, Background-Free Quarter-Wave Plate Based on Plasmonic Metasurfaces", <i>Nano Lett.</i> 12 , 6328 (2012).	1/4波長板	透過型	単位セル: 8個のV字型アンテナ2列で構成 列間にπ/2の位相差 アンテナ8個で13.15, 17 μm	波長 5-12 μm	変換効率10% 高い円偏光度 (>0.97)	広帯域でフラットな位相・透過率が得られる。バックグラウンドフリー	変換後の成分を異常光として取り出すことで純度を確保。
2012	P. Genevet, et al., "Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities", <i>Appl. Phys. Lett.</i> 100 , 13101 (2012).	配向した位相子による 光渦素子	透過型	Si基板上に配置された、形状の異なるV字型のプラズモニックナノアンテナ (厚さ60 nm, 1.5 μm ² per 1アンテナ)	波長 7.75 μm	エネルギー効率 は言及無し 光渦純度90%以上	薄い構造で急激な位相変化が生じる。純度の高い光渦生成に成功。	V字型アンテナは極薄の構造(≈100)で大きな位相変化(0-2π)が得られる。
2013	Y. Zhao, et al., "Tailoring the dispersion of plasmonic nanorods to realize broadband optical meta-waveplates", <i>Nano Lett.</i> 13 , 1086 (2013).	1/4波長板	透過型	IO ₂ /ガラス上の銀のナノロッド。ナノロッドは2本1組でT字型に配置	シミュレーションでは500-2500 nmを検証。実験では600-900 nmを測定。1/4波長板として機能するのは670 nm付近	TE・TMが等しくなる箇所は透過率50%程度。長波長側で90%近い。	位相差について広帯域でフラットな光学特性を持つ	2つのロッドがそれぞれ共鳴共振。共振周波数前後で位相反転。反転前後の位相を組み合わせると位相差がフラットになる。
2014	D. Lin, et al., "Dielectric gradient metasurface optical elements", <i>Science</i> (80-) 345 , 298 (2014).	1/2波長板, アキコン レンズ等	透過型	ガラス基板上にSiのナノ梁 (厚さ100 nm, デューティー比60%, Si幅100-140 nm) を配向した構造	測定領域は500-700 nm 1/2波長板として使えるのは550 nm付近の短波長側	50%程度 (波長550 nm)・長波長側で75%	極薄の構造でレンズ等を作れる 高効率・大きな位相差 金属のようなロスが少ない	高い屈折率を持つ物質としてSiを選択。 Siは金属と比べて低損失
2015	F. Ding, et al., "Broadband High-Efficiency Half-Wave Plate: A Supercell-Based Plasmonic Metasurface Approach", <i>ACS Nano</i> 9 , 4111 (2015).	1/2波長板	反射型	SiO ₂ /Auの上に45° 方向を向いたプリックアンテナ (1種類のものと4種類を組み合わせたもの)	波長 805-1675 nm	偏光変換効率95%・反射率90%程度	広帯域・高変換効率・高反射率・広い入射角範囲・バックグラウンドフリー (異常反射を利用する場合)	ロッド長軸と短軸の共振位相差を利用して偏光を変える。 2層間でフアブリペロー干渉で変換後の光を選択的に反射。
2016	J. Kim, et al., "Controlling the Polarization State of Light with a Plasmonic Metal Oxide Metasurface", <i>ACS Nano</i> 10 , 9326 (2016).	1/4波長板 (可変調)	反射型	ガラス上に導電性酸化物の一種であるガリウムをドーパした酸化スズ(Ga:ZnO)を配置。長い線の間に直交する矩形を配置した構造。1周期750 nm程度。	近赤外 (1.75-2.5 μm) 1.0-1.5 μmも言及あり	使用条件でかなり変わるが、グラフ上で全帯域50%以下使用する波長帯で20%前後。	広い近赤外をカバーする。 酸欠論をコントロールすると性能が調整できる。	COは従来の加工プロセスが難しい。化学的に安定。バンドギャップが広い。ためロスが少ない。Prudeの減衰項が小さい。プラズマ周波数を化学的に変調できるといった利点がある。
2016	W.T. Chen, et al., "Integrated plasmonic metasurfaces for spectroscopy", <i>Nanotechnology</i> 27 , 224002 (2016).	分光ポリメトリ	反射型	ガラス基板上にAu反射膜、SiO ₂ 、Auナノロッドを積層。6種類のナノロッドパターンを同一基板上に搭載。	波長 500-700 nm	言及無し	スペクトル・偏光成分ごとに異なる角度で光を反射する。 スペクトルと偏光成分を同時に観測可能	それぞれのナノロッドが偏光選択的に応答することを利用。 素材選択は先行研究に倣っている。
2016	D. Hakobyan, et al., "Tailoring Orbital Angular Momentum of Light in the Visible Domain with Metallic Metasurfaces", <i>Adv. Opt. Mater.</i> 4 , 306 (2016).	配向した波長板による 光渦素子	透過型	ガラス上に周期500 nmで金ナノグレーティングを配向	波長532 nmで設計 波長400 nm-800 nmで光渦特有のドーナツ形状を得ている	最大光渦純度78% 透過率は言及無し	グレーティングを配置することで、高純度で高いトポロジカルチャージ (H =10) の光渦を生成	1/2波長板を複屈折に向きを変えながら並べたことを目指した
2016	M. Khorasaninejad, et al., "Broadband and chiral binary dielectric meta-holograms", <i>Sci. Adv.</i> 2 , e1501258 (2016).	①回折ホログラム ②キラルホログラム	透過型	ガラス基板上のアモルファスSiで構成された ①グレーティング ②配向したナノフィン	近赤外 (1100-1800 nm (測定範囲)) 可視光 (画像のみ、定量データなし)	①入射パワーとホログラフ像の比で最大75% (波長1250 nm) ②最大60%程度。全体的に20%以下。消光比とトレードオフ	①細かいリッジ導波路と回折格子を組み合わせて波長分散性を相殺/変換効率が高い ②	高い効率が得られる ①グレーティングをリッジ導波路として使用。波長分散を打ち消す形状

が同位相となるような厚みに設定されており、フアブリペロー干渉で強め合いの関係となる。この手法によって偏光の純度はやや低いが、90%を超えるようなエネルギー効率が得られた。透過型波長板に適用するのは難しいが、再帰的に反射させる手法は有効な手段の1つである。また、さらなる純度向上のため、1/4波長ごとに異なる出射位相を持つナノロッドを配置することによって、出射位相を位置に対して傾斜的に変化させた。このような素子では変換された光のみが回折して反射する「異常反射」が生じる。異常反射成分を取り出すことにより純度の高い変換光を得た。

このように、偏光・位相変換の純度向上のための取り組みとして素子密度を考慮して設計する、異常反射・透過として取り出す、不要な偏光成分をフィルタリングをしないとといった手法がとられている。

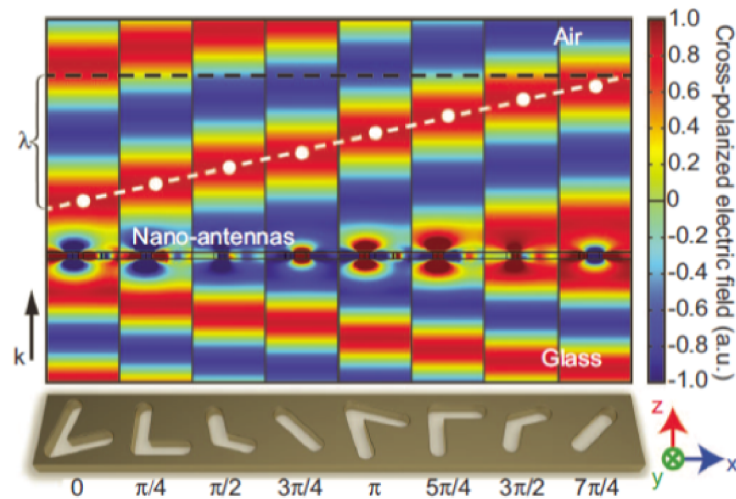


Figure 1.9: 散乱型構造による位相子 [49].

一方で金属ナノ構造を導波路のようにして利用するメタサーフェスも報告されている。薄膜上に開けられたサブミクロンの開口に光を導波する手法である。図 1.10 に S.-Y. Hsu らが提案した金ナノスリットアレイによる $1/4$ 波長板の概略図を示す [54]。構造はサブミクロン周期のシンプルな金のラインアンドスペースで構成され、金の間を光が透過する。光と金属の相互作用が偏光成分によって異なる特性から、大きな複屈折が得られる。やや素子が厚くなる、バックグラウンド光が少なく、高い変換効率・広帯域の特性を得やすいという特長がある。 $l = 10$ に達する光渦の生成に実際に利用した例も報告されている [55]。

1.2.2 所望の位相を得る方法

メタサーフェスを使って所望の位相を得る手法は大きく分けて 2 つある。

- 単位素子の寸法を変える (散乱位相・光路長調整)
- 単位素子の主軸方向を変える (幾何位相)

ナノ構造の寸法を所望の位相ごとに設計する方法は偏光状態の変換に適している。しかし、所望の位相が多数ある場合にはそれぞれの位相について寸法設計を変える必要があるため煩雑である。

Y. Zhao らが提案した可視-紫外域用の散乱型ナノアンテナによる $1/4$ 波長板を図 1.11 に示す [56]。縦長のロッドと横長のロッドを T 字型を一組として配置した構造である。

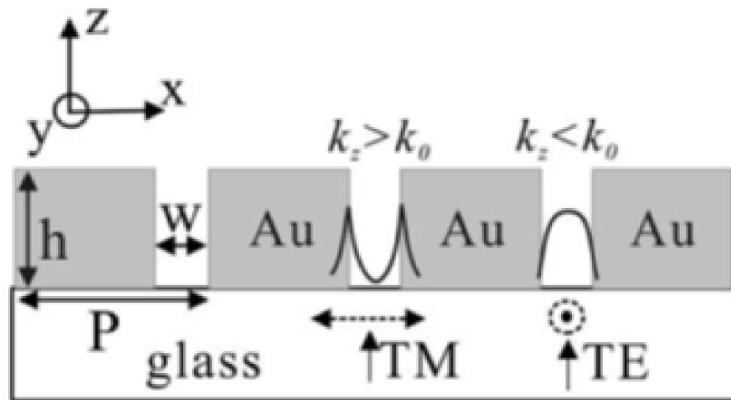


Figure 1.10: 金ナノスリットによる透過型1/4波長板 [54].

縦のロッドと横のロッドの寸法を調整することによって、偏光ごとに異なるプラズモン共鳴周波数を設定することができる。共振の前で位相が散乱反転が反転する現象を利用し、両方の共振周波数に挟まれた波長帯で波長に対しフラットな1/4波長分の位相差を得ることに成功した。透過率には波長依存性・偏光依存性が見られるが、偏光依存性が小さい波長帯では50%の変換効率を実現している。

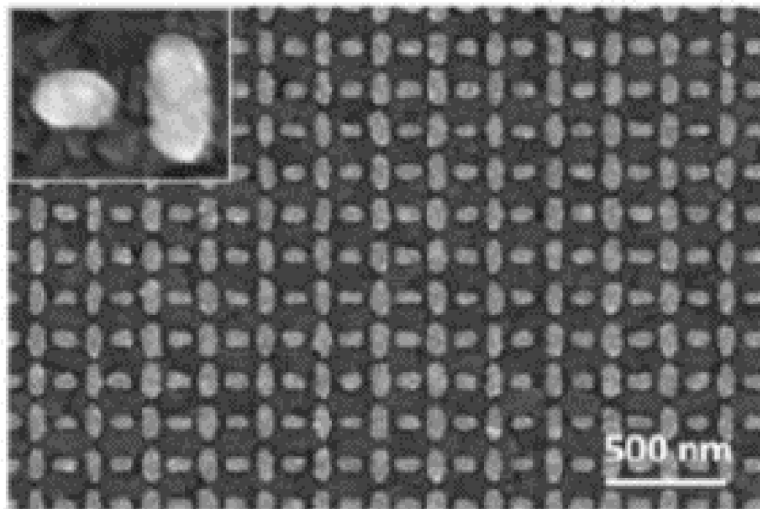


Figure 1.11: 銀ナノロッドによる透過型1/4波長板 [56].

V字型ナノアンテナは位相ごとに構造を設計する手法の中では、設計の煩雑さが少な

い手法の 1 つである。位相は V 字型ナノアンテナの開き具合と長さで 0 から 360° まで調整される [57]。同等の厚みのナノ構造で異なる位相の出射光を得ることができることから、光渦の生成やホログラムなどを単層膜で得る手法として有用である [15]。赤外域での研究が主流であり、可視光の例は少ない。また、変換効率はあまり高くない。

より単純な構造として、矩形の金属構造を用いる手法が挙げられる。この方法は矩形の長軸方向と短軸方向の長さの違いから生じる表面プラズモン共鳴の偏光依存性を利用した手法である。先述の反射型メタサーフェス $1/2$ 波長板 [53] やメタサーフェスホログラム [52] などでも採用されている。細かい設計が難しく、同じ厚みで複数の位相を得るのは難しいため、下記の幾何学的位相と組み合わせて使われることが多い。

幾何位相は同じ形状の単位素子を方位を変えながら配置する手法である。1 つの偏光成分に対して、方位に応じた位相が得られる。ホログラフィや平面レンズのフェーズドアレイによく用いられる手法である。幾何位相、Pancharatnam-Berry 位相とも呼ばれる。幾何位相の原理については 2.3 章で詳細に述べる。単位素子が $1/2$ 波長板の時に最大変換効率となるが、 $1/2$ 波長板の条件を満たさなくても素子に何らかの偏光の異方性があれば、所望の位相が得られる。複屈折や透過特性の精度に対して非常に寛容な特性であり、実用的手法であるといえる。一方で、所望の位相の光を得るためには入射光は円偏光に限られる、不要な偏光成分をカットするためのフィルタリングが必要、といったいくつかの制約が存在する。

1.2.3 近年の動向

2014 年頃までは貴金属メタサーフェス波長板・位相子の形状を最適化する研究が盛んだったが、おおよそ定番となる手法が確立されつつある。近年ではこれまでの研究を基に

- メタサーフェスを配置した応用光学素子の提案
- 変調性の付加
- 半導体を使った性能向上

といった研究が盛んになっている。

応用素子は特に先述のホログラムに関する研究が盛んである。3 色の立体表示に関する検討 [58] や、入射光の偏光状態に応じて数種類の像を出射するホログラムが提案されている [59, 60]。

位相子の特性を外部からの刺激で変調する手法がいくつか提案されている。ナノアンテナや周辺物質に半導体を用いた構造に対し、加熱などの熱刺激を与えると、半導体の

物性が変化する。物性の変化に応じて透過特性が変化する。このような構造では加工後の位相変調性能の調整が可能となる [61, 62]。我々のグループでは機械的にナノ構造を動かすことによる複屈折の変化実現に向けて、グレーティングを電気配線として利用し、通電時の熱を使って駆動する複屈折光学素子を提案している [63, 64]。

効率改善や、スペクトル特性改善のため、半導体をつかったメタサーフェスが注目されている。金属を使ったメタサーフェスには強い光の吸収や反射による効率の制限、使用帯域の狭さなどの問題点があった。半導体は光の吸収が比較的少なく、光学特性は波長に対して緩やかに変化する特徴がある。Si やガリウムをドープした ZnO などを利用したいくつかの素子が提案されている [61, 65]。

1.2.4 メタサーフェス素子で達成されていないこと

1.1.1 章で取り上げたマイクロ偏光素子の用途の 1 つである、Laguerre-Gaussian ビーム変換素子、とくに軸対称偏光子に着目する。軸対称偏光子は偏光方位と位相分布の両者に面内分布を持つ光ビームである。軸対称偏光子を構成するメタサーフェスに要求される性能として、

- 1/2 波長の複屈折位相差を持ち、透過率の偏光依存性がないこと
- 直線偏光子や異常透過によるフィルタリングが不要
- 主軸方位を設定できる
- 高い変換効率

が挙げられる。すなわち、完全な 1/2 波長板が要求される。透過型メタサーフェス、特に幾何位相を使ったデバイスに用いられる素子の多くはフィルタリングを前提としているため、フィルタリング無しの完全な偏光変換を実現するものではない。フィルタリングを前提としない素子では、複屈折位相差の大きさが不足していたり、変換効率が低いといった問題があり、全ての条件を満たす、軸対称偏光子として有用なメタサーフェスというのはこれまでに実現されてこなかった。

使用波長帯については検証された例が少なく、開発の余地がある。メタサーフェスの材料は従来化学的に安定な Au が主流であり、Au で効率よく偏光変換が行われるのは可視-赤外光である。そのため、メタサーフェス偏光素子の研究は通信用途や映像投影への応用が想定され、可視-赤外域のものが中心であった。一方、高密度光記録媒体や高解像イメージング、生体試料の観察では紫外域の光の利用が重要である。メタサーフェス偏光素子を紫外域へ適用できれば、光を使った記憶媒体などの技術への応用が期待できる。

1.3 本研究の目的

本研究の目的は、軸対称偏光子の構成要素とすることを想定した以下の条件を満たすマイクロ 1/2 波長板の実現である。

- 可視または紫外波長で使用
- 高い変換効率を持ち、フィルタリングや補償が不要
- マイクロスケールの集積・配向・積層が可能 (単位素子の面積 $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ 以下、厚さ $1\ \mu\text{m}$ 以下)

そこで本研究ではメタサーフェスの 1 種である金ナノグレーティング構造に着目した。この構造は、1.2 章で述べたように S. Hsu らが 1/4 波長板として研究し、2009 年に発表したものである。サブミクロン周期の金のラインアンドスペースから構成され、可視光帯域において非常に大きな複屈折を生じることが明らかにされた。我々はこの構造を最適化することによって上記の条件を満たす 1/2 波長板を実現できると予測し、実現を目指して素子の設計・製作を行った。

また、数 μm で配向・集積化された微小の偏光素子からの出射光、特に軸対称偏光子の評価のためには、偏光素子近傍の偏光状態と位相分布の同時測定が必要である。しかしながら、現状ではそれらを微小領域で同時に測定できる手法は存在しなかった。したがって、製作した素子の評価のためには新しい評価装置を構築する必要がある。

以上の実現のため、本論文では以下のアプローチで素子の開発を行った。

1/2 波長板実現可能性の検討 1/4 波長板しか実績が無かった金属ナノグレーティングが 1/2 波長板としても使えるのかどうかを検討するため、形状や素材を変えながらグレーティング構造の透過特性を理論的・数値解析的に検証した。特に、可視光に対しては Au を、紫外線に対しては Al を使用した。

構造設計 計算結果を基にグレーティングの設計値を決定した。

製作手法の検討 解析結果から、1/2 波長板としてフィン状かつ金属構造高さ 500 nm 以上のグレーティング構造が提案された。これを実現する方法としてリフトオフ法・ナノコーティング法・埋め込みプロセスによる構造の製作を行った。

微小光学素子の評価手法開発 製作した光学素子の性能を目的に沿った形で評価するためには、評価のための測定装置が必要である。測定用の光プローブ顕微鏡を考案・構築した。

1.4 本論文の構成

本論文では金ナノグレーティングを使用した波長板の透過特性について解析的，実験的観点から述べる．まず本研究の内容に関わるメタサーフェスによる偏光変換の原理について2章で述べる．本論文における光学的基礎及び記述・測定法については付録Aに記載する．3章では金ナノグレーティングの透過特性について理論モデルの構築や数値解析による解析を行ったので方法と結果について述べる．4章，5章では金属ナノグレーティングの製作と光学特性評価について述べる．4章では金属がガラス上に作られた「エアギャップ型」構造，5章では金属がガラスの中に埋め込まれた「埋め込み型」構造を複数通りの形状で製作し，それぞれの光学特性評価を行った．実際の加工に用いた加工装置・加工プロセス等については付録B章に記載する．さらに，微小な偏光素子からの出射光の評価のための測定装置を考案・構築した．この内容について6章で述べる．最後に，結論として本論文の内容を7章でまとめる．

第2章

偏光変換の原理

複屈折を金属ナノ周期構造でコントロールし、所望の偏光変換を得ることが本論文の主要な課題である。本章では、プラズモン等を原理として特異な光学特性を示す表面金属ナノ構造”メタサーフェス”による偏光変換素子の動作原理について述べる。

1.2でも述べたようにメタサーフェスによる偏光制御は主に「導波路型」と「散乱型」の2つの方式に大別される。本章ではそれぞれの方式による複屈折や出射位相制御について述べる。さらにそれらを構成要素として所望の位相を得るために使用される「幾何位相」について記述する。

2.1 導波路型メタサーフェスによる偏光変換

ここでは金属グレーティングによる導波路型メタサーフェスで生じる複屈折について記述する。金属-誘電体構造中を光が伝搬し、その時の伝搬挙動 (TE モード, 表面プラズモン) が複屈折を引き起こす。表面プラズモンの基本的な原理については付録 A.6 に記述する。ここではグレーティング部分の伝搬挙動について記す。

2.1.1 表面プラズモンに関する偏光の記述について

表面プラズモンに関わる記述をする際の物体界面の偏光方向の定義について述べる。

ある界面に光が入射する系を考える際、入射光の伝搬方向のベクトルと反射光の伝搬方向のベクトル、および界面の法線が含まれる平面である「入射面」を定義することができる (垂直入射時を除く)。この入射面に対する方向で偏光が定義される。電場が入射面に垂直になる偏光 (界面と電場が平行になる偏光) は TE 偏光¹, もしくは s 偏光² と呼称される。電場に直交する磁場が入射面に垂直になる偏光 (界面と磁場が平行になる

¹TE: Transverse Electric 電場が入射面に対して縦向き

²s: senkrecht ドイツ語で「垂直」

偏光) は TM 偏光³, もしくは p 偏光⁴ と呼称される. 本論文では TE・TM 偏光の記述を採用する.

表面プラズモンの励起条件の詳細は次の節で述べるが, 金属-誘電体界面において表面プラズモンを励起することができる偏光は TM 偏光のみである. 表面プラズモンを取り扱う微細構造の中には, 単純な平面ではない構造を用いる場合がある. そのような場合, 慣例的に表面プラズモンを励起する方向の偏光を TM 偏光, 励起しない偏光を TE 偏光と呼ぶ.

2.1.2 MIM(金属-誘電体-金属) 導波路中の光の伝搬

グレーティング中を伝搬する電磁波がどのように伝搬するのかということについて定性的に考える. グレーティング構造をごく単純化して考えると, 金属-誘電体-金属(MIM: Metal-insulator-metal) で構成された導波路が並列的に並べられたもの, というように考えることができる. MIM 構造の伝搬は TE・TM 偏光で異なる. ここでは定性的な伝搬挙動について述べる(物性を含めた詳細な解析は後述).

まず TE 波について考える. 金属を完全導体(Perfect electric conductor: PEC) と仮定し, 無限に広い金属の平行平板が距離 w で設置された系に y 方向の電場(TE 波)が入射する場合を考える.

完全導体中で界面に平行な電場は $E_y = 0$ となる.

図 2.1(a) に同じ波長の 2 つの波の波面が交差する様子と, 各位置における電場強度を示す. 波が弱めあいの条件となる位置が存在し, その部分は電場が 0 となる. 金属-空気界面がこの部分であれば, 境界条件が満たされる. この図では空間を伝搬する 2 つの波を考えたが, 電場が 0 となる部分に金属-空気界面がある場合でも, 同様の電場分布が生じる. 平行平板の金属界面で反射を繰り返すような伝搬(図 2.1(b)) では, 境界条件を満たすことができる. このような光の伝搬が TE モードと呼ばれる伝搬モードである. ギャップ間に強度の山が 1 つのものは TE 波 1 次モード, もしくは TE_1 などと記述される. ギャップと波長の条件によっては強度の山が 2 つ以上のものも存在することができ, TE_2 などと記述される.

TE 波 1 次モードの伝搬定数を求める. TE モードの伝搬定数は反射する波の波数の z 方向成分と等しくなる. 真空中の伝搬定数を k_0 とする. x 方向の伝搬定数 k_x は, 半波長分の伝搬が w と等しくなる条件から, $k_x = \frac{\pi}{w}$ と求められる. z 方向の伝搬定数, すなわち TE 波一次モードの伝搬定数 k_{TE} は, 真空中の波数 k_0 と x 方向の波数 k_x から,

³TM: Transverse Magnetic 磁場が入射面に対して縦向き

⁴p: parallel 「平行」

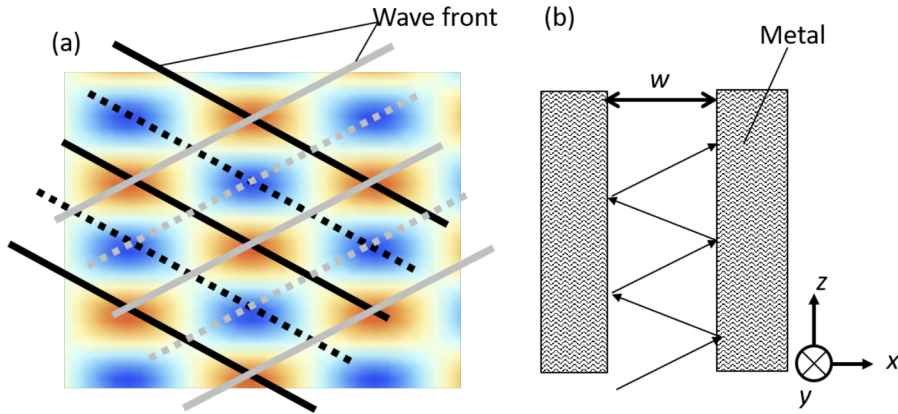


Figure 2.1: 交差する2方向に伝搬する波面と電場分布.

三平方の定理より以下のように求められる.

$$k_{\text{TE}} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi}{w}\right)^2} \quad (2.1)$$

$k_0 > \frac{\pi}{w}$, すなわち $w > \frac{\lambda}{2}$ のとき, 伝搬定数は真空中の伝搬定数より小さくなる. $k_0 < \frac{\pi}{w}$, すなわち $w < \frac{\lambda}{2}$ のとき, 伝搬定数は純虚数となり, 光は z 方向に指数関数的に減衰・遮断される. $w = \frac{\lambda}{2}$ を満たす波長はカットオフ波長と呼ばれる. このような波長に対して間隔が狭い金属グレーティングによる TE 偏光の遮断を利用して偏光子が作られる. このような偏光子はワイヤーグリッド偏光子と呼ばれ, 主に赤外光用の偏光子として使用される. 一方で本研究で扱う, TE 偏光と TM 偏光両方の透過を利用する素子の実現のためには, 遮断 (カットオフ) が生じない寸法の構造を用いる必要がある.

次に TM 波について考える. 平行平板界面に対して縦方向の電場が平板の端部に入射する. 面と電場の配置は表面プラズモンを励起しうる関係となる.

誘電体を挟んだ2枚の金属それぞれで表面伝搬型プラズモンが生じ, 互いに相互作用を及ぼしながら伝搬するものと考えられる. このような金属-誘電体-金属 (Metal-insulator-metal: MIM) 構造から成る系では以下の2種類の表面プラズモンモードが生じうる.

- 対称モード: 磁場が対称. 金属表面に現れる電荷は +- の対. 低損失.
- 非対称モード: 磁場が非対称. 金属表面に現れる電荷は ++ または -- の対.

グレーティングに垂直入射する光によって励起される表面プラズモンは両方の金属で逆位相となることから主に対称モードが励起されると考えられる.

表面プラズモンの伝搬定数は真空中の伝搬定数よりも大きくなる特性がある。

2.1.3 グレーティング中の伝搬定数の導出

金属 m と誘電体 d で構成される周期構造の伝搬の式を求める。系の概要を図 2.2 に示す。導波路型メタサーフェスは金属ナノグレーティングに代表される、開口端部での位相ずれ等は無視するものとした。

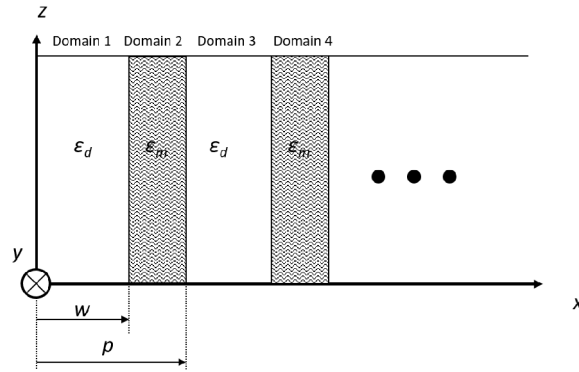


Figure 2.2: 物質 m と物質 d から成る系の概要.

x 軸に垂直な界面を持つ 2 種類の物質が交互に並べられた平板を考える。この系を z 方向に伝搬する電磁場について、電磁場の偏微分方程式等を使って記述していく。金属と誘電体はそれぞれ $N_m = \sqrt{\epsilon_m \mu_m}$, $N_d = \sqrt{\epsilon_d \mu_d}$ の屈折率を持つものとする。

まず、Maxwell の方程式より、 y 方向の電場を持つ光の波動 (TE 波) の波動方程式を求める。付録 A.6.1 章に x 軸に垂直な界面に対する TE 波の波動方程式の導出を記した。そこでの式 A.54 の導出と同様の議論より、TE 波の波動方程式は以下のように記述される。

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (k_{\text{TE}}^2 - \mu \epsilon k_0^2) E_y \quad (2.2)$$

これに基づき、各媒質における電場を記述する。 $\alpha_m = \sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_m \epsilon_m}$, $\alpha_d = \sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_d \epsilon_d}$ とするとき、 y 方向電場は以下の式で表すことができる。

$$\text{(領域 1)} \quad E_y(x) = A_1 \{ \exp(\alpha_d(x - w)) + \exp(-\alpha_d(x - 0)) \} \quad (2.3)$$

$$\text{(領域 2)} \quad E_y(x) = A_2 \{ \exp(\alpha_m(x - p)) + \exp(-\alpha_m(x - w)) \} \quad (2.4)$$

$$\text{(領域 3)} \quad E_y(x) = A_3 \{ \exp(\alpha_d(x - (p + w))) + \exp(-\alpha_m(x - p)) \} \quad (2.5)$$

ただし、構造の対称性と対称モードの伝搬を想定し、係数 A_1, A_2, \dots は、 x の正負の項で等しくなるという仮定を置いている。また、構造が繰り返すことから、 $A_1 = A_3, A_2 = A_4$ となることが想定される。

z 方向 (界面方向) の磁場は電場を用いて以下の式で表すことができる。

$$H_z = -\frac{1}{i\omega\mu\mu_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (2.6)$$

各領域における z 方向磁場は y 方向電場の x 微分から求めることができる。

$$(\text{領域 1}) H_z(x) = -\frac{A_1\alpha_d}{i\omega\mu_d\mu_0} \{\exp(\alpha_d(x-w)) - \exp(-\alpha_d(x-0))\} \quad (2.7)$$

$$(\text{領域 2}) H_z(x) = -\frac{A_2\alpha_m}{i\omega\mu_m\mu_0} \{\exp(\alpha_m(x-p)) - \exp(-\alpha_m(x-w))\} \quad (2.8)$$

$$(\text{領域 3}) H_z(x) = -\frac{A_3\alpha_d}{i\omega\mu_d\mu_0} \{\exp(\alpha_d(x-(p+w))) - \exp(-\alpha_d(x-p))\} \quad (2.9)$$

$$(2.10)$$

ただし、構造が繰り返すことから、 $A_1 = A_3, A_2 = A_4$ となることが想定される

ここで電磁場の境界条件を適用する。界面方向の電磁場は連続である。各層の境界で以下の関係が成り立つ。

$$(\text{境界 } x = w) A_1 \{1 + \exp(-\alpha_d w)\} = A_2 \{\exp(\alpha_m(w-p)) + 1\} \quad (2.11)$$

$$(\text{境界 } x = p) A_2 \{1 + \exp(-\alpha_d(p-w))\} = A_1 \{\exp(-\alpha_m w) + 1\} \quad (2.12)$$

以降の境界でも上式同様の関係が得られる。式 2.11 と式 2.12 は同等である。この式 2.11 を整理すると、以下の関係が得られる。

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\exp(\alpha_m(w-p)) + 1}{\exp(-\alpha_d w) + 1} \quad (2.13)$$

磁場の連続については各層の境界で以下の関係が成り立つ。

$$(\text{境界 } x = w) \frac{A_1\alpha_d}{\mu_d} \{1 - \exp(-\alpha_d w)\} = \frac{A_2\alpha_m}{\mu_m} \{\exp(\alpha_m(w-p)) - 1\} \quad (2.14)$$

$$(\text{境界 } x = p) \frac{A_2\alpha_m}{\mu_m} \{1 - \exp(\alpha_m(w-p))\} = \frac{A_1\alpha_d}{\mu_d} \{\exp(-\alpha_d w) - 1\} \quad (2.15)$$

電場の連続条件と同じく、式 2.14 と式 2.15 は同等である。式 2.14 を整理すると以下の関係が得られる。

$$\frac{A_1}{A_2} = -\frac{\mu_d\alpha_m}{\mu_m\alpha_d} \frac{\exp(\alpha_m(w-p)) - 1}{\exp(-\alpha_d w) - 1} \quad (2.16)$$

式 2.13, 式 2.16 より、以下の関係式が得られる。

$$\frac{\{\exp(\alpha_m(w-p)) + 1\} \{\exp(-\alpha_d w) - 1\}}{\{\exp(\alpha_m(w-p)) - 1\} \{\exp(-\alpha_d w) + 1\}} = -\frac{\mu_d\alpha_m}{\mu_m\alpha_d} \quad (2.17)$$

$$\alpha_m = \sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}, \quad \alpha_d = \sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d} \text{ より,}$$

$$\frac{\left\{ \exp((w-p)\sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}) + 1 \right\} \left\{ \exp(-w\sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d}) - 1 \right\}}{\left\{ \exp((w-p)\sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}) - 1 \right\} \left\{ \exp(-w\sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d}) + 1 \right\}} \quad (2.18)$$

$$= -\frac{\mu_d \sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}}{\mu_m \sqrt{k_{\text{TE}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d}} \quad (2.19)$$

この関係式が金属と誘電体で構成される周期構造を伝搬する TE 偏光の特性方程式である。

次に TM 波について考える。TM 波の場合、TE 波の計算の電場 E_y を磁場 H_y に置き換えることで TE 波と同様に波動方程式と境界条件から特性方程式を求めることができる。導出結果を以下の示す。

$$\frac{\left\{ \exp((w-p)\sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}) + 1 \right\} \left\{ \exp(-w\sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d}) - 1 \right\}}{\left\{ \exp((w-p)\sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}) - 1 \right\} \left\{ \exp(-w\sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d}) + 1 \right\}} \quad (2.20)$$

$$= -\frac{\varepsilon_d \sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}}{\varepsilon_m \sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d}} \quad (2.21)$$

2.1.4 グレーティングの複屈折

k_0 を真空中の波数とすると、TE・TM 偏光での複素屈折率 N_{TE} , N_{TM} はそれぞれ

$$N_{\text{TE}} = \frac{k_{\text{TE}}}{k_0} \quad (2.22)$$

$$N_{\text{TM}} = \frac{k_{\text{TM}}}{k_0} \quad (2.23)$$

で表される。金属間ギャップを透過する光の複屈折 Δn は

$$\Delta n = |n_{\text{TM}} - n_{\text{TE}}| \quad (2.24)$$

$$(2.25)$$

で求められる。また、伝搬長を l とするとき伝搬時に生じる位相差 Δ は

$$\Delta = 2\pi \frac{l \Delta n}{\lambda} \quad (2.26)$$

$$(2.27)$$

で求めることができる。

図 2.3, 2.4 に金属を Au, 誘電体を空気とし, $w = 300 \text{ nm}$, $p = 400 \text{ nm}$ のときに式 2.19, 式 2.21 から導かれた屈折率の実部と虚部を示す。光がグレーティングを透過するとき TE 偏光の屈折率の実部は真空中よりも小さくなり TM 偏光は真空中よりも屈折率の実部が大きくなる。それぞれの偏光で伝搬定数の実部が逆方向の変化を示すため, 金属間ギャップを透過する光には大きな複屈折が生じる。グレーティング構造特有の複屈折特性として, TE 偏光の屈折率特性に起因して長波長ほど複屈折が大きくなる点が挙げられる。

$2w$ に対して波長が十分大きい領域では TE 偏光の屈折率の虚部が大きくなる。屈折率の虚部は減衰項に相当し, 虚部が大きいほど減衰が大きい。この部分は TE 偏光で生じるカットオフに相当する。

2.2 散乱型メタサーフェスによる偏光変換

散乱型偏光素子は波長より小さいスケールで加工された金属などの微細構造で構成される。この微細構造に光が当たった際の光の挙動について考える。以降このような構造を「ナノアンテナ」と呼ぶこととする。

構造の概要を図 2.5(b) に示す。長さ L の金属ナノ構造である。このような構造に光が入射した際の散乱挙動について述べる。ここでの議論は N. Yu らによる光アンテナに関する論文 [57] を参考にしている。

ナノアンテナに光が当たるとき, 光電場がナノアンテナ中の電荷の振動が励起される。入射電場を E_{in} , 周波数を ω , 構造の一端における電荷密度を ρ とおく。

まず, ナノアンテナを単純なダイポールアンテナとして考えてみる。ナノアンテナの長さ L とプラズモン波長 λ_{sp} の関係について以下の 3 つのパターンを考えてみる。

- $L/\lambda_{\text{sp}} \ll 1$ の時
- $L/\lambda_{\text{sp}} \approx 1/2$ の時
- $L/\lambda_{\text{sp}} \approx 1$ の時

$L/\lambda_{\text{sp}} \ll 1$ の時, すなわちナノアンテナがプラズモン波長より十分に小さい時, アンテナ端部への電荷の移動は外部電場の変化に素早く追従することができる。すなわち $\rho \propto E_{\text{in}} = E_{\text{in}0} \exp(i\omega t)$ となる。電荷の加速によって電磁波が放射される。この現象は電気双極子放射とも呼ばれるが, 散乱電場は $E_{\text{scat}} \propto \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \propto -\omega^2 E_{\text{in}}$ となる。入射電場と散乱電場の間には π の位相ずれが存在する。

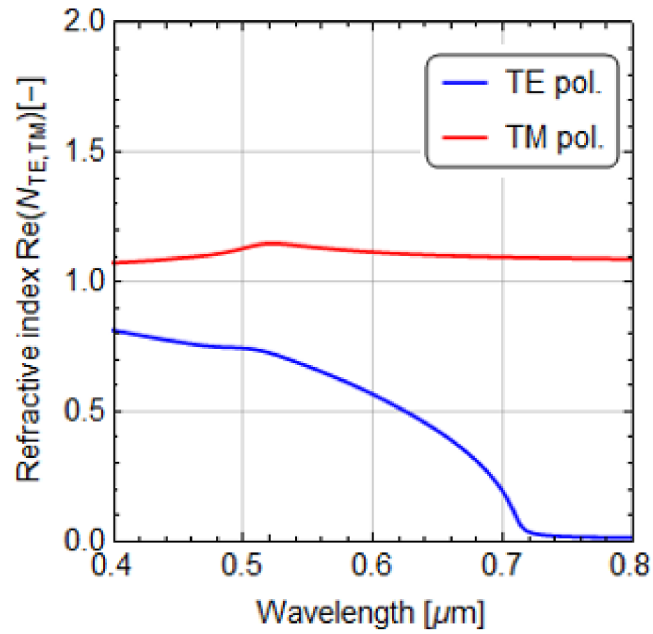


Figure 2.3: 理論式から求められる TE・TM 偏光の屈折率 (実部).

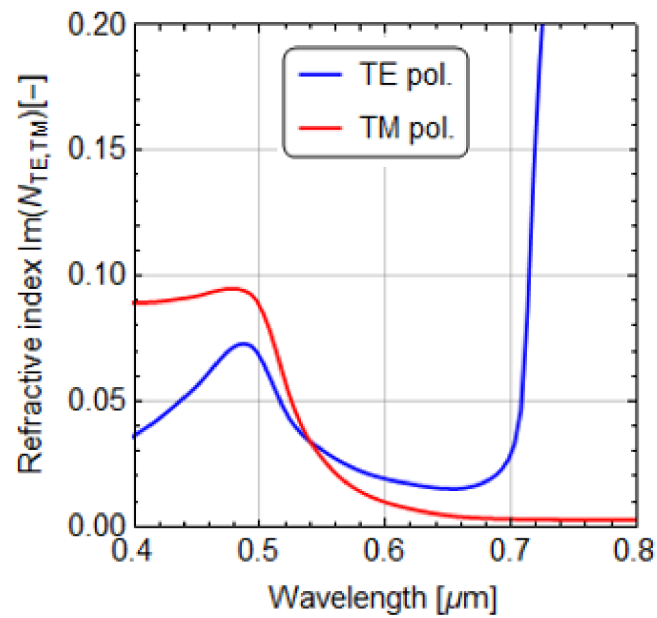


Figure 2.4: 理論式から求められる TE・TM 偏光の屈折率 (虚部).

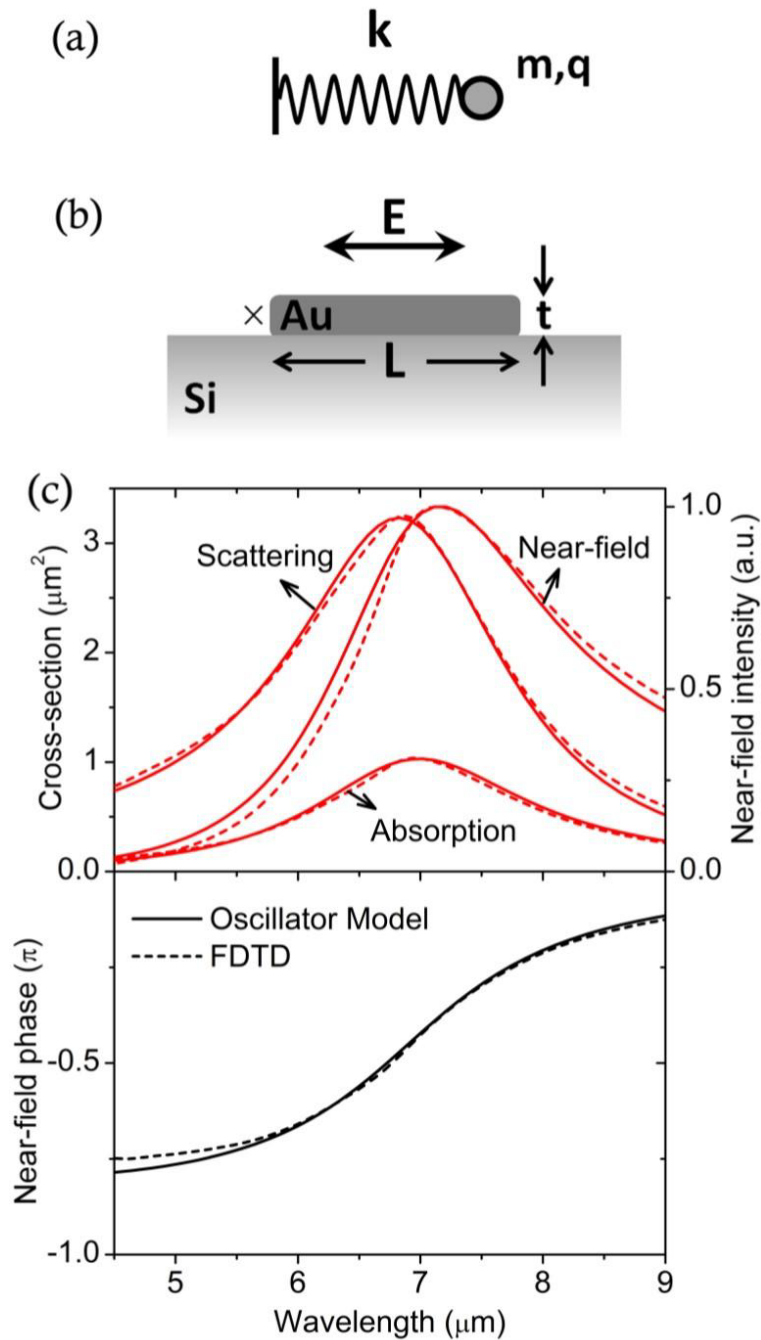


Figure 2.5: (a) 金ナノアンテナの振動子モデル. (b) FDTD 解析で用いられた計算モデル. Si 基板上に作られた金ナノアンテナ (長さ $L = 1 \mu\text{m}$, 厚さ $t = 50 \text{ nm}$, 幅 $w = 130 \text{ nm}$). (c) FDTD シミュレーション結果と振動子モデルの計算結果. (上) 吸収・散乱断面積と近接場の電場強度. (下) 近接場位相. 実線が振動子モデル, 破線が FDTD モデルの結果である. [57]

$L/\lambda_{\text{sp}} \approx 1/2$ の時、電荷の移動 (すなわちナノアンテナ内の電流 I) と外部電場の変化はほぼ同じタイミングで生じ、共鳴的な挙動を示す。すなわち $I \propto E_{\text{in}}$ となる。このとき、散乱電場は $E_{\text{scat}} \propto \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \propto \frac{\partial I}{\partial t} \propto i\omega E_{\text{in}}$ となり、入射電場と散乱電場の間に $\pi/2$ の位相ずれが存在する。

$L/\lambda_{\text{sp}} \approx 1$ の時はナノアンテナのインピーダンスは誘導性リアクタンスによるものが大きくなる。すなわち $I \propto -iE_{\text{in}}$ となる。このとき、散乱電場は $E_{\text{scat}} \propto \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \propto \frac{\partial I}{\partial t} \propto E_{\text{in}}$ となり、入射電場と散乱電場は同相となる。

以上の議論のように、波長とアンテナ長さの関係からアンテナのインピーダンスは容量性・抵抗性・誘導性と変化していき、散乱光の位相はそれに応じて 0 から π までシフトする。

次に、外部からの電場 (入射光) によるナノアンテナ中の電子の集団振動について、運動方程式を用いた振動モデルを用いてより詳しく考察していく。図 2.5(a) に電子の運動モデルの概略図を示す。集団振動する電子の変位を $x(t)$ 、質量を m 、電荷を q 、ばね定数を κ 、入射場の各周波数を ω と置く。振動の減衰項として、自由キャリアの吸収 (内部ダンピング) と自由空間への放射 (放射ダンピング) を考慮する。速度に比例する内部ダンピングの減衰定数を Γ_a とおき、電荷が受ける力を $F_a(\omega, t) = -\Gamma_a dx/dt$ とする。電荷の加速時に放射が生じ、それに伴って電荷が受ける力が放射ダンピングである。この力は変位の 3 階微分に比例するものとし、減衰定数を Γ_s 、電荷が受ける力を $F_s(\omega, t) = -\Gamma_s d^3x/dt^3$ とする。放射ダンピングの減衰定数は $\Gamma_s = q^2/6\pi\epsilon_0 c^3$ であらわされる。このとき、電子振動の運動方程式は以下の式で表される。

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \Gamma_a \frac{dx}{dt} + \kappa x = qE_0 e^{i\omega t} - \Gamma_s \frac{d^3 x}{dt^3} \quad (2.28)$$

調和振動、すなわち $x(\omega, t) = x(\omega) e^{i\omega t}$ を仮定するとき、式 2.28 は以下のようになる。

$$x(\omega, t) = \frac{(q/m)E_0}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\frac{\omega}{m}(\Gamma_a + \omega^2\Gamma_s)} = x(\omega) e^{i\omega t} \quad (2.29)$$

ただし、 $\omega_0 = \kappa/m$ である。この振動モデルにおける吸収エネルギーの時間平均は $P_{\text{abs}}(\omega) = F_a(\omega, t)^*(i\omega x(\omega, t))$ より、

$$P_{\text{abs}}(\omega) = \omega^2 \Gamma_a |x(\omega)|^2 \quad (2.30)$$

となる。 ($F_a(\omega, t)^*$ は $F_a(\omega, t)$ の複素共役である。) 同様に散乱エネルギーの時間平均は $P_{\text{scat}}(\omega) = F_s(\omega, t)^*(i\omega x(\omega, t))$ より、

$$P_{\text{scat}}(\omega) = \omega^4 \Gamma_s |x(\omega)|^2 \quad (2.31)$$

となる。また、近接場の電場強度はアンテナ先端に局在する電荷の量に比例すると考えられるので、 $|E_{near}(\omega)|^2 \propto |x(\omega)|^2$ の関係になる。

これらの関係から、 P_{scat} は P_{abs} と比べてブルーシフトし、 P_{abs} は $|E_{near}(\omega)|^2$ と比べてブルーシフトする特徴が現れる。FDTD 法によって金ナノアンテナに赤外光を照射した時に生じる吸収・散乱・近接場を計算した結果を図 2.5(c) に示す。振動モデルとシミュレーション結果をパラメータを q , m , ω_0 , Γ_a としてフィッティングすると、スペクトルのピーク位置などがよく一致していることが確認できる。

以上の議論より、ナノアンテナに光が当たった際の挙動は、電子の振動モデルを使うことである程度予測することができる。散乱光の位相は電子振動の共鳴周波数の前後で大きく変化する。

ただし、このモデルは貴金属 (金, 銀) における、近赤外よりも長い波長帯についておおよそ適用することができる者であり、可視光などのより短い波長について扱う際には、金属のバンド間遷移に起因する共鳴的な吸収特性を考慮に入れる必要がある。

2.3 幾何位相

本項では幾何学的位相 (Pancharatnam-Berry 位相) を利用した位相制御手法について述べる。幾何学的位相とは、波長板や偏光子といった光学的異方性を持つ光学素子の主軸方位 θ に応じて得られる出射光位相であり、メタサーフェスを使った波面制御にて多用されるアプローチである。6 章の測定装置で扱う QHQ 位相シフターもこの手法に基づいている。数式等は Z. Bomzon らの論文を参考にしている [66]。

2.3.1 円偏光を基底とするジョーンズベクトル

偏光の記述に使われるジョーンズベクトルは xy 偏光成分の電場振動を成分を基底とし、位相を含めた複素数で表現するのが一般的である。基本的な波長板等による光の変換は単純な 2×2 行列で表わすことができ、ジョーンズベクトルとかけ合わせることで出射光の偏光状態を算出することができる。一方で、ベクトルの基底は必ずしも xy 成分でなくても良く、直交する 2 つの基底 (内積が 0 となるベクトル) であれば xy 基底以外でも記述が可能である。

幾何学的位相を使った位相制御では円偏光の右回り成分・左回り成分が重要な役割を持つことから、円偏光成分を基底とする「らせんジョーンズベクトル」を使った記述が便利である。ここでは通常のジョーンズベクトルとらせんジョーンズベクトルの関係性を明確にする。

とある光電場 E をジョーンズベクトルで記述する. xy 偏光成分 E_x, E_y を基底とするジョーンズベクトルを

$$\mathbf{E}_{xy} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

とおく. また, 左回り・右回り円偏光成分 $\mathbf{E}_{lcp}, \mathbf{E}_{rcp}$ を基底とするらせんジョーンズベクトルを

$$\mathbf{E}_{cp} = \begin{pmatrix} E_{lcp} \\ E_{rcp} \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

とおく. xy 偏光ジョーンズベクトルとらせんジョーンズベクトルは 1 対 1 で対応し, 2×2 の行列で変換ができる. ベクトルの変換を

$$C \begin{pmatrix} E_{lcp} \\ E_{rcp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

とするとき, 変換行列 C は以下の通りである⁵.

$$C = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i & i \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

光学素子の変換行列 (xy 基底) を A とおくととき, 光学素子に入射光 \mathbf{E}_{in} (円偏光基底) を入射した際の透過光 \mathbf{E}_{out} (円偏光基底) は以下のように記述することができる.

$$\mathbf{E}_{out} = C^{-1} A C \mathbf{E}_{in} \quad (2.36)$$

2.3.2 位相子を透過した光の状態

速軸方位 θ で設置された位相差 Δ の位相子 (図 2.6) による偏光変換を考える.

偏光の記述は左右回り円偏光を基底とするらせんジョーンズベクトルで行う. 位相子の変換行列 $T(\theta, \Delta)$ は次の式で表される⁶.

$$T(\theta, \Delta) = \cos(\Delta/2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - i \sin(\Delta/2) \begin{pmatrix} 0 & \exp(i2\theta) \\ \exp(-i2\theta) & 0 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

⁵ 右回り円偏光 (xy 基底) を $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix}$, 左回り円偏光 (xy 基底) を $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}$ として円偏光基底との関係性を算出した.

⁶ 回転子行列 (xy 基底) を $R(\theta)$, 位相子行列 (xy 基底) を $J(\Delta) = \begin{pmatrix} \exp(i\Delta/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta/2) \end{pmatrix}$ と表すとき, 円偏光基底の位相子の変換行列 T (式 2.37) は次のように求められる. $T = C^{-1} R(\theta) J(\Delta) R(-\theta) C$

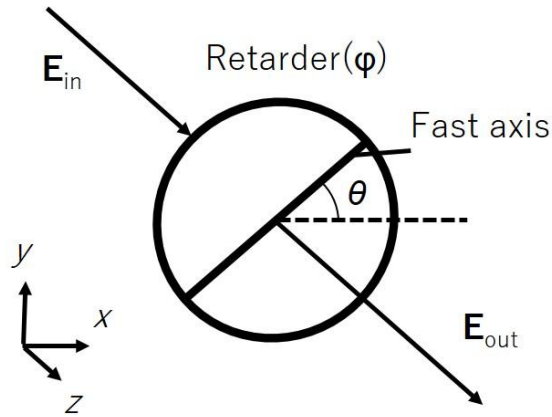


Figure 2.6: 位相子と入射・出射光の概要

式 2.37 より，変換行列 T は θ を含まないスカラー行列と θ を含む反対角行列の足し合わせで表される．入射光ベクトルを \mathbf{E}_{in} とするとき，出射光ベクトル \mathbf{E}_{out} は以下の式で表される．

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{out} &= T\mathbf{E}_{in} \\ &= \cos(\Delta/2)\mathbf{E}_{in} \\ &\quad -i \sin(\Delta/2) [\langle \mathbf{E}_{in} | R \rangle \exp(i2\theta) | L \rangle + \langle \mathbf{E}_{in} | L \rangle \exp(-i2\theta) | R \rangle] \quad (2.38) \end{aligned}$$

式 2.38 で表される出射光ベクトルはゼロ次項と回折項の 2 つの構成要素に分けて考えることができる．ゼロ次項は $\cos(\Delta/2)\mathbf{E}_{in}$ の部分である．この成分は入射光と同じ偏光状態を持ち，速軸方位 θ の影響は受けない．位相は入射光と同等である．ゼロ次項は $\Delta = 0$ ，すなわち位相子の位相差がないときに最大となり，入射光はすべてゼロ次項として出てくる．また， $\Delta = \pi$ ，すなわち位相子の位相差が半波長のときゼロ次項成分は 0 となり，出射光はすべて回折項となる．

回折項は $-i \sin(\Delta/2) [\langle \mathbf{E}_{in} | R \rangle \exp(i2\theta) | L \rangle + \langle \mathbf{E}_{in} | L \rangle \exp(-i2\theta) | R \rangle]$ の部分である．変換前の左回り円偏光成分は右回り偏光成分に，右回り円偏光成分は左回り偏光成分に変換されていることが確認できる．回折項の位相は位相子の速軸方位 θ に依存する．各円偏光成分で速軸方位の 2 倍に比例する -2θ ， 2θ の位相を持つ．

特に入射光が右回り円偏光の場合，回折項の右回り成分である $\langle \mathbf{E}_{in} | L \rangle \exp(i2\theta) | R \rangle$ の部分は 0 となる．入射右回り円偏光の振幅を 1 と置くととき，出射光は以下のようにあら

わされる。

$$\mathbf{E}_{\text{out}}(\theta, \Delta) = \cos(\Delta/2) |R\rangle - i \sin(\Delta/2) \exp(i2\theta) |L\rangle \quad (2.39)$$

$$= \begin{pmatrix} -i \sin(\Delta/2) \exp(i2\theta) \\ \cos(\Delta/2) \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

出射光の左回り成分の位相は、位相子の方位 θ の 2 倍と一致する。

式 2.40 から得られる電場の位相 $\phi_p = \arg [\langle \mathbf{E}_{\text{in}}(0, \Delta) | \mathbf{E}_{\text{in}}(\theta, \Delta) \rangle]$ は Pancharatnam 位相と呼ばれる。S. Pancharatnam らはこの位相が偏光変換でポアンカレ球上に描かれる軌道で囲まれる面積と一致することを示した [67]。

式 2.40 において、左回り円偏光成分だけを取り出すことができれば 2θ の位相を持つ出射光が得られる。左回り円偏光の選択的な取り出しは、 $1/4$ 波長板と直線偏光子によって実現可能である。出射光を速軸方位 45° の $1/4$ 波長板 Q で変換し、 xy 基底で表すと、

$$Q\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} \sin(\Delta/2) \exp(2i\theta) \\ \cos(\Delta/2) \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

のようになる。ベクトルの各成分は出射光をらせんジョーンズベクトルで記述した式 2.40 に対応しており、各円偏光成分を x 偏光と y 偏光成分に分離できていることが確認できる。 x 偏光成分を直線偏光子を使って取り出すことで、位相 2θ の出射光を取り出すことができる。

2.3.3 異方性物質を透過した光の状態

実際に実験等で使用する光学位相子は理想的な位相子とは異なり、透過率の偏光依存性を持つ場合がある。ここまでの議論では任意の異方性光学素子（偏光子等を含む）に適用できるかどうかは不明である。そこで、ここでは透過率の偏光依存性を加味した検証を行う。

式 2.37 に示した位相子の変換行列は、透過率の偏光依存性が無いことを仮定している。この式に透過率の偏光依存性を組み込む。方位 θ 、位相差 Δ の位相子透過後に、方位 θ の部分偏光子を透過する変換を考える。部分偏光子の振幅透過率を速軸方位・遅軸方位それぞれ p_1 、 p_2 とおくととき変換行列 T_{PP} は以下の式で表される。

$$T_{PP}(\theta, \Delta) = \frac{1}{2} [p_1 \exp(i\Delta/2) + p_2 \exp(-i\Delta/2)] \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

$$- \frac{1}{2} [p_1 \exp(i\Delta/2) - p_2 \exp(-i\Delta/2)] \begin{pmatrix} 0 & \exp(i2\theta) \\ \exp(-i2\theta) & 0 \end{pmatrix}$$

位相子の場合の式 2.37 と同様, θ を含まないスカラー行列と θ を含む反対角行列の足し合わせで構成されることが確認できる.

右回り円偏光が異方性光学素子 (式 2.43) を透過した際の透過光 E_{out} は円偏光基底で以下の式で表される.

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} [p_1 \exp(i\Delta/2) - p_2 \exp(-i\Delta/2)] \exp(2i\theta) \\ \frac{1}{2} [p_1 \exp(i\Delta/2) + p_2 \exp(-i\Delta/2)] \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

左回り円偏光成分は, 2θ の位相を持つことが確認できる. 左右円偏光成分は $1/4$ 波長板と直線偏光子を使って分離することが可能である.

次に, 入射光強度に対して所望の成分がどの程度得られるか, すなわち変換効率について考察する. 変換効率は (所望の成分の強度)/(入射光強度) で与えられる. 入射光強度を 1 とし, 部分偏光子の振幅透過率 p_1, p_2 がそれぞれ 1 以下であるものとする. 変換に用いる $1/4$ 波長板や偏光子の偏光透過軸では光の反射・吸収等のロスがないものと仮定している. 式 2.43 より, 幾何学的位相を持つ電場成分 E_{phase} は以下の式で与えられる.

$$E_{\text{phase}} = -\frac{1}{2} [p_1 \exp(i\Delta/2) - p_2 \exp(-i\Delta/2)] \exp(2i\theta) \quad (2.44)$$

E_{phase} の強度は以下のように求められる.

$$E_{\text{phase}}^* \cdot E_{\text{phase}} = \frac{p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos \Delta}{4} \quad (2.45)$$

E_{phase}^* は E_{phase} の共役複素数である. 入射光強度 1 を仮定しているため, 式 2.45 は変換効率と一致する.

式 2.45 および, 式から効率を算出した結果 (Fig. 2.7) より以下のことが言える.

1. 位相子の位相差 $\Delta = \pi$, 振幅透過率 $p_1 = p_2 = 1$ のとき効率が最大となる.
2. $0 < \Delta < \pi/2$ のとき, $p_1 = p_2$ のとき (透過率の偏光依存性が小さいとき) に効率最小 (相加相乗平均の関係から)
3. $\pi/2 < \Delta < \pi$ のとき $p_1 = p_2$ のとき (透過率の異方性が小さいとき) に効率最大 (相加相乗平均の関係から)

2.3.4 メタサーフェスへの適用

幾何学的位相を使った波面制御メタサーフェスはデジタルホログラフィなどの分野で盛んに研究されている. 1章の図 1.8 で示したホログラム素子も, 光学的異方性を持つ

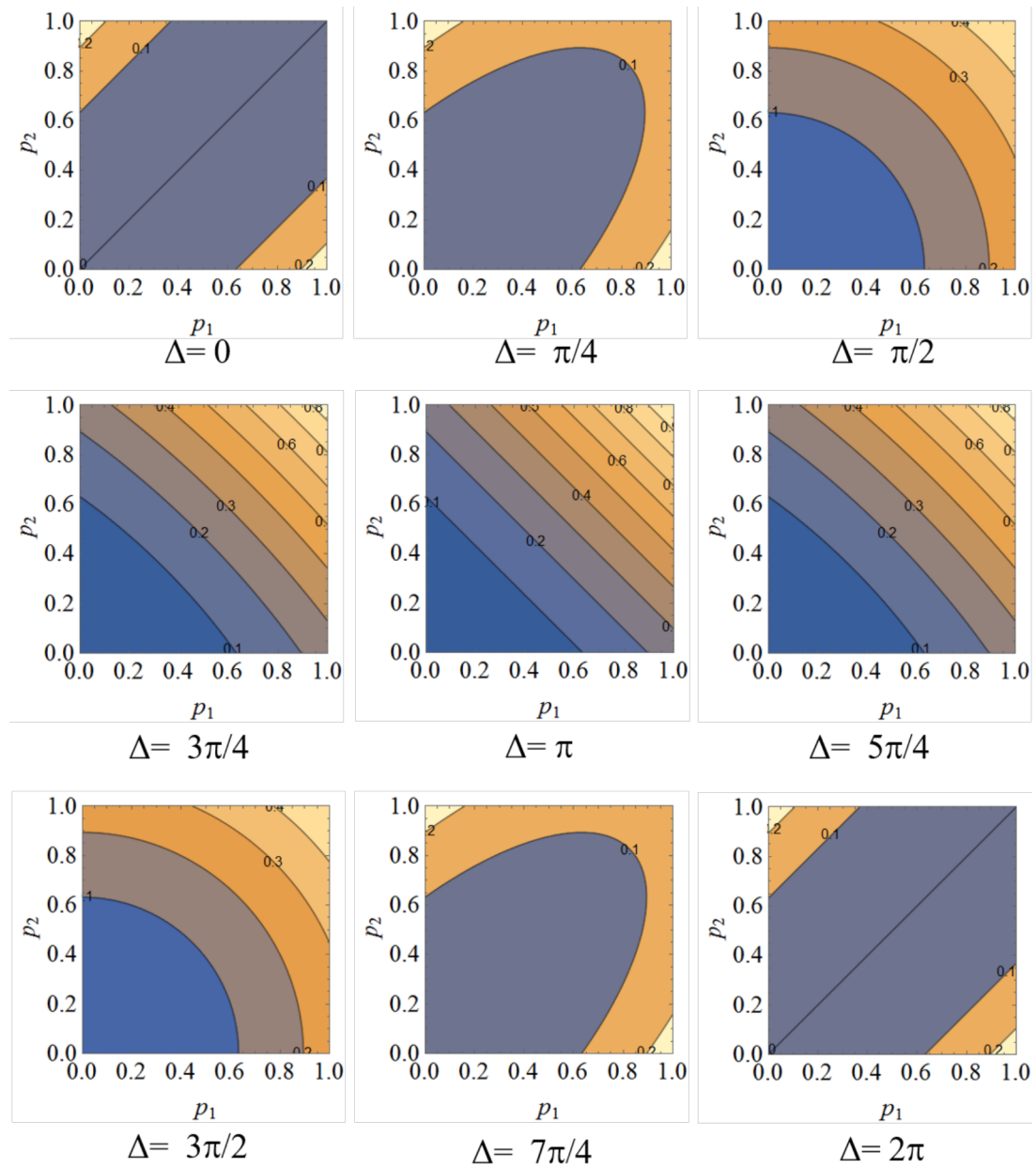


Figure 2.7: 異方性素子の変換効率

ナノアンテナを方向を変えながら配置するという手法をとっており、幾何学的位相に基づいて作られたものである。幾何学的位相を使ったメタサーフェスには、向きを変えながら素子を配置するという構造の簡便さ、設計・製作誤差が多少あっても所望の位相分布を得られる、といった利点がある。一方でナノ構造を配置する際に構造の隙間や複屈折の不足などの要因でゼロ次項に相当する入射光と同等の成分が出てきてしまうという問題点がある。入射光成分のフィルタリングには、回折成分が異なる方向に出射するように波面を設計する、 $1/4$ 波長板と直線偏光子でフィルタリングするといった方法が考えられる。前述したホログラム [52] では $1/4$ 波長板と直線偏光子を使用して入射光をカットしている。

2.4 本章のまとめ

本章では金属ナノ周期構造による偏光変換にかかわる原理として以下の内容について述べた。

- 導波路型メタサーフェス (MIM 導波路やグレーティング構造) によって生じる複屈折
- 散乱型メタサーフェスによる偏光変換
- 幾何位相

なお、偏光変換の基本的原理や測定法、光と物質の相互作用等については付録 A 章で詳細に記述する。以降の章では金属ナノグレーティング光学素子の複屈折性を利用した $1/2$ 波長板実現に向けた取り組みについて述べてゆく。

第3章

波長板の設計

本章では複屈折性を持つメタサーフェスである金属ナノグレーティング構造を光が通過する際の挙動について述べる。まず、金属ナノグレーティングで複屈折が生じる原理について触れ、波長板の設計を行う構造の概要について説明する。光の透過特性を理論計算と数値解析の2つの手法で解析する。計算結果に基づき可視光帯で使用可能な1/2波長板を得るための構造を検討する。

3.1 本研究で用いるメタサーフェス

S.-Y. Hsu らの研究結果 [54] を参考とし、複屈折性のあるメタサーフェスである金属ナノグレーティングを最適化することで透過型1/2波長板の実現を目指す。ガラス上のグレーティング構造(エアギャップ型: 図3.1(a))と誘電体中に埋め込まれた金属構造(埋め込み型: 図3.1(b))の2つの形状について透過特性を検証した。構造の寸法パラメータはグレーティング構造の断面形状の代表値となる構造周期 p , 金属間隔 w , 誘電体埋め込み型の場合は上層の高さ h_1 , 金属構造高さ h_2 の4つとした。各寸法を図3.1(c)に示す。

図3.2に本研究で扱う金属ナノグレーティング波長板の光学配置の概略図を示す。グレーティングに平行な偏光と垂直な偏光の間に生じる屈折率の違い(複屈折)に起因して位相差が生じ、偏光状態が変換される。

3.2 理論透過モデルによる透過特性の検証

2.1章で示したグレーティング構造におけるTE・TM偏光の伝搬の式を基に、多重反射による理論透過モデルを構築し、透過特性を計算した。

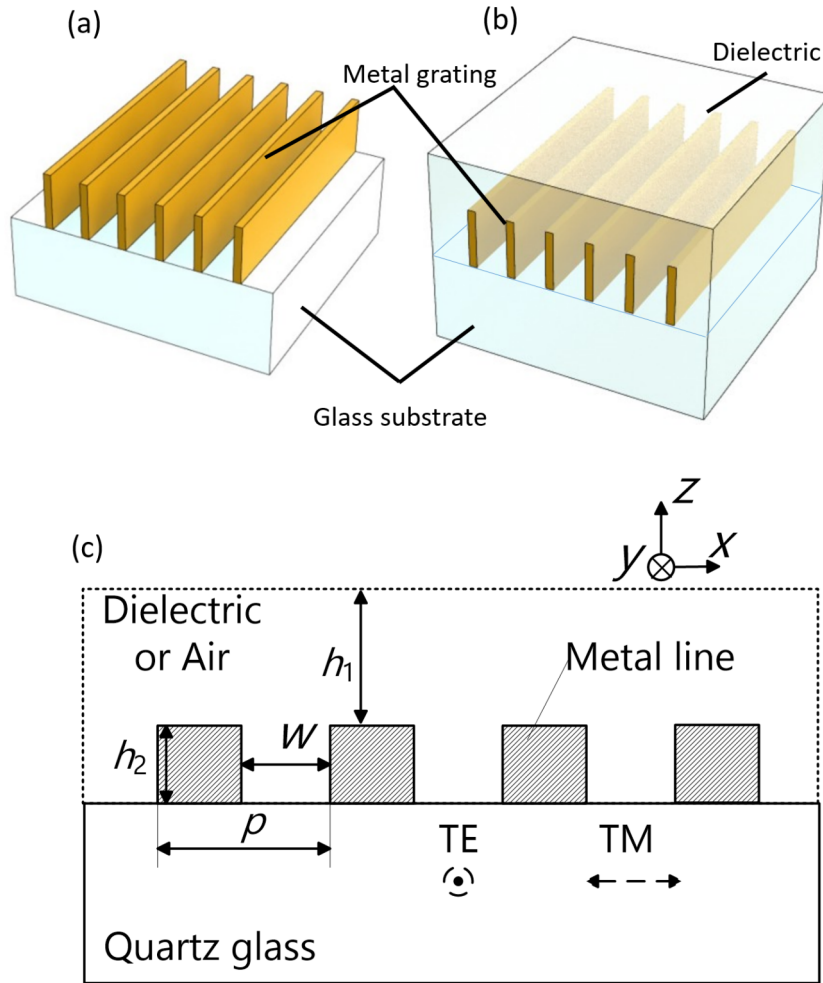


Figure 3.1: 透過特性を検証した 2 種類の金属ナノグレーティング構造の形状. (a) エアギャップ型. (b) 誘電体埋め込み型.

3.2.1 多重反射モデル

式 2.19, 2.21 および式 2.23, 2.23 から TE・TM 偏光の屈折率 n_{TE} , n_{TM} を求めることができた (図 2.3, 図 2.4). グレーティング層をこの屈折率で様な有効媒質であると仮定し, 光が反射・透過する多重反射モデルを考える. 図 3.3 に多重反射モデルの概略図を示す. モデルはガラス基板層 (屈折率 n_3), 金ナノ構造層 (複素屈折率 N_2), 上層 (屈折率 n_1), 空気層 (屈折率 n_0) の 4 つの層で構成される. ガラス基板層・上層・空気層の減衰は十分小さいものとし, これらの層の屈折率の虚部は無視するものとする. ガラス

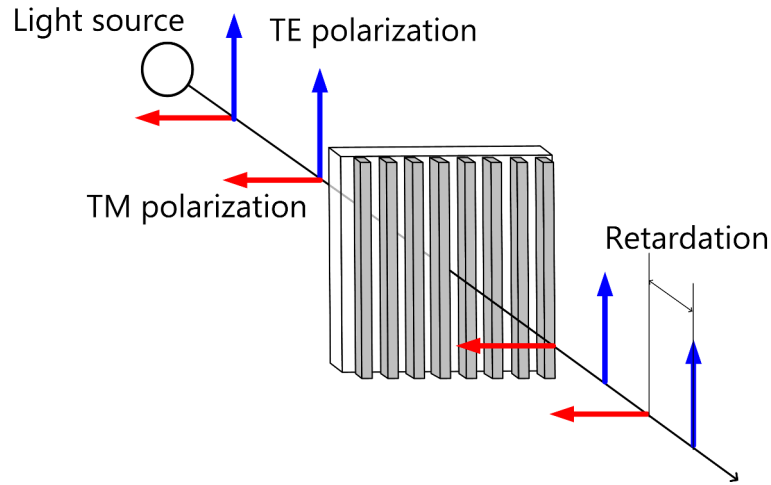


Figure 3.2: 金属ナノグレーティング波長板の概要. 光源と偏光の位置関係を示す.

基板層と空気層の厚みは無限長とし, 金構造層と上層の厚みをそれぞれ h_2 , h_1 とする. 入射光はガラス基板側から垂直に入射するものとする.

同じエネルギーを持つ真空中の電場 E_i とガラス中の電場 E_g があるとき, $n_3 E_g = E_i$ の関係が成り立つ. 空気層の電場を E_t とするとき, 電場の振幅透過率は E_t/E_i で表される.

屈折率が異なる2つの物質の界面では反射・透過が生じる. 屈折率 n_i の物質と n_j の物質界面で電場 E の光の反射を考えると, 反射光の電場は $r_{ij}E$, 透過光の電場は $t_{ij}E$ となる. r_{ij} は振幅反射係数, t_{ij} は振幅透過係数である. 光が垂直に入射する場合, r_{ij} と t_{ij} は電磁場の連続条件から以下の式で求められる. [68]

$$r_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \quad (3.1)$$

$$t_{ij} = \frac{2n_i}{n_i + n_j} \quad (3.2)$$

以上の関係から多層膜の各層の屈折率から多層構造の各界面の振幅反射・透過係数を求め, 反射・透過を順番に計算し, 透過率を算出する. 計算に際して, 各界面前後の電場を図 3.3 中に示すように a,b,c,d,e,f と呼称し, 添え字で表現する. 入射回数 n をさらに添え字として使用する.

a-b, ガラス-金構造層界面 この界面での挙動については, 以下の2つについて考慮する必要がある.

- 屈折率の違いによる反射・透過

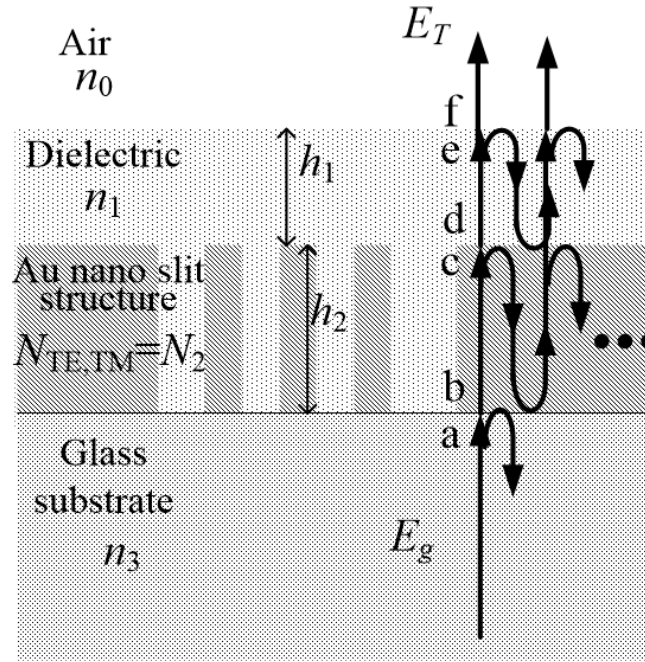


Figure 3.3: 金ナノグレーティング構造の多重反射モデル

- グレーティング中の伝搬モードへの結合効率

グレーティング中の伝搬モードへの結合効率を A とする. すなわち, 界面 a で透過に寄与する電場 E_a は

$$E_a = E_g A \quad (3.3)$$

となる. この電場が界面 a に入射し, 屈折率の違いから一部が透過する. この界面の透過係数を t_{32} とすると, 金属構造層に侵入する電場 E_b は,

$$E_b = E_a t_{32} = E_g A t_{32} \quad (3.4)$$

となる.

b-c, 金属構造層中 金ナノ構造における光の伝搬では光の吸収が無視できない. 吸収のある物質では, 式 A.25 より, 伝搬長に大して指数関数的な減衰が生じる (ランバート・ベールの法則). 厚さ h_2 の物質を伝搬した光の電場 E_{c1} は以下のようにあらわされる.

$$E_{c1} = E_b \exp\left(-i \frac{2\pi N_2}{\lambda} h_2\right) \quad (3.5)$$

界面 c に到達した光は界面 c で一部が反射し、反射した成分は界面 b でさらに一部が反射し、c に再び戻ってくる。このとき界面 b を透過した光はそのまま反射光としてガラス基板側に出射される。透過する電場 E_{c2} は以下の式で表される。

$$E_{c2} = r_{23}r_{21}E_{c1} \exp(-2i\frac{2\pi N_2}{\lambda}h_2) \quad (3.6)$$

さらに戻ってきた光は一部が透過し、一部が反射する挙動を繰り返す。n 回目の反射光は

$$E_{cn} = r_{23}r_{21}E_{c(n-1)} \exp(-2i\frac{2\pi N_2}{\lambda}h_2) \quad (3.7)$$

で表され、界面 c に到達する電場の合計 E_c は無限等比級数 E_{cn} の和としてあらわされる。この無限等比級数は初項 E_{c1} 、公比 $r_{23}r_{21} \exp(-2i\frac{2\pi N_2}{\lambda}h_2)$ の無限等比級数であり、以下のように求めることができる。

$$E_c = \sum_n^{\infty} E_{cn} = \frac{E_{c1}}{1 - r_{23}r_{21} \exp(-i\frac{4\pi N_2}{\lambda}h_2)} \quad (3.8)$$

$$= \frac{t_{32} \exp(-i\frac{2\pi N_2}{\lambda}h_2)}{1 - r_{23}r_{21} \exp(-i\frac{4\pi N_2}{\lambda}h_2)} A E_g \quad (3.9)$$

c-d-e, 金構造層-上層 界面 c では一部が反射され、金構造層に戻り、一部は上層に透過する。透過する電場を E_{d1} は次のようにあらわされる。

$$E_d = t_{21}E_c \quad (3.10)$$

金構造層と同様に、上層での多重反射を考える。厚さ h_3 の上層を伝搬し、界面 e に到達する光電場の初項 E_{e1} は

$$E_{e1} = E_d \exp(-i\frac{2\pi n_1}{\lambda}h_1) \quad (3.11)$$

である。界面 e に到達した光は一部が反射し、一部が透過する。界面 e に到達する n 回目の反射光は

$$E_{en} = r_{12}r_{10}E_{e(n-1)} \exp(-i\frac{4\pi n_1}{\lambda}h_1) \quad (3.12)$$

で表され、界面 e に到達する電場の合計 E_e は E_{en} 無限級数としてあらわされる。

$$E_e = \sum_n^{\infty} E_{en} = \frac{E_{e1}}{1 - r_{12}r_{10} \exp(-i\frac{4\pi n_1}{\lambda}h_1)} \quad (3.13)$$

$$= \frac{t_{21} \exp(-i\frac{2\pi n_1}{\lambda}h_1)}{1 - r_{12}r_{10} \exp(-i\frac{4\pi n_1}{\lambda}h_1)} E_d \quad (3.14)$$

e-f. 上層-空気層界面 界面 e に到達した光は界面 e で一部が透過し，空気層側 (f) に出射される．透過する電場 E_f は以下の式で表される．

$$E_f = t_{10}E_e = E_t \quad (3.15)$$

以上の議論より，入射光 E_i と透過光 E_t の関係は以下のようにあらわされる．

$$E_t = \frac{t_{10}t_{21} \exp(-i\frac{2\pi n_1}{\lambda}h_1)}{1 - r_{12}r_{10} \exp(-i\frac{4\pi n_1}{\lambda}h_1)} E_d \quad (3.16)$$

$$= \frac{t_{10}t_{21} \exp(-i\frac{2\pi n_1}{\lambda}h_1)}{1 - r_{12}r_{10} \exp(-i\frac{4\pi n_1}{\lambda}h_1)} \frac{t_{21}t_{32} \exp(-i\frac{2\pi N_2}{\lambda}h_2)}{1 - r_{23}r_{21} \exp(-i\frac{4\pi N_2}{\lambda}h_2)} AE_g \quad (3.17)$$

$$= \frac{E_i A t_{10} t_{21}^2 t_{32} \exp\left\{-\frac{2i\pi}{\lambda}(n_1 h_1 + N_2 h_2)\right\}}{n_3 \left\{1 - r_{12} r_{10} \exp\left(-i\frac{4\pi n_1}{\lambda}h_1\right)\right\} \left\{1 - r_{23} r_{21} \exp\left(-i\frac{4\pi N_2}{\lambda}h_2\right)\right\}} \quad (3.18)$$

以上の計算で求められた透過光の電場 E_t から透過率 T と複屈折位相差 Δ を算出する．透過率 T は (出射光強度/入射光強度) から，以下のように求められる．

$$T = \frac{E_t E_t^*}{E_i E_i^*} \quad (3.19)$$

位相差 Δ は複素電場 E_t の偏角から算出する．まず，TE・TM 偏光それぞれについて電場の偏角

$$\delta_{\text{TE,TM}} = \arg(E_t) \quad (3.20)$$

を求め，TE・TM 偏光の偏角の差分を次のように位相差 Δ とした．

$$\Delta = \delta_{\text{TE}} - \delta_{\text{TM}} \quad (3.21)$$

3.2.2 計算結果

可視光用 1/2 波長板の設計のため，多重反射系の理論モデルを基に金属ナノグレーティング構造の透過特性を算出した．計算には数式処理システム Mathematica(Wolfram) を用いた．結合効率 A は TE・TM 偏光で以下のように設定した．

TE 偏光 金属部分に入射した光はすべて反射される．金属間のギャップ部分に当たった光のみが後の伝搬に寄与すると仮定する． $A_{\text{TE}} = w/p$

TM 偏光 入射した光はすべて後の伝搬に寄与するものと仮定する. $A_{TM} = 1$

TM 偏光の場合, 実際の系では金属端部における局在表面プラズモンの励起による反射等の損失が予測される. 局在表面プラズモンの励起は金属幅・高さ, 端部の形状に依存し複雑な挙動を示すことが予測されることから, 理論モデルに組み込むのが困難と考え, 本計算では無視した.

設計値 (金属間隔 w , 金属構造高さ h) や入射波長 λ をパラメータとして, TE・TM 偏光の屈折率, 透過率, 位相差を算出した. ガラス上に金属のグレーティングがあり, 金属間と金属上は空気となる「エアギャップ型」, 金属が誘電体に埋め込まれている「埋め込み型」, の2種類について計算を行った. 金属の誘電関数は Au は Johnson らの値 [69], Ag・Al は Rakic らの値 [70] を使用した. ガラスの屈折率として Malitson の値 [71] を用いた. 上層の厚さ 600 nm, グレーティング周期 400 nm を共通するパラメータとして使用した.

伝搬の式として, 金属周期構造の式 (式 2.19, 2.21) から求められた伝搬定数 $k_{TE,TM}$ を用いている. グレーティングの端部における位相のずれは無いという仮定を含む.

3.2.2.1 金ナノグレーティング構造

まず, 金属間隔 w と波長 λ に対する, 金ナノグレーティング層の複素屈折率 $N_{TE,TM}$ の分布を算出した. 屈折率の実部 $n_{TE,TM}$ は金属ナノグレーティング中の光の伝搬速度および出射光の位相に, 虚部 $\kappa_{TE,TM}$ は金属ナノグレーティングでの光の減衰, 出射光の透過率に影響するものである. ある波長での金ナノグレーティング層の屈折率は金属間隔 w に依存する. 屈折率の算出は $p = 400$ nm とし, w を 200~400 nm, 20 nm 刻みで設定して行われた.

屈折率実部 $n_{TE,TM}$ の分布を図 3.4 に示す. TE 偏光の屈折率実部 n_{TE} は周辺媒質の屈折率と比べて小さくなっている. 波長 λ に対して金属間隔 w が十分大きいとき (図中左上の領域) には, $\lambda \cdot w$ の変化に応じて n_{TE} が大きく変化する. w が小さくなるにつれ, 屈折率および屈折率の変化率は大きくなっていく. λ に対して w が小さい領域 (図中右下の領域) では, 屈折率は 0 近傍でほぼ一定となる. この領域は光の侵入深さを加味した実質金属間隔 w_{eff} が, 波長 λ の 1/2 よりも小さい領域に相当する. したがって, この領域ではカットオフが生じていると考えられる. エアギャップ型と埋め込み型を比較すると, 埋め込み型の方がカットオフが生じる領域は長波長側となる. 金属間ギャップを満たす誘電体によって, 媒質中の波長が短くなり, 相対的に金属幅が大きくなっていることに起因する. なお, 部分には計算ソフト Mathematica による複素数計算が収束しなかった部分が多数含まれており, 一部表示が煩雑になっている.

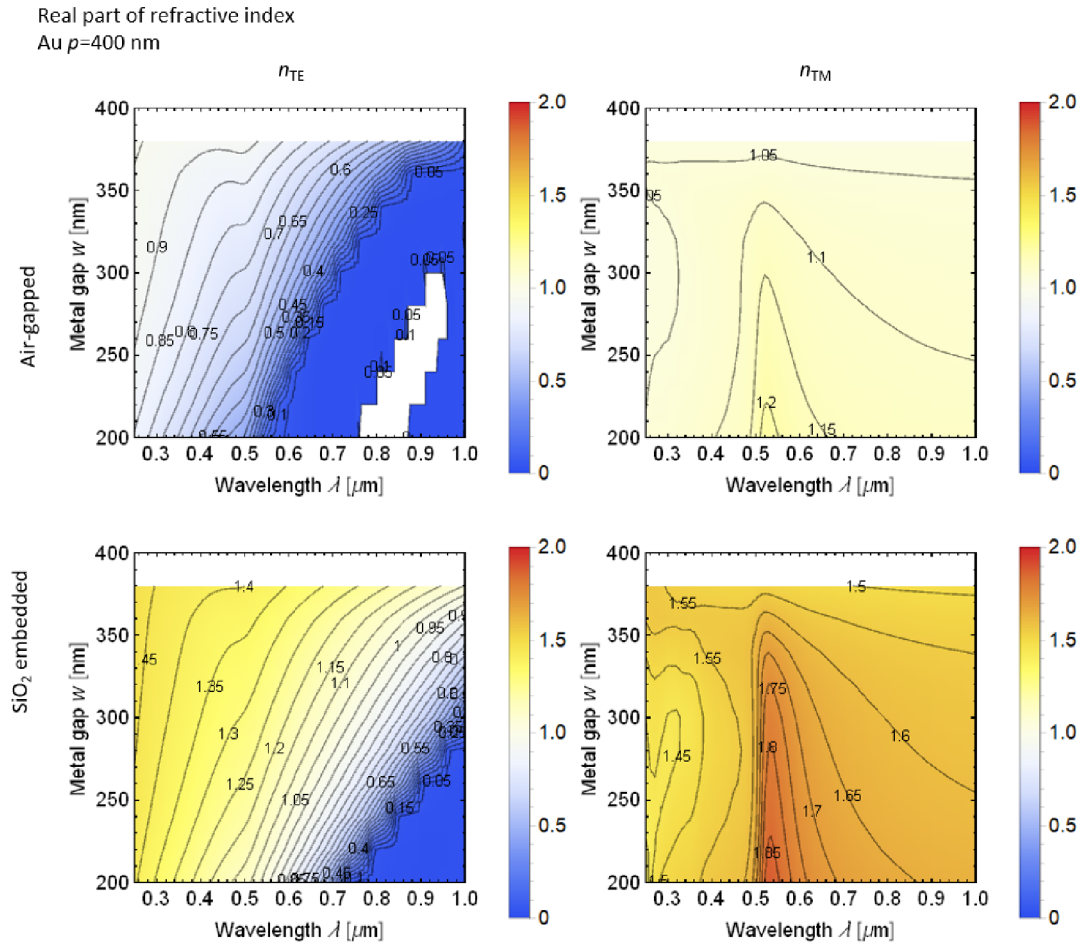


Figure 3.4: 波長 λ , 金属間隔 w に対する屈折率実部の分布. $p = 400$ nm.

TM 偏光の屈折率実部 n_{TM} は周辺媒質の屈折率と比べてやや大きくなる. 屈折率が最も大きくなるのは波長 530 nm 付近の領域である. 金のバンド間遷移の吸収端に相当する波長帯とおおよそ一致する. 計算を行った $w = 200 - 400$ nm の領域では屈折率の w 依存性は小さい. TM 偏光の w に応じた波数変化はギャップを隔てた金属間のプラズモンによるものである. 屈折率の変化が顕著な領域はギャップ間の相互作用が強い $w < 100$ nm 以下の領域にあると考えられる. すなわち w を小さくすれば, より高い屈折率を得られると考えられる. しかしながら, 100 nm を下回る狭いギャップは可視光・TE 偏光のカットオフ領域と一致するため, TE・TM 偏光両者を使用する必要がある波長板の用途では不適となる.

虚部 $\kappa_{\text{TE,TM}}$ の分布を図 3.5 に示す. TE 偏光では λ に対して w が小さい領域において κ_{TE} が非常に大きく減衰が非常に大きいことがわかる. これは 2.1.2 で述べたカット

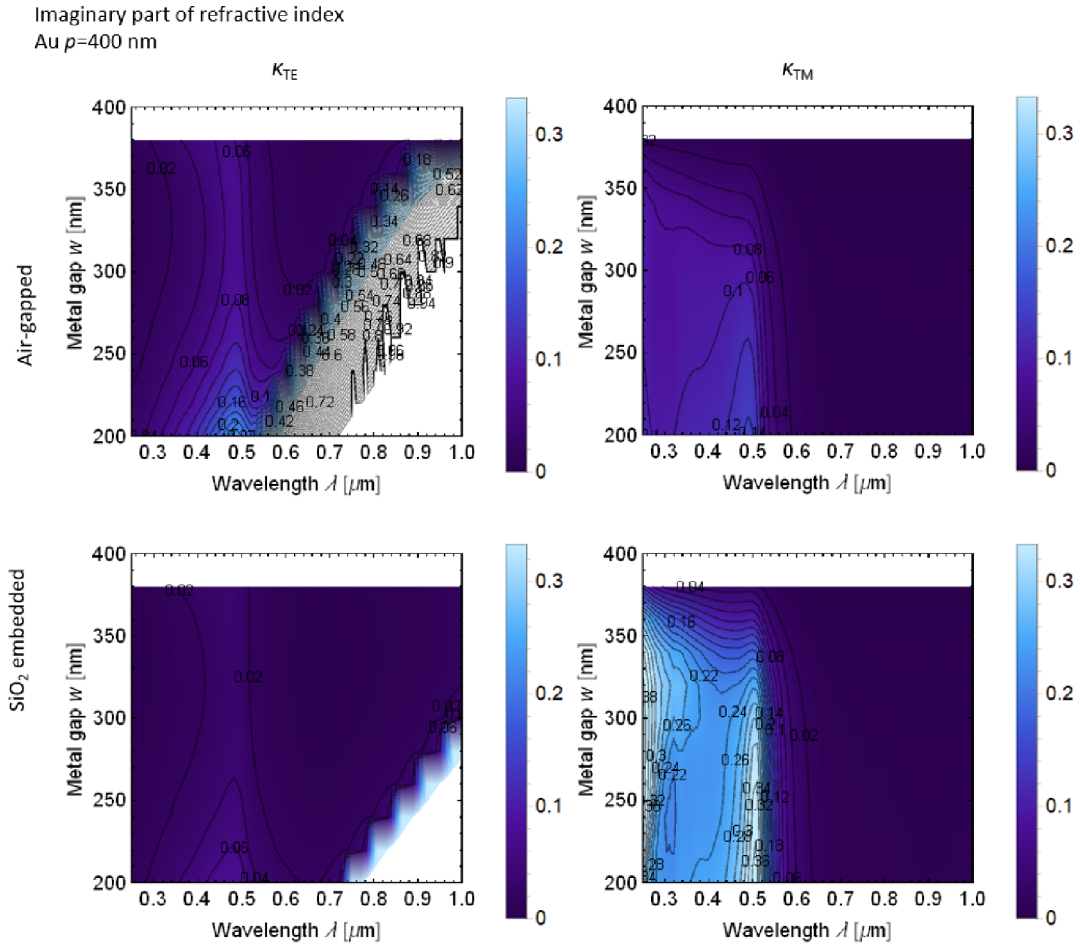


Figure 3.5: 波長 λ , 金属間隔 w に対する屈折率虚部の分布. $p = 400$ nm.

オフによるものである。波長 500 nm 以下の領域では κ_{TE} がやや大きくなっている。この領域はバンド間遷移が生じる領域と一致することから、金属による光の吸収の影響であると考えられる。

TM 偏光では波長 500 nm 以下の領域で κ_{TM} がやや大きくなる。この領域は TE 偏光と同様で、金の誘電率の虚部が大きくなる領域と一致することから、金属による光の吸収の影響であると考えられる。エアギャップ型と埋め込み型を比較すると κ_{TM} が大きくなる領域が一致していることがわかる。 w への依存性は小さく、 w が小さくても大きな減衰は生じないと予想される。

図 3.6 に $p = 400$ nm, $w = 300$ nm としたときの TE・TM 偏光の屈折率実部・虚部を示す。2.1.4 金属ナノグレーティングの複屈折は $\Delta n = n_{TE} - n_{TM}$ で求められる。複屈折の大きさは波長に依存するが、エアギャップ型の場合、波長 700 nm 付近において、

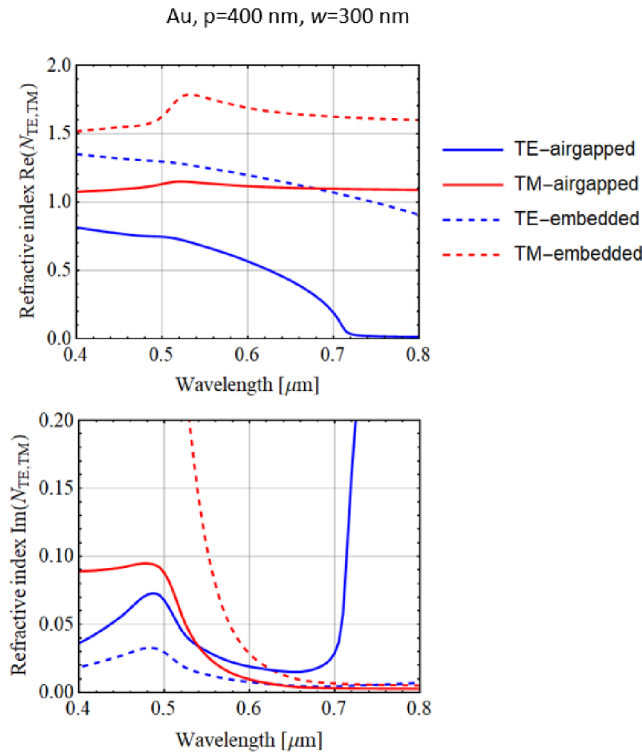


Figure 3.6: 波長 λ に対する複素屈折率. $p = 400$ nm, $w = 300$ nm. (上) 実部 (下) 虚部

複屈折 $\Delta n \approx 1$ 程度, 埋め込み型の場合は波長 1000 nm 付近で 1 を大きく超える複屈折が得られている. 複屈折の大きさは, 方解石で 0.17[72], 液晶では 0.2 程度 [5] であり, これらの値より 5 倍以上大きな複屈折が得られると予測された. ただし, 現時点で透過率については議論しておらず, 光学素子としての利用を考えるには透過率についても考慮する必要がある点を留意すべきである.

波長を可視光の 633 nm における 1/2 波長板を設計するため, 構造寸法 h_2 , w に対してどのような透過率・位相差が得られるかを調査した. 計算はエアギャップ型・埋め込み型両方について行われた. 計算結果を図 3.7 に示す. エアギャップ型の場合, カットオフの影響で $w < 300$ nm の TE 偏光透過率は低い. 埋め込み型の場合, エアギャップ型と比べて狭いギャップ ($w > 200$ nm) でも TE 偏光の透過が得られる. 偏光の透過率はエアギャップ・埋め込みの間に大きな違いは見られない. TE・TM 偏光両者で見られる厚さの変化によって現れる透過率の周期的な変化は, 金属ナノグレーティング層で発生を予期した多重反射によるものである. 1/2 波長板であるための条件は $T_{TE} = T_{TM}$ かつ $\Delta = 180^\circ$ である. さらに高い透過率が得られることが望ましい. 残念ながら計算が行われた条件・範囲では広い範囲で TM 偏光の透過率が TE 偏光を上回っており, すべ

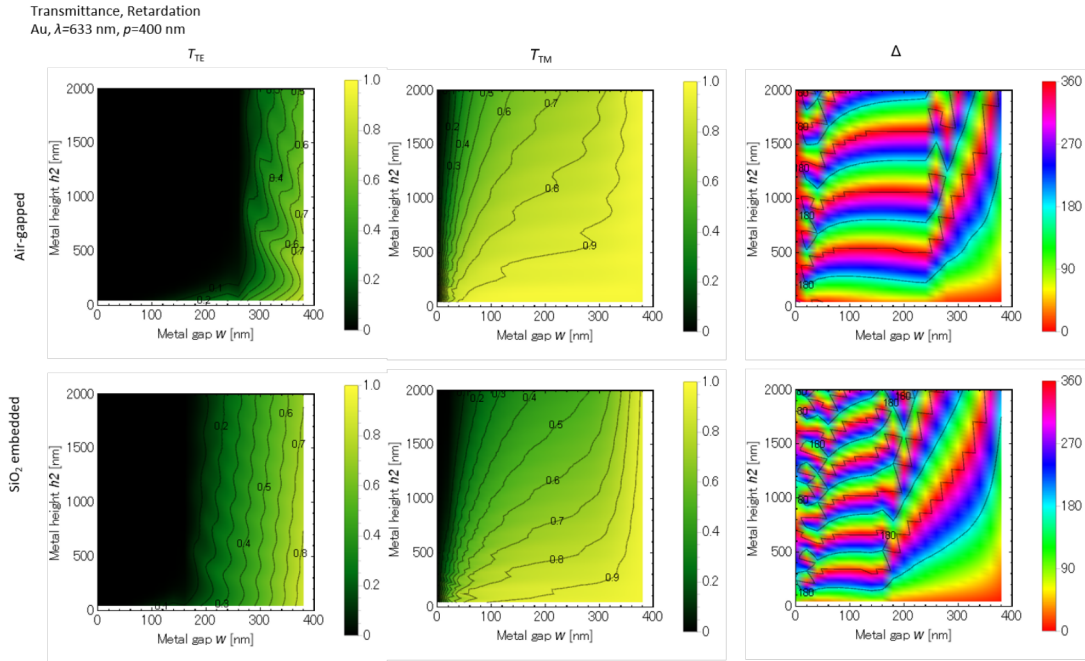


Figure 3.7: 波長 $\lambda = 633$ nm, 金属構造高さ h_2 , 金属間隔 w に対する透過率・位相差の分布

ての条件を満たす点は確認できない。しかし、計算を単純にするために仮定したグレーティング端部の結合効率¹を考えると、実際の素子では計算結果よりも低いTM偏光の透過率が期待される。

1/2 波長程度の位相差をとり、かつ TE・TM 共に 50%を超える透過率を示す領域の例として、

- エアギャップ型 : $h_2 = 800$ nm, $w = 350$ nm, $p = 400$ nm
- SiO₂ 埋め込み型 : $h_2 = 1100$ nm, $w = 360$ nm, $p = 400$ nm

における透過率・位相差スペクトルの計算結果を図 3.8 に示す。両者とも波長 633 nm 近傍において、 $T_{TE} = T_{TM}$, 180° の位相差および 50%を超える高い透過率を同時に達成できる予想が得られた。一方で、スペクトル特性はエアギャップ型と埋め込み型でやや異なる。エアギャップ型の場合 TE 偏光の透過率の波長依存性が大きく、透過ピークが 2 か所見られる。位相差については全体として波長が大きくなるにつれて大きくなる傾向が見られる。埋め込み型の場合、位相差は波長 633 nm 付近でフラットな特性となり、波長依存性が小さい結果となった。

¹TE 偏光の $A_{TE} = w/p$ に対して TM 偏光で $A_{TM} = 1$

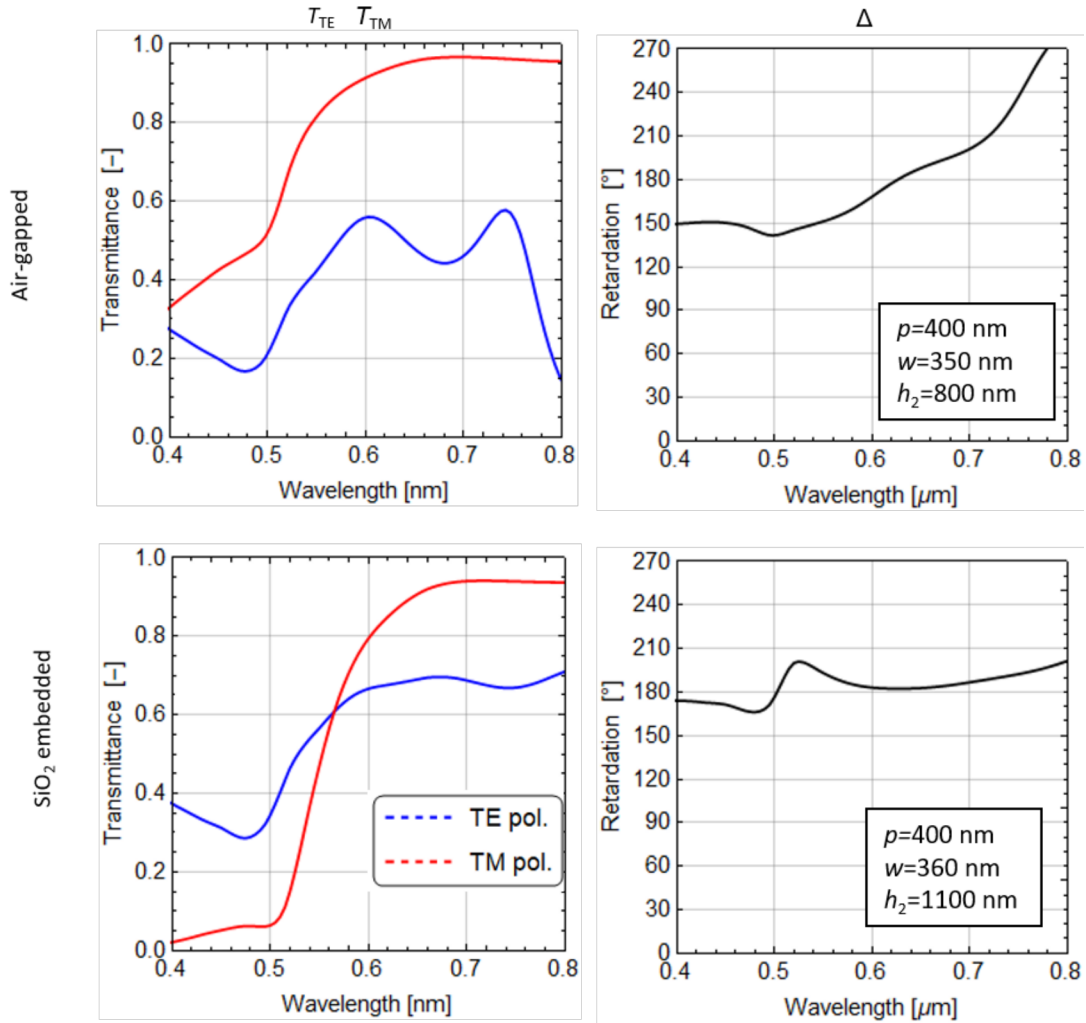


Figure 3.8: エアギャップ型，埋め込み型それぞれの設計値と算出された透過特性の一例.

波長板としての実用性を考えるとき，先述の波長板の条件の他に，波長依存性と製作・使用上の問題についても考慮に入れることが望ましい．波長板の性能としては波長に依らず一定の位相差・透過率が得られることが望ましい．製作の難しさを考慮すると，金属が高い構造は製作が困難である．製作誤差を加味した場合，寸法値に対する透過特性の変化が小さいことが望ましい．また，実際に使用する際には，素子上部にさらに構造を作成するといった使用法が考えられる．

図 3.9 に金属構造高さ $h_2 = 800 \text{ nm}$ としたときの， $\lambda \cdot w$ に対する透過率・位相差の分布を示す．TE・TM 偏光両方の透過率と位相差が同時に得られる領域というのは，

- カットオフ領域より短波長もしくは金属間隔が大きい領域

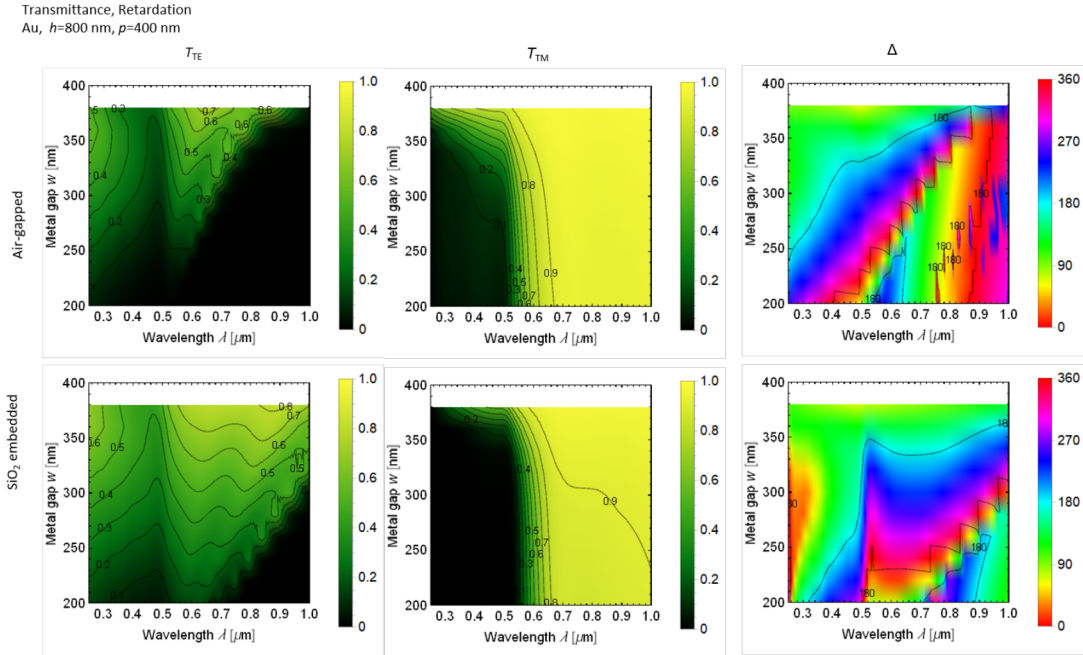


Figure 3.9: $h = 800$ nm, $p = 400$ nm における, 波長 λ , 金属間隔 w に対する透過率・位相差の分布. 各行はエアギャップ型と埋め込み型.

- 金属による光吸収が生じる領域より長波長の領域

の範囲となる. TE 偏光の透過率は屈折率が小さくなる領域 (w が小さい領域) では低くなる傾向がみられる. 一方で位相差は屈折率が大きいほど大きくなる. TE 偏光の透過率と位相差はトレードオフの関係といえる. 高い透過率を得るためには, 複屈折をある程度小さくし, 光路長, すなわち金属構造高さ h_2 を大きくすることが望ましい.

エアギャップ型と埋め込み型を比較してみると, 全体的に位相差はエアギャップ型の方が大きい. 埋め込み型では特に位相差 180° に関しては波長に対する位相差の変化率が小さい. 波長依存性の面では埋め込み型の方が優れた特性といえる.

ここで位相差の波長依存性が少ない金ナノグレーティングの設計について考察する. 本論文で議論する位相差は位相角で議論されるものである. ある厚みのある複屈折性薄膜を使って波長に依らず一定の位相角を得るためには, 長波長で大きな複屈折が必要とされる. 多重反射を含めた位相差は式 3.20 および 3.21 で求められたが, この位相差は多重反射を無視した位相差

$$\Delta_{\text{layer2}} = \frac{2\pi h_2}{\lambda_0} \Delta n \quad (3.22)$$

とほぼ一致する. 欲しい位相差を $\Delta_{\text{layer2}} = \pi$ とするとき, 必要な複屈折 Δn は以下の

ように求められる.

$$\Delta n = \frac{\lambda_0}{2h_2} \quad (3.23)$$

波長に対する Δn の変化率が $\frac{d\Delta n}{d\lambda_0} = \frac{1}{2h_2}$ であればフラットな位相差が得られる.

図 3.4 や 3.6 で示したように, 金ナノグレーティングの複屈折は基本的に長波長側で大きくなる傾向がみられる. これは, 広い波長域でフラットな光学特性を得るためには優れた特性といえる. しかし, 金ナノスリットの複屈折は波長に対して加速的に変化する特性を持つため, 図 3.8 や 3.9 に示したように, 実際には位相差が一定にならない.

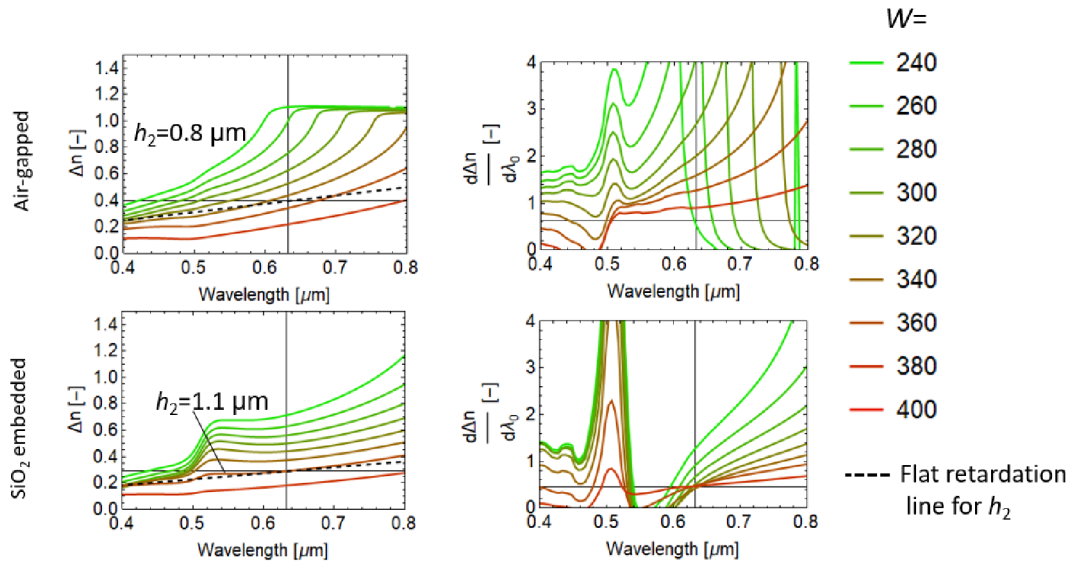


Figure 3.10: 各設計値における複屈折 Δn と Δn の変化率の波長依存性. 破線はある高さ h_2 (図中表記) の構造でフラットな波長特性を得るための理想的な複屈折特性.

位相差の波長依存性についてより詳細に解析を行った. 3.10 にエアギャップ型・埋め込み型それぞれにおける入射波長 λ_0 に対する複屈折 δn ・複屈折の一階微分 $\frac{d\Delta n}{d\lambda_0}$ を示す. 全体的に長波長側程高い複屈折となる傾向が見られる. 波長 530 nm 付近で生じる金属のバンド間遷移に起因する屈折率の凸部は, p と w が近くなるにつれて緩やかになる傾向がみられる. 金属構造高さ h_2 をそれぞれ 0.8 μm , 1.1 μm に設定した時, すべての波長で 1/2 波長の位相差が得られる屈折率分布 (式 3.23) を図中破線で示す. h_2 の値を変えると, 破線の傾きが変化する. 金属グレーティングの屈折率は波長に対して線形にはなく, いくつかの特徴をもった曲線となっている. 屈折率は波長 500 nm 付近で特徴的に大きくなり, 長波長側にいくにつれて加速度的に増加していく. 波長 500 nm

付近の変化は先述の通り金属のバンド間遷移によるものと考えられ、長波長側の変化はTE偏光のカットオフ領域付近の変化である。

波長に対してフラットな位相差を得るためには、破線と屈折率分布が接している状態が最も望ましい。また、傾きの変化が緩やかであることが望ましい。エアギャップ型の場合、計算を行った w の範囲内では破線と屈折率分布が接する条件は無かった。波長 633 nm において $w = 340 \text{ nm} \sim 360 \text{ nm}$ の条件で $h_2 = 0.8$ の位相差 $1/2$ 波長条件 (破線) と交点を生じる、右のグラフから屈折率の傾きは一致していないことが確認できる。埋め込み型の場合、波長 633 nm, $h_2 = 1.1 \mu\text{m}$, $w = 360 \text{ nm}$ の条件で破線と屈折率がおおよそ一致し、 $\frac{d\Delta n}{d\lambda_0}$ の値も一致していることが確認できる。埋め込み型の傾きの変化率はエアギャップ型と比べて緩やかであり、波長依存性を小さく設計できる可能性が示唆された。

3.2.2.2 金属による挙動の違い

次に、金属の種類の違いによる屈折率の w , λ 依存性について検証する。3種類の金属 Au, Ag, Al をナノグレーティングの金属部分として使用した際の透過特性等を算出した。これらの金属は他の金属と比べてプラズマ周波数が高く、プラズモン共鳴周波数が可視から紫外に存在する特徴を持つ。 w , λ に対する屈折率実部の分布を図 3.11 に虚部を図 3.12 に示す。

屈折率実部については、TE偏光のカットオフ領域は金属の種類に依らずおおよそ同じ領域に生じている。TM偏光の屈折率は Al に比べて Au・Ag が大きい。

Ag の波長 350 nm 付近の領域における屈折率実部の大きな変動、および屈折率虚部の強い吸収は Ag が誘電率の虚部が比較的小さく、バンド間遷移に起因する挙動が顕著に表れることに由来する。

TE偏光の屈折率虚部は Au 同様、Ag, Al にもカットオフによる領域が生じている。屈折率虚部については、Au では波長 510 nm 以下の領域、Ag では波長 360 nm 以下の領域で大きい。Al についてはグラフ中に現れておらず、250 nm 以下の領域に現れると考えられる。

スリット高さを 800 nm とした時の各金属における透過率・位相差の分布を図 3.13 に示す。TM偏光の透過率は金属の種類による特徴が顕著に表れている。Ag は Au と比べて短波長側、波長 400 nm 程度まで高い透過率が得られる。位相差の大きさについても Au と遜色ない。しかし、短波長側では挙動が複雑であり、透過特性の波長依存性が強い。Al は Au・Ag と比べて位相差がやや小さい。これは TM偏光によって励起される表面プラズモンによる位相シフトが微小であることに起因するためであると考えられる。

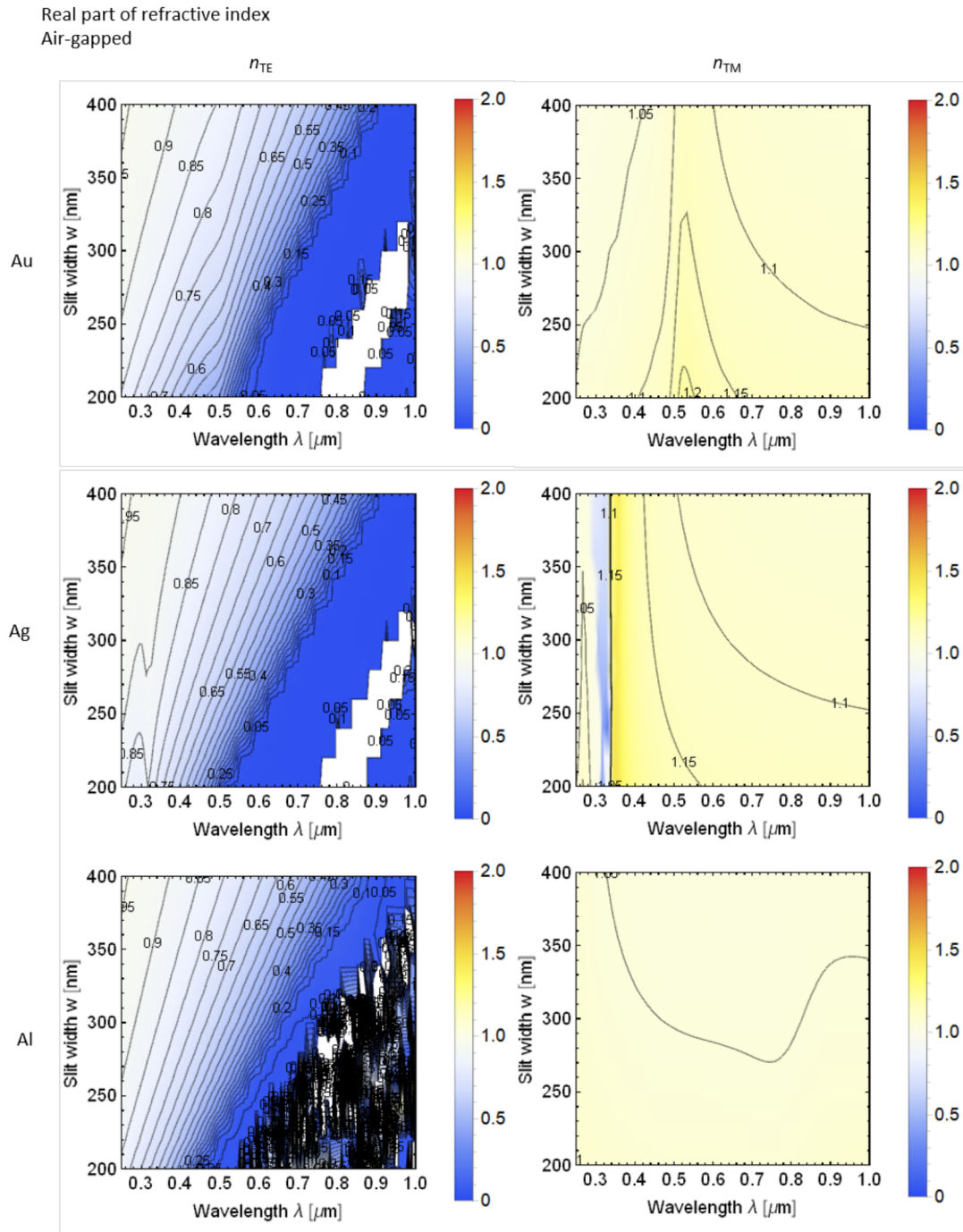


Figure 3.11: $h_2 = 800$ nm, $p = 400$ nm における, 波長 λ , 金属間隔 w に対する TE・TM 偏光それぞれの屈折率実部の分布. 構造はエアギャップ型とし, 各行は金属をそれぞれ Au, Ag, Al とした.

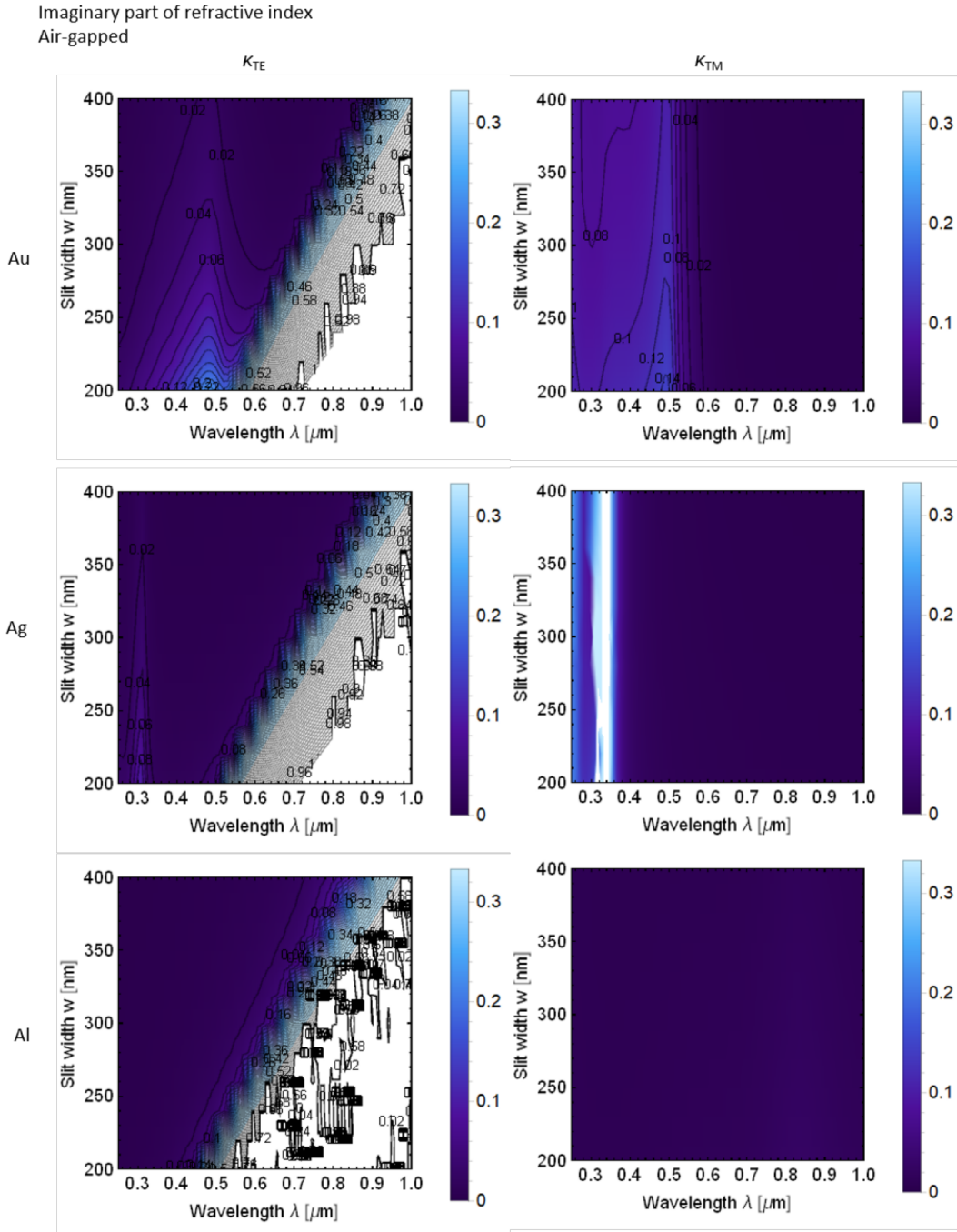


Figure 3.12: $h_2 = 800$ nm, $p = 400$ nmにおける, 波長 λ , 金属間隔 w に対する TE・TM 偏光それぞれの屈折率虚部の分布. 構造はエアギャップ型とし, 各行は金属をそれぞれ Au, Ag, Al とした.

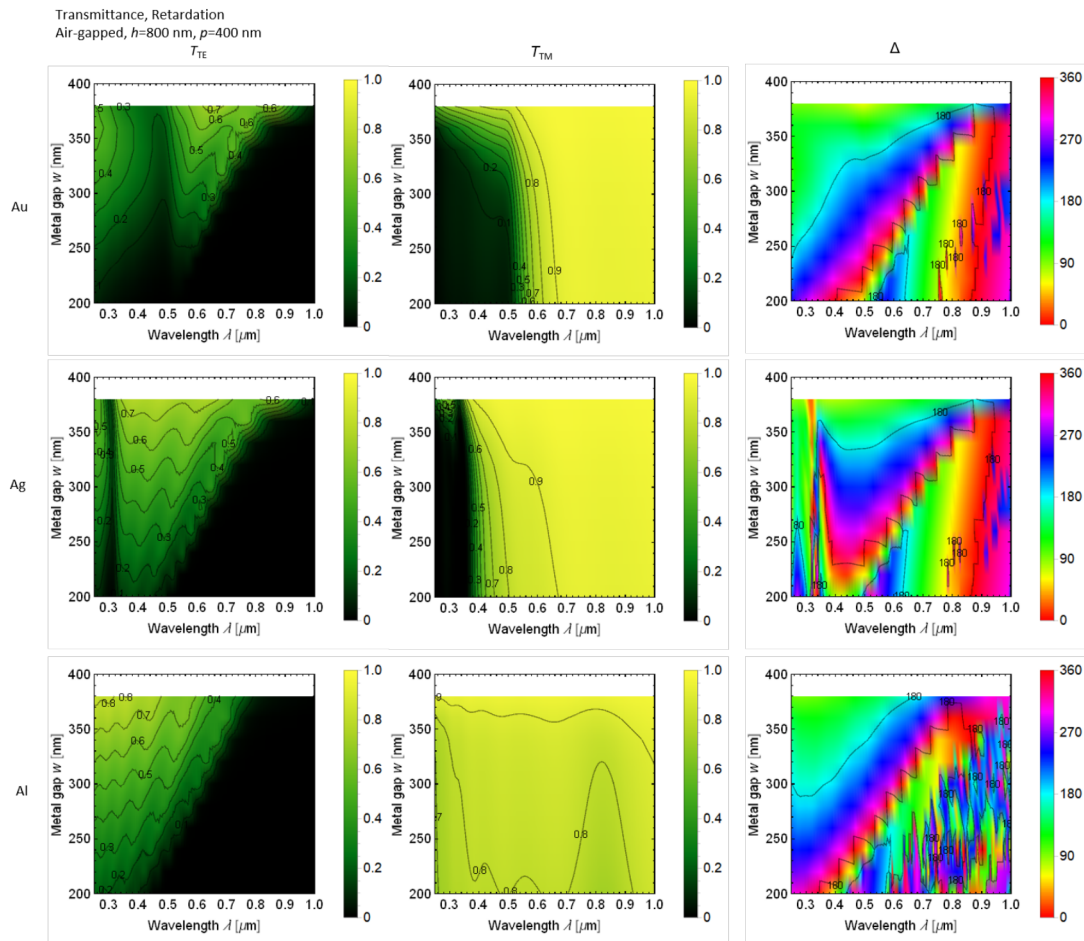


Figure 3.13: $h_2 = 800$ nm, $p = 400$ nm における, 波長 λ , 金属間隔 w に対する透過率・位相差の分布. 構造はエアギャップ型とし, 各行は金属をそれぞれ Au, Ag, Al とした.

一方で, Al は TE・TM 偏光共に波長 250 nm 程度の紫外域まで高い透過率が得られるという結果になっている. メタサーフェスによる紫外域の 1/2 波長板実現の可能性を示唆するものである.

3.2.2.3 埋め込み誘電体による挙動の違い

金属構造高さ h_2 を 800 nm とし, 5 種類の埋め込み媒質について透過特性の比較を行った. 媒質には空気, スピンオンガラス (SOG), 石英ガラス, PMMA, Al_2O_3 を用いた. SOG の屈折率は 1.39 前後, PMMA は 1.48 程度, Al_2O_3 は 1.76 前後, である. 詳細な値は文献 [71, 73, 74] を参考にした.

3.2. 理論透過モデルによる透過特性の検証

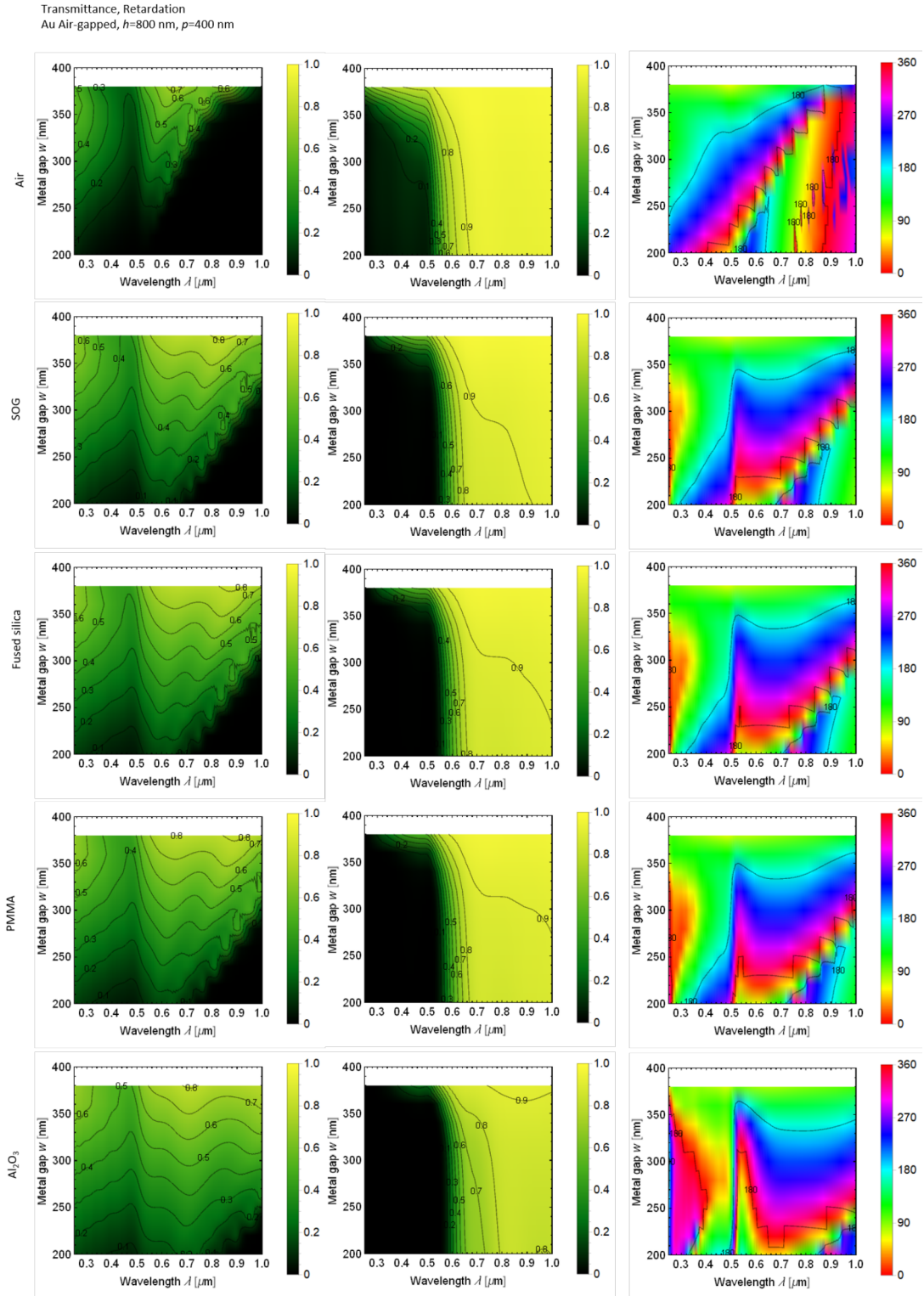


Figure 3.14: $h_2 = 800$ nm, $p = 400$ nmにおける, 波長 λ , 金属間隔 w に対する透過率・位相差の分布. 各行で金属間の誘電体の種類をそれぞれ空気, スピンオンガラス (SOG), 石英, PMMA, 酸化アルミとした.

計算結果を図 3.14 に示す。屈折率が高い物質ほど、カットオフ領域は長波長側にシフトした。TM 偏光の透過率は屈折率が高い物質ほど低い値となった。金属の物性によって急峻な変化が生じる波長帯に大きな変化は見られなかった。位相差は屈折率が高い物質ほど高い一方で、位相差の波長依存性は屈折率が高い物質ほど小さい結果となった。

3.3 有限差分時間領域法を用いた透過特性の検証

理論モデルは構造のグレーディングの端部の挙動など考慮されていない問題がある．そこで，計算的手法として有限差分時間領域法 (FDTD 法，計算法の詳細は付録 A.6.3 章に記述) を用いて透過特性の検証を行った．

3.3.1 透過特性解析の計算モデル

FDTD 法では解析領域中に物体と光源を設定し，光源から波を生成，伝搬光の電磁場を記録することで行われる．図 3.15 に解析のために用いた計算モデルの一例を示す．

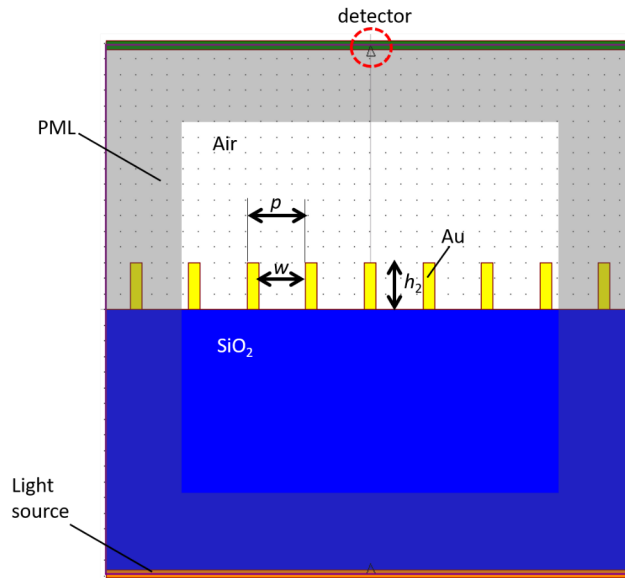


Figure 3.15: FDTD 法で用いた計算モデルの一例

金属の周期構造を SiO_2 上に配置し，ガラス側から光を入射する．入射波の偏光方向は紙面に垂直 (TE) 方向または水平 (TM) 方向に指定する．光源から以下の式で表される波を入射する．

$$g(t) = \xi_{up}(t) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}t\right) \quad (3.24)$$

$$\left(\begin{array}{l} t < t_u : \xi_{up}(t) = \sin\left(\frac{\pi}{2}(t/t_u)\right) \\ t > t_u : \xi_{up}(t) = 1 \end{array} \right) \quad (3.25)$$

t_{up} は定常波の立ち上がりにかかる時間 (ランプタイム) を指定する値である．

入射した波は構造を透過し、モニタ部分に到達する。モニタでは時間変化 (時間に対する光の進行量) ct の変化に対する電場強度 E を出力することができる。

時間ステップ Δt , グリッドサイズ Δx , Δy は条件によって異なる。

3.3.2 データ処理

TE・TM 偏光の両方で電場の時間変化 $E(ct)$ を計算し、その結果から位相差 Δ や透過率 $T_{TE, TM}$ を算出する。TE・TM 偏光それぞれの電場の時間変化を図 3.16

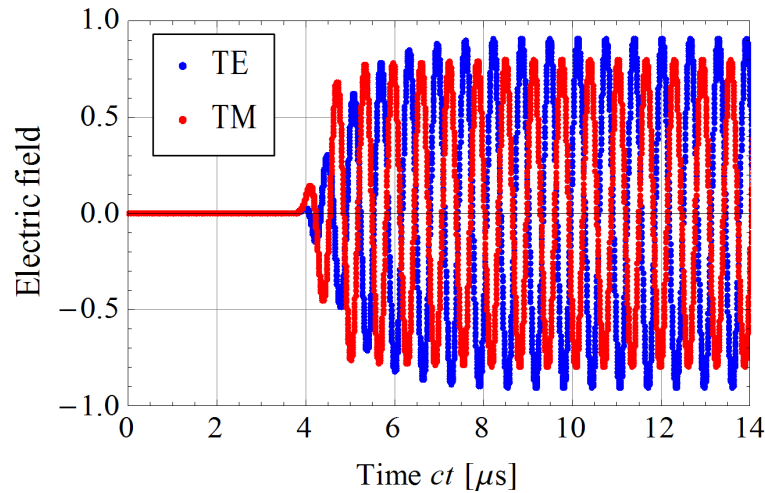


Figure 3.16: 解析で算出する電場振動の一例。TE・TM 偏光それぞれの電場振動を算出する。

位相差 Δ は相関関数を使って算出した。相関関数 R は 2 つのデータ系列 f , g が存在するとき、以下の式であらわされる。

$$R = \sum_{i=1}^{n-d} f_i g_{i+d} \quad (3.26)$$

ただし、 n はデータ数、 g はデータずらし量を表している。2 つのデータのずれが大きいとき R は小さくなり、一致していれば大きくなる。相関関数の f に TE 偏光のデータ系列 E_{TE} を、 g に TM 偏光のデータ系列 E_{TM} をそれぞれ代入し、データずらし量 d の関数として相関関数 R を算出する。 R が最大となるずらし量 d に時間ステップ Δt を掛けたものが 2 つの波形の位相差に相当する。

透過率 $T_{TE, TM}$ は波形のフィッティングを用いて求めた。式 3.24 の入射波形に対して電場振幅を A_0 、時間方向の平行移動量を t_0 とした式

$$g'(t) = A_0 \xi_{up}(t - t_0) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(t - t_0)\right) \quad (3.27)$$

と出力データ $E(ct)$ を最小二乗法でフィッティングする。フィッティングパラメータから A_0 を算出し、効率を $T_{TE,TM} = A_0^2$ として求めた。

3.3.3 可視光用 Au ナノグレーティング波長板

可視光 633 nm について

- 位相差 180°
- 透過率 $T_{TE} = T_{TM}$

となる設計条件を得るため、FDTD 法による解析を行った。計算領域は図 3.15 と同様である。金属は Au とした。境界条件には PML (Perfectly matched layer) 境界条件を用いている。PML 領域の厚さは $0.5 \mu\text{m}$ とした。グリッドサイズは $\Delta x = \Delta y = 0.005 \mu\text{m}$ 、時間ステップは $ct = 0.0035355 \mu\text{m}$ とした。

グレーティング周期 $p=350,375,405,450,475,525 \text{ nm}$ の 6 種類について、金属構造高さ h_2 、金属間隔 w をパラメータとして 50 nm おきに変化させながら位相差と透過率を算出した。

図 3.17 の左側に各構造周期 p における複屈折位相差 Δ を等高線グラフとしてプロットしたものを示す。

等高線グラフから複屈折位相差 Δ は金属間隔が大きくなるにつれて小さくなり、金属の高さが大きくなるほど大きくなる傾向があることが読み取れる。構造周期 p が小さくなると、 $p - w < 50$ の領域でやや位相差が下がる傾向がみられる。各グレーティング周期の複屈折位相差 180° の等高線を抜き出したものを図 3.17 の下に示す。波長 633 nm に対する金の有効金属間隔 w_{eff} の理論値は 250 nm 付近に存在する。有効金属間隔よりも金属間隔が小さい領域ではそれぞれの計算結果で異なる傾向を持つ。一方でそれよりも金属間隔が大きい領域では全ての周期で似たような傾向を示す。

図 3.18, 3.19 に TE・TM 偏光それぞれの透過率を算出した結果を等高線グラフとしてプロットした図を示す。透過率はガラスのみを透過したものに対する金属ナノグレーティングを透過した光強度から算出している。

TE 偏光では透過率のグレーティング周期 p が変化しても、 w 、 h_2 と透過特性の関係は大きく変化しない。グレーティング高さ $h_2 = 200 \text{ nm}$ 以下の領域では高さ h_2 、金属間隔 w 両者に依存するが、 h_2 が大きい領域では高さへの依存性は小さくなる。この領域では金属間隔 $w = 250 \sim 350 \text{ nm}$ で透過率が急峻に変化する。この領域はカットオフが生じる寸法よりわずかに広い金属間隔の領域であり、理論モデルの計算結果 (図 3.7) でも同様の傾向がみられている。

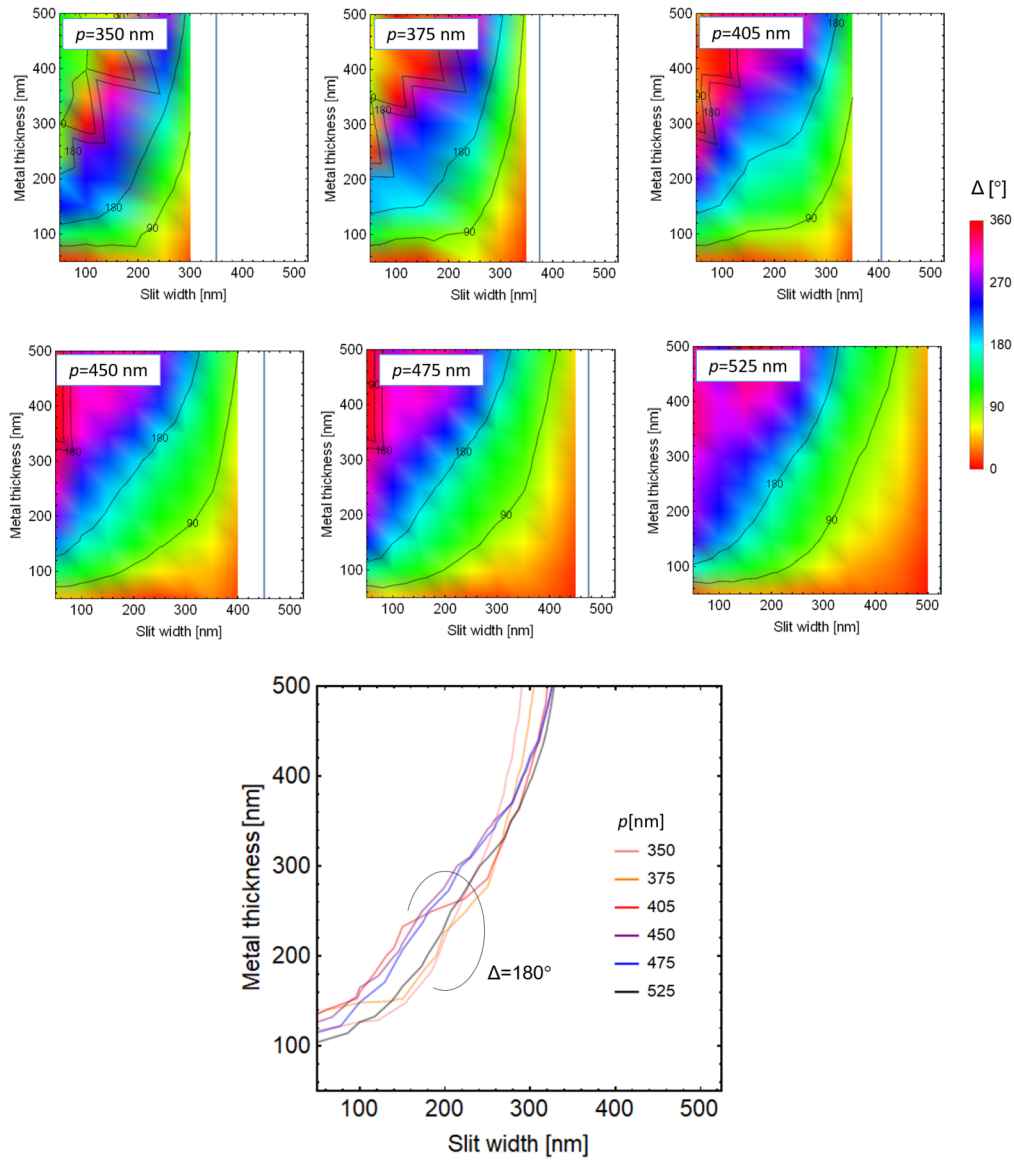


Figure 3.17: 位相差の計算結果の等高線プロット (上) と複屈折位相差 $\Delta = 180^\circ$ となる設計寸法を抜粋したもの (下)

3.3. 有限差分時間領域法を用いた透過特性の検証

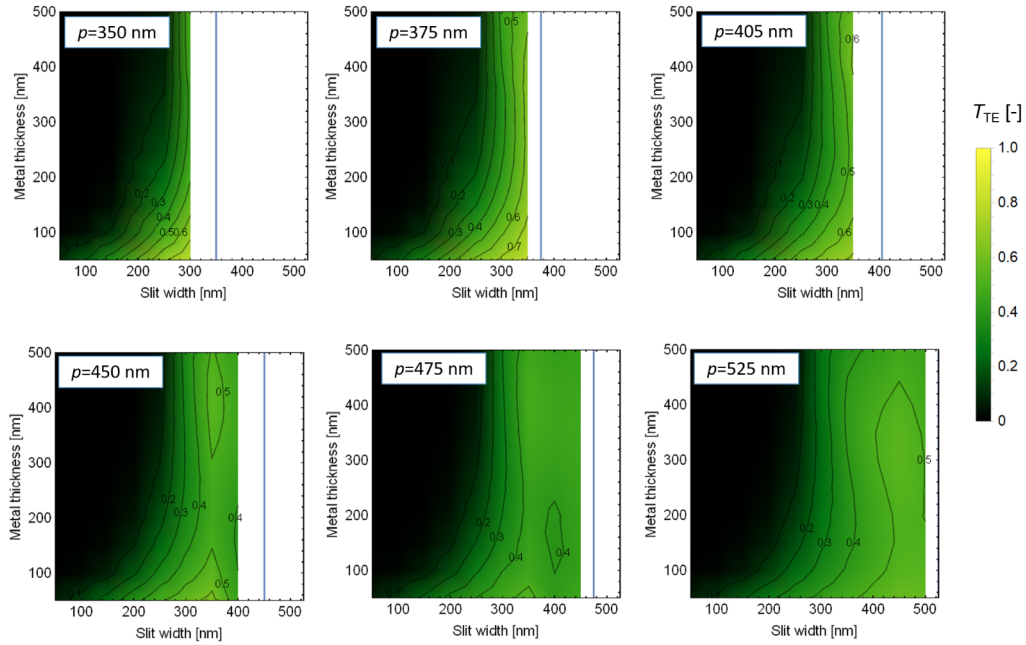


Figure 3.18: TE 偏光透過率の計算結果の等高線プロット.

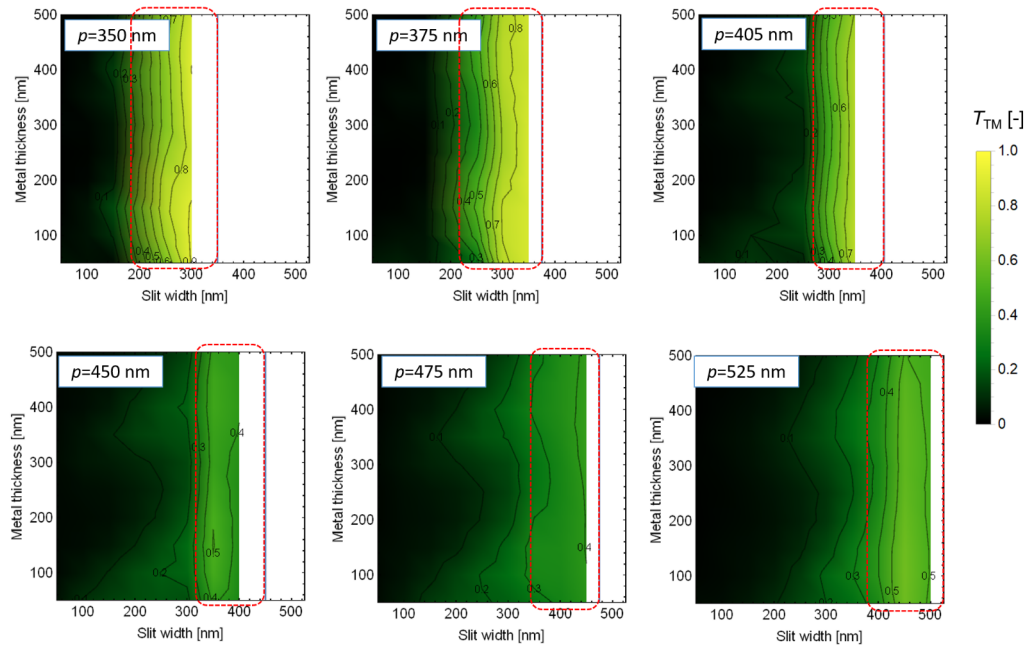


Figure 3.19: TM 偏光透過率の計算結果の等高線プロット.

一方でTM偏光の透過率は、構造周期 p に依存して透過率の分布が変化する傾向がみられる。また、どの条件でも厚さの影響が小さく金属間隔の影響が大きい。金属間隔に対して透過率が急峻に変化する部分が存在する(図中赤の破線で囲んだ部分)。この領域が存在する w の範囲はおおよそ $w = p - 150 \text{ nm}$ から $w = p$ の領域である。すなわち金属幅が150 nm以下のとき、透過率が大きくなる傾向が見られる。理論計算モデルと比較するとFDTD法の結果の方が全体的に透過率が低い傾向がある。また、FDTD法の結果は p に比べて w が小さい領域、すなわち金属が太い領域の透過率が特に低くなっていることが読み取れる。この違いは理論計算では考慮していなかったグレーティング端部の散乱特性の影響を受けたものであると考えられる。

TE偏光の透過率の傾向は p に依存しない一方、TM偏光の透過率の傾向は p に大きく依存することがこれらの結果から明らかになった。この性質を利用することでTE・TM偏光の透過率の比を制御することができると考えられる。

3.3.4 使用波長と金属の検証

紫外光における波長板の実現可能性を検討するため、FDTD法を用いて金属と位相変化量の関係を調べた。

3.3.4.1 計算モデル

解析に用いた計算モデルの一例を図3.20に示す。計算の簡略化のためモデルは金属と金属間ギャップを一周期分含んだ領域とし、左右の境界条件を周期境界とした。

同一の構造を透過する光の位相変化量の比較を行うため、構造設計値を一定として解析を行なった。構造設計値はグレーティング周期 $p = 275 \text{ nm}$ 、 $h_2 = 200 \text{ nm}$ とした。 w はパラメータとして変化させた。金属は紫外～可視域のプラズモニック光学素子の材料として頻繁に使われるAu, Ag, Alの3種類を用いた。また、波長は $\lambda = 365 \text{ nm}$, 532 nm , 633 nm の3種類とした。

グリッドサイズは $\Delta x = \Delta y = 0.0025 \mu\text{m}$ 、時間ステップは $ct = 0.0017 \mu\text{m}$ とした。

3.3.4.2 計算結果

金属・波長条件を変えたときの位相変化量のグラフを図3.21に示す。横軸にスリット幅を示し、縦軸は位相変化量を示している。TE・TM偏光それぞれについて位相変化量を算出した。複屈折位相差 $\Delta = (\text{TE偏光の位相変化量}) - (\text{TM偏光の位相変化量})$ で求められる。

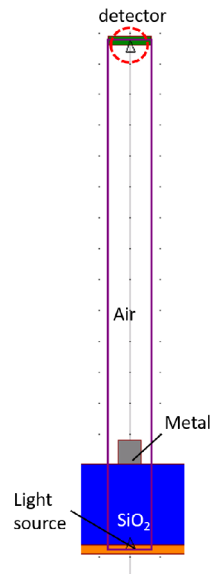


Figure 3.20: 計算モデル

波長 633 nm では各金属で TE, TM 偏光で多少の特徴の差はあるが、複屈折位相差 Δ に大きな差は見られない。

波長 532 nm では Ag の TM 偏光の位相変化量が大きく、Ag の複屈折位相差が最も大きい。Au は TE・TM 偏光共に位相変化量が小さい。

波長 365 nm では Al の TE 偏光の位相変化量が大きく、他の金属と比較して $30 \sim 90^\circ$ 程度複屈折位相差が大きい。この結果から、紫外域では Al を使用することで複屈折率の大きい光学位相子が実現できると考えられる。

3.3.5 近紫外用 Al ナノスリット波長板

近紫外波長 365 nm 用に対する Al ナノグレーティングの透過特性を計算した。計算モデルは 3.3.4 章と同様のものを用い、グレーティング周期を $p=275$ nm で一定とした。金属間隔 w , 金属構造高さ h_2 をパラメータとして変化させながら複屈折位相差, 透過率を算出した。図 3.22(a)~(c) に位相差, TE・TM 偏光の透過率の計算結果を等高線グラフで示す。位相差の計算結果から位相差が 180° となる等高線の存在が確認できる。TE 透過率は金属間隔が大きくなるほど大きくなり, 金属構造高さが大きくなるほど小さくなる。特に金属間隔への依存性が高い。こうした特徴は波長に対する寸法スケールで考えると, 波長 633 nm の金ナノグレーティングの傾向と一致する。以上の結果から, Al を用いることで紫外域の $1/2$ 波長板実現の可能性が示された。

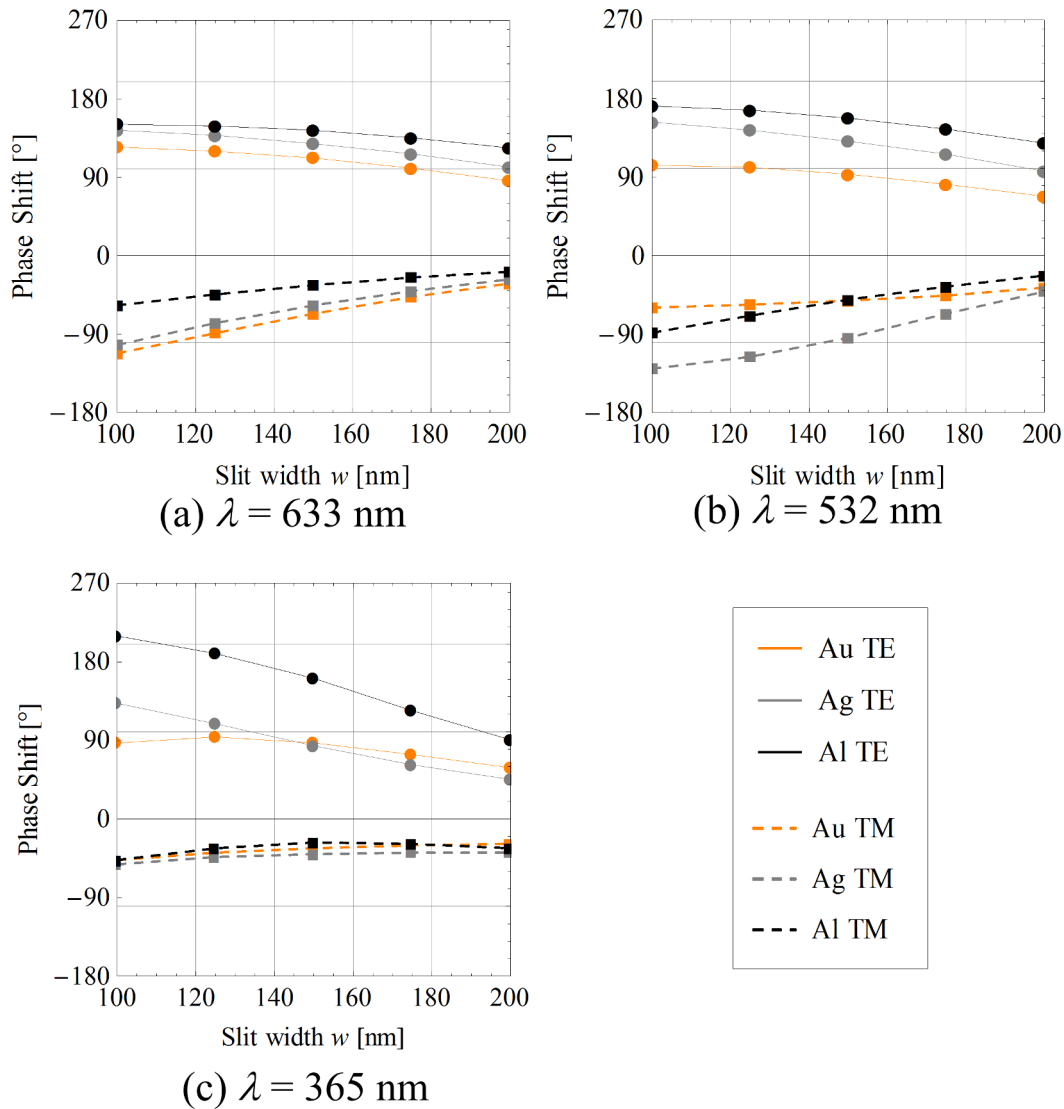


Figure 3.21: 金属・波長条件を変えたときの位相変化量

3.3.6 数値解析モデルの問題点

FDTD法による計算は、計算領域上に設定された1点、もしくは複数点の電場や磁場の時間変化を記録する。本論文における数値計算では構造直上の1点を代表として位相差・透過率を算出している。計算領域は有限であり、広くとも波長の10倍程度までしか計算を行うことができない。回折光の重ね合いによって強め合いが生じている点など、遠方場では測定されないような挙動が観測されている可能性がある。また、実際の測定系では対物レンズの開口数NAの範囲で回折光など、直進しなかった光も計測されてしまう。測定結果との乖離の原因になりうる。

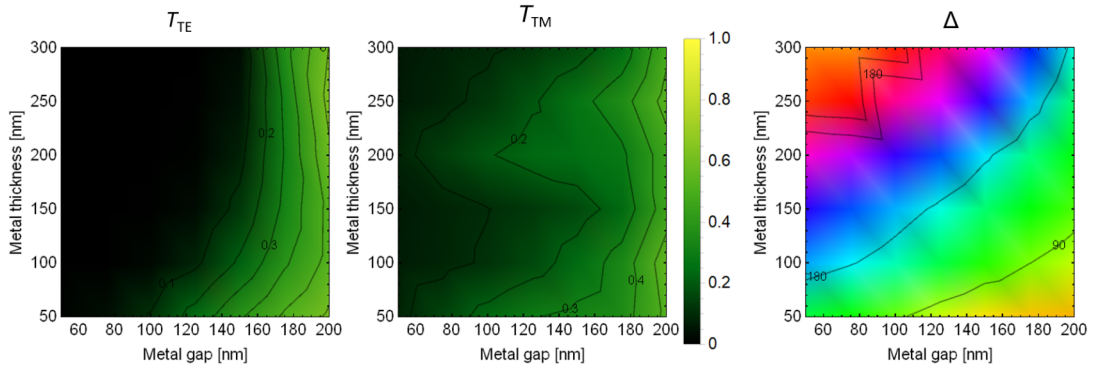


Figure 3.22: 波長 365 nm における Al ナノグレーティングの (a) 位相差 (b) TE 透過率 (c) TM 透過率 (d) 最適設計条件と TE 透過率

3.4 波長板の設計

理論モデル・FDTD 法の計算結果に基づいて金属ナノグレーティングを波長板，特に $1/2$ 波長板として設計する．

3.4.1 設計の基本指針

$1/2$ 波長板の設計に際して考える必要があるのは TE・TM 偏光の透過率，位相差の 3 つである．これらが以下の関係であることが要求される．

- 位相差 180°
- 透過率 $T_{TE} = T_{TM}$

可視光 633 nm について各計算結果を基に以上を満たす条件について考察する．

FDTD 法による計算結果によれば，そのうち構造周期 p への依存性が強い，すなわち金属の幅が大きな影響を及ぼすのは TM 偏光の透過率のみである．金属の幅が 150 nm 以下の領域で TM 偏光の透過率が急激に上がる結果となっている．高い透過率を得るためには，金属幅を狭くすることが有利となるが，狭くしすぎた場合には位相差が下がる傾向がみられるため，金属幅は 50 から 150 nm が妥当だろう．理論モデル・FDTD 法両方の結果から，TE 偏光の透過率，金属間隔 w に強く依存する傾向がある．また，TE 偏光はカットオフが生じた場合，透過率がほぼ 0 になるため，カットオフを生じない幅にする必要がある．一方で，位相差に関してはカットオフが生じる領域よりもやや w が

大きい領域で最も大きくなる。TE・TM 偏光共に、透過率の金属構造の高さ h_2 への依存性は小さく、厚さにほぼ線形に位相差が増大する。

以上の考察より、下記の手順で波長板を設計することができる。

- カットオフが生じる w よりやや大きい w を設定
- $w + 150$ nm 以下の周期 p を設定する。
- 設定した w で所望の位相差が得られる構造高さ h_2 を設定する

3.4.2 エアギャップ型構造

エアギャップ型の場合、理論モデルの計算結果から、波長 633 nm においてカットオフが生じる w は 250 nm 前後である。これよりもやや広い $w = 300$ nm をとると、周期 p はそれに 100 nm 足した 400 nm を設定できる。この条件で位相差 180° を得るためには理論モデルに基づけば $h_1 \sim 500$ nm, FDTD 法の計算結果に基づけば $h_1 \sim 400$ nm が要求される。

3.4.3 埋め込み型構造

埋め込み型の場合、理論モデルの計算結果から、波長 633 nm においてカットオフが生じるのは w は 150 nm 前後である。エアギャップ型と同様の設計指針とすれば、 $w \sim 200$ nm 程度で大きな複屈折が期待できる。

また、理論モデルを使った解析において、埋め込み構造の利点として位相差の波長依存性を小さくできる可能性を示した (図 3.10 参照)。波長 633 nm およびそれに近い波長帯に $1/2$ 波長分の波長依存性が小さい位相差が得られる可能性が示されたのは $w \sim 360$ nm, $h_2 \sim 1100$ nm であった。後の章で行う実験ではこちらの値に近い寸法で金ナノグレーティングが製作された。

3.5 本章のまとめ

本章では光透過特性を見積もるため、金ナノグレーティング構造を FDTD 法による数値計算と多重反射モデルによる理論計算を基にそれぞれモデル化した。可視光波長 633 nm 用の素子に関してはガラス基板上に金属が加工され、金のギャップ間が空気に晒される「エアギャップ型」素子と金をガラス中に埋め込んだ「埋め込み型」素子の 2 種類を提案した。どちらも $1/2$ 波長板の実現が期待できる。特にエアギャップ型では大きな複屈折、埋め込み型では波長依存性の小さい波長板の実現が期待できる。

1/2 波長板実現のためのおおよその寸法値が示された.

計算結果の妥当性, 実験値との比較検討については4, 5章にて述べる.

第4章

エアギャップ型素子の製作と評価

本章ではエアギャップ型金ナノフィンアレイ光学素子の製作について述べる。

本章では金属の周期構造がガラス基板の上に加工され、金属同士の間には空気が存在する「エアギャップ型」の金属ナノグレーティングの製作について述べる。加工装置や工程の詳細については付録B章に記した。

4.1 リフトオフ法による構造製作

4.1.1 金ナノグレーティング (LO-1)

金属の周期構造をガラス基板上に製作するために、リフトオフ法を用いて加工を行った。リフトオフ法は任意の金属微細パターンをガラス基板等の上に製作する際に一般的に用いられる加工プロセスの1つである。基板として石英ガラス基板(有水合成 石英研磨基板 t0.5×20×20 mm)を用いた。ここではまずリフトオフ法の加工工程について述べ、その後に実際に製作した試料の製作条件と測定結果を示す。

図4.1にリフトオフ法による金属ナノグレーティング構造の製作工程の概略図を示す。まず、洗浄したガラス基板に対して電子線レジスト(EBレジスト)を塗布し、電子線描画を行う。洗浄工程は付録B.5に示す。電子線描画には電子線描画装置はF5112+VD01(アドバンテスト)を用いた。描画の基本工程は付録B.1.3に記載する。電子線レジストにはポジ型レジストのOEER-CAP112PMを用いた。5000 rpmでスピコートし、描画時の露光量は $9.0 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ とした。1区画 $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ として複数のパターンを並べた2次元CAD(Computer-aided design)図面を用意した。パターンは $5 \mu\text{m}$ 間隔でグレーティングに直交する方向に梁状の構造を有している。これらのパターンはレジスト同士の張り付きやレジストや金属の微細構造の大きな範囲での破壊を防ぐことを目的として作られた。描画パターンの周期は $p = 375 \text{ nm}$ とした。描画後、現像とアッシングを行

い, レジストパターンを得た.

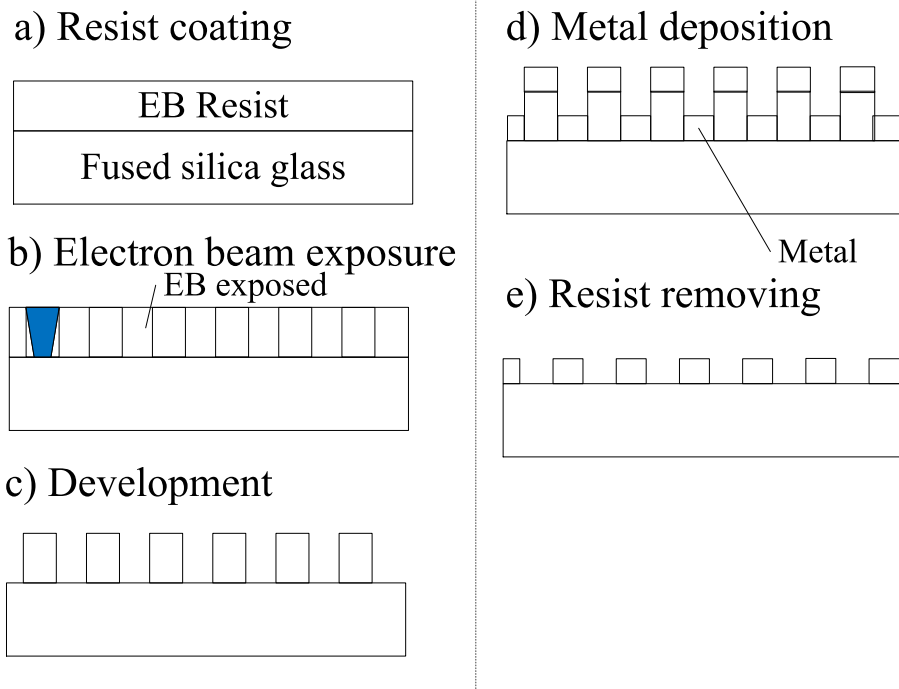


Figure 4.1: エアギャップ型金属ナノグレーティング (LO-1,2) の製作プロセス (リフトオフ工程)

レジストパターン上に Au/Cr を蒸着装置 SVC-700EB(サンヨー電子) で成膜した. Cr は 10 nm 相当, Au は 422 nm を成膜した. なお, Cr 層は Au とガラス基板の密着性を向上させるための層である.

最後にレジストを溶媒で溶かし, レジスト上に乗った金属を除去する. レジストの溶媒として, アセトン, または剥離液 104(東京応化工業) を用いた. 溶媒に基板を 1 h~数日程度浸漬し, 最後に超音波洗浄を 1~10 秒程度行った.

本工程で得られたグレーティング構造を以降 LO-1 と呼称する.

製作した構造に対し, 走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope: SEM) を用いて観察を行った. 金属の周期構造が成型されていた部分の SEM 像を図 4.2 に示す. この SEM 像から 5 μm 間隔の梁構造と周期 375 nm の周期構造が確認できる. 画像から, 金属間隔 $w=190$ nm である.

図 4.2(a) で示したようにパターンが成型されていた部分は 40 $\mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$ の区画のうちの一部のみであった. 金属の剥がれやレジスト状の金属の残留, 形状の変形等が描画したパターンの大部分で生じており, この部分よりも広い面積で金ナノグレーティン

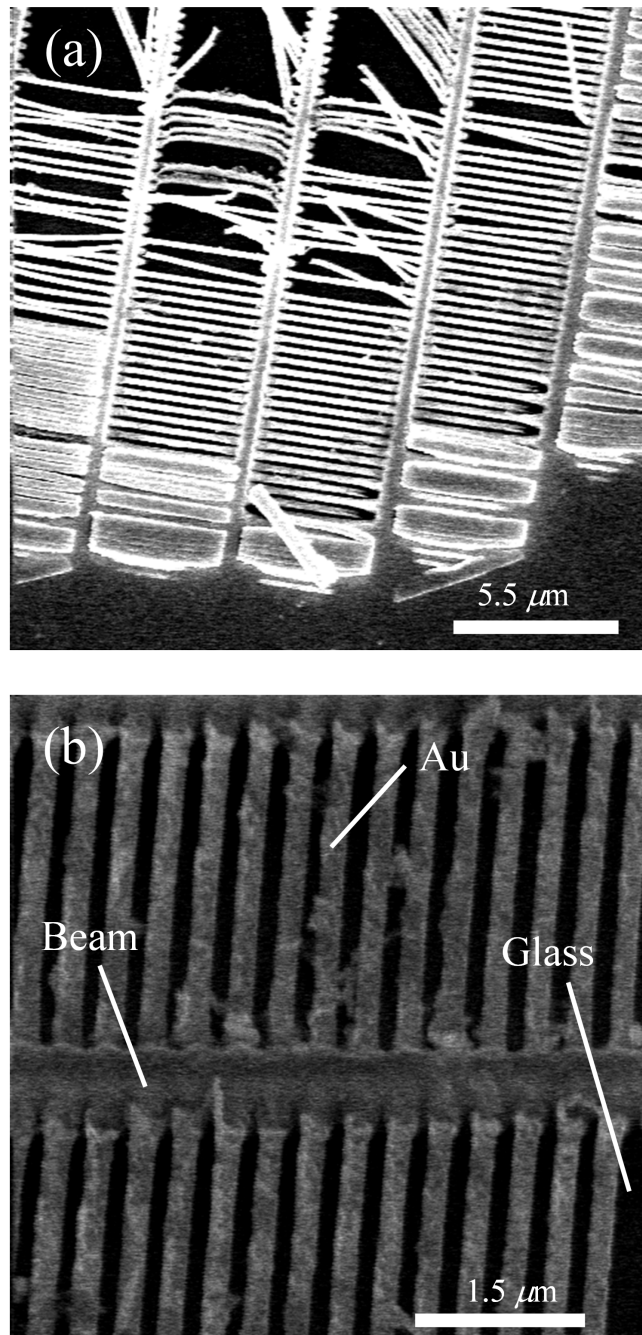


Figure 4.2: (a) 基板 2 の SEM 画像. やや斜め上からの撮影している. (b) (a) の拡大像

グが成型されている部分は存在しなかった。

4.1.2 Al ナノグレーティングの製作 (LO-2)

Al ナノグレーティングを製作した。製作工程は図 4.1 に示した製作工程と同様である。電子線レジストにはポジ型レジストの OEBR-CAP112PM を用いた。6000 rpm でスピコートし、周期 275 nm のパターンを描画した。描画後、現像とアッシングを行い、レジストパターンを得た。レジストパターン上に Al を蒸着装置 SVC-700EB(サンヨー電子) で 190 nm 相当成膜した。

本工程で得られたグレーティング構造を以降 LO-2 と呼称する。

この条件で製作した基板のうち、パターンが成型されていた部分の SEM 画像を図 4.3 に示す。この画像からグレーティングパターンと 5 μm 周期の金属梁が確認できる。また、金属間隔は SEM 画像から測定したところ、 $w = 110 \pm 30\text{nm}$ であった

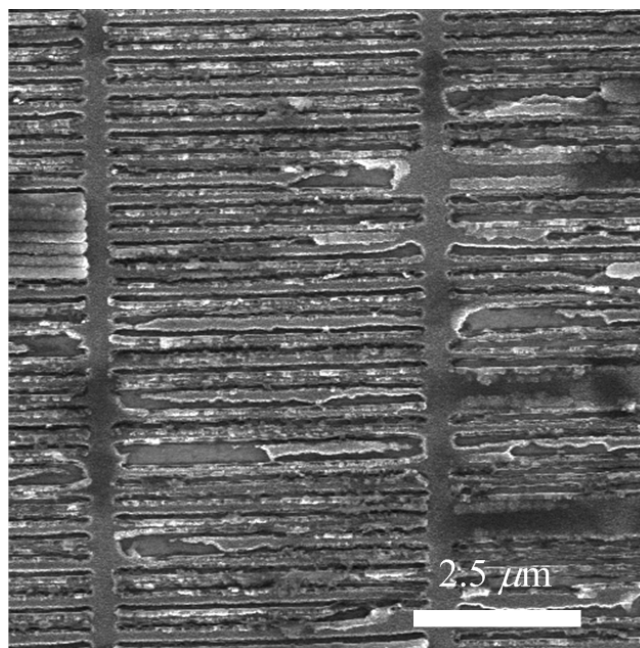


Figure 4.3: 基板 1 の SEM 画像

4.1.3 リフトオフ法の問題点

リフトオフ法による製作では製作歩留まりが低くなりやすいという問題点があった。また、周期構造ができている部分でも形状が設計と異なる場合がある。4.1.1 章で製作した基板 2 の周期構造の部分を 45° 傾けて撮影した SEM 画像を示す。この図から、金

属構造の高さが部分的に異なり、5 μm おきに設置した梁構造付近では低く、その間では高くなっていることが確認できる。

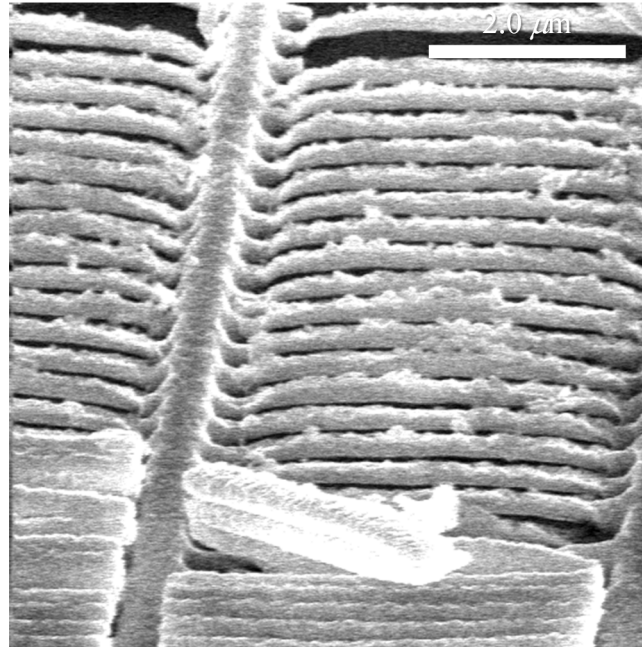


Figure 4.4: 基板 2 の周期構造を斜め 45° から撮影した SEM 像

このような成型不良が生じる原因を調べるために、SEM を用いて蒸着後の基板 (図 4.1 の工程 5) の断面観察を行った。

図 4.5, 4.6 に撮影した SEM 像を示す。図 4.5 の画像では、レジストの溝がガラス面まで達しておらず、レジストの残渣が存在することが確認できる。この図のようにレジストの残渣が多く残っている場合、溶媒でレジストを溶かすときにレジスト上に乗っている金属も全て除去されてしまい、基板上に金属パターンが残らないという結果につながる。また、レジストの側壁部分等にも金属が付着していることが確認でき、金属がガラス面に垂直に入射していなかったと考えられる。側壁への付着物は不均一で設計と異なる形状や、溶媒の浸透障害、レジスト上の金属剥離の障害の原因となる。レジスト残渣が生じた原因として、露光量不足と現像時間不足が考えられる。

図 4.6 の条件では、レジストの溝がガラス面まで到達しており、側壁等への金属の付着もほぼ無く、EB 描画条件としては理想的であるといえる。

しかしながら、図 4.5, 4.6 共に、レジストの溝部分に堆積している金の厚さが、レジスト上の金属と比べて明らかに小さい。蒸着の途中でレジスト上の金属がレジスト間の隙間をふさいでしまったことにより、金属がレジスト間の溝に堆積できなくなったこと

が原因であると考えられる。

レジスト上の金属が溝をふさぐのを防ぐには金属の直進性を確保することが必要である。蒸着源・試料間距離を増やしたり，蒸着時の真空度を上げるといった改善策が挙げられるが，劇的な改善は見込めない。

以上のことから，リフトオフ法は線幅が数百 nm でアスペクト比が高い金属構造の製作には不向きであるということが示唆された。

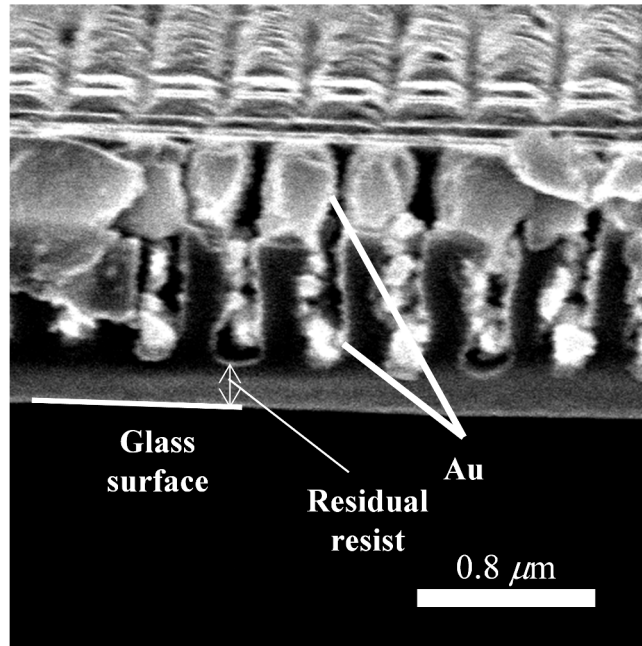


Figure 4.5: パターニングした電子線レジスト上に金を蒸着した基板の断面 SEM 像 (レジスト残渣あり).

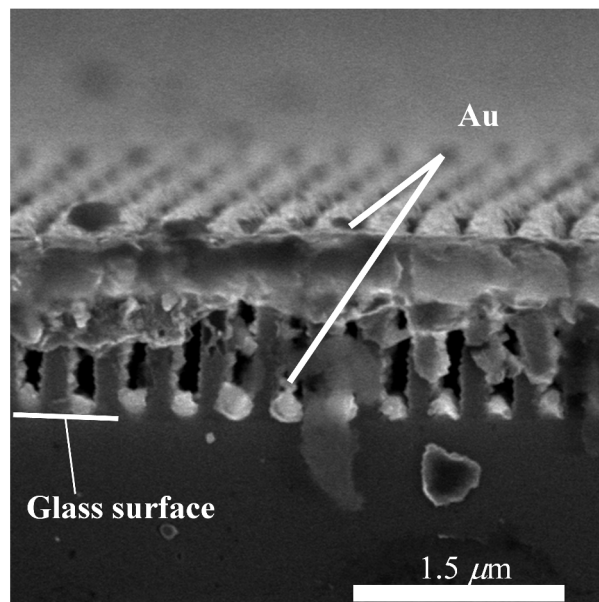


Figure 4.6: パターニングした電子線レジスト上に金を蒸着した基板の断面 SEM 像 (レジスト残渣なし).

4.2 ナノコーティング法による構造製作と光学特性評価

4.2.1 金ナノフィンアレイ (CA-1)

4.2.1.1 素子の製作

リフトオフ法による製作では高いアスペクト比の金属ナノ構造の加工が困難であることが明らかになった。そこで、リフトオフ法に代わる製作工程として、ナノコーティング法 [75] を用いた製作工程を考案し、実際に試料の製作をおこなった。この手法はレジスト等のパターンをテンプレートとし、テンプレートの側壁に構造を製作する手法である。ナノコーティング法に関する先行研究については付録 B.6 で述べる。先行研究を参考として考案した高アスペクト比金ナノフィン構造の製作工程を図 4.7 に示す。

まず、石英ガラス上に EB レジストを塗布し、電子線描画でパターンを描画する。ネガ型レジスト OEBR-CAN028T2PE(3.1cP) に周期 750 nm のパターンを描画した。電子線描画には電子線描画装置は F5112+VD01(アドバンテスト) を用いた。現像後、15s 間 O_2 アッシングを行い、レジストパターンを得る。

レジストに Au/Cr をスパッタリングによって成膜する。本研究で用いた対向ターゲット型スパッタ装置 NFTS-3S-R 0601(FTS コーポレーション) による成膜では、段差部分にも金属が堆積する。Au/Cr のスパッタリング成膜条件はプラズマ励起のために高周波 (Radio Frequency: RF) 電力を 300 W とし、成膜時間は Cr を 1 min, Au を 5 min とした。金属のプラズマエッチングの条件は RF 電力を 50 W, エッチングガスを Ar, ガス圧を 0.4 Pa とし、目視で金属が見えなくなるまでエッチングした。エッチング時間は 3 min 5 s であった。レジスト除去のための反応性イオンエッチング (Reactive ion etching: RIE) の条件は RF 電力を 50 W, エッチングガスを O_2 , ガス圧を 0.78 Pa とし、7 min 40 s エッチングした。

本工程で得られたグレーティング構造を以降 CA-1 と呼称する。

製作した試料の断面 SEM 画像を図 4.8 に示す。側壁以外の金と EB レジストが消失し、Au のフィン状構造のみが残っていることが確認できる。この画像から構造の寸法は、金属構造高さ $h_2 = 400$ nm, 金属間隔 $w = 200$ nm であった。Au フィンの形状はレジストテンプレートが無かった側の側壁が傾きを持った形状になっており、根元部分が先端部分よりも太くなっている。

このような形状になった原因について考察する。図 4.9 に各工程で生じる変形を推測した図を示す。まず、スパッタ成膜時に Au 膜の角で丸みが生じる。この丸みのある形状に対し Ar プラズマエッチングを行うことでレジスト側と空気側で非対称な金属が形成される。 O_2 RIE 時に金属がプラズマの物理的作用によって z 方向の力を受けて塑性

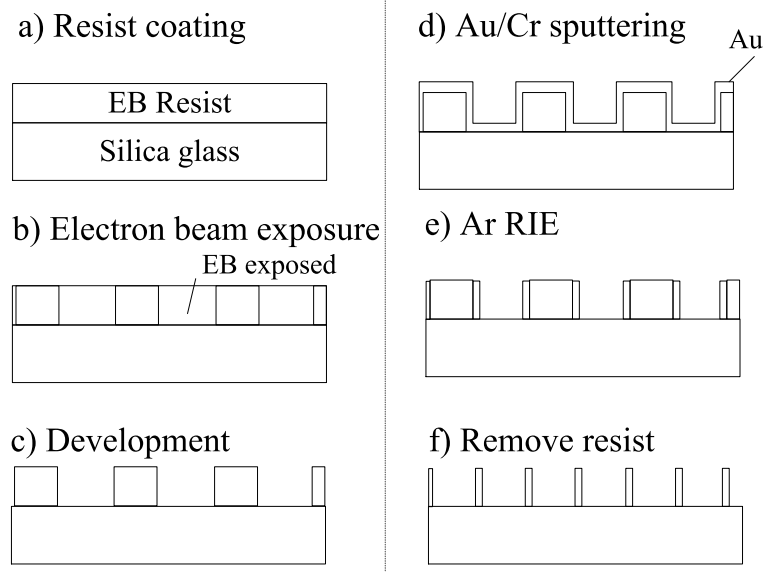


Figure 4.7: エアギャップ型金ナノフィンアレイ (CA-1) の製作プロセス (ナノコーティング工程)

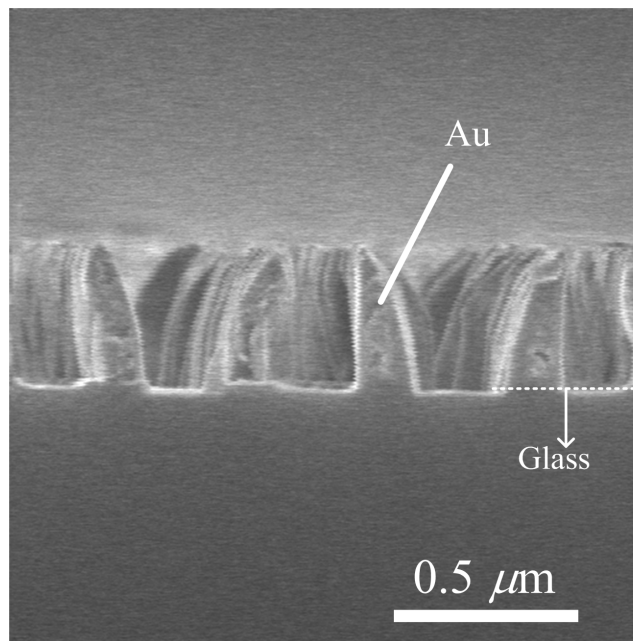


Figure 4.8: O_2 RIE 後の断面 SEM 画像 (CA-1).

変形し、根元が太く先端が細い形状になっていると推測される。

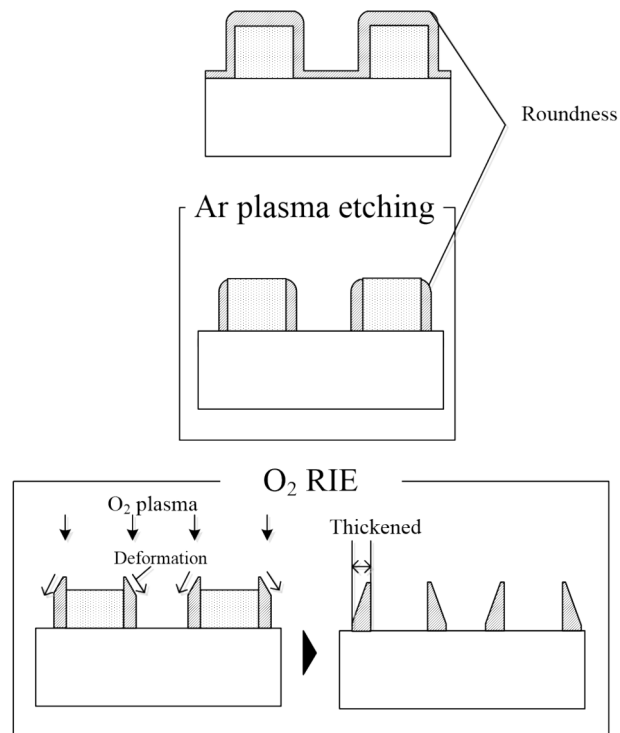


Figure 4.9: RIE 工程で生じた変形挙動

4.2.1.2 光学特性評価

回転検光子法を用いて透過光の偏光特性を測定した。測定結果を図 4.10 に示す。特に TM 偏光は波長に対して 30 nm 程度の振動がみられるが、これは測定光学系のセットアップに起因するものであり、素子の性能によるものではないと考えられる。測定光学系の偏光子の取り付けに起因するフレネル反射・透過による強度変化が測定結果に反映されたものであると推察される。

位相差 Δ は波長 550~700 nm の領域において 90° 付近で波長依存性が小さい結果となった。

4.2.2 高アスペクト比金ナノフィンアレイ (CA-2)

4.2.2.1 素子の製作

CA-1 では、位相差が目標値の半分程度と不足していた。原因として高さ h_2 の不足とフィン構造の断面形状が先鋭化した影響が考えられた。そこで、これらを解消して目標

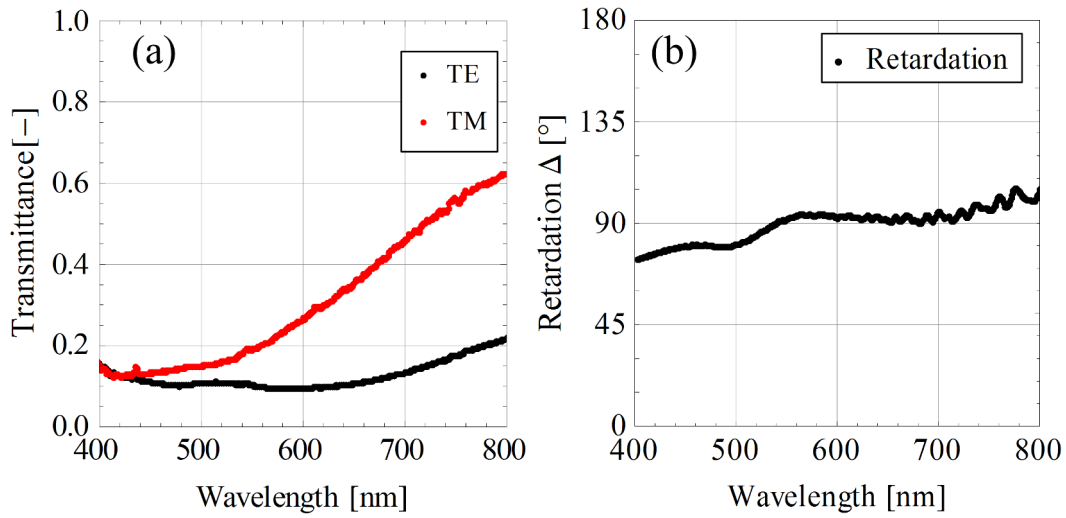


Figure 4.10: 金ナノフィンアレイ (CA-1) の回転検光子測定結果. (a) 透過率 (b) 位相差

の位相差を得るために製作を行った. 金属高さを大きくする製作を試みた. 同時に, 高さを大きくすることで相対的に断面形状の影響が小さくなると考えた.

製作手順は図 4.7 とほぼ同様である. EB レジストには OEPR CAP112PM を用いた. 描画後に O_2 アッシングを 15 s 行った. Au/Cr のスパッタリング成膜条件は RF 電力を 300 W とし, 成膜時間は Cr を 1 min, Au を 10 min とした. 金属のプラズマエッチングの条件は RF 電力を 50 W, エッチングガスを Ar, ガス圧を 0.4 Pa とし, 4 min 20 s エッチングした. レジスト除去のための RIE の条件は RF 電力を 50 W, エッチングガスを O_2 , ガス圧を 0.67 Pa とし, 13 min エッチングした.

以降, 本論文では製作した試料を CA-2 と呼称する.

製作した基板のうち, 電子線描画周期 800 nm で等間隔のフィンが得られた条件の断面 SEM 画像を図 4.11 に示す. 基板に対してほぼ垂直に自立するフィン状構造が得られた. 金属幅 w_m は 150 nm, フィン構造の高さ h_2 は 780 nm, 金属間隔 w は 250 nm 程度であった. CA-1 と同様, フィン状構造先端には先鋭化した形状が見られるが, フィンの根本側 2/3 程度は幅の変化が小さい形状となった. プラズマによる変形は生じたが, 根本側までの影響は少なかったものと考えられる.

4.2.2.2 光学特性評価

金ナノフィン構造 (CA-2) の透過率の測定を行った. 測定結果を図 4.12 に示す.

TM 偏光の透過率は波長が長くなるにつれて大きくなり, 波長 633 nm より長波長側

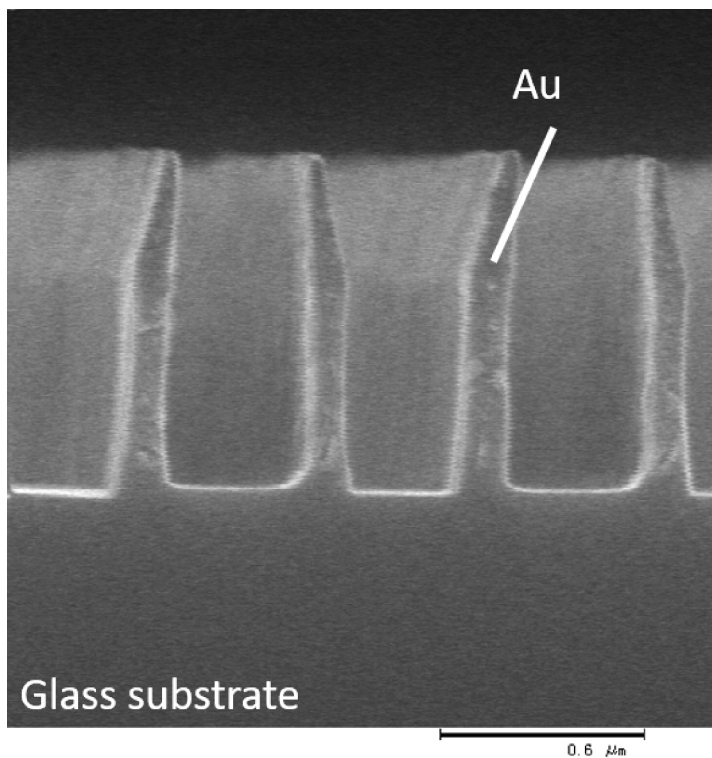


Figure 4.11: エアギャップ型金ナノフィン構造 (CA-2) の断面 SEM 画像.

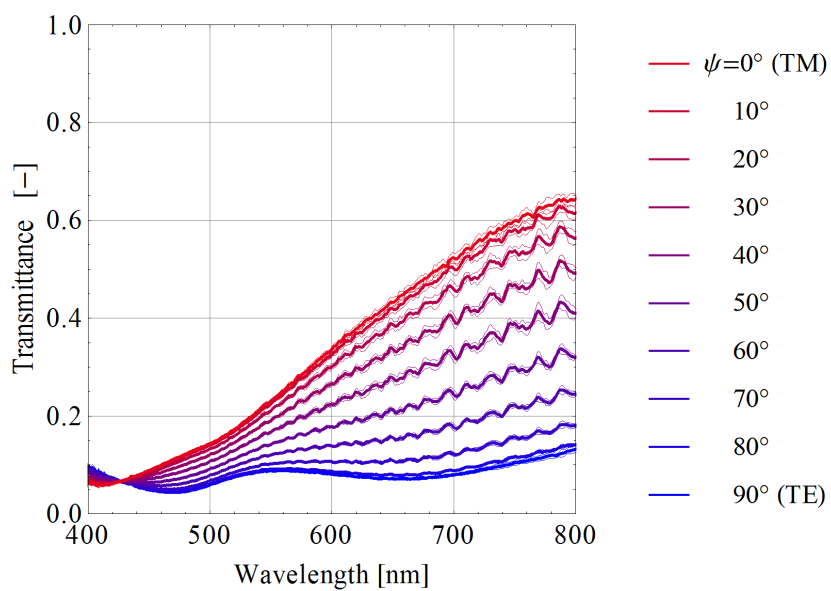


Figure 4.12: エアギャップ型金ナノフィンアレイ (CA-2) の透過率測定結果.

では40%を超える．一方TE偏光の透過率は低く，全波長域で15%以下である．フィン構造で一番太くなっている根元部分の間隔 w がカットオフ寸法に近く，反射が大きくなったことが低いTE透過率の要因となっていると考えられる．

次にセナルモン法を用いて波長 633 nm と 532 nm の位相差測定を行った．測定結果を図 4.13 に示す．

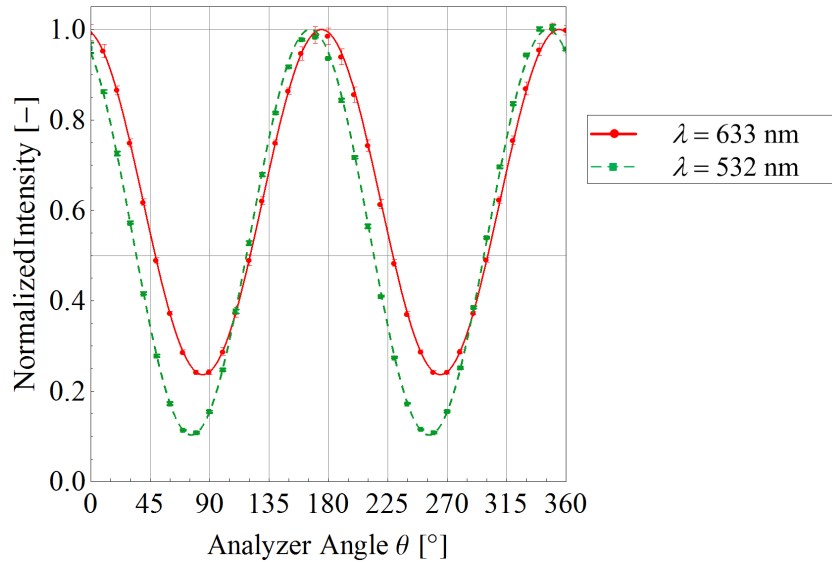


Figure 4.13: エアギャップ型金ナノフィンアレイ (CA-2) のセナルモン測定における光強度変化.

消光位置から波長 633 nm では位相差 $\Delta = 170^\circ$ ，532 nm では， $\Delta = 152^\circ$ であった．波長 633 nm においては目標の位相差 180° に近い値が得られた．

可視光の他の波長についても検証を行うため，回転検光子法を使って位相差を算出した．算出結果を図 4.14 に示す．波長 600 nm 付近をピークとして 135° 以上の位相差が算出された．

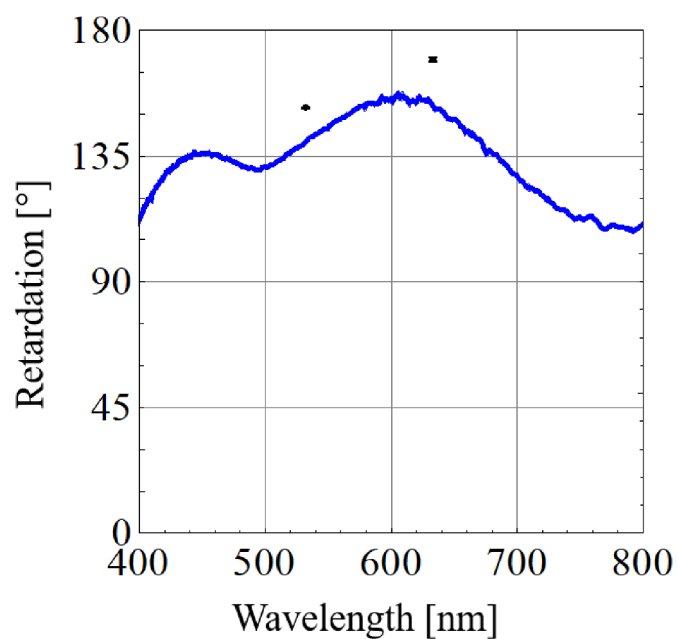


Figure 4.14: エアギャップ型ナノファイバーレイ (CA-2) の位相差測定結果. 黒のプロットはセナルモン法による位相差測定の結果, 青のプロットは回転検光子法の測定結果である.

4.2.3 Al ナノグレーティング (CA-3)

4.2.3.1 素子の製作

ナノコーティング法を用いて Al のナノグレーティングの製作を試みた。Au と比べると Al は Ar プラズマに対するエッチング耐性が高い。Au のエッチングレートが 80 nm/min 程度であるのに対し、Al では 8 nm/min 程度であった。エッチングが遅いことによる問題点は、CA-1 や CA-2 製作時にも見られた金属の変形挙動と、レジスト上の金属膜とガラス上の金属膜の厚さの違いに起因して生じる、ガラスのエッチングである。

スパッタリングによる成膜では段差部分を被覆するように金属が堆積するが、どこでも一様な厚さというわけではない。狭いギャップ間に堆積する金属は少なく、ギャップの谷の部分の膜厚は、山になっている部分と比べると小さくなる傾向がある。そのため、金属を除去する Ar プラズマが各層をエッチングし終わるタイミングにはずれが生じる。Au 膜の場合は、ガラスのエッチングレート約 6 nm/min に対して十分速いエッチングレートであったため、ガラスの変形は無視することができた。一方で、ガラスと Al のエッチングレートはほぼ同じオーダーであり、エッチング終了時間の差の分だけガラス基板がエッチングされ、段差が生じてしまう。

そこで、レジスト上部の金属は残し、下部が消失した時点でエッチングを停止し、レジストが Al で覆われたような構造の製作を試みた。製作プロセスを図 4.15 に示す。

電子線描画で周期 500 nm のパターンを描画した。EB レジストには OEBR-CAN028T2PE(3.1cP) を用いた。描画後に O₂ アッシングを 15 s 行った。Al のスパッタリング成膜条件は RF 電力を 300 W とし、成膜時間は 7 min 30 s とした。金属のプラズマエッチングの条件は RF 電力を 50 W、エッチングガスを Ar、ガス圧を 0.4 Pa とし、10 min 24 s エッチングした。

以降、本論文では製作した試料を CA-3 と呼称するものとする。

図 4.16(a) に製作された試料の断面の SEM 像を示す。レジストの側面を Al が覆うような構造が確認できる。CA-1 や CA-2 製作時にも見られた金属の先鋭化が見られた。構造には不均一性があったため、光学特性評価では図 4.16(b) に示された光学顕微鏡像の領域の内、赤丸の部分を測定した。

SEM 像から構造寸法を測定した。金属の高さ h_2 は 570 nm、金属間隔 w は 280 nm であった。

4.2.3.2 光学特性評価

Al をレジストテンプレートに成膜して製作されたナノスリットに対して透過光特性評価を行った。位相差の測定は回転検光子法で行われた。測定結果を図 4.17 に示す。

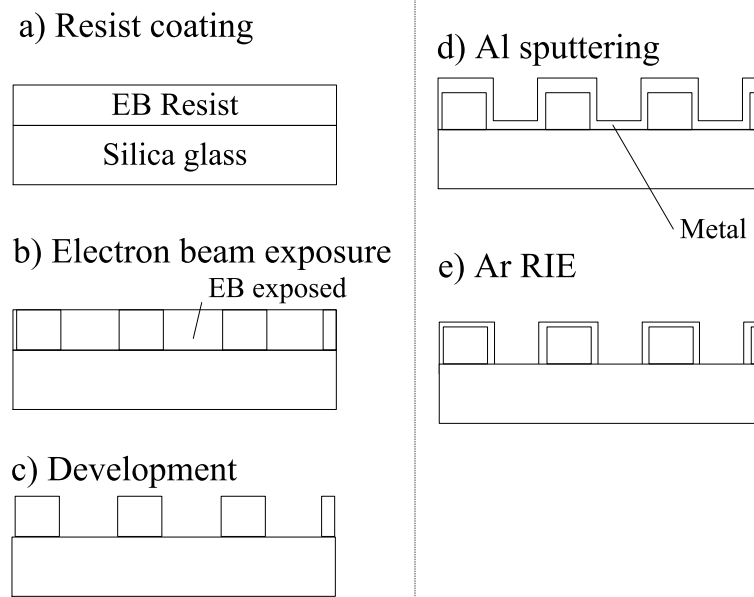


Figure 4.15: エアギャップ型 Al ナノスリットアレイ (CA-3) の製作プロセス (ナノコーティング工程)

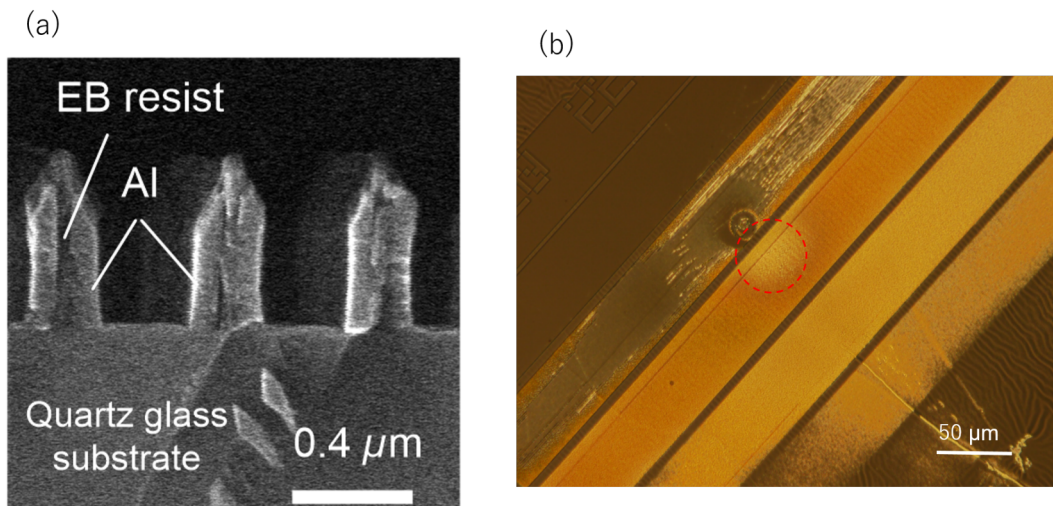


Figure 4.16: エアギャップ型 Al ナノフィンアレイ (CA-3) の製作結果 (a) 断面の SEM (b) 偏光顕微鏡像. 赤丸の領域を測定に使用 (ナノコーティング工程)

波長 400 nm では TE・TM 偏光の間ではほぼ等しい透過率 8%と、位相差 71° が得られた。

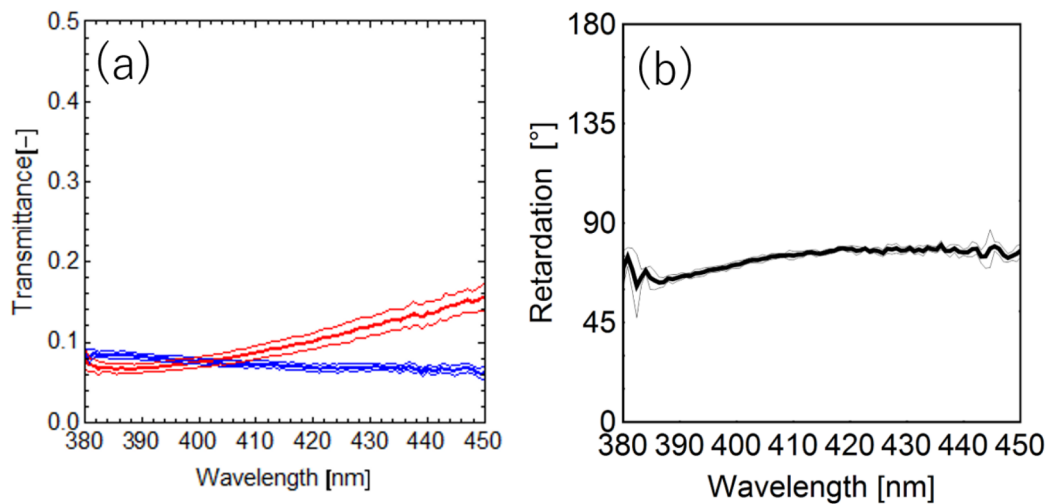


Figure 4.17: エアギャップ型 Al ナノグレーティング (CA-3) の透過特性 (a) 透過率 (b) 位相差

4.3 考察

製作した 5 つの試料の寸法と特徴を表 4.1 にまとめる。さらに、ナノコーティング法で製作された素子における測定された透過率・位相差と構造周期 p ・最小金属間隔 w ・金属構造高さ h_2 を用いて求められた透過率・位相差の理論モデルの計算結果と FDTD 法による数値解析結果を表 4.2 にまとめる。理論モデルの計算結果と数値解析結果には実測値との比を (実測値)/(計算値) の形で併記する。FDTD 法の計算は 2 次元計算で行われた。9 周期分の構造が周期境界条件の領域に設置された条件で行われた。グリッドサイズは 5 nm とした。

1/2 波長板には TE 偏光と TM 偏光で等しい透過率が要求されるが、エアギャップ型の以上の実験では TE 偏光の透過率が著しく低い結果となった。大きな複屈折を生じさせるためにカットオフに近い寸法で構造を設計・製作したが、金属の最も太い寸法 (根元の部分) が想定より大きくなったために強い反射が生じて透過率を下げる一因となったと考えられる。金属の幅を小さく、構造周期を大きく、金属高さを大きくすることで透過率の改善が見込めるが、より高いアスペクト比の金属構造ではフィン構造の変形が

Table 4.1: 製作結果のまとめ (単位は nm)

試料番号	金属	p	w_m	w	h_2	特徴など
LO-1	Au	375	-	190	422	断面観察は行えず
LO-2	Al	275	-	110	190	断面観察は行えず
CA-1	Au	375	-	200	400	三角形状
CA-2	Au	400	150	250	800	先端が先鋭化したフィン構造
CA-3	Al	500	-	280	570	レジストを金属が覆う構造

Table 4.2: エアギャップ型試料の透過特性と理論・数値解析の比較.

試料 番号	形状	金属	実測値			理論値					FDTD						
			透過率		位相差 $\Delta(^{\circ})$	透過率			位相差		透過率			位相差 $\Delta(^{\circ})$			
			TE(%)	TM(%)		TE(%)	実測/ 理論	TM(%)	実測/ 理論	$\Delta(^{\circ})$	実測/ 理論	TE(%)	実測/ 理論		TM(%)	実測/ 理論	
CA-1	△	Au	10	32	92	0.27	37	93	0.35	285	0.32	0.7	14.29	18	1.78	281	0.33
CA-2	△	Au	7	40	170	0.4	17.5	86	0.47	192	0.89	1.7	4.12	24	1.67	74	2.3
CA-3	△	Al	8	8	71	27	0.30	86	0.09	151	0.47	0.1	80	5	1.6	213	0.33

実験値と計算結果の合致度が±20%のものは赤で表示.

生じると予測され、実現は困難である。

CA-1 と CA-2 では、TE 偏光の透過率実測値が理論計算や FDTD 法による計算結果と大きく乖離している。これらの条件は理論上カットオフが生じる領域、もしくはそれに近い領域であり、理論・FDTD 計算では透過率がほぼ 0 となる。一方で実際の構造では、成膜時やリソグラフィ時に生じる金属の凹凸や波打ちによって TE 偏光の一部が散乱されて透過したと考えられる。位相差は全体的に実測値の方が理論値や FDTD 計算値より小さくなる傾向がある。これは金属構造の側壁の垂直性が完全でないことが一因となっていると考えられる。CA-2 の結果と理論値がよく一致する。他の構造と比較するとフィンの側壁が垂直に近いことが一致の要因の 1 つであると考えられる。

Al 構造の結果については、1/4 波長に迫る 71° 前後の位相差が得られており、Al グレーティングによる複屈折を実証した結果となった。しかし、位相差が理論モデルの値・数値解析の値の半分以下の値である。透過率に関しては理論モデルの計算結果よりは小さく、FDTD 法の計算結果より大きいという結果となった。実験・理論・数値解析ですべて異なる傾向が示されており、測定の S/N 比が他の実験と比べて低い点、各解析モデルでは考慮できていない形状の問題など課題が多く残る結果となった。波長板の開発のためにはさらなる実験・理論的検証が必要である。

4.4 本章のまとめ

本章ではエアギャップ型の金属グレーティングの製作方法と製作結果について述べた。リフトオフ法とナノコーティング法の2種類の手法をベースとして、5つの試料を製作した。

リフトオフ法では高いアスペクト比の構造の製作が困難であった(LO-1,2)。高いアスペクト比の金属構造実現のため、ナノコーティング法による製作を行った(CA-1,2)。アスペクト比5を超える金属のフィン状構造を400 nmの周期で得ることに成功した。Arプラズマに対するエッチング耐性が高いAlに対しては、エッチング時間をなるべく短くするため、レジストを覆うように金属を成膜し、レジストを金属中に残留させる手法で加工を行った(CA-3)。本章で扱ったナノコーティング法では、Arプラズマエッチング、 O_2 反応性イオンエッチングによって先鋭化されたフィン状構造が観察された。

可視光用に設計された金ナノグレーティングでは以下のような性能が得られた。

- CA-2では1/2波長に達する大きな複屈折位相差とTM偏光の高い透過率が実現された。
- カットオフ寸法に近い寸法で製作されたため、CA-1, CA-2ではTE偏光の透過率が全体的に低い値となった。

透過型メタサーフェスで1/2波長の複屈折位相差と40%の透過率が同時に得られた例はなく、高い性能の素子の実現された。TM偏光の透過率の高さはフィン状の構造による金属の細さによるものであると考えられる。

また、紫外光での使用を想定して製作されたAlナノグレーティングでは以下のような特性が得られた。

- 1/4波長前後の位相差 72° (CA-3)が得られた。
- TE・TM偏光で同等の透過率 $\sim 10\%$ が得られた。

紫外光のメタサーフェスの報告例は少なく、Alをつかうことで 90° 前後の位相差が得られるという結果はメタサーフェスの新しい知見といえる。

第5章

埋め込み型素子の製作と評価

3章で示した埋め込み型金ナノフィンアレイでは、エアギャップ型と比べて複屈折はやや小さい一方で、波長依存性が少ない位相差や高いTE偏光の透過率が期待できる。本章では、この埋め込み型金フィンアレイの製作方法と製作条件、製作された素子の形状および光学特性評価の結果について述べる。埋め込み型素子はガラスの凹凸をテンプレートとして得られる金属のフィン状構造をスピノングラス (Spin on Glass: SOG) でコーティングすることで得られる。透過特性の向上の他、表面に金属が露出しないため耐久性が高い。また、表面コーティング上にさらにナノ構造を製作するなどの積層工程への適用可能性がある。

50 μm 幅のマイクロ金ナノフィンアレイ 2種類と 5mm \times 5mm の大面積・配向ナノフィンアレイの1種類の構造を製作したので、本章ではその製作工程と製作結果について述べる。

5.1 マイクロ光学素子の製作と光学特性評価

5.1.1 埋込型マイクロ金ナノフィンアレイ (EM-1)

5.1.1.1 素子の製作

ガラス中に埋め込まれた金ナノフィンアレイの試作を行った。図5.1に考案した埋め込み型金ナノフィンアレイの製作工程を示す。この製作工程では、電子線レジストをマスクとして、 SF_6 プラズマによる異方性エッチングを行う。本項で製作された構造を EM-1 と表記するものとする。

まず、石英ガラス上に電子線レジストを塗布し、パターンを電子線描画装置で描画する (a)。電子線描画装置は F5112+VD01 (アドバンテスト) を用いた。電子線レジストにはポジ型レジストの OEBR-CAP112PM を用いた。スピノコート回転数は 5000 rpm、回

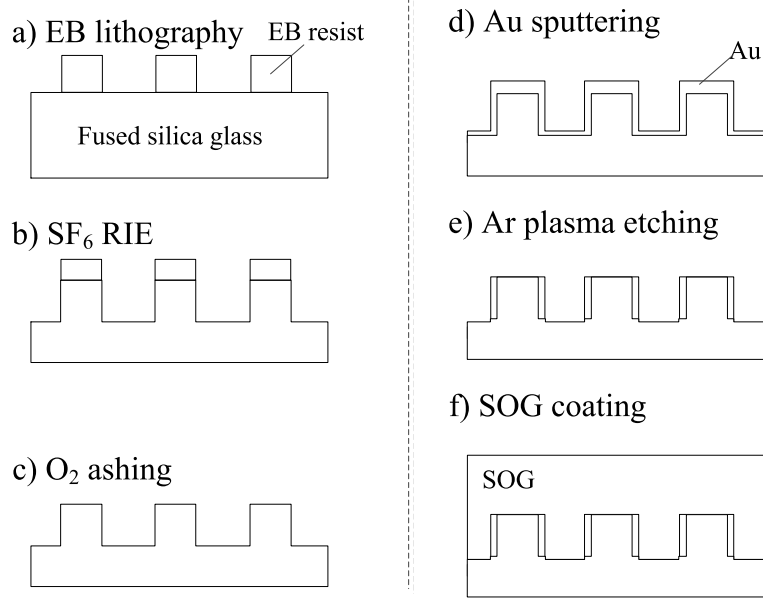


Figure 5.1: 埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-1) の製作工程

転時間は 60 秒とした．この条件では 1000 nm 程度の膜厚が得られる．電子線レジストの上には帯電防止剤であるエスペイサー AX01(昭和電工)をスピコートした．露光量は、6.3, 6.0 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ とした．現像には水酸化テトラメチルアンモニウム (TMAH)2.38%水溶液を使用し、60 秒浸漬した．現像後、酸素プラズマによるアッシングを 15 秒間行った．

パターンニングしたレジストをマスクとして、SF₆ による RIE で石英ガラス基板の異方性エッチングを行う (b)．SF₆ のガス圧は 0.2 Pa とし、電力は 50W とした．エッチングは 2 分間行われた．この条件下での石英ガラスのエッチングレートは 250 nm/min であることから、エッチング量は約 500 nm となる．

(b) の段階でレジスト消失が確認されたため、実際の製作では (c) の工程は省略した．

ガラスの凹凸構造上に Au の成膜を行う (d)．プラズマ励起用ガスには Ar を用い、ガス圧を 0.4 Pa とした．RF 電力 300 W、成膜時間は 3 min× 2 回の計 6 分とし、間に 15 分間のインターバルを設けた．

金属を成膜した基板に対して、Ar プラズマによる異方性エッチングを行う (e)．Ar のガス圧は 0.4 Pa とし、電力は 50 W とした．エッチングは試料表面の金属が視認できなくなるタイミングで停止した．このときの時間は 2 分 20 秒であった．

最後に試料表面を SOG でコーティングした．SOG として、Honeywell 社のスピートングラス ACCUGLASS®SPIN-ON GLASS 512B を使用した．成膜はスピコートで行った．5 回の重ね塗りによって成膜され、低温ベイク・高温ベイクが行われた．成膜

条件の詳細については付録 B.7 に記載する．使用したスピノンガラスの屈折率は製品データシートより，1.39 程度である．有水合成石英の屈折率 1.46 と比較すると，やや低い値である．

製作した構造のうち，等間隔の金ナノフィン構造に近い形状で加工されたものを，図 5.2(a)，(b) に図 5.1 中の工程 (b)，(f) の段階の断面 SEM 像をそれぞれ示す．パターン周期は 750 nm である．2 つの断面は同条件で加工された別の位置であり，図 5.2(b) は (a) の反対側から撮像されたものであるため，形状が反転して見える．

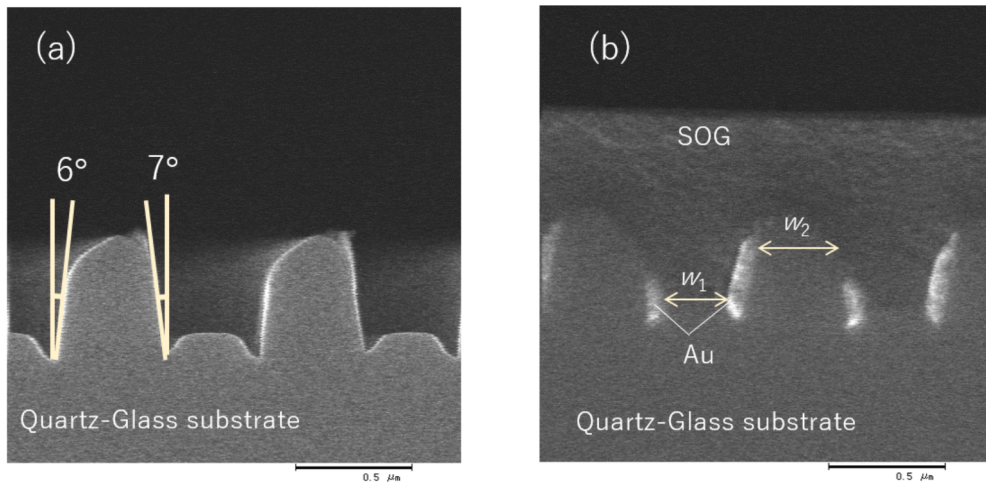


Figure 5.2: 埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-1) の製作結果．(a) ガラスエッチング直後，(b) 埋め込み後．

(b) のガラスのみの状態での形状は，凸部の側壁に 6 ~ 7° の傾斜が見られる．また，凸部の頂上部は丸みを帯びた非対称な形状となっている．頂上部にマスクに使用したレジストは確認できない．側壁の傾斜は RIE 時に生じるサイドエッチングに起因すると考えられる．頂上部の丸みは，レジストが RIE エッチング終了前に消失したことに由来すると考えられる．形状の非対称性はレジストの厚さむら，もしくはプラズマ暴露時の電界が試料表面に対して垂直でなかった事によって生じたと推察される．

最終工程後の断面 SEM 像では微小ながら金のフィン状構造が確認できる．ガラス基板の凹凸構造上を覆う SOG の厚さ h_1 は 370 nm，金のフィン構造 w_m の幅は 80 nm 程度であった．図 5.2(b) 中に示した，開口が最も狭くなる部分の寸法 w_1 ， w_2 はそれぞれ 210 nm，310 nm であった．高さ h_2 は非対称性に起因して高いものと低いものが存在し，高いものが 330 nm，低いものが 180 nm，平均で 255 nm であった．

フィン構造の高さは 500 nm 程度を目標として製作されたが，実際にはその半分程度

となった。この結果は、ガラスエッチング時にレジストマスクが消失し、ガラスの十分な大きさの凹凸と側壁の垂直性が得られなかったことに起因する。

5.1.1.2 光学特性評価

埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-1) の透過特性の測定を行った。位相差の測定はセナルモン法で行われた。測定は SOG による埋め込みの前後で行われた。図 5.3 に透過率と位相差の測定結果の測定結果を示す。

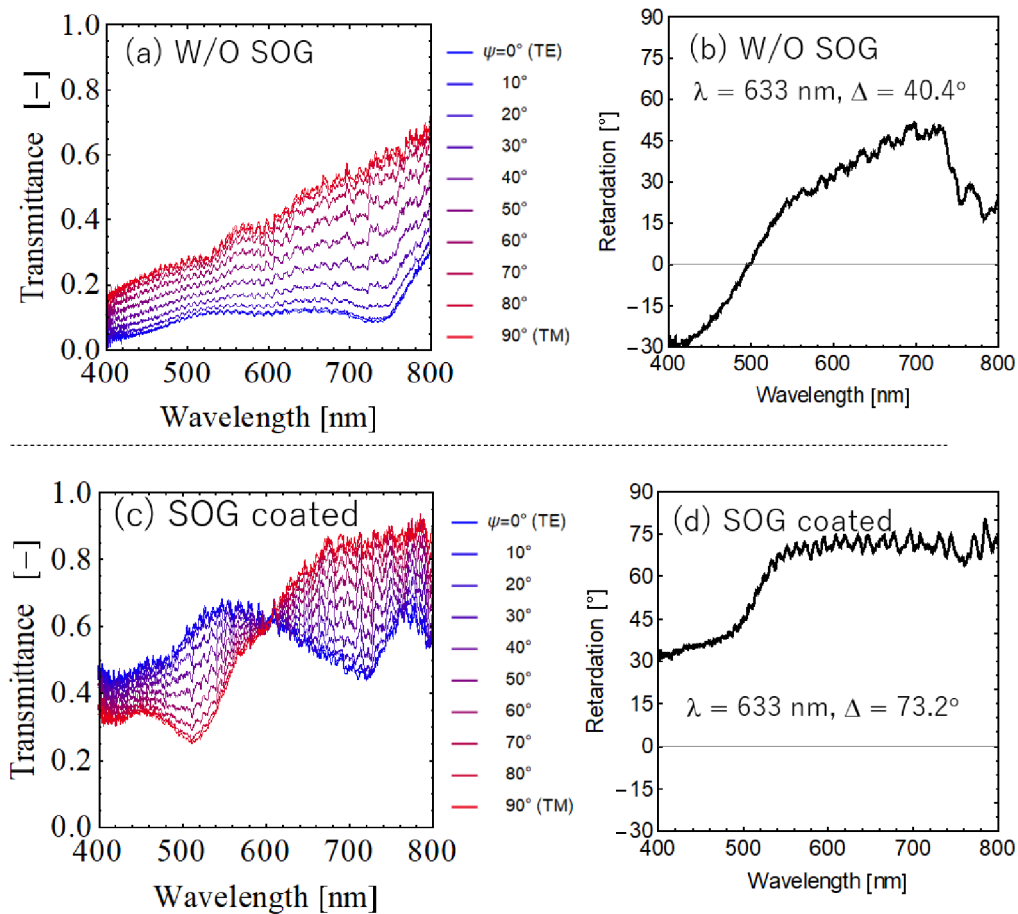


Figure 5.3: 埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-1) の埋め込み前の (a) 位相差 (b) 透過率、と埋め込み後の (c) 位相差 (d) 透過率。

埋め込み前 (図 5.3(a)(b)) では、TE 偏光の透過率は波長 500~750 nm の領域で 10% 程度となった。一方で TM 偏光の透過率は長波長側では 40% を超えており、透過率の偏光依存性が強いことがわかる。位相差は波長が大きくなるにつれて大きくなる傾向が見ら

れた。

埋め込み後 (図 5.3(c)(d)) では TE 偏光・TM 偏光共に透過率が上がっている。特に TE 偏光では波長 600 nm 付近では 6 倍ほども大きくなっている。TE・TM 偏光間の透過率の差は小さくなり、波長 600 nm 付近では両方の偏光で同等の透過率が得られている。透過率の向上の要因として、埋め込みによってカットオフ波長が長波長側にシフトしたこと、金属の両側がガラスで覆われることによって、屈折率の非対称性が解消され、回折の現象やプラズモンの非対称性の解消などが生じた、といった理由が考えられる。位相差は波長 550~800 nm の領域で 70° 前後の値をとり、埋め込み前よりも大きくなっている。埋め込み前と比べると波長依存性が少ない結果となった。周辺媒質の屈折率が上がると波長に対する位相差の傾きが小さくなる傾向は 3 章で行った理論計算で得られた傾向と一致する。

5.1.2 高アスペクト比マイクロ金ナノフィンアレイ (EM-2)

5.1.2.1 素子の製作

レジストをマスクとして SF₆ による石英ガラスのエッチングを行った場合、エッチング途中でレジストが消失し、石英ガラスの断面形状は丸みを帯びた形状となった。この形状では側壁の垂直性が不十分である。また、エッチング量を大きくするためにはレジストの耐久性が不足する。そこで、レジストの代わりに Cr をマスクとする製作工程を考案した。図 5.4 に新たに考案した高アスペクト比埋め込み型金ナノフィンアレイの製作工程を示す。以降、本手法で製作された構造を EM-2 と呼称するものとする。

まず、石英ガラス基板上に電子線レジストを塗布し、パターンを電子線描画装置で直描する (a)。電子線描画装置は F5112+VD01(アドバンテクト) を用いた。電子線レジストにはネガ型レジストの OEBR-CAN 028T2PE(3.1cp) を用いた。スピコート回転数は 2000 rpm、回転時間は 60 秒とした。この条件では 300 nm 程度の膜厚が得られる。電子線レジストの上には帯電防止剤であるエスペイサー AX01(昭和電工) をスピコートした。露光量は 10, 11, 12, 13 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ とした。現像には水酸化テトラメチルアンモニウム (TMAH)2.38%水溶液を使用し、65 秒浸漬した。現像後、酸素プラズマによるアッシングを 15 秒間行った。

レジスト上に蒸着によって Cr を 100 nm 相当成膜し (b)、レジストの除去を行う (c)。レジストの除去は、剥離液 104 への浸漬 10 分間とアセトンへの浸漬 15 分、さらに超音波洗浄計 2 分の工程で行われた。

Cr パターンをマスクとして、SF₆ による RIE で石英ガラス基板の異方性エッチングを行う (d)。SF₆ のガス圧は 0.2 Pa とし、電力は 50W とした。エッチングは 3 分間行わ

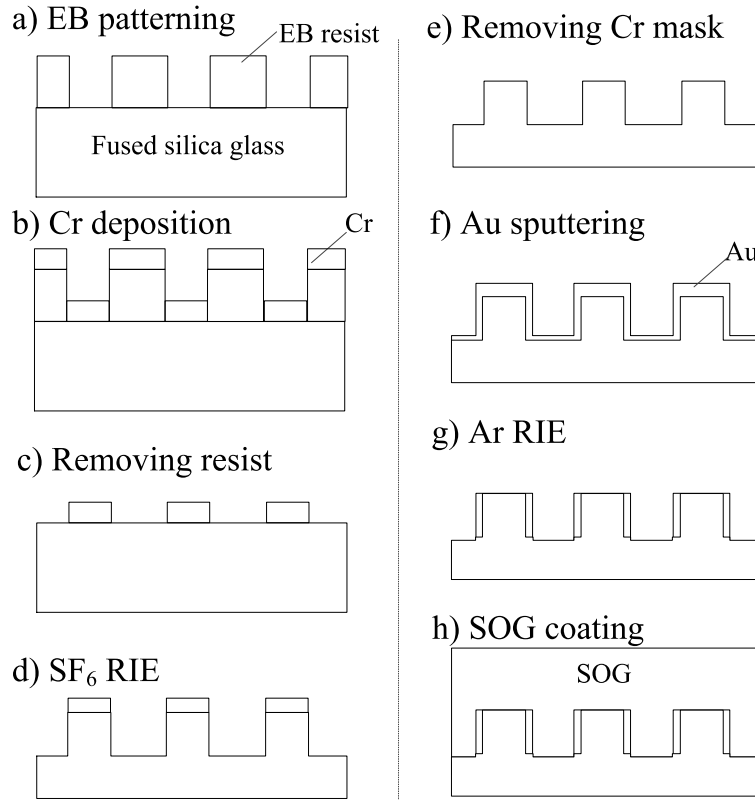


Figure 5.4: 埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-2) の製作工程

れた。この条件下での石英ガラスのエッチングレートは 250 nm/min であることから、エッチング量は約 750 nm となる。ガラスエッチング後、不要となった Cr マスクを Cr エッチング液によるウェットエッチングで除去する (e)。

ガラスの凹凸構造上に Au の成膜を行う (f)。プラズマ励起用ガスには Ar を用い、ガス圧を 0.4 Pa とした。RF 電力 300 W、成膜時間は 3 min×2 回の計 6 分とし、間に 10 分間のインターバルを設けた。

金属を成膜した基板に対して、Ar プラズマによる異方性エッチングを行う (g)。Ar のガス圧は 0.3 Pa とし、電力は 30W とした。エッチングは試料表面の金属が視認できなくなるタイミングで停止した。このときの時間は 2 分であった。

最後に試料表面を SOG でコーティングした。成膜はスピコートによる 5 回の重ね塗りによって行われ、低温バイク・高温バイクが行われた。

製作された構造を光学顕微鏡で撮影した画像を図 5.5 に示す。暗く見える部分には微細構造が存在する。広範囲で観察すると、パターンのむらが存在し、パターンが消えている箇所がある。このむらは、電子線描画直後のレジストパターンの段階ですでに確認

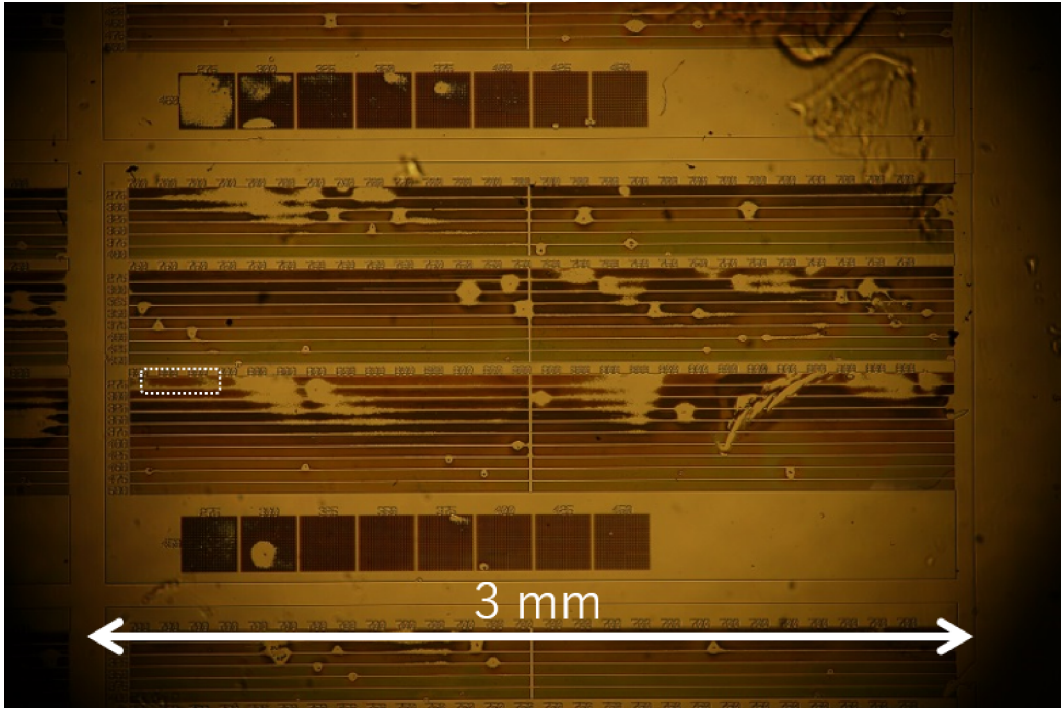


Figure 5.5: 製作した高アスペクト比埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-2) の顕微鏡像。破線で囲んだ部分を光学特性評価で使用した。

されている。また、描画線幅が広い領域ほど消失箇所が広い特徴がみられる。以上の事象から、電子線描画時に試料が帯電し、パターン描画に影響を与えたと考えられる。電子線描画時には帯電防止剤を塗布したが、帯電防止には不十分であったと考えられる。以降で述べる観察には微細構造が残存する部分を用いた。

製作した構造のうち、金ナノフィンの周期性が良く、理想に近い形状で加工されたものの断面 SEM 像を図 5.6 に示す。電子線描画の周期は 800 nm である。また、電子線描画工程における露光量は $12 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ であった。SEM 像より、垂直性の高いフィン状構造がガラス中に埋め込まれている形状が確認できる。

SEM 画像より、ガラス基板の凹凸構造上を覆う SOG の厚さ h_1 は 570 nm、金のフィン構造の幅 w_m は 60 nm 程度、開口が最も狭くなる部分の寸法 w は 300 nm、高さ h_2 は 830 nm であった。

素子の表面形状を原理間力顕微鏡 (Atomic Force Microscope: AFM) で測定した。測定結果を図 5.7 に示す。測定箇所はナノフィン構造の上である。走査範囲は $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ とした。表面形状のマッピングより、ガラス部分をエッチングして成形した凹凸構造が表面にも表れていることが確認できる。算術平均粗さ R_a は測定を行った範囲内で

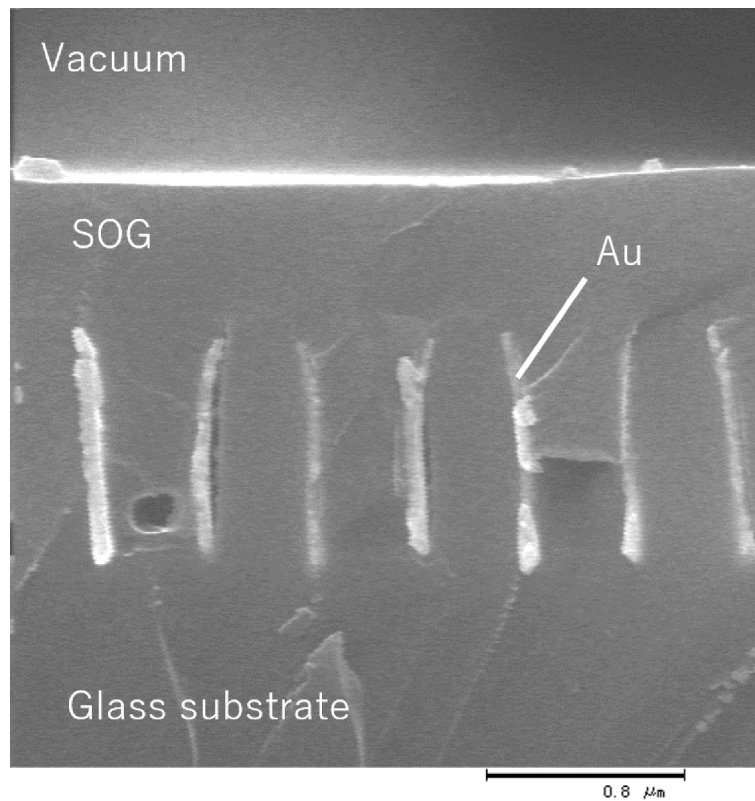


Figure 5.6: 製作した高アスペクト比埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-2) の断面 SEM 像

3.7 nm であった。

ガラスの凸部の間を埋め込んだ SOG 部分の一部に気泡や剥離，ひび割れといった欠陥が生じている箇所があった。図 5.8 に欠陥が生じた箇所の SEM 像を示す。剥離やひび割れは SOG の焼成時に生じる引っ張り応力に起因すると考えられる。

以降，本論文ではこの構造を EM-2 と呼称する。

5.1.2.2 光学特性評価

光を埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-2) に対して垂直に入射した時の，透過率・位相差スペクトルの測定結果を図 5.9 に示す。位相差は回転検光子法で測定された。データ点は検光子回転角 0~180° で 10° 刻みとした。

透過率については TE 偏光・TM 偏光共に波長 600 nm 以上の波長帯で 50%を超えるような高い透過率が得られた。特に波長 600 nm 近傍では TE・TM 偏光の透過率がほぼ等しくなっている。この特性は波長板としては理想的な特性である。

スペクトルの強弱が 15° 程度の振幅で見られるが，波長 600 nm より長波長の領域に

5.1. マイクロ光学素子の製作と光学特性評価

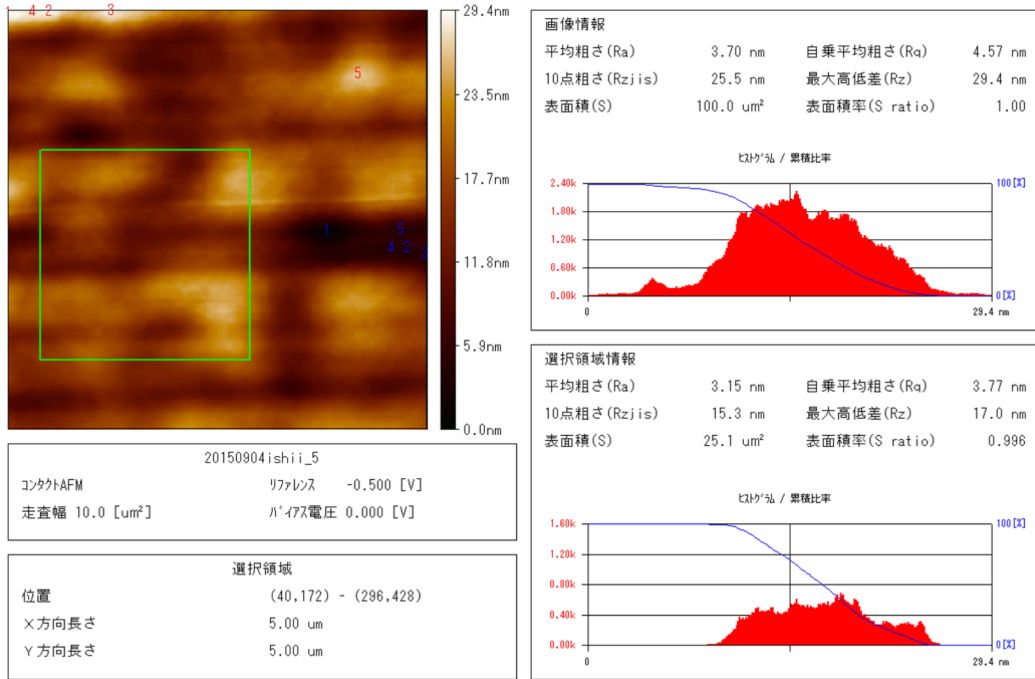


Figure 5.7: 製作した素子の表面形状. 測定はナノフィン構造がある箇所の上を AFM で走査することによって行われた.

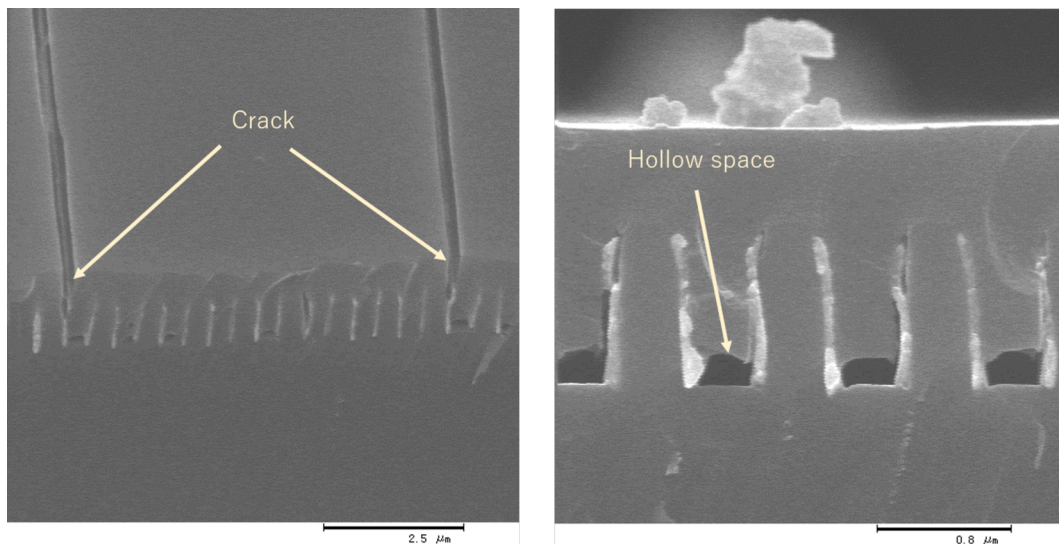


Figure 5.8: 製作した Au ナノフィンアレイで観察された構造欠陥

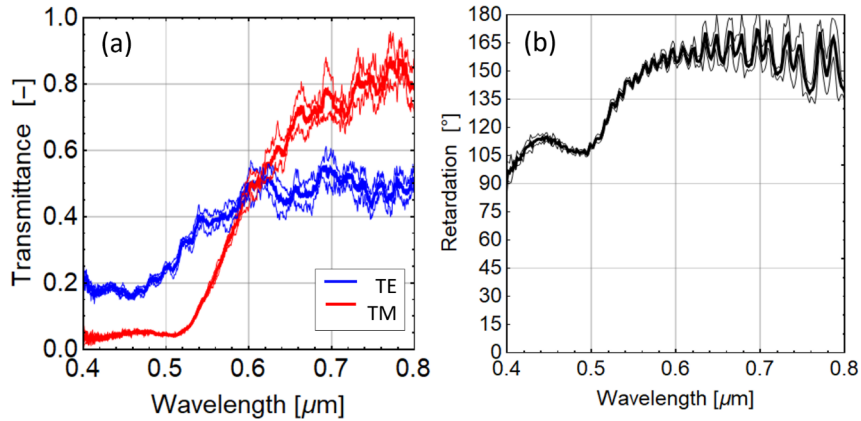


Figure 5.9: 埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-2) の (a) 透過率 (b) 位相差. 各太線は 5 回測定 averages, 細線は標準偏差を示している.

において, おおよそ位相差は 165° 付近でほぼ一定となっている. 波長に対し 20 nm 程度の周期で振動するスペクトル特性に関しては, 回転検光子法の位相差算出に関する問題が原因であると考えられる. 位相差 180° 付近の試料はフィッティング精度が確保しづらく, 非常に高精度な強度測定が要求される. そのため, 測定光学系で生じるファブリペロー干渉に起因するスペクトル特性が測定結果のフィッティングに強く反映されてしまったものと考えられる. よって, この必ずしも素子の特性ではないと考えられる.

試料がある場合とない場合の出射光の比較を行った. 測定は回転検光子法の光学系で行われた. 試料に方位 90° の直線偏光を入射し, 出射光を検光子でフィルタリングして光強度を取得する. 試料は 45° の方位で設置された. データ点は検光子回転角 $0 \sim 360^{\circ}$ で 10° 刻みとした. 測定結果の極座標プロットを図 5.10 に示す. 極座標の半径方向は光強度, 偏角は検光子方位である. 波長は 633 nm である. 図中灰色プロットはガラス基板のみの場合の光強度変化, 灰色の破線は正弦曲線によるフィッティングである. 光強度の極座標形状は最も光強度が強くなる方向が 90° を向き, 直交する方向では光強度がほぼ 0 となる. このことから直線偏光がそのまま出射されていることが確認できる. 黒のプロットと実線は赤線の方位 (45°) で試料を設置した際の出射光の測定結果と正弦曲線によるフィッティングである. 方位 90° のとき光強度が 0 となり, 最も光強度が強くなる方向は 0° 近傍である. このことから, 出射光は方位 0° の直線偏光に近い偏光状態である. この結果は試料の主軸方位に対して線対称の方向に偏光状態が変換されたことを意味する.

図 5.10 のデータを基に楕円率の測定を行った. 楕円偏光の楕円率を長軸の光強度 I_1

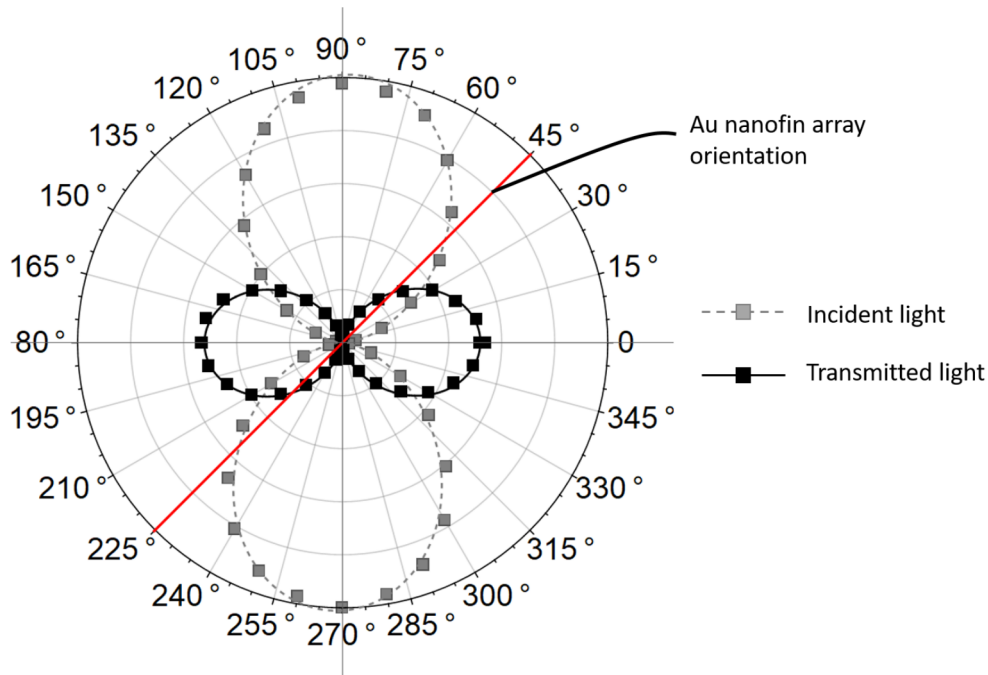


Figure 5.10: 入射光と埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-2) 透過光の回転検光子測定結果. 黒と灰色のプロットは金ナノフィンアレイ設置の有り、無しそれぞれの条件で $0\sim 360^\circ$, 10° おきに測定された光強度. 赤の線は設置された埋め込み型金ナノフィンアレイの主軸方位に相当する.

と短軸の光強度 I_2 から $\sqrt{I_2/I_1}$ と定義する. ガラスのみ (試料無し) で測定した場合と試料有りの状態で測定したデータのフィッティングから楕円率を算出した. 試料無しで 0.134, 試料有りで 0.105 という結果が得られた. 試料無しの結果から, 測定の誤差の範囲で 0.1 程度の楕円率の誤差が生じることがわかる. 試料有りの結果から, 試料で変換された光の楕円率は未変換の光と同等であるということが示された.

次に, 透過特性の入射角度の影響を調べるため, 光軸に垂直な面に対して試料を傾けた状態で透過特性評価を行った. 位相差の測定は垂直入射時と同様回転検光子法で行われた. レンズと偏光子の位置は他の測定と同様とし, 試料を傾けて設置した. 傾け方は x 軸 (フィン方位に垂直な方向) を中心とした回転と y 軸 (フィン方位に平行な方向) を中心とした回転の 2 通りを試みた. 測定結果を図 5.11 に示す.

x 軸を中心として傾けた場合 (図 5.11(a), (c)), 全体として透過率がやや減少する傾向が見られた. また, TE 偏光の透過率は, ややピークの位置の移動が見られた. 15° までの傾きで透過率の減少率は概ね 20% 以内であった. 位相差に関してはやや増加傾向が見

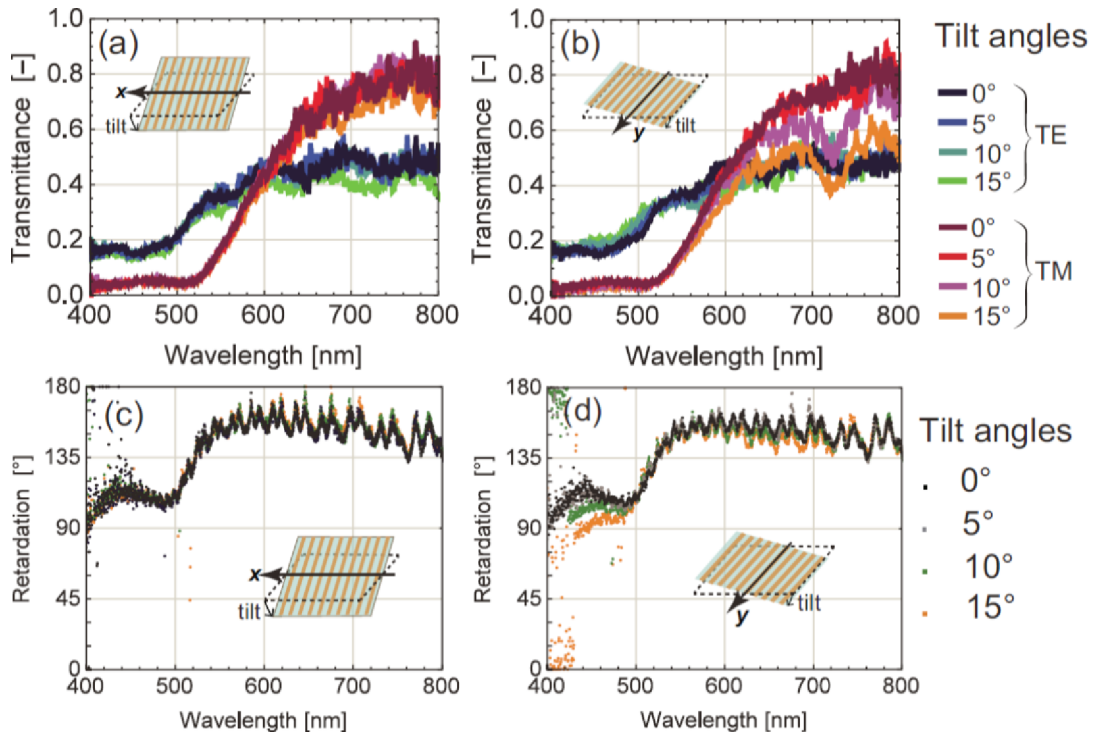


Figure 5.11: 埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-2) の透過率・位相差の傾き依存性

られた。増加率は5%以内、波長 550~800 nm の領域での平均変化率は1.8%であった。位相差の増加傾向は素子を傾けたことによるグレーティングの光路長の増加が原因として考えられる。試料に対して 15° の角度で光が入射する場合、基板で入射光が屈折し、10.2° の角度でグレーティング層に入射する。x 軸を中心に素子を傾けると、金属間のギャップの大きさは変わらず、幾何学的に z 方向の伝搬長が $1/\cos 10.2^\circ = 1.016$ 倍増加する。透過率・位相差共に特定の波長における特異な変化は観測されなかった。

y 軸を中心として傾けた場合 (図 5.11(b), (d)), TM 偏光の透過率が波長 720 nm をピークとして現象する挙動が現れた。傾き 15° における減少率は50%に達する。特長的な透過率減少の原因として、斜め入射による表面伝搬型プラズモンの励起や、回折にかかわる挙動が挙げられる。原因の詳細な検討は5.3.2章で行う。一方 TE 偏光の透過率変化率は波長 500 nm 以上の領域では20%以内であった。位相差に関しては波長 550~730 nm の領域で減少傾向がある。その領域における平均減少率は3.8%であった。

5.2 大面積・配向素子による LG ビーム生成実験

5.2.1 大面積金ナノフィンアレイ (EM-3) の製作

5.2.1.1 素子の製作

ラゲールガウスビームの生成実験を行うため、大型・配向素子の製作を行った。5 mm×5mm の正方形領域を 8 分割し、グレーティング方位を $1/16\pi$ ずつずらして配向した。図 5.12 に実際の電子線描画で使用した設計図の一部を示す。領域が 8 分割され、各領域に異なる方位のラインアンドスペースが配置されている。中央の水平線を軸に線対称となる形状である。

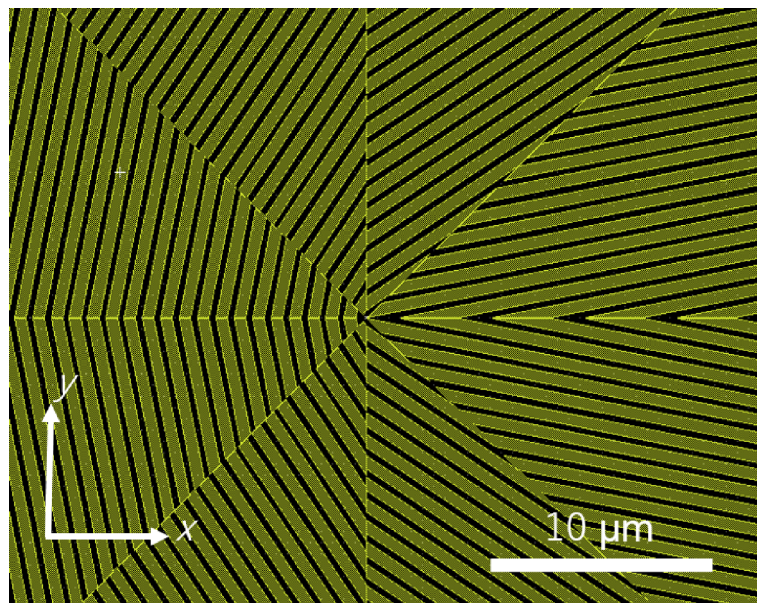


Figure 5.12: 電子線描画に用いた設計パターンの中央付近の形状。黄色の領域が描画領域。

先述の高アスペクト比マイクロ金ナノフィンアレイの製作においては、描画むらが生じ、大面積に安定したパターンを製作することが困難であった。描画むらの原因を電子線描画時の帯電の影響であると考え、帯電の影響が少なくなるように製作プロセスを変更した。以降、本手法で製作された構造を EM-3 と呼称する。製作工程を図 5.13 に示す。

スパッタリング成膜によってあらかじめ 50 nm 相当の Cr を成膜した基板に対し、電子線描画によるパターンニングを行った。方位の異なる線を多数描画するため、電子線描画にはポイントビーム式の描画装置 JBX6300FS(日本電子) を用い、電子線レジストと

して SAL601H を用いた。ビーム電流は 500 pA とし、露光量は $12 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ とした。描画後、酸素アッシングを 1 min 行い、Cr エッチングを 25 秒行った。

以降の工程は先述の高アスペクト比マイクロ金ナノフィンアレイの製作とほぼ同様だが、金のスパッタリング成膜時間を合計 10 min, Ar エッチングの時間を 6 min 10 sec とした。

SOG の成膜工程では、引っ張り応力による表面の欠陥を防ぐため、高温ベイクの工程を省いた。

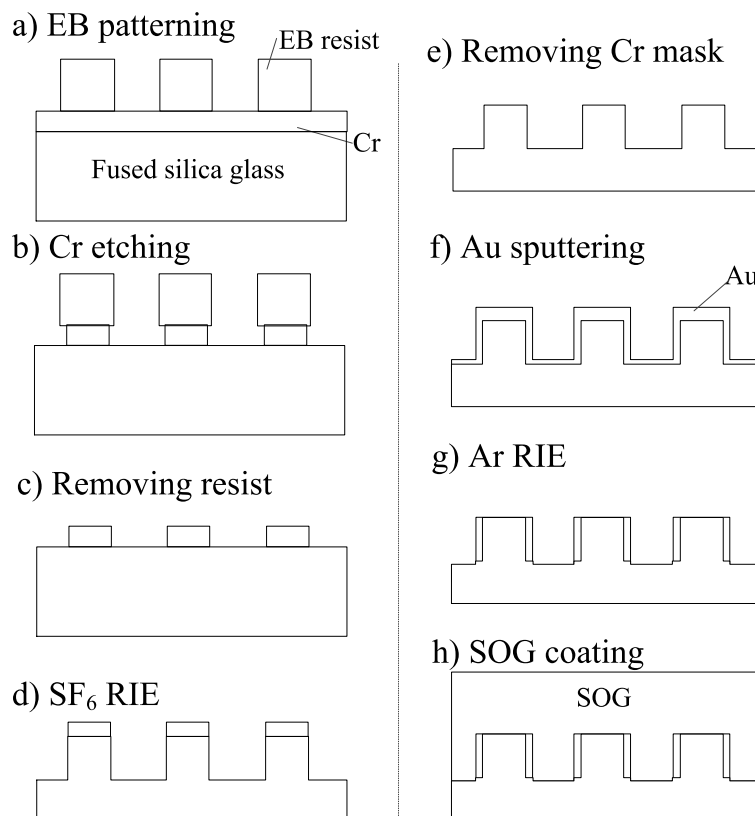


Figure 5.13: 大型・配向埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-3) の製作工程

製作された素子の外観を図 5.15 に示す。5 mm × 5 mm の範囲が 8 個の区画に分けられ、パターンが描画された。図では上部が欠損しているが、これは SEM による断面観察を行うために一部を意図的に破壊したためである。構造表面に目立った欠陥は見られなかった。

断面 SEM 像を図 5.15 に示す。ガラス基板の凸部が先鋭化しており、傾いたフィン状構造が確認できる。フィンの頂上部同士はほぼつながっている状態である。また、測定箇所によって形状の違いが見られる。ガラスが先鋭化した原因として、エッチングマ

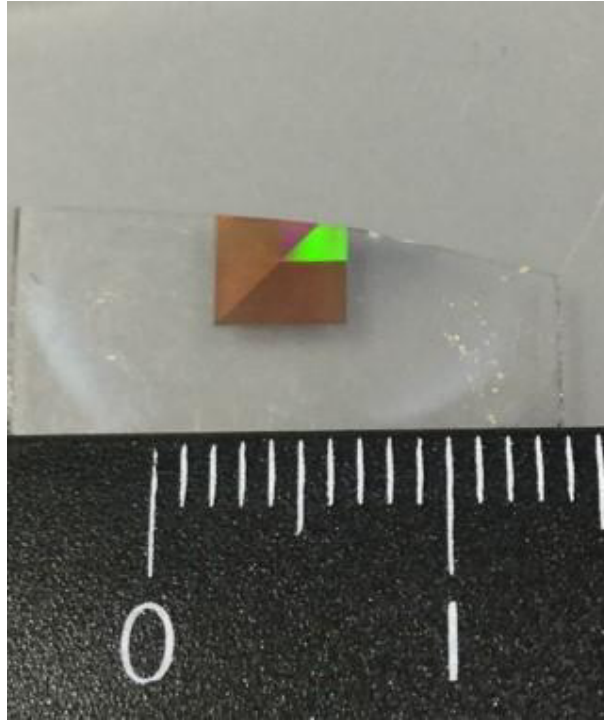


Figure 5.14: 大面積・配向埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-3) の外観.

スクの加工法の変更による, Cr マスク断面形状の違いが挙げられる. 通常ウェットエッチングは等方的に被加工物を侵食する. Cr マスク形成のためのウェットエッチングでは, マスク上部・端部のエッチングが優先的に進んだと考えられる. そのため, マスクの端部が薄くなり, エッチング中に先に消失した可能性がある. 形状のばらつきに関しては, 大面積素子に対して Cr のウェットエッチングを行った際に, エッチングむらが生じたと考えられる.

図 5.15(c) の画像から構造寸法を測定した. 金属の幅 w_m は 120 nm, SOG 側で金同士の間隔がもっとも小さい部分の間隔 w は 300 nm, SOG の厚み h_1 は 480 nm, 金の高さ h_2 は 700 nm であった.

5.2.1.2 構成素子の光学特性評価

大面積埋め込み型金ナノフィンアレイに対し, 1 箇所透過特性評価を行った. 測定結果を図 5.16 に示す.

透過率は EM-2 と比較すると 1/2 程度となった. 側壁のテンプレートとなるガラス構造の側壁が傾斜し, 著しく金属の間隔が狭い箇所と適正な間隔の箇所が交互に現れる形状であるため, おおよそ半分の金属ギャップの光が透過しなかったものと考えられる. 位

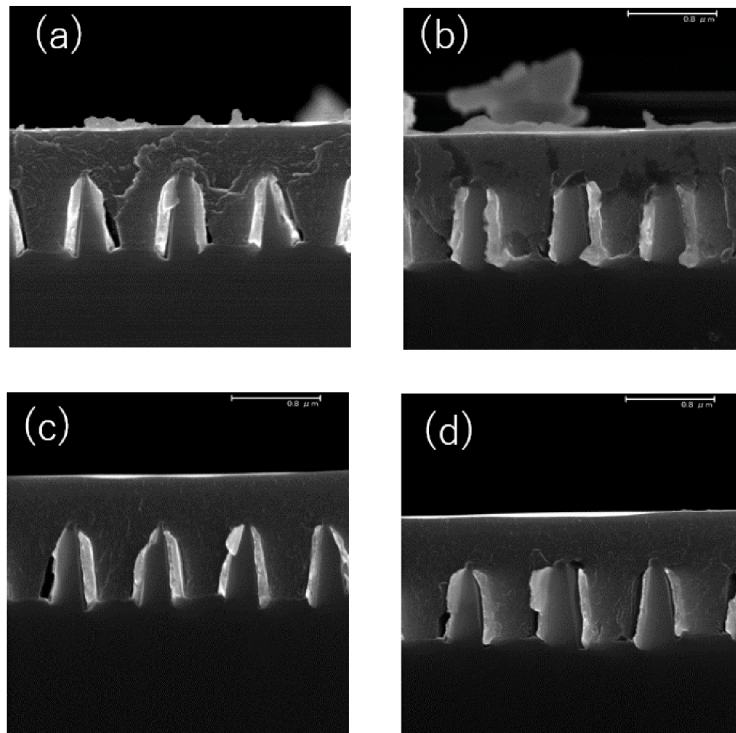


Figure 5.15: 大面積・配向埋め込み型ナノフィンアレイ (EM-3) の断面 SEM 像. (a)-(d) は同一基板・同一条件で加工された試料中の複数の場所で記録された.

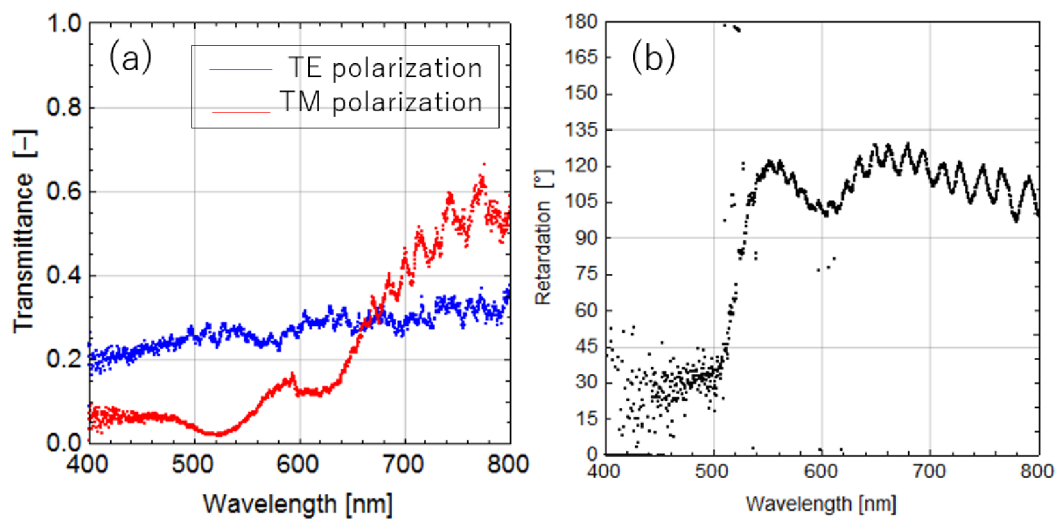


Figure 5.16: 大面積埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-3) の透過率・位相差

相差も EM-2 と比較すると小さい結果となっている。波長 550 nm 以上の領域では 120° 前後の位相差が得られている。位相差の不足は、金属構造の高さが不足した点、側壁の傾斜による複屈折の減少が原因として考えられる。波長 600 nm 近傍で生じている TM 偏光の特長的な吸光と位相差の現象は、傾斜する側壁や 2 つのフィン同士が近い状態にあるナノ構造がプラズモン共鳴を引き起こし、特定波長の吸収・散乱が見られたためと考えられる。

5.2.2 LG ビーム生成実験

本研究で取り上げた金属ナノグレーティング 1/2 波長板は、ラゲール・ガウスビーム生成素子、特に軸対称偏光子の構成要素としての使用を目的として作られたものである。本章では、製作した素子によるラゲール・ガウスビームの生成を実証するため、大面積埋め込み型金ナノフィンアレイ (EM-3) を用い、ラゲール・ガウスビームの生成実験を行った。

まず、光渦の生成実験をおこなった。測定はヘテロダイナミクス干渉計で行われた。測定光学系を図 5.17 に示す。光源には He - Ne レーザー HN-550P (ネオアーク) を用いる。レーザーからのビームはビームエキスパンダによってビーム径を 5 mm 程度に拡張される。ビームは方位 0° 直線偏光子 P_1 と方位 45° の 1/4 波長板 Q_1 を透過し、右回り円偏光に変換される。右回り円偏光はビームスプリッターで二つに分岐され、一方の光路でサンプルを透過し、もう一方の光路では 1/2 波長板で逆回り円偏光に変換される。これらの光はビームスプリッター統合されて干渉する。干渉光は光量調整の ND フィルタを経て、方位 135° 1/4 波長板 Q_2 、直線偏光子 P_2 を透過する。これらの光学素子によって、逆回り円偏光成分のみを取り出す。デジタル一眼レフカメラ DMC-GH1 (Panasonic) の受光素子 (LiveMos) で観察される。

図 5.18(a) に参照光、(b) に試料からの出射光をそれぞれ撮像した画像を示す。なお、これらの撮影の際には一方の光路は遮光している。参照光はガウシアンビーム様の強度分布を持つことがわかる。一方で試料からの出射光はビーム中心付近が暗く、ドーナツ状の強度分布が観察できる。この結果は、1.1.1 章で触れたように、すべての位相が重なり、打ち消し合う「特異点」が生じていることを示唆する。ビーム全体の強度分布は配置した素子の境界線上がやや暗い傾向がみられる。画像右側には縦方向の縞が見られる。これは図 5.14 で示したように素子の一部が欠損している部分に相当し、その部分で生じる回折によって干渉が生じているものと考えられる。

図 5.18(c) に参照光と試料からの出射光を干渉させた際に生じた干渉縞の画像を示す。相対的に参照光強度に対して試料からの出射光の強度が低いため、やや縞が不明瞭であ

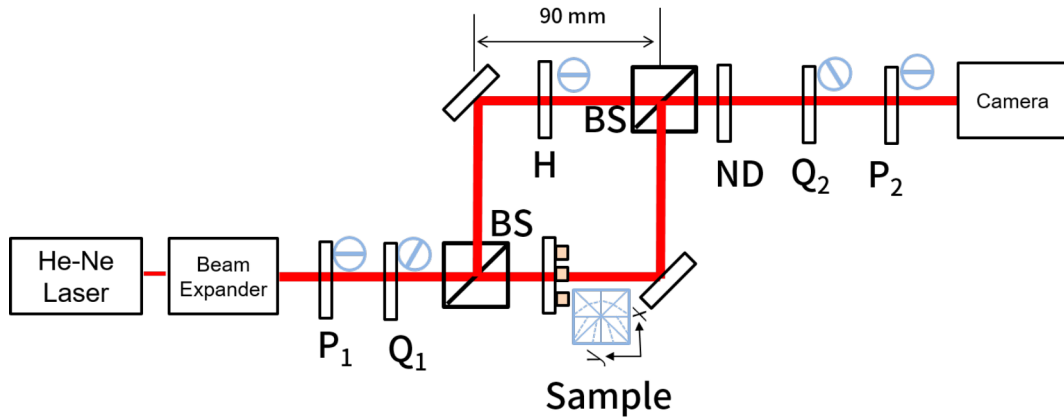


Figure 5.17: 光渦生成実験のための干渉光学系. 素子の主軸方位は水色で示した. これらは, 図を右側面から見た方位に対応する.

るが, 干渉縞が確認できる. 画像の中心付近を見ると, フォーク状の干渉縞が見られる. このような干渉縞の形状は光渦の特徴の1つであり, フォーク状形状の分岐点を中心に, その周りを一周すると, 位相が1波長分進む. これはトポロジカルチャージ $l=1$ の波面のねじれの存在を示唆するものである.

直線偏光入射時の透過光についても検証を行った. 測定光学系を図 5.19 に示す. P_1 の方向を固定し, P_2 の方位を P_1 と直交させた場合と, 平行にした場合について透過光・干渉光を撮影した. P_1 の方位は, 素子がすべて $1/2$ 波長板であればラジアル偏光が得られる条件に相当する. 使用した光学素子は位相差が 120° 程度であり, 半波長に満たないため, 実際には完全なラジアル偏光にはならないと予想される. 参照光の偏光方向は $1/2$ 波長板 H によって回転させられ P_2 の方位と合わせられている.

P_2 の方位を P_1 と直交させた状態で撮影された画像を図 5.20 に示す. 試料からの出射光 (b) は素子の中心付近を通過して水平方向に暗くなっている領域がある. また, 暗い部分の上下に線対称形状で光強度が強い領域が生じていることが確認できる. 図 5.20(c) の干渉像は, 干渉縞が縦向きに生じるようにビームを調整したうえで撮影された. 干渉縞の形状は素子中央を含む水平線の上下に分断された形状である. 上下の縞は互い違いに並んでおり, 上下で位相が反転していることが確認できる.

P_2 の方位を P_1 と平行にした状態で撮影された画像を図 5.21 に示す. 試料からの出射光 (b) は素子の中心付近を通過して垂直方向に暗くなっている領域がある. また, 暗い部分の左右に光強度が強い領域が生じていることが確認できる. 図 5.21(c) の干渉像は見やすいよう横向きに生じるようにビームを調整したうえで撮影された. 干渉縞の形状は

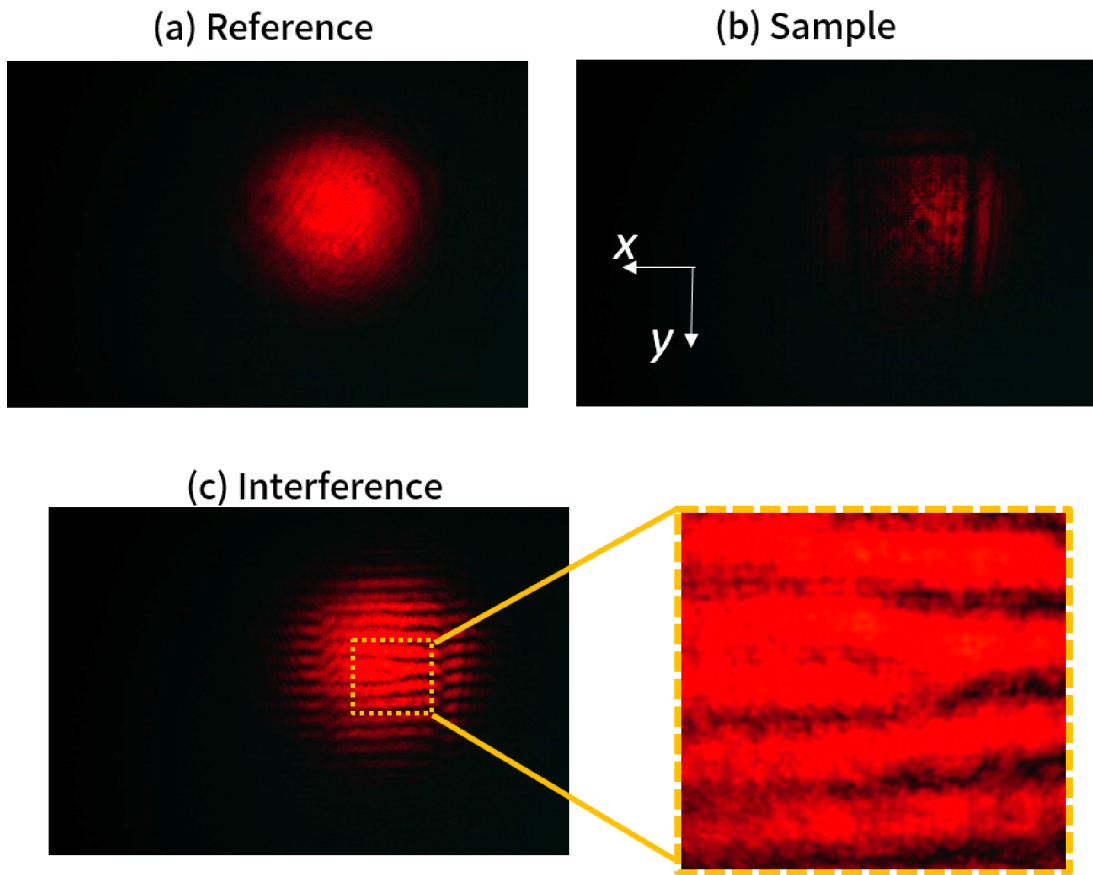


Figure 5.18: 円偏光を入射したときに観察された光. (全ての画像に 25%の明るさ調整済み)(a) 参照光のみ. (b) 試料からの出射光のみ. (c) 干渉光.

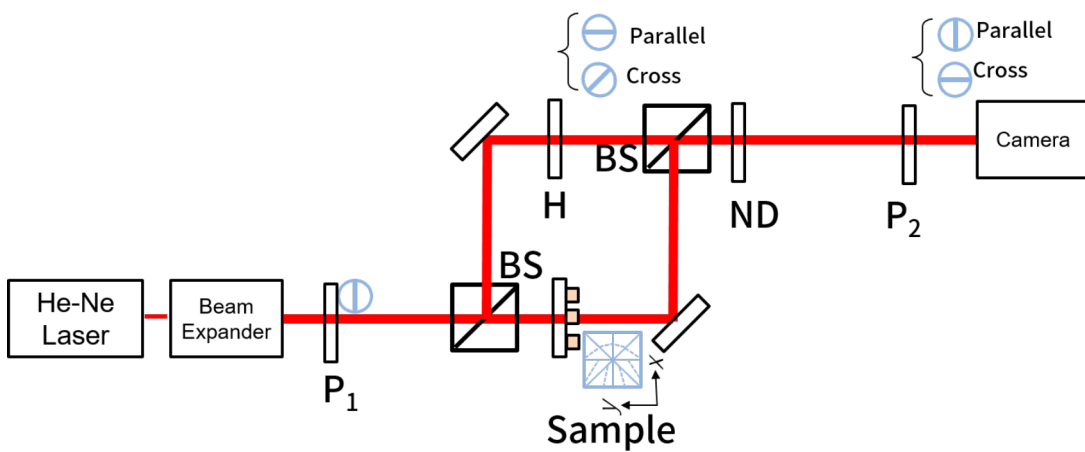


Figure 5.19: 直線偏光入射時の干渉光学系.

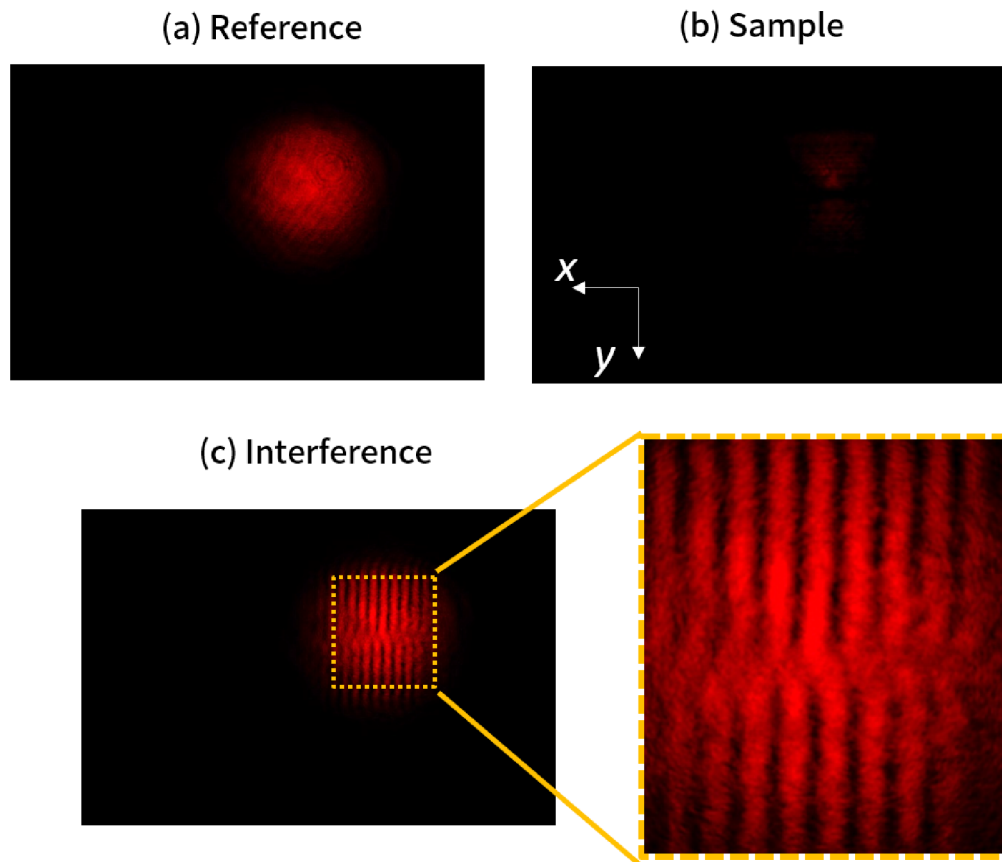


Figure 5.20: 水平直線偏光を入射したときに観察された垂直直線偏光. (全ての画像に25%の明るさ調整済み)(a) 参照光のみ. (b) 試料からの出射光のみ. (c) 干渉光.

素子中央を含む上下の線を境として左右に分断された形状である. 左右の縞は反転するところまではいかないものの, ずれが生じていることがわかる.

2つの直交する偏光状態それぞれで位相の不連続が確認された. 入射偏光に直交する偏光では位相が反転するのに対し, 入射偏光に平行な偏光では位相のずれは完全な反転にはならなかった. この現象については金ナノフィンアレイの位相差と素子の方位から説明することができる. 図 5.22 に位相差が 90° は超えるが半波長 180° に満たない位相子パターンを透過した光の偏光分布の概要を示す. 出射光の黒の矢印の先端はとある位相の電場と楕円偏光の回転方向を示している. 図中の素子の方位と入射直線偏光の関係は, 実験のセットアップと同等である. 出射光の偏光状態は主軸方位に応じた楕円偏光となる. 出射光の波面に相当する矢印の位置に着目してみると, 入射光と直交する縦方

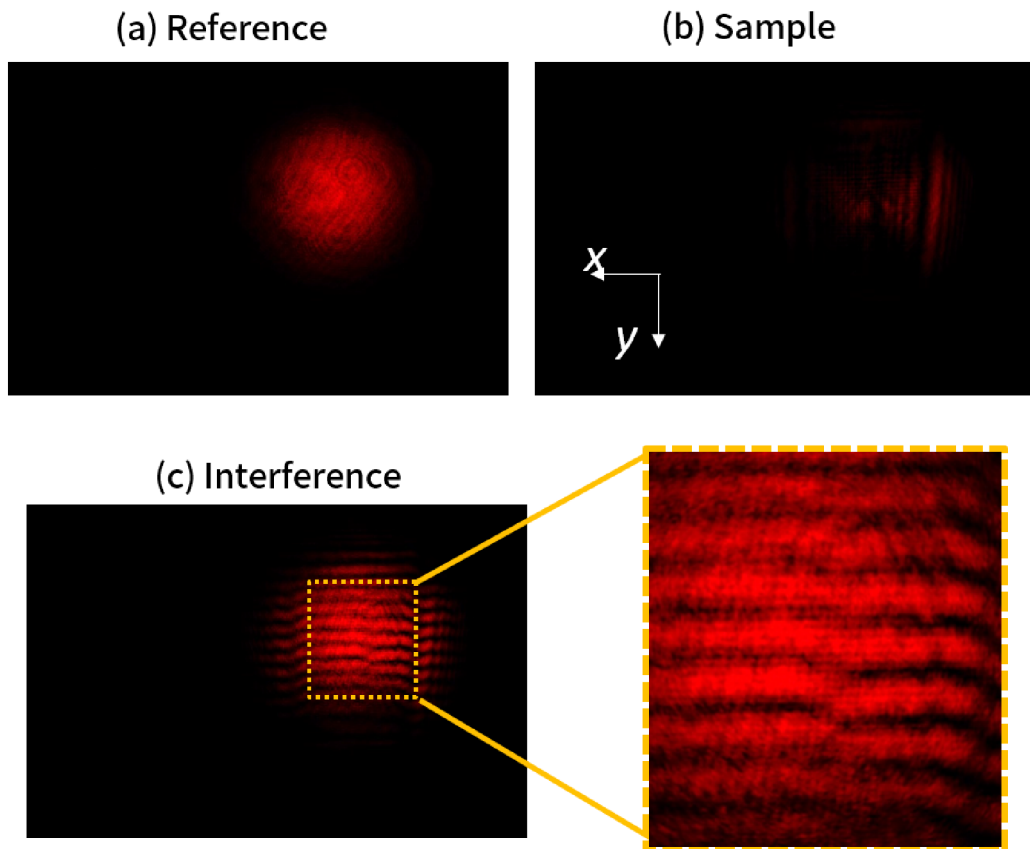


Figure 5.21: 直線偏光を入射したときに観察された水平直線偏光. (全ての画像に 25%の明るさ調整済み)(a) 参照光のみ. (b) 試料からの出射光のみ. (c) 干渉光.

向の動きは中心を通る水平線を軸として対称的である. これは図 5.18(c) で示された位相が反転する干渉縞と一致する. 一方で横方向の動きは中心を通る鉛直線を軸として, 単純に対称的な動きではないことがわかる. 水平線に近い領域ではほぼ対称的な動きとなるが, 水平線から遠い領域では楕円偏光の回転挙動が横方向の電場の主たる成分となる. 楕円の回転方向は左右で同一であることから, 横電場の位相ずれは小さくなる. 図 5.21(c) でも素子の中心付近では位相ずれが大きく, その上下では位相ずれが小さい挙動が確認できる.

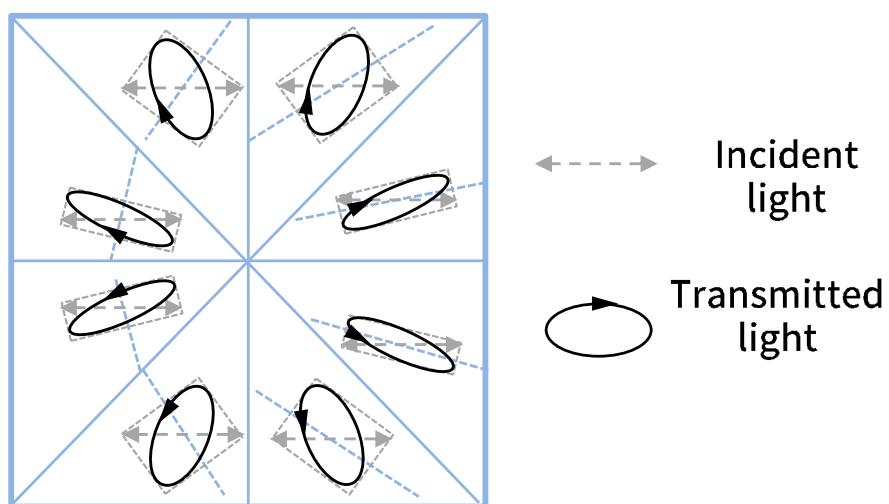


Figure 5.22: 位相差が半波長に満たない位相子パターンを透過した光の偏光分布の概要.

5.3 考察

5.3.1 製作結果と各解析結果の比較

製作された構造の寸法を表 5.1 にまとめる．測定された透過率・位相差，構造周期 p ・最小金属間隔 w ・金属構造高さ h_2 を用いて求められた透過率・位相差の理論モデルの計算結果と FDTD 法による数値解析結果を表 5.2 にまとめる．理論モデルの計算結果と数値解析結果には実測値との比を (実測値)/(計算値) の形で併記する．FDTD 法の計算は 2 次元計算で行われた．9 周期分の構造が周期境界条件の領域に設置された条件で行われた．グリッドサイズは 5 nm とした．

Table 5.1: 埋め込み型素子の製作結果一覧 (数値の単位は nm)

試料番号	金属	p	w_m	w	$h_1(\text{SOG})$	$h_2(\text{Au})$	特徴など
EM-1	Au	375	80	260	370	255	非対称形状
EM-2	Au	400	60	300	580	830	理想形状に近い
EM-3	Au	400	120	300	480	700	ガラスが先鋭化

Table 5.2: 埋め込み型試料の透過特性と理論・数値解析の比較.

試料 番号	形状	金属	実測値			理論値					FDTD						
			透過率		位相差	透過率			位相差		透過率			位相差			
			TE(%)	TM(%)	$\Delta(^{\circ})$	TE(%)	実測/ 理論	TM(%)	実測/ 理論	$\Delta(^{\circ})$	実測/ 理論	TE(%)	実測/ 理論	TM(%)	実測/ 理論	$\Delta(^{\circ})$	実測/ 理論
EM-1	埋め込み	Au	58	73	73	42 (57)	1.4 (1.0)	88 (91)	0.80 (0.79)	94 (74)	0.78 (0.99)	94 (104)	0.62 (0.56)	33 (68)	2.21 (1.07)	123 (88)	0.59 (0.83)
EM-2		Au	47	60	166	48 (62)	1.0 (0.76)	76 (85)	0.73 (0.71)	238 (177)	0.70 (0.94)	65 (81)	0.72 (0.58)	25 (63)	2.40 (0.95)	259 (183)	0.64 (0.91)
EM-3		Au	13	28	121	48	0.27	77	0.33	198	0.61	72	0.18	29	0.97	223	0.54

()内の数字は金属幅 w_m を使って算出した値．実験値と計算結果の合致度が $\pm 20\%$ のものは赤で表示．

全体を通して，理論モデルによる計算結果・FDTD 法による計算結果より，実測値の方がやや位相差が小さい結果となっている．どちらの計算においても光の進行方向に対して金属同士のギャップ幅が一定であるという仮定が含まれる．しかし実際には側壁が丸みを帯びていたり，傾斜を有するため，複屈折は各計算結果よりも小さくなると考えられる．EM-1, EM-2 についてはフィン状の金属の幅を基に算出した値と実測値の比較を行ったが，位相差についてはこちらの方が合致度が高い．

TM 偏光透過率の理論モデルの計算結果は実測や FDTD の計算結果と比べて値が大

きくなっている。これは、計算を簡略化するために端部での散乱挙動を無視し、ガラス-構造間の結合効率 = 1 を仮定していることに起因すると考えられる。実際には、特に構造周期に対して金属の幅が広い構造では、金属端面での散乱・吸収損失が無視できない。TE 偏光の透過率については、FDTD 法の計算結果と実験結果に大幅な乖離が見られ、理論値はよく一致する。

TE・TM 偏光共に透過率は SOG の気泡やひび割れの影響を受けている可能性がある。ガラスの屈折率を 1.46、SOG の屈折率を 1.38 として単純な誘電体 3 層構造の透過係数を計算してみると SOG とガラスの間に空隙がある場合 (空気-ガラス-空気-SOG-空気) の透過率は 95% である。すなわち透過率がやや減少することが示唆される。また、TE 波の伝搬は金属間で反射を繰り返すものであると考えることができるが、斜めに伝搬する光がガラス-空気界面に当たった場合、そこで全反射のように強い反射が生じることが予測される。

EM-2 はカットオフ領域より大きい金属間隔を持ち、かつ金属構造側壁の形状が垂直に近く、設計された金ナノフィンアレイに近い形状である。EM-2 の光学特性評価の結果について詳細に検討する。EM-2 の透過率・位相差スペクトルと、理論モデルに基づいた計算結果で得られた各スペクトルを図 5.23 に示す。理論モデルは最も狭い金属間隔 $w = 300 \text{ nm}$ と周期と金属間隔の差分をとった $w = 340 \text{ nm}$ の結果を示している。透過率については理論モデルと実験値のスペクトル特性が、波長 $0.5 \mu\text{m}$ より短波長側の低い透過率など、定性的に形状が一致する。TE 偏光の透過率は $w = 300 \text{ nm}$ の理論モデルと実験値が近い値を示している。最も狭い部分を通過できる光の量が透過率に相当することを示唆する結果である。スペクトル形状も類似しており、実験に対して良好な理論モデルとなっていることが確認できる。

位相差については $w = 340 \text{ nm}$ の理論モデルと実測された位相差が近い値を示す。位相変化は伝搬するすべての領域での複屈折の蓄積であると考えられる。伝搬した光路の実質の幅に近い値 (金属幅から算出した値) が合致するのは妥当である。

以上の結果をまとめると、

- 透過率は最も狭い金属間隔の計算結果に近い
- 位相差は金属幅を基にした計算結果に近い

となる。この結果は高い透過率と大きな複屈折の両立のためには側壁の垂直性が重要であると言い換えることができる。側壁の垂直性の確保のためにはサイドエッチングを抑えた異方性エッチング手法が要求される。本研究における素子製作では SF_6 による反応性イオンエッチング時にエッチングマスクの断面形状がガラスの形状に転写されている

ような挙動が見られた。反応性イオンエッチングによって変形が少ないマスクを製作することが垂直性確保のためには重要である。Siに用いられるような深掘りエッチング手法をガラスに適用することでサイドエッチングの抑制が期待できる。

位相差のスペクトル特性については、実験値ではバンド間遷移の波長に相当する部分での特徴的な増加は見られなかった。金属を石英ガラスとSOGで挟んでいる構造となっているために、ピークが小さくなったことが一因として挙げられる。また、薄膜の金属表面における自由電子の散乱や成膜手法による金属の結晶性の違いは金属の誘電率を変える要因となる。誘電率が文献のものからずれた可能性がある。

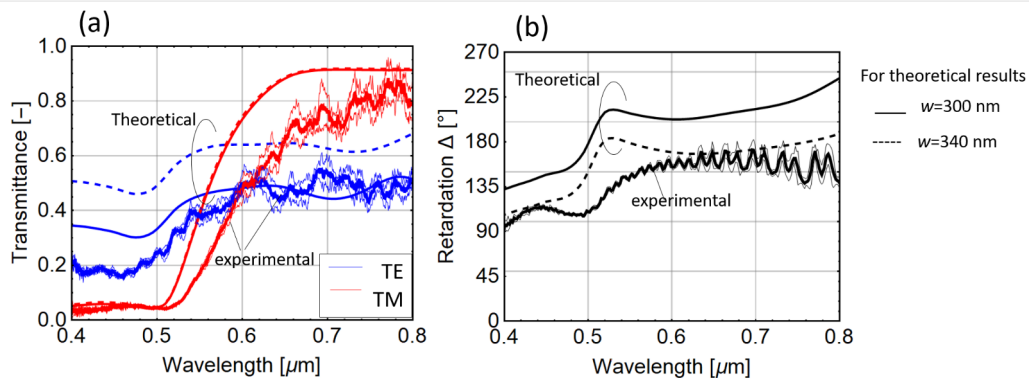


Figure 5.23: 実験結果と理論モデルによる透過特性の比較。(a) 透過率, (b) 位相差.

5.3.2 斜め入射時の挙動について

EM-2について、試料を y 軸回りに傾けて設置し、入射光を斜めに入射したとき、TM偏光の特定波長における透過率の減少が見られた。この原因について考察する。この方向の傾きについて生じる透過率減少の要因として、回折現象と表面プラズモンに関する現象が挙げられる。

まず回折について考える。屈折率 n_d の媒質中にある周期 d の周期構造に入射角 α 、波長 λ の光が入射した際に生じる回折光の出射角 β は以下の関係で与えられる。

$$d(\sin \alpha - \sin \beta) = m\lambda/n_d \quad (5.1)$$

m は回折次数である。波長 λ に対して構造周期 d が十分小さい時、回折角は定義できなくなる。試料に対して 15° の角度で光が入射する場合、基板で入射光が屈折し、 10.2° の角度でグレーティング層に入射する。 $\alpha = 10.2^\circ$, $n_d = 1.46$, $d = 400$ nmで回折角

が 90° となるのは波長 687 nm であり，それよりも長波長側では回折は生じないことになる。

FDTD 法による解析を用いて，回折が生じる条件ではどのような挙動が見られるのか調査した．図 5.24(a) に FDTD 法で用いたモデルと計算の一例，(b) にナノフィンアレイの高さを変えたときの一次回折項の強度変化を示す．TE 偏光ではナノフィンアレイ高さに対して回折強度の変化は少なく，厚さが増すにつれて徐々に透過率が下がっていく挙動が見られる．一方，TM 偏光ではナノフィン高さ 1100 nm 付近で回折強度のピークを持つ．TM 偏光のみ，フィン状の構造では強い回折が生じるという結果である．以上より，回折が生じる波長 687 nm 以下の波長帯では TM 偏光特有の回折挙動が透過率の減少に寄与していると考えられる．

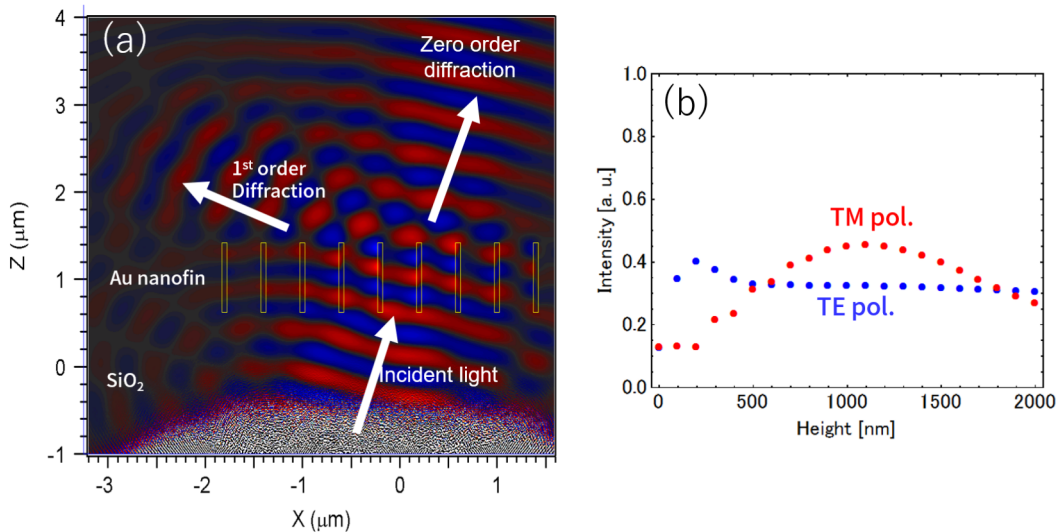


Figure 5.24: (a) FDTD 法による，斜め入射時の光の伝搬の計算例．計算条件は構造周期 400 nm，金属の間隔を 350 nm とし，入射角 15° で波長 680 nm の光を入射する．計算例は TM 偏光で生じる磁界 H_y を表示している．(b) 金属ナノフィンの高さを変えたときの TE・TM 偏光それぞれの回折光強度．

では長波長側の吸収はなぜ生じるのだろうか．図 5.25 に入射角 15° で回折が生じない波長 740 nm の光を入射した際の挙動を示す．静止画の図ではわかりにくいですが，TM 偏光を傾けて入射した場合に，金属の間で磁場が左回りに回転するような挙動 (回転経路を図中破線矢印で示している) が見られる．フィン状構造内での電場の渦と特定のスペクトルで生じる吸収は，反射型・TE 偏光の系ではすでに報告例がある [76]．一方で，TM 偏光に対する挙動としては報告例がない．以下では TM 偏光の渦のような挙動の原

因について述べる。

TM 偏光で生じる渦状の回転挙動はナノフィンアレイの端部に等位相の波面が到達する時間に差があることによって生じる挙動であると考えられる。波面の到達時間に差がある場合、ギャップを挟む両側の金属で励起されるプラズモンの中に位相のずれが生じる。垂直入射の場合は、誘電体-金属-誘電体の部分では長距離伝搬型プラズモンが生じるものと考えられる。斜め入射の場合にはタイミングのずれの影響から長距離伝搬型プラズモンと短距離伝搬型プラズモンが混ざった波が生じると考えられる。短距離伝搬型プラズモンの特徴として、損失の大きさが挙げられ、TM 偏光の透過率減少の一因と考えられる。短距離伝搬型プラズモンが伝搬したナノフィンアレイ上端では正か負の電荷が強く集まる。電荷が集まるタイミングは隣接するフィンとややずれる関係となる。理論上回折が生じない領域とはいえ、プラズモンの波長は伝搬光よりも小さいため、横方向に伝搬する擬似表面プラズモンは起こりうる現象である。プラズモンの伝搬によって左隣のフィンにエネルギーが伝達し、一部が後方に伝搬することによって回転するような波が見られると考えられる。以上より、短距離伝搬型プラズモンの励起と擬似表面プラズモンの励起、それに伴う後方へのプラズモンの伝搬現象が、斜め入射 TM 偏光の波長 687-800 nm の帯域における特長的な透過率現象の原因であると考えられる。一方で TE 偏光では金属間のそれぞれの位置で TE 波 1 次モードが伝搬し、TM 偏光で見られるような回転挙動は見られなかった。

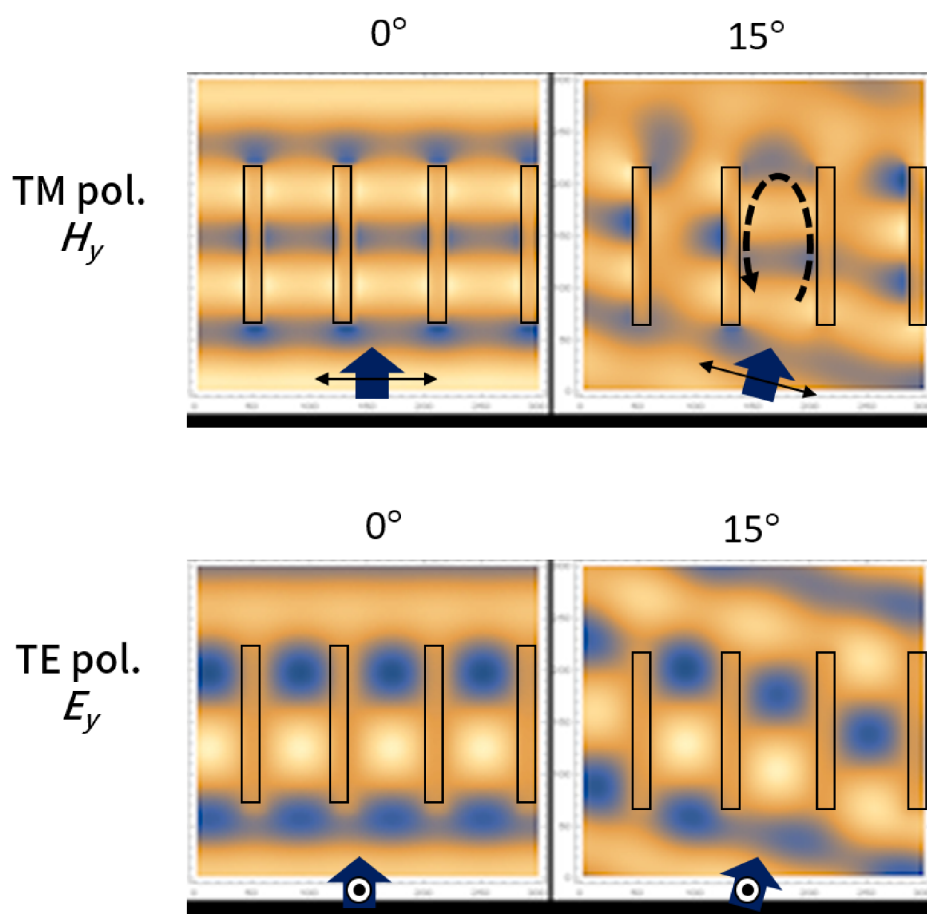


Figure 5.25: TE・TM 偏光に光を斜め入射した際の挙動. 波長 740 nm, 入射角 15° , 構造周期 400 nm.

5.4 本章のまとめ

本章では、SOG を使った埋め込み工程による埋め込み型金ナノフィンアレイの製作と光学特性評価について述べた。金属のアスペクト比が 13 を超えるフィン状の金が 400 nm の周期でガラス内に埋め込まれた構造の製作に成功した。SOG 厚さ h_1 はほぼ同一の条件で成膜しているにもかかわらず、ばらつきが大きい結果となった。EM-2 以外はガラスの凹凸構造加工時に側壁の傾斜が生じ、傾斜のあるフィン構造となった。

製作された構造では TE・TM 偏光共にエアギャップ型で実現された素子よりも高い透過率が得られた。埋め込み前後の測定 (EM-1) によって金属構造の間を埋める誘電体の特性によって透過特性が大きく変化し、特に TE 偏光の透過率の向上に貢献していることが示された。

埋め込み構造の測定結果では、エアギャップ型でも得られた、 $1/2$ 波長に迫る複屈折位相差 165° 、TM 偏光の高い透過率に加えて、TE 偏光でも 50% を超えるような透過率が得られた (EM-2)。透過率の偏光依存性の小ささは $1/2$ 波長板では理想的である。本研究で実現目標とする $1/2$ 波長板の性質の内、

- 可視波長で使用可能
- フィルタリングや補償が不要

を実現した。それに加えて位相差の波長依存性の小ささも付随して得られた。

大面積・配向素子 (EM-3) を製作し、ラゲールガウスビームの生成実験を行った。干渉光学系による観察から、幾何位相による位相変換を実証した。

第6章

偏光分布計測法の開発

本研究で開発した1/2波長板の応用方法の1つにマイクロラジアル偏光子アレイが挙げられる。1/2波長板を配向して配置することによって直線偏光をラジアル偏光に変換するラジアル偏光子をマイクロスケールで実現できる。

1.1.1章で述べたようにラジアル偏光をマイクロ集光素子に照射することによって、プラズモンレンズの集束性向上や、円錐プローブにおける局所電場の生成などが期待される。従来のラジアル偏光を使用する光学系では、微小なプラズモンレンズに対して精密な光軸合わせが要求される。偏光変換素子を光照射対称の光学素子と一体化することができれば、軸合わせが容易になり、光学系を簡素なものにすることができる。図6.1にマイクロ波長板をプラズモンレンズと積層する構造の図案を示す。このような構造では光軸合わせが不要になるだけでなく、微小な光学素子を並列して使用することが期待できる。

6.1 計測法開発の目的

ラジアル偏光が光集束の用途で使用される場合、集光素子に当たる光ビームの

- 光強度分布
- 偏光方向分布
- 位相分布

という3つの要素において、対称性が求められる。

偏光顕微鏡等の偏光測定手法で測定されるのは素子から出射される光を遠方でレンズで集めた一方でプラズモンレンズ等の微小な光学素子に入射される光というのは、数 μm 伝搬した光ということになる。

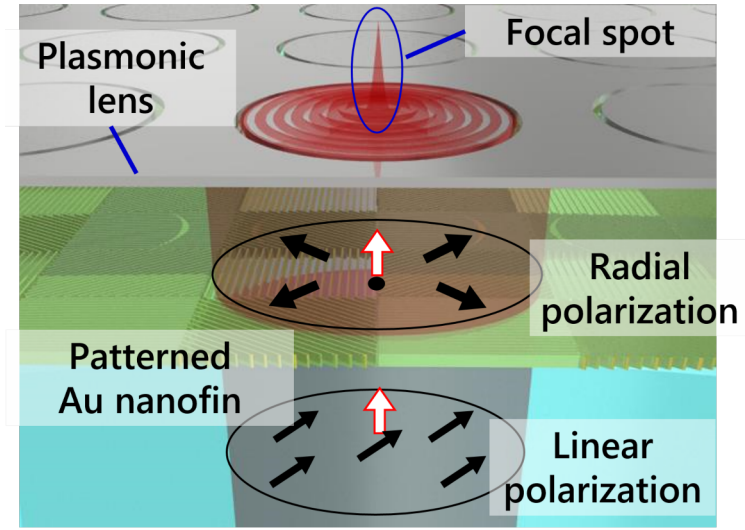


Figure 6.1: 積層したラジアル偏光子とプラズモンレンズの概略図.

P. Genevet らは 8 分割のメタサーフェス光渦素子から出射する光の、伝搬距離とビーム形状を FDTD 法による解析を用いて検討した．伝搬距離と光強度・位相のマッピングを図 6.2 に示す．この解析は波長 $7.7 \mu\text{m}$ で行われたものである．出射光の光強度の分布は出射直後は分割数に応じた分布を持つが、距離を経るにつれて互いに干渉し、波長の 2 倍程度の $16 \mu\text{m}$ 伝搬後には滑らかなドーナツ形状となっている．位相分布に関しては出射直後の 2 m 程度伝搬した状態ですでに滑らかな位相分布である．

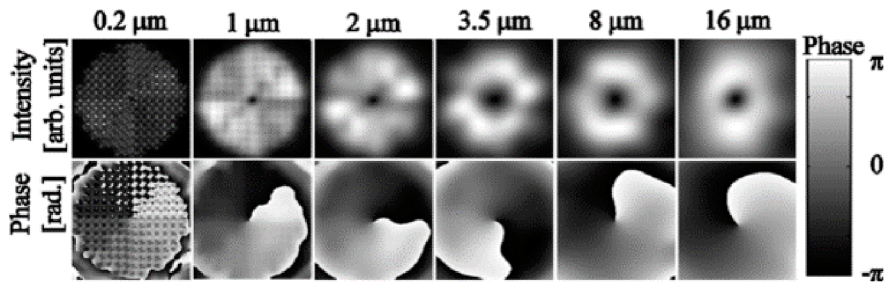


Figure 6.2: FDTD 解析によって求められた、メタサーフェス素子近傍の光強度と位相の距離依存性 [15].

ナノフィンアレイで生じるラジアル偏光を FDTD 法で簡易的に解析した．図 6.3 に配向した金ナノフィンアレイ $1/2$ 波長板に距離に応じたビーム断面の光強度分布と波の伝搬の様子を示す．入射光は垂直に入射されているが、ビームの特異点は直進せず、やや

斜めに進んでいることがわかる。また、ビーム形状は距離に応じて段階的に変化する。素子近傍のこのような光の挙動は、この解析で使用した金ナノフィンアレイが $1/2$ 波長板ではないこと、素子の分割数が4であることに起因すると考えられる。

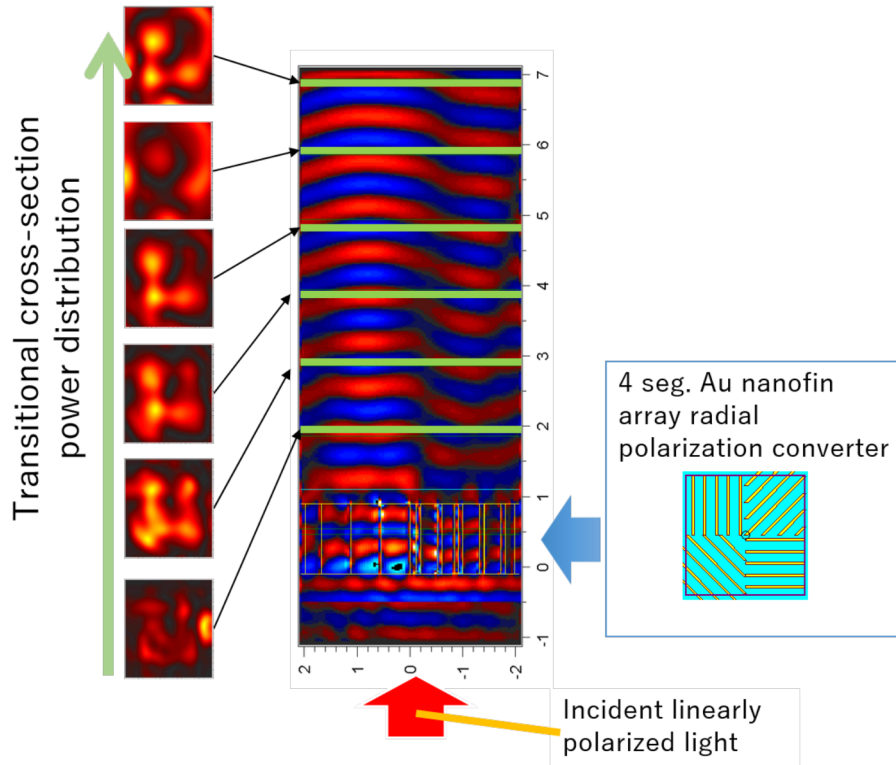


Figure 6.3: FDTD 解析で求めた、ナノフィンアレイ近傍における光の伝搬とビーム断面の光強度分布。

以上で述べた光学素子近傍における距離と光の位相・強度分布の話というのは解析的に示されたものである。そして、このような近傍における分布というのはプラズモン光学素子などの微小な光学素子の使い方を考える上で重要である。偏光変換素子から何 μm 離して他の素子を設置するのか、偏光素子に求められる複屈折や透過率の精度はどれほどか。これらの知見を得るためには、素子近傍の光場の実測が不可欠である。

6.2 関連研究

微小領域の偏光測定に関する先行研究について述べる。局所的な電場を測定する手法として微小な探針を測定したい位置に設置し、針の先端の電場を何らかの方法で取得する手法が一般的である。走査型光プローブ顕微鏡 (Scanning probe optical microscope:

SPOM) と呼ばれる手法である。近接場光の伝搬光を対象とするものは走査型近接場光顕微鏡 (Scanning near field optical microscope: SNOM) と呼ばれる。これらの測定技術は、測定対象によってさまざまな手法が提案されている。

走査型光プローブ顕微鏡のうち、試料近傍の偏光や電磁場分布の測定に特化した手法を 4 つ挙げ、比較検討する。

- 走査型近接場光複屈折顕微鏡 [77]
- 光ファイバプローブ 3 次元偏光・位相測定 [78]
- 散乱型プローブ干渉計による近接場 xz 偏光測定 [79]
- 光ファイバプローブ電磁場測定 [80]

6.2.1 走査型近接場光複屈折顕微鏡

走査型近接場光複屈折顕微鏡 (Bi-SNOM) は先鋭化した非コーティングの光ファイバプローブを使用した測定法である [77]。図 6.4 に測定光学系を示す。

測定対象は液晶の配向と複屈折である。液晶中へのプローブのアプローチによって液晶分子配向の測定する。光ファイバプローブを振動させながら試料にアプローチする。液晶への接触、液中へのアプローチを振幅から感知する構成である。

入射光には安定化軸ゼーマンレーザーを使用する。このレーザーは右回り・左回り円偏光を混合して出射する。各円偏光は異なる周波数を持ち、それによって偏光が周期的に変化する。光は光ファイバプローブに入射され、プローブからの出射光が試料に照射される。試料からの出射光をレンズで集め、 $1/4$ 波長板と偏光子を通して PMT で光強度を取得する。周期性を持つ強度信号から複屈折と主軸方位を算出することができる。

この測定は試料の複屈折測定を目的としているため、入射光は局所的だが、出射光の測定は遠方場の測定によるものである。

6.2.2 光ファイバプローブ 3 次元偏光・位相測定

グレーティング構造などの素子近傍で生じる非近軸の立体的な分布を持つ光の偏光の測定を目指し、光ファイバプローブを使った干渉光学系が考案された [78]。光学系を図 6.5 に示す。光学系はファイバカップラを利用した干渉光学系を中心として構成される。試料への入射光は、2 つの直線偏光成分をそれぞれが音響光学変調器によって異なる周波数で変調し、合成した後に試料に入射される。試料からの出射光は光ファイバプローブで集められ、ファイバカップラによって参照光と干渉し、受光システムで検出される。

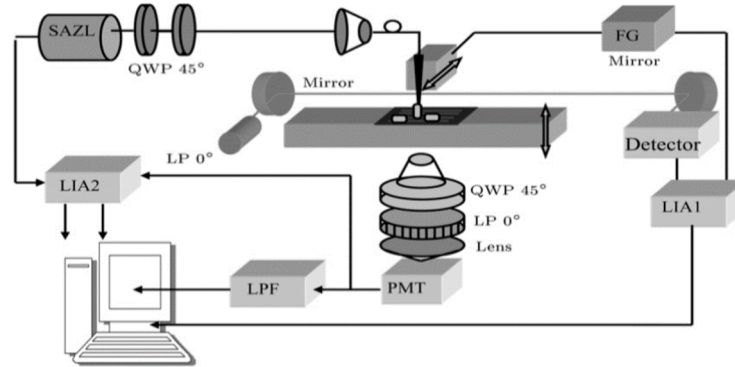


Figure 6.4: 走査型近接場光複屈折顕微鏡の測定光学系 [77]

この手法は入射光の2つの基底となる偏光それぞれに位相変調をかけているため、厳密には xy 偏光の同時測定とは言えない。ラジアル偏光の集光など、各基底成分が同時に存在する場合のみで生じる特殊な現象を捉えるためには不適となる。

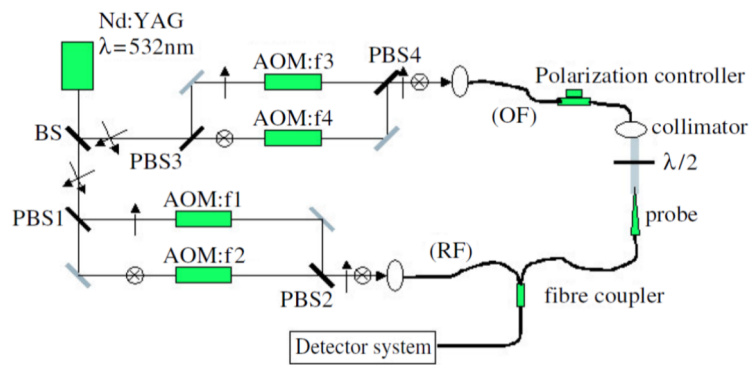


Figure 6.5: 光ファイバプローブ偏光・位相測定装置の測定光学系 [78]

6.2.3 散乱型プローブ干渉計による近接場 $x-z$ 偏光測定

近接場光に対する電場分布測定のアプローチとして市販の AFM カンチレバーチップ先端で生じる側方散乱を干渉計でとらえる手法が提案されている [79, 81]. 測定に用いられる光学系の概要を図 6.6 に示す. 入射光の光路はビームスプリッターで2つに分けられ, 一方の光路の光が試料に照射される. 試料近傍には局在表面プラズモンによる局所電場が生じる. プローブが局所電場の部分に接近すると, プローブ先端と近接場の相互作用によって散乱光が生じる. 先端以外からの散乱光がノイズとして多く含まれることになり, ノイズと測定信号の分解が必要である. この測定装置は近接場の局所電場を測

定対象とするため、プローブの接近時に散乱光に急激な強度変化が生じる。プローブを振動させながらアプローチし、強度変化を振動に応じた周波数変調でフィルタリングして取り出すことによって選択的にチップ先端の散乱を取り出す。プローブからの出射光は偏光子で偏光を選択される (図 6.7)。もう一方の光路ではミラーを使った位相変調が行われる。偏光子による偏光の選択と干渉光学系によって、 $x-z$ 平面での電場の方向と位相を算出することができる。この方法での $x-y$ 偏光の同時測定は達成されていない。

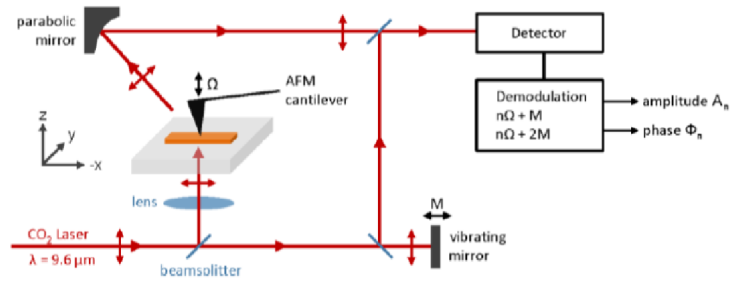


Figure 6.6: 散乱型プローブ近接場光顕微鏡の測定光学系 [81]

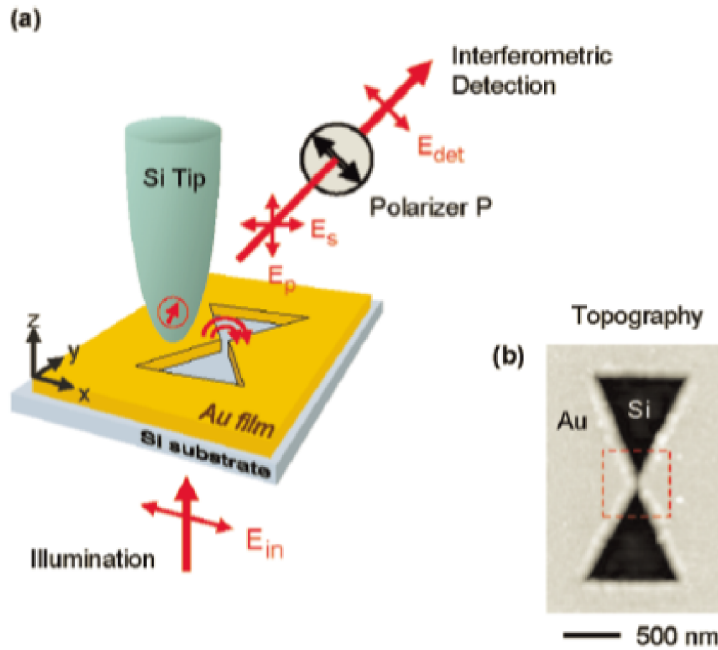


Figure 6.7: 偏光分解の概略図。プローブ先端からの散乱を偏光子でフィルタリングする [79]

6.2.4 光ファイバプローブによる電磁場測定

金属でコーティングされた光ファイバプローブを用いて、電磁場を測定する手法が提案されている [80]. 図 6.8 に測定光学系の概要を示す. コーティングされた金属の厚みによって磁場と電場のファイバ内に伝搬する光へのカップリング効率が異なることを利用した測定方法である. 測定対象は導波路近傍の電磁場である. ファイバからの出射光と参照光に位相変化を与えながら干渉させる. ファイバからの光は任意の複屈折と回転を経て出射されるが, それらは $1/4$ 波長板と $1/2$ 波長板で補償される. この光学系によって導波路近傍の近接場の電場・磁場を測定することに成功している. 現状では伝搬光・偏光の測定実績はない.

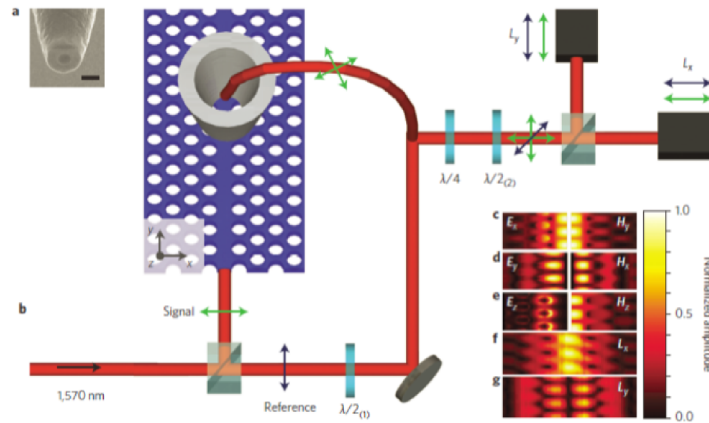


Figure 6.8: 光ファイバプローブによる電磁場測定の測定光学系 [80]

6.2.5 先行研究と本章の目的

表 6.1 にこれまでに取り上げたの測定手法と本研究で実現を目指す測定手法の特徴をまとめる. 本研究はマイクロスケールのラジアル偏光子を測定対象とする. 測定のためには

- 伝搬光を測定対象とする (近接場光も測定できるとより良い)
- サブミクロン程度の位置分解能
- $x - y$ 平面の偏光状態
- 位相分解能

が要求される。ここまでに挙げた関連研究ではそれらをすべて満たした前例はない。一方で、個々の要素に対しては有効な手法が提示されている。空間分解能を確保するためには先鋭化プローブ等を使った測定が有効である。xy 偏光の分解については開口プローブ内に光を導く方法が使える。位相分解能はヘテロダイナミクス干渉光学系を使うことで測定できる。プローブからの散乱など、微弱な光に対しても有効な前例が示されている。

Table 6.1: 各測定手法の特徴と本研究の比較

種類 特長	偏光 顕微鏡	散乱型 プローブ 顕微鏡	開口型 プローブ顕微鏡			
			先鋭化光ファイバプローブ		開口付き カンチレ バー	
プローブ 形状	-	AFM カンチレバー	金属コー ト	非コート		開口付き カンチレ バー
測定 モード	-	-	コレク ション モード	コレク ション モード	イルミネー ションモー ド	コレクシ ョンモー ド
偏光状態 測定	△	△ xz偏光のみ	○ xy成分の 電磁場	△ 厳密には xy成分の 同時測定 は不可	△ 試料の複屈 折分布	○
位相 分布	△	○	△	○	×	○
測定 対象	遠方場 大面積	近接場	近接場 電磁場の 同時測定	遠方場 (素子近傍)	試料の 複屈折	近接場・遠 方場併用
文献	M. Ishii, et al., Opt. Express (2016).	M. Schnell et al. Nano Lett. (2010)	B. le Feber, et al., Nat. Phot. (2014)	R. Dändliker et al. J. Opt. A: Pure Appl. Opt (2004)	Jing Qin et al. Appl. Phys. Exp. (2008)	本研究

6.3 考案・構築した測定装置

考案した測定装置の構成を図 6.9 に示す。装置は無遠補正光学系と共焦点光学系を組み合わせた顕微鏡機構、中空カンチレバーを使った走査系、位相測定に用いるヘテロダイナミクス干渉計、偏光成分の分解のための偏光ビームスプリッタと偏光子から構成される。

光学系の構成要素の役割と仕様について説明する。光源から入射した光の偏光方向を偏光子で調整した後、無偏光ビームスプリッタを用いて光路を 2 つに分岐し、ヘテロダイナミクス干渉計を構成する。光源には波長 633 nm の周波数安定化 He-Ne レーザー MODEL-430(ネオアーク)を用いた。

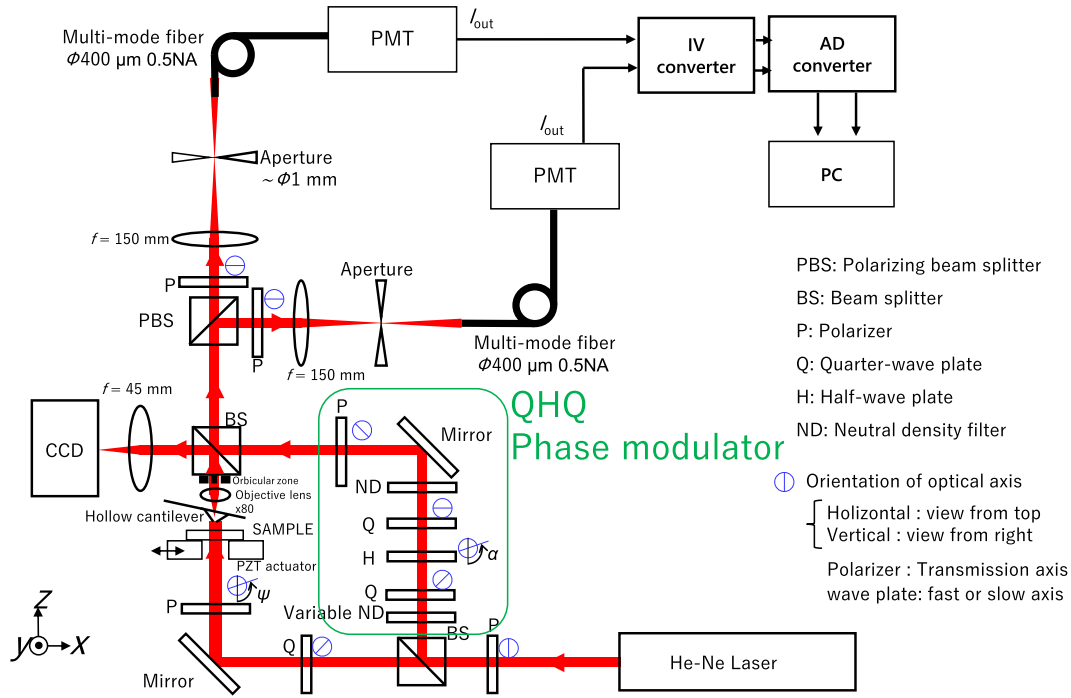


Figure 6.9: 提案する測定装置の構成.

分岐した光路の一方はミラーで反射し、偏光状態を調整後、試料に照射される。試料からの出射光は中空カンチレバーのチップ先端で散乱され、カンチレバーの背面側に設置された対物レンズで捕集される。試料は手動マイクロステージとピエゾステージ TRITOR102(Jena 社) を組み合わせた xyz ステージ上に設置される。ピエゾステージは、PC の操作を基にマルチファンクション I/O デバイス (PCI-6229, NATIONAL INSTRUMENTS) からアナログ電圧を出力し、ボルテージフォロア (付録 C.2 参照) を介してピエゾドライバ Power supply NV40/S(Jena 社) に入力することによって駆動する。中空カンチレバーには SNOM 用の中空カンチレバープローブ [82] を用いた。カンチレバープローブは試料上面から観察した際に x 方向とほぼ平行になるように設置する。図 6.10 に使用した中空カンチレバーの画像を示す。このカンチレバーは片持ち梁にピラミッド状の中空チップが加工されている。チップの先端には FIB で加工された 90 nm の開口を有する。チップ先端で散乱される光は、 x 方向の偏光を持つ入射光は x 方向の偏光として取り出され、 y 偏光の入射光は y 偏光として出射されるものと仮定する。なお、 x , y 偏光間で生じる複屈折的な位相差は許容される。対物レンズには無限円補正光学系用の対物レンズ ULWD MSPlan 80(OLYMPUS) を用いた。開口数は 0.75, 倍率は結像レンズの焦点距離 180 mm に対して 80 倍となる。チップ先端と対物レンズの距離

関係は焦点距離と同等とする。対物レンズから出た光は平行光となり、出射される。

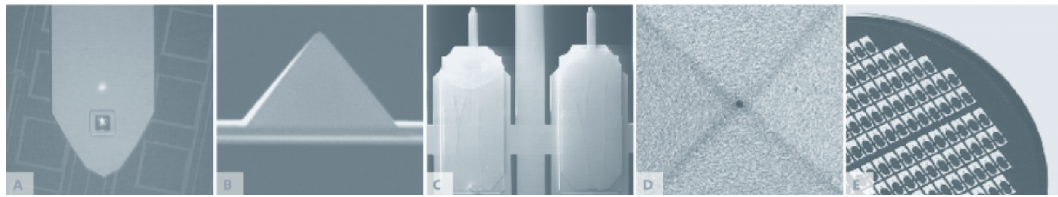


Figure 6.10: 中空カンチレバー [82]

もう一方の光路は参照光として用いられる。参照光に任意の位相シフトと光強度の調整機能を与えるため、ND フィルタと 1/2 波長板、2 枚の 1/4 波長板、および偏光子を使った光路を構築した。入射する直線偏光の偏光方向 (0°) に対し、主軸方位 45° で 1/4 波長板を設置し、右回り円偏光を得る。円偏光は主軸方位 α で設置された 1/2 波長板に入射し、逆回りの円偏光に変換される。1/2 波長板はステッピングモータで回転駆動され、円偏光には素子の主軸方位に応じた位相 $\delta = 2\alpha$ が与えられる。この円偏光をさらに方位 0° の 1/4 波長板を透過させることによって偏光方位 135° 直線偏光に変換される。波長板の位相差精度や方位のずれに起因して、位相変調されていない偏光成分も出射される場合がある。それをフィルタリングするために 135° の直線偏光子を設置した。変換の詳細な原理については幾何位相の原理 (2.3 章) で述べた。以降、この位相変調機構を QHQ 位相シフターと呼称する。

2 つに分岐された光路は無偏光ビームスプリッタによって統合され、干渉する。ビームスプリッタからの出射光の内、一方は焦点距離 45 mm のアクロマティックレンズで集光し、CCD カメラ AxioCam MRm(Carl Zeiss) の受光素子上で結像する。カメラで得られる画像はプローブと試料の位置合わせ等に利用される。

もう一方の出射光は偏光ビームスプリッタ CCM1-PBS251/M(Thorlab) に入射する。偏光ビームスプリッタは入射面に対して垂直な偏光成分 (s 偏光) を反射し、平行な偏光成分 (p 偏光) を透過する。この性質を利用して、出射光の x 偏光成分・ y 偏光成分を異なる光路に分岐する。偏光ビームスプリッタの反射光の消光比は 100:1 程度であり、偏光分岐の純度が十分とは言えないと考え、さらに偏光子で偏光成分を取り出した。

それぞれの光路について、出射光を焦点距離 150 mm のアクロマティックレンズで集光する。結像位置にアパーチャを設置し、観察したい部分の光を通過させる。アパーチャの開口径を d_2 を 1 mm とすると、開口サイズに対応する、観察部分の大きさ d_1 は以下のように求められる。

- 無限遠補正光学系における観察対象のサイズ d_1 と像のサイズ d_2 の関係は $\frac{d_2}{d_1} = \frac{f_2}{f_1}$

- 対物レンズの焦点距離 f_1 を求める． オリンパスの無限遠補正光学系の結像レンズの焦点距離 $f'_2 = 180$ mm. 倍率は 80 倍なので, $f_1 = 180/80 = 2.25$ mm
- 実際の観察では $f_2 = 150$ mm の結像レンズを使用. $d_1 = \frac{d_2 f_1}{f_2} = \frac{1 \times 2.25}{150} = 15$ μm

以上より, 測定範囲の直径は 15 μm 程度である. 一方で中空カンチレバーのピラミッド型チップのサイズは約 20 μm である. アパーチャを通過させることによってピラミッド部分の出射光を選択的に取り出すことができる.

アパーチャを通過した光はコア径 400 μm のマルチモード光ファイバで捕集され, 光電子増倍管 (PMT) に入射する. PMT として PMT モジュール H5773-01(浜松ホトニクス), もしくは冷却 PMT である H7422-40(浜松ホトニクス) を用いた. PMT で得られる光強度に応じて得られる電流を IV 変換回路 (付録 C.1 参照) を介して AD 変換器 (マルチファンクション I/O デバイス PCI-6229, NATIONAL INSTRUMENTS) から PC で収録する.

以上の機構により, x 偏光, y 偏光それぞれの干渉光の光強度を測定することができる. 参照光路には QHQ 位相シフターがあるため, 参照光の位相を変調することができ, 位相変調に応じた干渉光の光強度が取得できる.

この構成に加えて, カンチレバーと光てこ検出を想定した接触感知機構を実装することによって試料との距離を把握した状態でのプローブの走査が期待されるが, 今回接触感知機構は実装しなかった.

実際に構築した測定装置の外観を図 6.11 に示す.

6.4 測定手法とデータ処理

構築した光学系を用い, 試料を走査しながら試料の各位置における偏光・位相情報を取得する. ここでは測定プロセスと偏光・位相状態を取得するためのデータ処理について述べる. 図 6.12 に偏光・位相測定の概要を示す.

6.4.1 測定の原理

単一波長の完全偏光は, 進行方向 z に垂直し, 互いに直交する 2 方向の電場ベクトルの足し合わせとして表現することができる (付録 A.1 章参照). 電場の式は

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x \exp i(\omega t - kz + \delta_x) \\ a_y \exp i(\omega t - kz + \delta_y) \end{bmatrix} \quad (6.1)$$

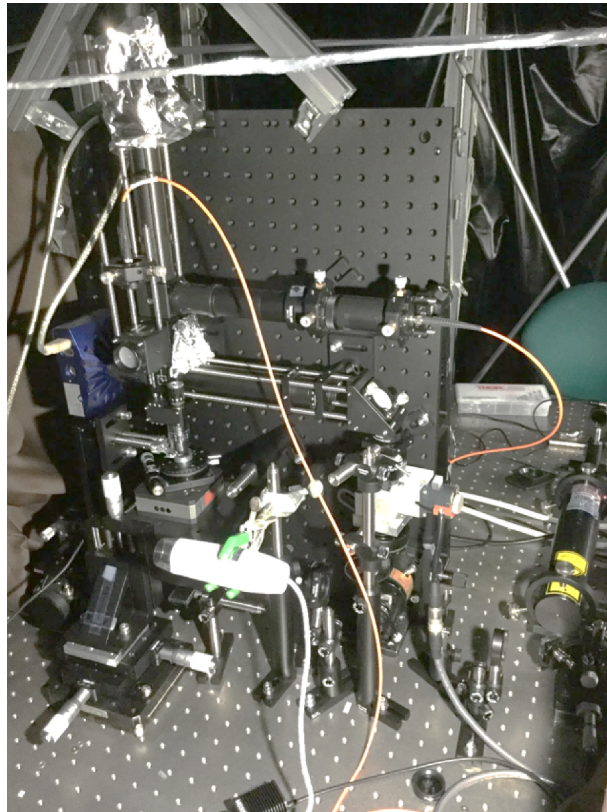


Figure 6.11: 構築した装置の外観

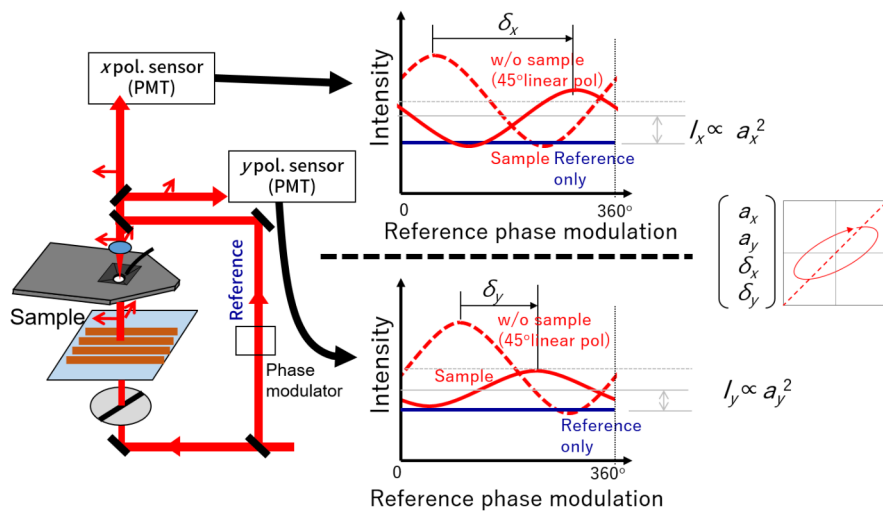


Figure 6.12: 取得する光強度データから偏光状態を再現する方法

で表される．偏光状態を決めるのは a_x , a_y と位相差 $\delta_x - \delta_y$ である．また，ラジアル偏光や光渦で生じるような面内の位相分布について考える場合には δ_x や δ_y 自体も重要となる．すなわち，4つの値 a_x , a_y , δ_x , δ_y を知ることができれば，位相情報を含んだ偏光状態を推測することができる．

次に，ヘテロダイン干渉光学系で得られる出射光強度について述べる．1方向の偏光成分のみについて考えるものとし，試料からの出射光と参照光の電場をそれぞれ，

$$E_s = a_s \sin(\omega t + \delta_s) \quad (6.2)$$

$$E_r = a_r \sin(\omega t + \delta_r) \quad (6.3)$$

と置く．光強度は電場の二乗に比例するので，光強度は以下のようにあらわされる．

$$I_s \propto \frac{1}{T} \int_0^T \{a_s \sin(\omega t + \delta_s)\} dt = \frac{a_s^2}{2} \quad (6.4)$$

$$I_r \propto \frac{1}{T} \int_0^T \{a_r \sin(\omega t + \delta_r)\} dt = \frac{a_r^2}{2} \quad (6.5)$$

この2つの電場を重ね合わせ，加算したとき(干渉させたとき)光強度 I は以下のようにあらわされる．

$$I \propto \frac{1}{T} \int_0^T \{a_s \sin(\omega t + \delta_s) + a_r \sin(\omega t + \delta_r)\} dt \quad (6.6)$$

$$= \frac{a_s^2}{2} + \frac{a_r^2}{2} + a_s a_r \cos(\delta_r - \delta_s) \quad (6.7)$$

$$\propto I_s + I_r + 2\sqrt{I_s}\sqrt{I_r} \cos(\delta_r - \delta_s) \quad (6.8)$$

すなわち得られる光強度は，2つの光強度の足し合わせを強度変化の中心とし，双方の位相ずれに応じて強度が余弦関数的に周期的に変化するものである．試料からの出射光の位相 δ_s が変化しないとき，光強度変化は参照光位相 δ_r の関数となる． I_s , I_r はどちらも正の値であり，相加相乗平均の関係から強度は負にならない．また， $I_s = I_r$ かつ， $\delta_r - \delta_s = 0$ のときは，光強度が0になる．

実際に測定を行ってみると，光強度 I_s , I_r を調整しても光強度が0になることは稀である．というのも，式6.8で求めた光強度というのは2つのビームが光軸の向きや波面形状の違いが寸分もなく，ぴったりと重なっている場合である．実際には光軸の僅かなずれや，レンズの集光時のずれなどによって位置によって重なり具合が変わり，干渉縞が見えるような状態になる．受光器の面積は無限小ではないため，実際には強度変化が位置に依存して変化していく縞の一部を観察しているという状態となる． $\delta = \delta_r - \delta_s$ とし，受光素子が測定したい位相 δ_m に対して一定の幅 δ_w を持っているものと仮定する

と、測定される光強度 I' は以下のようにあらわされる。

$$I' = \propto \frac{1}{w} \int_{\delta_m - \frac{\delta}{2}}^{\delta_m + \frac{\delta}{2}} \left\{ I_s + I_r + 2\sqrt{I_s}\sqrt{I_r} \cos \delta \right\} d\delta \quad (6.9)$$

$$= I_s + I_r + \frac{4\sqrt{I_s}\sqrt{I_r} \cos \delta_m \sin \frac{\delta_w}{2}}{\delta_w} \quad (6.10)$$

$w \rightarrow 0$ のときは式 6.8 と一致するが、 δ_w が大きくなると、全体の光強度に対する強度変化の割合が小さくなっていく。一方で、 δ_w にある程度幅があっても、出射光・参照光の位相変化に応じた強度変化は得られることがわかる。また、光強度の強弱振動の中心の位置は測定の幅によらず一定である。

以上の議論を踏まえ、先述の光学系 (図 6.9) における測定による偏光・位相分布を確定するための 4 つの値の算出について述べる。まず、参照光のみを受光器に入射した際の光強度 I_r を x , y 偏光でそれぞれ取得する。次に偏光の x , y の各成分に対して参照光の位相を変調しながら干渉光の強度を取得する。参照光の偏光状態は 45° の直線偏光とする。直線偏光の場合、 x 偏光と y 偏光の位相は同位相となるため、両方の偏光の共通する位相基準として用いることができる。式 6.10 より、干渉光の強度変化の位相から、参照光の位相を基準とし、試料からの出射光の位相 δ を求める。また、干渉光の強度変化の波形の中心から参照光強度 I_r を差し引くことで、 I_s を算出する。光強度と光の電場振幅の関係は式 6.5 と 6.5 から対応させることができる。以上より、 x , y 偏光それぞれの位相と電場振幅が算出することができる。

6.4.2 実際の測定プロセス

実際の測定は以下の手順で行われた。

- 光学素子の方位基準の決定
- 光軸合わせと試料のおおよその位置合わせ (測定点の光と参照光を干渉させる)
- 参照光の強度調整
- 暗電流 I_d の取得
(α を $0 \sim 180^\circ$, または $180 \sim 360^\circ$ 回転しながら強度取得)
- 参照光強度 I_r の取得 (α を $0 \sim 180^\circ$, または $180 \sim 360^\circ$ 回転しながら強度取得)
- 既知の偏光 (試料がない部分の光) をプローブで散乱したものと参照光の干渉を取得
(α を $0 \sim 180^\circ$, または $180 \sim 360^\circ$ 回転しながら強度取得)

- 試料をプローブ直下に移動
- 試料上の光をプローブで散乱したものと参照光の干渉を取得
(α を $0\sim 180^\circ$, または $180\sim 360^\circ$ 回転しながら強度取得)
- 試料を移動
- 干渉光測定... 以降繰り返し

光学素子の方位基準の決定は、各偏光ビームスプリッタを基準として行われた。試料が無い状態の消光方位から入射偏光の基準方位を得る。視野内の主軸方位の決定は既知の主軸方位のマイクロ複屈折光学素子である金ナノグレーティングを用いて行われた。入射偏光を消光条件で設置し、試料を視野内に設置する。試料を回転し、金ナノグレーティング部分が消光する方位を主軸方位とした。この方法で決定された主軸方位に合わせてプローブが設置された。CCD 上での像の歪みや操作者の消光の判断、多段的な方位合わせ行程によって $\pm 5^\circ$ 以内の主軸方位のずれがある可能性がある。

光強度はすべて PMT と IV 変換回路を介した電圧信号として取得される。一連の測定動作はシステム開発ソフトウェア Labview(NATIONAL INSTRUMENTS) 上で設計・実行された。

6.5 プローブの透過特性の数値解析

理想的な光学系における $x-y$ 偏光間のクロストークや位相ずれについて検証するため、FDTD 法を用いてプローブから出射される光について解析を行った。

計算に用いた計算モデルを図 6.13 に示す。計算モデルは 3 次元空間にプローブを模した四角錐形状を設置した。ディテクタ中心の 1 点の電場・磁場の時間変化を取得する。波形が安定する時間、 ct が $12\sim 14\ \mu\text{m}$ のデータに正弦曲線をフィッティングし、振幅と位相を算出する。傾きについて考慮するため、 x 方向の電場は y 方向の磁場 H_y で代替された。TEM 波の場合、 E_x と H_y は比例関係となる。入射光の条件として、垂直入射と y 軸回りに入射波面を 13° 傾けた傾き入射の 2 種類を設定した。

垂直入射時の計算結果を表 6.2 に示す。 $x-y$ 振幅は各方向の電磁場の振幅である。 $x-y$ 位相差は y 偏光に対する x 偏光の位相ずれである。消光比は x または y 偏光入射時の、入射光と同じ成分の振幅を同じではない成分で割った値であり、強度比は $x-y$ 偏光の振幅比である。左右回り円偏光、 45° 直線偏光は理論上 $x-y$ 偏光の位相差が -90° , 90° , 0° となる。計算結果の位相と、各偏光の位相差のずれを理論値との位相ずれとして記載する。垂直入射時には電場振幅での消光比が 100 以上である。光強度は振幅の 2

乗に比例することから、強度での消光比は 10000 となる。偏光間のクロストークは微小である。理論値の位相ずれは 1° 程度である。FDTD 計算のタイムステップを位相に換算すると 4.9° に相当し、位相ずれはその $1/5$ 程度である。よって、このずれは計算精度の影響の範囲と判断する。

傾き入射時の計算結果を表 6.3 に示す。電磁場振幅の消光比は垂直入射時と比較するとやや悪化し、 90° 直線偏光入射時には 32 となる。光強度での消光比は 1000 に相当し、垂直入射と比較すると 1 桁ほど精度が落ちる。理論値との位相ずれについて見ると、最大で 8.7° の差が生じた。いずれも x 偏光の位相が遅れる計算結果である。傾きによって実質の開口径が狭くなり、開口間の伝搬特性が変化したと考えられる。

以上の結果より、以下のことが言える。

- 理想的なプローブ形状であれば垂直入射時の消光比 (光強度) は 10000、傾き入射時は 1000.
- 傾き入射時には $x - y$ 偏光間に最大 8.7° の位相差が生じる.
- 傾き入射時の強度変化は微小.

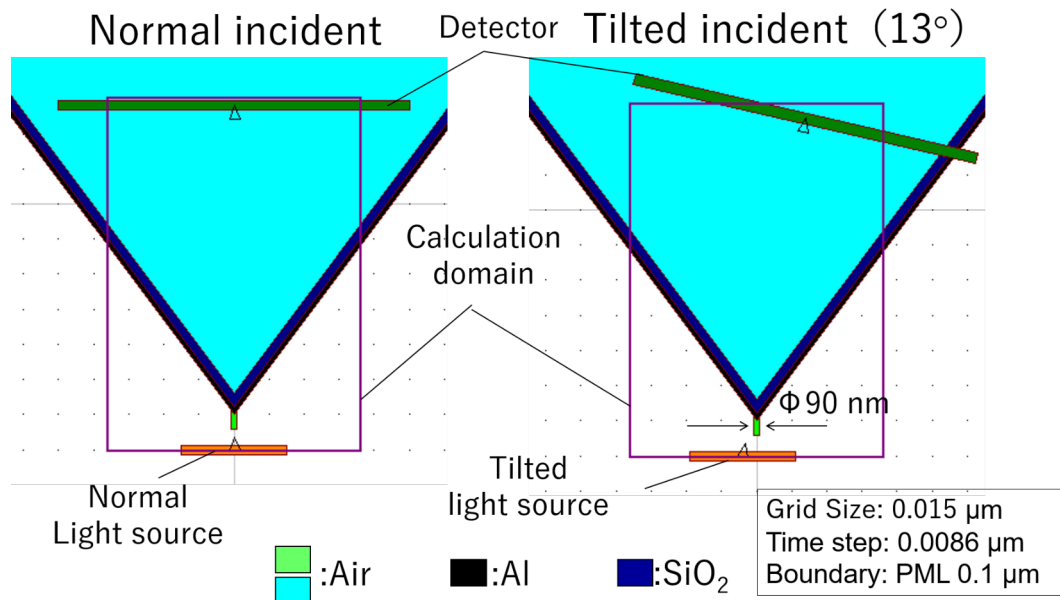


Figure 6.13: プローブの計算モデルの断面形状。計算は 3D モデルで行われ、プローブの形状は四角錐形状とした。

Table 6.2: プロープに対して各偏光状態の入射光を垂直に入射したときの x, y 偏光それぞれの電場振幅と位相. プロープ開口サイズ 90 nm.

	振幅 x	振幅 y	xy位相差[°]	消光比 強/弱	強度比 x/y	理論値との位相ずれ
0°直線偏光	0.00460	0.00004	-106.0	129.12	-	-
45°直線偏光	0.00326	0.00324	-1.2	-	1.01	-1.2
90°直線偏光	0.00004	0.00458	71.6	109.51	-	-
右回り円偏光	0.00327	0.00323	88.6	-	1.01	-1.4
左回り円偏光	0.00324	0.00325	-91.2	-	1.00	-1.2

Table 6.3: プロープに対して各偏光状態の入射光を斜め (13°) に入射したときの x, y 偏光それぞれの電場振幅と位相. プロープ開口サイズ 90+ nm.

	振幅 x	振幅 y	xy位相差[°]	消光比 強/弱	強度比 x/y	理論値との位相ずれ
0°直線偏光	0.00408	0.00006	30.9	68.98	-	-
45°直線偏光	0.00296	0.00295	8.1	-	1.00	8.1
90°直線偏光	0.00013	0.00414	44.6	32.02	-	-
右回り円偏光	0.00294	0.00294	95.2	-	1.00	5.2
左回り円偏光	0.00283	0.00292	-81.3	-	0.97	8.7

6.6 測定実験

ここまでで述べた光学系とデータ処理を用い、偏光・位相測定実験を行った。

6.6.1 直線偏光の測定

偏光の分解の可否を調べるため、試料を設置しない状態で既知の偏光の測定を行った。受光器として PMT モジュール H5773-01(浜松ホトニクス) を使用した。

試料入射光側の光路に 1/4 波長板、直線偏光子の順番で偏光素子を配置した。1/4 波長板は入射直線偏光に対して約 45° の主軸方位で設置された。1/4 波長板からの出射光は円偏光となる。なお、1/4 波長板の方位は厳密に決めたものではなく、厳密な円偏光ではないことを記述しておく。生成された円偏光を方位 ψ の直線偏光子を通すことで、方位 ψ の直線偏光を得る。偏光子方位は 0°, 45°, 90°, 135° の 4 種類とした。

光を全て遮った場合の電圧を測定後、参照光のみで位相変調をかけた場合の光強度変化を取得する。試料に光を照射し、プローブの散乱光を参照光と干渉させ、光強度を電圧信号として記録する。参照光の位相変調は QHQ 位相変調器の半波長板の方位を 5° 刻みで 1 回転させる、すなわち 10° 刻みで 720° の変調が行われ、各位相時の光強度がデータ点数 1 で記録された。

各入射偏光方位における測定結果を図 6.14 に示す。まず、 x, y 偏光に相当する (a) $\psi =$

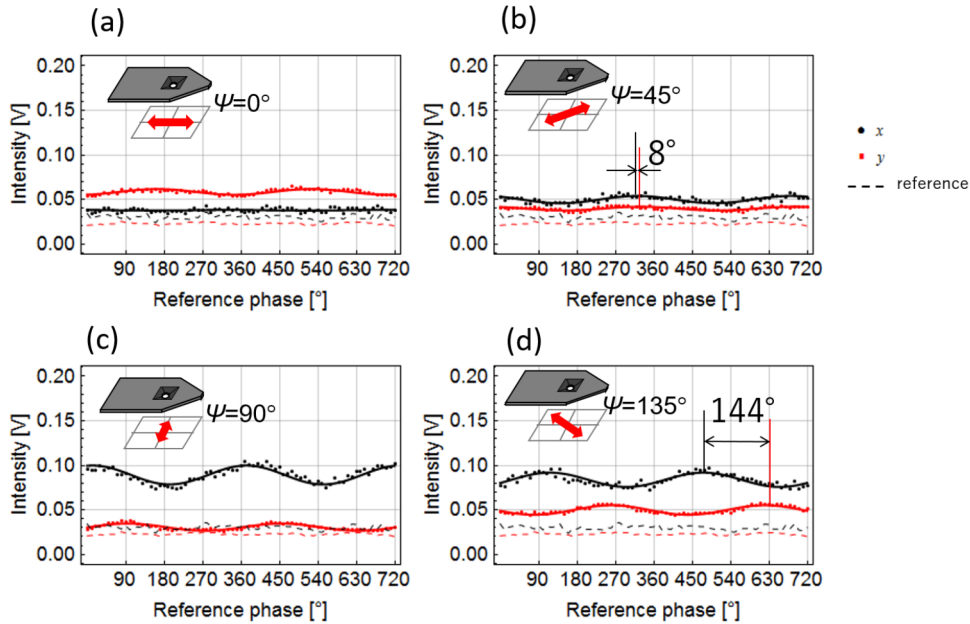


Figure 6.14: 既知の直線偏光入射時の光強度. (a) 方位 $\psi = 0^\circ$ の直線偏光. (b) 方位 $\psi = 45^\circ$ の直線偏光. (c) 方位 $\psi = 90^\circ$ の直線偏光. (d) 方位 $\psi = 135^\circ$ の直線偏光.

0° , (c) $\psi = 90^\circ$ 入射時の結果について見る. $\psi = 0^\circ$ の直線偏光入射時に x の光強度が大きく, y の光強度は微小である. また, $\psi = 90^\circ$ の直線偏光入射時には y の光強度が大きく, x の光強度は微小である. 入射する xy 偏光の光強度が等しいと仮定すると, x 偏光取得光強度の消光比は 4.6, y 偏光取得強度の消光比は 7.6 であった. ただし, xy 偏光間で入射偏光の強度が等しいことを保証していないのでこれらの値は参考値である.

より高い消光比を得るためには, プローブの取り付け角を試料面に対して平行に近づける, 入射偏光・プローブ・偏光ビームスプリッタの方位をより精密に合わせることが挙げられる. プローブの取り付け角は, y 軸を中心として 13° 程度傾いた取り付けとなっている. FDTD 法による解析結果から, ピラミッド型の開口が傾いて取り付けられた場合, xy 偏光間に位相ずれが生じる可能性が示唆される. ビームスプリッタの主軸方位とピラミッド形状の主軸方位が完全に一致していれば位相ずれの影響はないが, ずれていた場合には複屈折による偏光状態の変化が消光するはずの偏光成分で検出される可能性がある.

中空プローブはアルミニウムでコーティングされている. アルミニウムは可視光で表面プラズモンを生じうる素材であり, 複雑な分極が生じる場合がある. そのような分極が生じた場合, x 偏光によって y 偏光の散乱が生じるといった事象が起こりうる. プロー

ブの素材の最適化も要求される。

6.6.2 マイクロ偏光素子の測定

2種類の金ナノフィンアレイ光学素子に対して測定実験を行った。

金ナノフィンアレイ波長板直上の測定

試料を置かない状態での測定では、プローブ先端のみの信号が取得できたのかどうかについては判断できない。そこで、マイクロスケールで加工された波長板の直上を測定する測定実験を行った。測定方法の概要を図 6.15 に示す。プローブをガラス基板のみの部分、金ナノフィンアレイ直上にそれぞれ移動し、それぞれの点で干渉光を測定する。試料として 5 章で製作した埋め込み型 Au ナノフィンアレイ (EM-2) を使用した。試料の複屈折は 165° である。グレーティング部分は幅 $50 \mu\text{m}$ である。受光器として PMT モジュール H5773-01(浜松ホトニクス) を使用した。参照光の位相変調は QHQ 位相変調器の半波長板の方位を 5° 刻みで 1 回転させる, すなわち 10° 刻みで 720° の変調が行われ, 各位相時の光強度がデータ点数 1 で記録された。

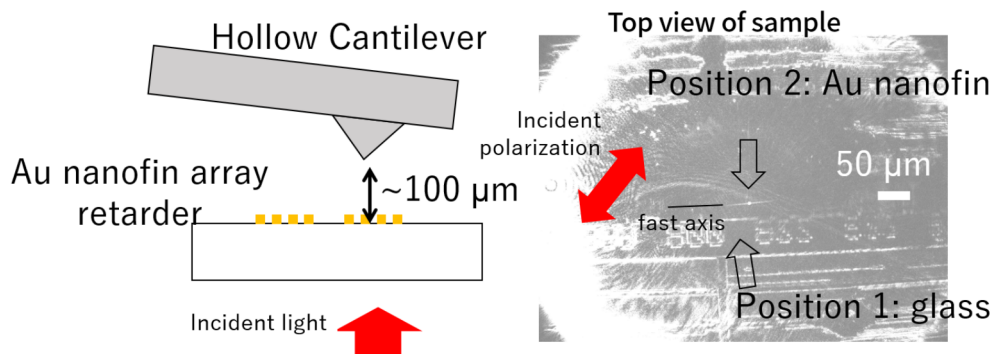


Figure 6.15: マイクロ光学素子 (EM-2) 上の測定における試料-プローブ間距離の概要と試料上の測定位置。

測定結果と測定結果から求めた正弦波フィッティングを図 6.16 に示す。各偏光におけるガラス部分の測定結果と参照光の位相ずれを絶対位相 δ_x , δ_y と定義するとき, $\delta_x = 45^\circ$, $\delta_y = 207^\circ$ となった。位相差 $\delta_y - \delta_x = 162^\circ$ となる。この値は金ナノフィンアレイの複屈折位相差 $\Delta = 165^\circ$ と近い結果であり, 微小光学素子による偏光の変化を妥当な値で

検出できたといえる。ただし、干渉による光強度の変動に比べてノイズが大きい事は留意したい。

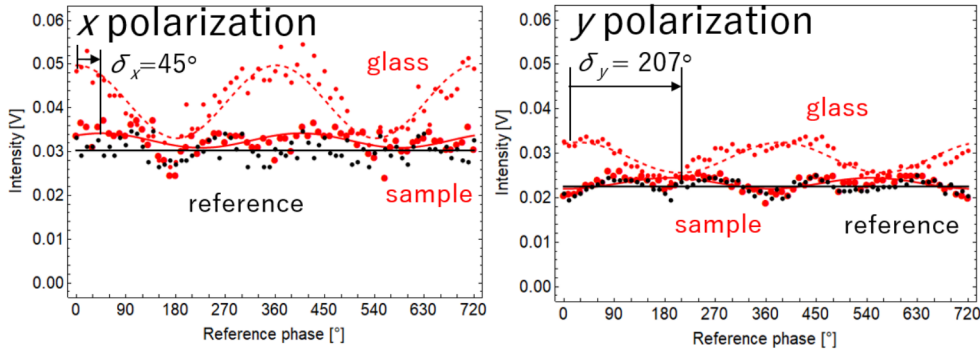


Figure 6.16: 測定結果

集積化金ナノフィンアレイ波長板の測定

集積化微小光学素子直上の測定を行った。測定には $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ の範囲を 4 分割し、 $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ 配向した埋め込み型金ナノフィンアレイを用いた。素子の配向は簡易的な Laguerre-Gaussian ビーム変換素子となっている。この素子は、EM-2 と同一の基板の上に作られた構造であり、グレーティング周期は EM-2 と同等である。図 6.17 に測定に使用した素子の顕微鏡像と測定範囲、入射直線偏光の方位を示す。入射直線偏光の方位は 135° とした。それぞれの素子が理想的な $1/2$ 波長板であれば、偏光方向が円周方向を向くアジムサル偏光の生成が期待される。試料と中空カンチレバープローブ間の距離は CCD カメラから得られる画像を利用し、手動で $0 \sim 5 \mu\text{m}$ 程度に合わせる。測定中の距離の調整は行わず、ステージを xy 方向にスキャンするのみとした。ラスタースキャンで測定は行われ、図 6.17 の測定開始点 (右上) から左向きに $0.75 \mu\text{m}$ 刻みで移動しながら測定後、下向きに左向きに $0.75 \mu\text{m}$ 移動し、再び左向きにスキャンするという手順で行われた。測定範囲は x 方向 $70 \mu\text{m}$ 、 y 方向は $30 \mu\text{m}$ とした。

長時間測定の時間安定性を得るため前述の実験から受光器を変更した。受光器として冷却 PMT である H7422-40(浜松ホトニクス)を用いた。

参照光の位相変調は QHQ 位相変調器の半波長板の方位を 15° 刻みで半回転させる、すなわち 30° 刻みで 360° の変調が行われる。各位相時の光強度がデータ点数は前述の測定の各 1 点から 50 点に変更した。位相・強度の算出にはそれらの平均値が用いられた。

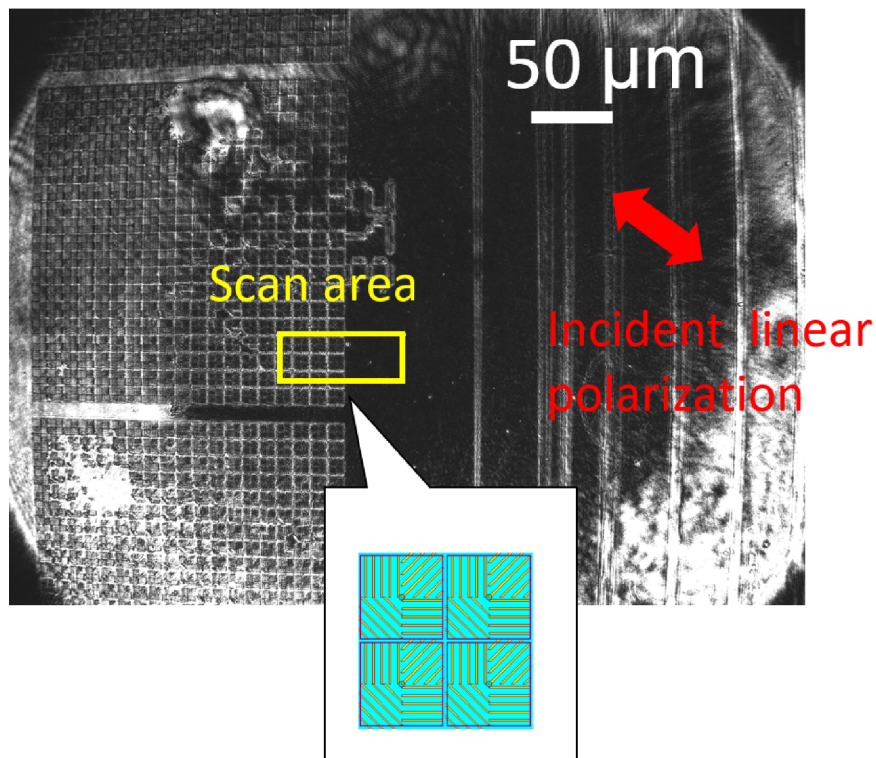


Figure 6.17: 測定に用いた試料の顕微鏡像と測定範囲

測定結果から算出した xy 偏光それぞれの光強度 I_x , I_y と絶対位相 δ_x , δ_y および位相差 $\delta_x - \delta_y$ をマッピングしたものを図 6.18 に示す.

絶対位相 δ_x , δ_y は, x 方向には近い位相が拡がり, y 方向には変動が大きい. 変動の傾向は δ_x , δ_y で共通する. 測定は図中上側からのラスタースキャンで取得されている. そのため, 経時的な絶対位相のドリフトは y 方向の変化に反映される. 測定には4時間半を要したため, 光学系の経時変形や, 温度変化が絶対位相に反映されたものと考えられる.

位相差 $\delta_x - \delta_y$ を算出すると, 経時的なドリフトの影響はほぼ見えなくなる. 入射光が 135° 直線偏光なので, 全体として位相差 180° となっている. 約 $10 \mu\text{m}$ 間隔で位相差が反転している部分が見られる. 金ナノフィンアレイによる偏光の変化が周期的に捉えられたものと考えられる.

計算結果から算出した位相と強度から偏光状態を復元し, 電場の軌道を楕円で表現したものを図 6.19 に示す. ある点を中心として偏光が様々な方向を向く, 特異点のような箇所はいくつか存在するが, アジムサル偏光となっている箇所は存在しなかった. 楕円偏光の主軸は 45° と 135° の2方向に二極化するような結果となった. プロブからの

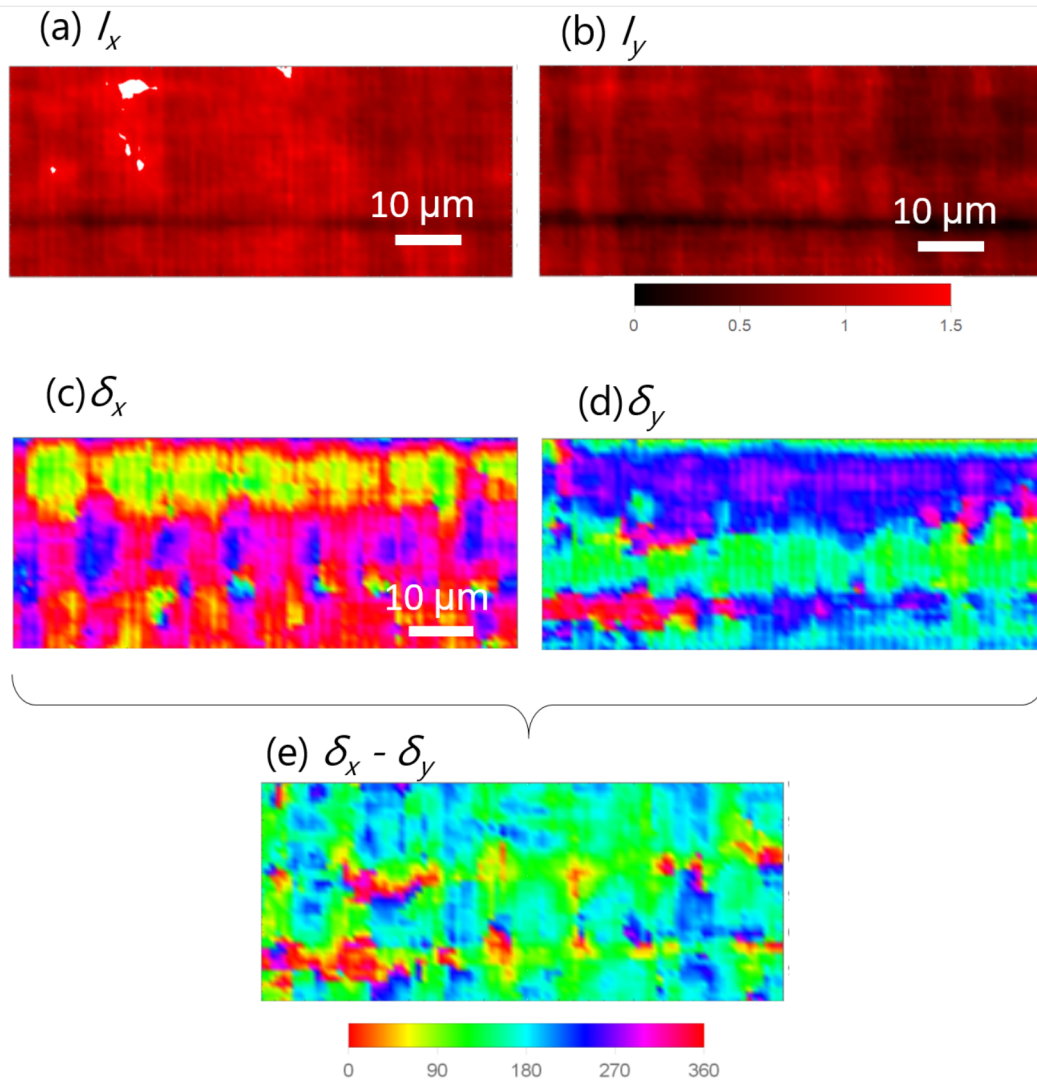


Figure 6.18: 測定結果のマッピング. (a)(b) 光強度 I_x , I_y . (c)(d) 絶対位相 δ_x , δ_y . (e) 位相差 $\delta_x - \delta_y$

周りこみ光などのノイズの影響であると考えられる. 詳しくは後述する.

6.7 測定の課題と解決策

現状の測定の主要な問題点として以下のものを挙げる.

- xy 偏光の消光比の低さ

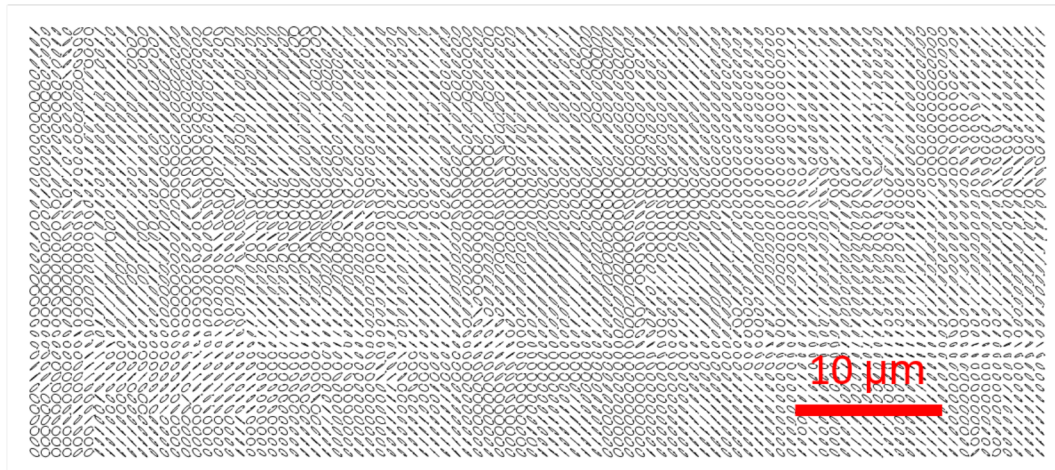


Figure 6.19: 測定結果から再現された偏光状態分布

- 絶対位相のドリフト
- SN 比の低さ

消光比の低さについては、プローブの形状・特性と軸合わせ精度，それに加えて後述の SN 比の問題が関係する．実験で中空カンチレバープローブは表面は遮光性が高い Al でコーティングされている．しかし，Al は可視光で表面プラズモンを励起することができる金属である．先述の FDTD 法による解析は，理想形状を模して行われたものであり，実際には加工精度に起因する非対称性が生じると考えられる．形状の歪みに応じた予期せぬ散乱光を生じる可能性がある．

絶対位相のドリフトは主に干渉光学系の光路長の変化と，光路の空気，もしくは光学素子の温度変化に起因する光路長の変化が考えられる．これらは測定時間の長さや位相変調器のアクチュエータの駆動熱によるところが大きいと考えられる．どちらの要因も QHQ 位相シフターに起因するものである．本論文では測定法の妥当性評価のために，位相変調量を算出しやすくキャリブレーションが容易な QHQ 位相シフターを利用したが，今後はより高速で駆動できる液晶位相モジュレータなどの使用が望まれる．また，測定行程中に基準となる部分の位相を取得し，定期的にドリフトを補正することによって，位相のドリフトを緩和することができると考えられる．

集積化金ナノフィンアレイ測定時，共焦点光学系の測定点をプローブ先端とそれ以外の部分にとった場合，光の強度比は最大で 3:1 程度であった．透過率が低い試料上であればノイズの比はもっと大きくなる．プローブ以外の部分で測定される光強度というのは，プローブ側面からの回り込み光であったり，レンズの汚れや集光精度など，光学系

が原因で生じるノイズであったり，そういったものが受光器で測定されることによって生じるものと考えられる．光強度の測定結果のベースラインにはノイズ成分が多分に含まれており，結果として楕円偏光の主軸方位が 45° もしくは 135° に二極化したもとと考えられる．

チップ開口径は 90 nm であるが，これはカットオフが生じる寸法よりもごく小さい値である．散乱による光の通過を期待しているものだが，散乱光強度が回り込み光と比べて小さければ測定することは難しい．プローブ先端の開口をカットオフ寸法程度まで大きくすることによって透過する光の強度が大きくなり，位置分解能はやや下がるが，SN 比の改善が期待できる．

6.5 章で行った FDTD 法による解析を，開口サイズ 350 nm とした場合の計算結果を表 6.4, 6.5 に示す．垂直入射時は開口径 90 nm とき (表 6.2) と同等の消光比 100 程度が期待できる．傾けて光を入射した際は，かえって消光比が上がる結果となった．一方で位相ずれはやや大きくなっているが，プローブの主軸方位を偏光ビームスプリッタの方位と厳密に合わせれば問題ない．開口径 90 nm と比べて，開口径 350 nm では 7 倍の光強度が期待できる．開口径の増大によって相対的に回り込み光の影響を減らすことが期待できる．

Table 6.4: プローブに対して各偏光状態の入射光を垂直に入射したときの xy 偏光それぞれの電場振幅と位相．プローブ開口サイズ 350 nm.

	振幅 x	振幅 y	xy 位相差 $[\circ]$	消光比 強/弱	強度比 x/y	理論値との位相ずれ
0°直線偏光	0.02824	0.00028	107.1	99.68	-	-
45°直線偏光	0.01994	0.01885	6.6	-	1.06	6.6
90°直線偏光	0.00021	0.02671	-95.0	126.81	-	-
右回り円偏光	0.01983	0.01911	96.8	-	1.04	6.8
左回り円偏光	0.02011	0.01873	-83.6	-	1.07	6.4

Table 6.5: プローブに対して各偏光状態の入射光を傾けて入射したときの xy 偏光それぞれの電場振幅と位相．プローブ開口サイズ 350 nm.

	振幅 x	振幅 y	xy 位相差 $[\circ]$	消光比 強/弱	強度比 x/y	理論値との位相ずれ
0°直線偏光	0.01753	0.00004	-101.9	479.81	-	-
45°直線偏光	0.01265	0.01752	-15.9	-	0.72	-15.9
90°直線偏光	0.00036	0.02490	-11.9	69.14	-	-
右回り円偏光	0.01242	0.01774	72.8	-	0.70	-17.2
左回り円偏光	0.01238	0.01754	-105.5	-	0.71	-15.5

6.8 本章のまとめ

本章では光学素子近傍における微小領域における光ビームの位相・偏光分布を測定するための光学系を提案し、測定実験を行った。

測定光学系は、中空カンチレバープローブ、ヘテロダイン干渉計、偏光ビームスプリッタによる偏光分解・位相測定を軸にして構築された。 x , y 偏光それぞれの参照光位相変動時の光強度変化が測定され、強度変化から各偏光の絶対位相と電場振幅が算出される。

偏光・位相分解能の検証実験として、直線偏光入射時の信号取得、マイクロ複屈折光学素子からの出射光の測定が行われた。偏光状態の変化が、干渉位相のずれとして捉えられた。 $10\ \mu\text{m}$ 周期で配向された金ナノフィンアレイ構造上の偏光分布の測定実験を行い、微小面内で周期的に生じる位相・偏光の変化を捉えることに成功した。

一方で、消光比の低さや電場振幅の検出やSN比、測定時間の長さに起因する絶対位相のドリフトなどの課題が残った。

第7章

結論

本章では、本論文で取り組んだ研究内容についてまとめる。本研究は可視光用の集積化透過型軸対称偏光子などの偏光分布を利用した高機能な光学素子の実現を目指し、その構成要素となるマイクロスケールの1/2波長板の実現を目指した。偏光変換や位相変調に関して注目を集めていた金属ナノ構造・メタサーフェスに着目し、1/2波長板への適用可能性を模索した。

また、製作された集積化1/2波長板の評価に必要な素子近傍の偏光・位相測定を可能とする評価手法の実現を目指した。

金属ナノグレーティングを使った透過型マイクロ1/2波長板を提案した。散乱型素子と比較して、比較的波長依存性の少ない透過特性、任意で大きな複屈折位相差、高い変換効率の実現が期待できる。可視光帯で設計ができる点も利点であった。

当初は提案手法で1/2波長の位相差が実際に得られるのか、ということが不明であった。解析などから高アスペクト比の金属グレーティング構造が最適であることが示されたが、従来用いられてきたリフトオフ法では実現が困難であることが明らかになった。

可視光帯における1/2波長板実現のため、光透過特性の解析的検証を行った。理論解析では様々な金属、寸法、波長での透過特性を予測した。金を使ったグレーティング構造における可視光帯における1/2波長板の実現可能性を示した。さらにAlやAgなどの金属の使用による、紫外域における波長板実現の可能性が示唆された。紫外域はメタサーフェス波長板に関する研究分野ではほぼ未踏の領域である。

ガラス上に高アスペクト比の金属構造を得るため、側壁プロセスを利用した製作工程を考案し、フィン状の金属周期構造の製作に成功した。さらに、ガラスの凹凸構造をフィン状構造のテンプレートとして用い、空隙を液体ガラスで満たす手法を考案した。ガラス中に金ナノフィンが埋め込まれた「埋め込み型金ナノフィンアレイ」の製作に成功した。

埋め込み型の金ナノフィンアレイは、波長633 nmにおいて、位相差165°かつ透過

率 50%かつ透過率の偏光依存性が小さいという透過特性を示した。位相差はやや不足しているが、透過率の偏光依存性の小ささは波長板として理想的である。位相差は波長 600~800 nm の領域でほぼフラットであった。入射角に関する検証では、 x 軸回り・ 15° の傾きに対して、透過率の減少率は 20%以下、位相差については平均 1.8%の増加がみられた。素子の傾きに対する透過特性の変化は微小であった。一方で y 軸回りの傾きでは、位相差は 3.8%減少し、TM 偏光に対して特徴的な吸光が見られた。吸光現象は、フィン状構造中で生じる渦状の磁場の動きによる光の閉じ込めと、グレーティングで生じる擬似表面プラズモンの励起に起因するものと考えられる。

8 方向に配向した埋め込み型金ナノフィンアレイ素子を製作し、Laguerre-Gaussian ビームの生成実験を行った。円偏光入射時にトポロジカルチャージ $l = 1$ の光渦の観察に成功した。また、直線偏光入射時には、完全なラジアル偏光は生成されなかったが、光軸を中心として位相が反転する光ビームが生成された。金ナノフィンアレイの位相差が 180° に不足していたために不完全なラジアル偏光となったが、十分な位相差が得られれば、ラジアル偏光の実現も期待できる。

マイクロ波長板と他の素子の積層による性能向上を想定し、光学素子近傍の偏光状態と位相分布を評価するための光プローブ顕微鏡を考案・構築した。この光プローブ顕微鏡は中空プローブとヘテロダイン干渉、偏光ビームスプリッタを中心に構成された。

装置の測定能力の基礎的な検討として、いくつかの実験を行った。干渉計を使って x 、 y 偏光それぞれに対してヘテロダイン干渉による位相測定に成功した。

試料上をスキャンしながら行われた測定では、10 μm 周期で現れる偏光状態の変化を捉えることに成功した。

不要な回り込み光によるノイズの影響や、参照光位相のドリフト、接触判定機構の実装が課題として残った。

メタサーフェスを使った透過型波長板・位相シフターには数多くの研究例が存在する。現在主流となっている散乱型光学素子は変換効率の低さや、偏光成分のフィルタリングの必要性などの問題がある。こういった問題点から、現状の散乱型素子は Laguerre-Gaussian ビーム、特に偏光方位と位相両方のコントロールが必要なラジアル偏光の生成には不向きである。本研究では金属構造を微小な導波路として使用する手法によって、可視光帯・ $1/2$ 波長板に関する研究では最も高い変換効率を持つメタサーフェスを実現した。同時に広い波長帯で使用できる特性を得た。ラジアル偏光の生成には偏光のフィルタリングが不要な $1/2$ 波長板は重要な構成要素となる。この用途に対して、本研究で開発したメタサーフェスは非常に優れた手法であるといえる。

さらに特異な吸光挙動や回折挙動といった高いアスペクト比を持つ金属構造特有の現

象について検証した。これまでに報告されていなかった、フィン状構造内の渦状の磁場の挙動が生じている可能性が示唆された。

評価手法の開発では、微小領域における偏光・位相の同時測定の重要性を示し、それらの測定に適した手法を提案・実証した。

埋め込み型ナノフィンアレイ偏光素子はガラスで覆われたメタサーフェスである。構造が表面に現れたメタサーフェスと比べると堅牢であり、耐久性の問題が生じやすく、屈折率変化の影響を受けやすい液中環境での使用が期待される。ガラス層の上にさらにプラズモンレンズなどの別の素子を積層化することによって興味深い特性を持つ光学素子の実現が期待される。比較的高い透過率と素子の薄さ・集積可能性も特徴として挙げられ、これらの特性を用いることで広視域角ホログラムや小型かつ安価な光測定器への応用が期待できる。実用に関して問題となりうるのは加工精度とスループットである。現状では電子線描画を用いたパターニングを行っているため、描画にかかる時間が長く、再現性の確保も困難である。パターニングに関してはナノインプリントの技術を使うことである程度の量産化は可能と考えられる。ポリマー中への埋め込み、透明導電性基板を使った金のメッキ成膜、など工程の改善は可能である。

本論文で使用したナノフィン構造に期待される性能は偏光素子のみにとどまらない。例えば、グレーティング構造・フィン状構造は可変的な駆動についても有用たりうる。他のメタサーフェスと違い、フィン状構造・グレーティングは構造自体を電気配線として利用できるため、拡張性が期待される。フィン状構造は横方向の断面二次モーメントが小さく、横変形をする MEMS としての機能が期待できる。

また、グレーティング素子評価のために本論文で提案した素子近傍の偏光・位相評価手法は集積化偏光素子の評価のために広く応用が期待される。測定速度と精度が向上すれば、回折現象など非近軸の伝搬光や、そういった現象による 3 次元的な電場の直接測定が期待できる。測定系を近接場測定・伝搬光測定両方に適用できるように最適化できれば、これまでに数値・理論解析やスペクトル解析によるアプローチが主流だった多重極の局在表面プラズモン共鳴にかかわる現象の直接測定が実現される。

付録 A

光学の基礎

本章ではメタサーフェス偏光素子や測定装置に関わる光学現象の原理および記述方法について述べる。

まず、偏光とは何かについて述べ、その記述方法の1つであるストークスパラメータについて記す。次に偏光状態を変化させる現象の1つである複屈折について述べる。さらに、本論文で光学素子の評価に用いる偏光顕微鏡による偏光測定法の原理について解説する。次に、複屈折を引き起こす光学現象の原理としてプラズモンやそれにかかわる現象について説明する。

本論文で取り扱う光学現象は連続波・低強度のものであり、古典光学的に取り扱って差し支えないものとする。高強度パルス光で生じる非線形光学効果や光の過渡応答に関しては考慮しないものとする。

A.1 偏光

光は空間中・物質中を伝わる電磁場の波動である。電場と磁場は波の進行方向に対して垂直な方向に振動する、すなわち横波の性質を持つ [68]。自然光源の光の電場の振動方向はランダムに変化するため偏りを持たないが、何らかの原因で横波の振動方向に偏りが生じることがある。これが偏光である。光のうち、自然光源のように振動方向がランダムで偏りが無いものを非偏光と呼び、完全に特定方向の振動しかないような偏り具合が大きいものは完全偏光、もしくは単に偏光と呼ぶ。

単一波長の完全偏光は光の進行方向 z に垂直な2つの方向の電場を成分とするで表現できる。 z に垂直な2つの方向を x, y 方向とすると、完全偏光の電場ベクトルは以下

の式で記述される.

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x \exp i(\omega t - kz + \delta_x) \\ a_y \exp i(\omega t - kz + \delta_y) \end{bmatrix} \quad (\text{A.1})$$

ただし, a_x, a_y は各方向成分の電場振幅, k は波数, ω が光の角振動数, t が時間, δ_x, δ_y が各波の位相をあらわしている. x 方向を基準に位相差 $\delta = \delta_y - \delta_x$ を定義するとき, 電場ベクトルは以下のように記述できる.

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x \exp i(\omega t - kz) \\ a_y \exp i(\omega t - kz - \delta) \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

δ の変化による電場ベクトルの振動の変化を図 A.1 に示す. $\delta = 0^\circ$ のとき, 各成分の電場は同位相になる. このとき, 電場ベクトルは x, y 平面上で直線的に振動する. このように直線的に電場が振動する偏光は直線偏光と呼ばれる. $0 < \delta$ では両者の位相が異なり, 電場ベクトルは x, y 平面上で楕円状に振動する. このような電場振動をする偏光は楕円偏光と呼ばれる. 楕円偏光のうち, 電場ベクトルの振動が円形になるものは円偏光と呼ばれる. $a_x = a_y$ かつ $\delta = 90^\circ$ または 270° のときに発生する. $\delta = 0^\circ$ のときの偏光方向と比べて $\delta = 180^\circ$ の偏光方向は x 軸を中心に反転する. このように, 偏光は 2 方向の成分の位相や振幅によって形状が変化する.

A.2 複屈折光学素子

ここでは, 偏光を変換する機能を持つ「複屈折光学素子」について述べる.

A.2.1 複屈折

光速 c は真空中の誘電率 ϵ_0 と透磁率 μ_0 から

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (\text{A.3})$$

で表される. また, 媒質中の電磁波の位相速度は媒質の誘電率 ϵ_p と透磁率 μ_p から

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_p \mu_p}} \quad (\text{A.4})$$

で表される. 媒質の屈折率 n は媒質中の位相速度 v に対する真空中の光速 c の比を用いて

$$n \equiv \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\epsilon_p \mu_p}}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (\text{A.5})$$

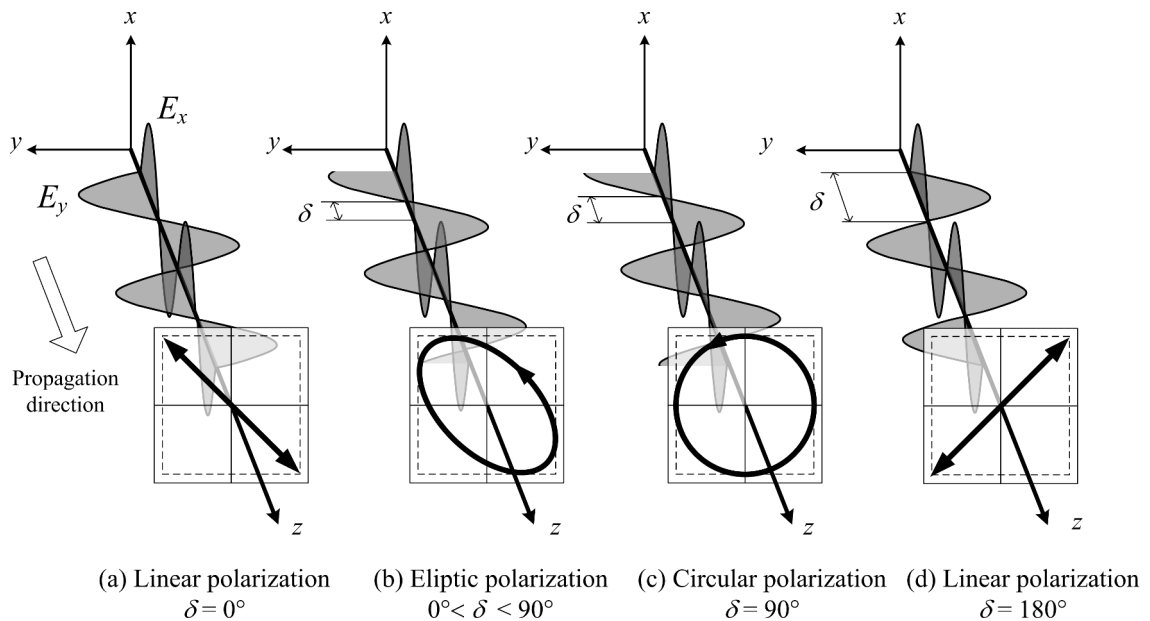


Figure A.1: 位相差 δ に対する偏光の変化. (a) 同位相 (b) $0 < \delta < 90$ (c) $\delta = 90^\circ$ (d) $\delta = 180^\circ$

で定義される光学的に等方性な媒質の屈折率は入射光の偏光方向によらず一定である。一方、結晶構造を持つ物質は結晶配列に起因して偏光方向によって異なる屈折率を持つことがある。このような性質を複屈折性と呼ぶ。複屈折性をもつ物質に光が入射した場合、偏光方向による屈折率の違いに起因し、それぞれの偏光成分が異なる光路で進む場合がある。図 A.2 に示すような方解石結晶を通して下の文字を見たときに文字が2つにずれて見える現象は複屈折性を持つ物質によって引き起こされる有名な現象である。

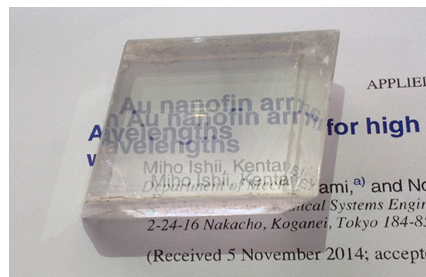


Figure A.2: 複屈折を生じる方解石。複屈折により偏光方向によって光の進行方向が変わり、文字が二重に見える。

結晶内の屈折率は直交する 3 次元座標系を用いて

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (\text{A.6})$$

のようにあらわすことができる。この式は図 A.3 に示すような 3 次元の楕円球をあらわす。この楕円球は屈折率楕円体と呼ばれる。 x , y , z 軸は屈折率楕円の長軸・短軸に対

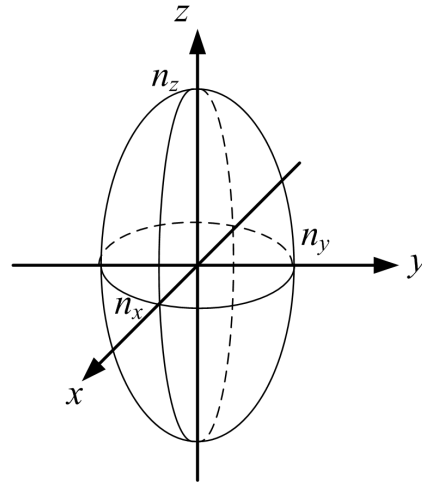


Figure A.3: 屈折率楕円体

応している。

A.3 光学位相子・波長板

屈折率楕円体の xy 平面の端面を持つ複屈折性媒質に z 軸方向から光を入射した場合を考える。物質を透過する光と光の位相の概略図を図 A.4 に示す。光は直進するが、屈折率が異なるため偏光方向で光の伝搬速度が異なる。電磁波の周波数 ν は変化しない一方で光が出射するまでにかかる時間が偏光方向によって異なるため入射時に比べて 2 方向の偏光に位相差 (retardation) が生じる。複屈折性物質の位相が遅れる方向を遅相軸方向と呼び、位相が遅相軸方向と比べて進む方向を進相軸方向と呼ぶ。

位相遅れがどれくらい生じるかは次のような手順で求めることができる。試料の厚さを d 、進相軸の屈折率を n_e 、遅相軸の屈折率を n_o とするとき相対的な光路長の差 Λ は

$$\Lambda = d(|n_o - n_e|) \quad (\text{A.7})$$

で表せる。式中の

$$\Delta n = |n_o - n_e| \quad (\text{A.8})$$

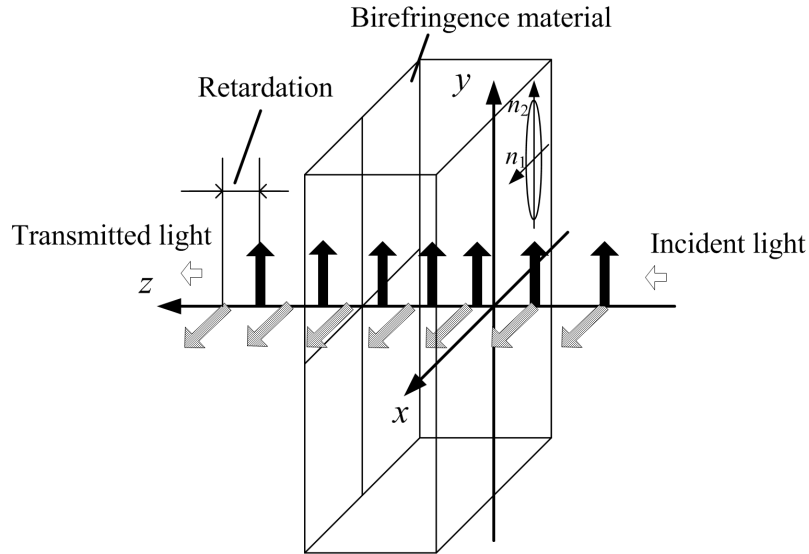


Figure A.4: 複屈折による位相変化

は複屈折率と呼ばれる進相軸と遅相軸の屈折率の差を表す値である。また、光路長差を位相角であるラジアン単位に換算して

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} d(|n_o - n_e|) \quad (\text{A.9})$$

と表すこともできる [83]. ただし, λ_0 は真空中での波長を示している. 本論文の解析・実験結果は主にラジアン角を度数法に換算した表現を用いる.

光学位相子は複屈折を利用して入射光の2つの偏光成分のうち、一方の位相を他方より所定量だけ遅らせる光学素子である. 遅相子 (retarder) とも呼ばれる. 光学位相子を用いることによって2つの成分の相対位相は入射時と変化させることができ、偏光状態を変化させることができる. 位相差が1/2波長分のものを1/2波長板, 1/4波長分のものを1/4波長板と呼ぶ.

1/2波長板に直線偏光を入射するとき遅相軸方向の偏光成分が1/2波長分遅れる. この時の偏光の変化はA.2章の図A.1の(a)から(d)の変化と同様である. 円偏光を入射した場合には、逆回りの円偏光が出射される. すなわち出射光の偏光は進相軸に対して入射光の偏光方向を線対称に反転させた偏光状態となる.

A.4 偏光・複屈折測定法

A.4.1 偏光の記述 (Stokes パラメータ)

偏光を記述する手法の 1 つに Stokes パラメータを用いたものがある。この手法では偏光状態を光強度の次元で記述することができ、実測値との比較を行うことが容易である。本論文の偏光顕微鏡を使った光学測定で用いる出射光強度の理論式は、この記述法を使って導出されたものである。本項ではこの手法を用いた偏光の記述方法について述べる。

A.4.2 Stokes パラメータによる偏光の表示

Stokes パラメータは偏光を記述するために用いられる以下の 4 つのパラメータである [84].

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_1 &= \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \\ S_2 &= \langle 2E_x E_y \cos \delta \rangle \\ S_3 &= \langle 2E_x E_y \sin \delta \rangle \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.10})$$

ただし、 $\delta = \phi_x - \phi_y$ である。これらのパラメータは S_0 が光強度、 S_1 が水平直線偏光成分、 S_2 が 45° 直線偏光成分、 S_3 が右円偏光成分をそれぞれ表す。これらの成分に対し直交する垂直偏光成分、 -45° 直線偏光成分、左円偏光成分はそれぞれ S_1 、 S_2 、 S_3 成分の負の値としてあらわされる。表 A.1 に代表的な偏光状態の Stokes パラメータを示す。

これらのパラメータは互いに独立しているわけではなく、互いに関係性を持つ。光が完全に 2 つの偏光の足し合わせである完全偏光の場合、以下の関係が得られる。

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (\text{A.11})$$

また、部分偏光の場合は以下のような関係になる。

$$S_0^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (\text{A.12})$$

完全偏光に近いほど、 $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ は S_0^2 に近づく。偏光の純度を示す値として偏光度 V があり、 S_0 と $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ の比で以下の式のように表現される。

$$V = \frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}{S_0^2} \quad (\text{A.13})$$

Stokes パラメータは電場の 2 乗の次元であり、光強度と密接な関係がある。各々を実測可能であり、測定可能な光強度を基に以下の式で表現することが可能である。

Table A.1: 代表的な偏光状態の Stokes パラメータ表示

Stokes パラメータ	無偏光	水平直線偏光	垂直直線偏光
$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
45° 直線偏光	-45° 直線偏光	右回り円偏光	左回り円偏光
$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

$$\left. \begin{aligned} S_0 &= I_x + I_y \\ S_1 &= I_x - I_y \\ S_2 &= 2I_{45^\circ} - (I_x + I_y) \\ S_3 &= 2I_{Q,45^\circ} - (I_x + I_y) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.14})$$

ただし, I_x , I_y , I_{45° はそれぞれ x , y , 45° 方位の直線偏光子透過した光強度, $I_{Q,45^\circ}$ は方位 0 の $1/4$ 波長板と方位 45° の直線偏光子を透過した光強度を示している.

A.4.3 Mueller 行列

光の偏光状態は偏光素子を通過することで変化し, Stokes パラメータも変化する. すなわち, 偏光素子は入射光の Stokes パラメータを変換する素子であると考えることができる. Stokes パラメータは4つの成分を持つベクトルとして考えることができ, この変換について 4×4 の行列で議論することができる. この行列は Mueller 行列と呼ばれる.

入射光, 出射光の Stokes ベクトルをそれぞれ

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}, \mathbf{S}' = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

とし、素子の 4×4 の Mueller 行列を P とするとき、変換は以下の式で表される。

$$\mathbf{S}' = \mathbf{P}\mathbf{S} \quad (\text{A.16})$$

代表的な偏光素子が方位 0 で置かれた場合の Mueller 行列を表 A.2 に示す。部分偏光子は、方向によって透過率が異なる素子である。 p_1 , p_2 はそれぞれ x , y 方向の電場振幅透過率を示す。

偏光素子が方位 Θ の場合は回転角を考慮して計算する必要がある。回転角 Θ を考慮した Mueller 行列を各素子について直接算出して出射光の偏光状態を計算する手法もあるが、計算が煩雑になりやすい。そこで、偏光方位を回転させる「旋光子」を通過したとみなして計算を行う。偏光状態を Θ 回転させる旋光子の Mueller 行列は次のようにならわされる。

$$\mathbf{T}_\Theta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\Theta & -\sin 2\Theta & 0 \\ 0 & \sin 2\Theta & \cos 2\Theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.17})$$

方位 Θ の偏光素子 \mathbf{P}_Θ の Mueller 行列は旋光子で入射光の偏光方位を $-\Theta$ 回転させ、方位 0 の偏光素子 \mathbf{P}_0 を通過、さらに出射光を旋光子で Θ 回転させたという変換で考える。Mueller 行列計算は以下のような形になる。

$$\mathbf{P}_\Theta = \mathbf{T}_\Theta \mathbf{P}_0 \mathbf{T}_{-\Theta} \quad (\text{A.18})$$

式こうすることで方位 Θ の偏光素子の Mueller 行列を容易に求めることができる。

A.4.4 偏光顕微鏡による偏光測定法

試料の光学的評価を偏光顕微鏡を使った光学系で行った。本項では偏光顕微鏡の概要と、透過率・位相差測定 of 各測定手法の光学測定系と出射光の特性について述べる。

A.4.4.1 測定装置 (偏光顕微鏡)

本論文における偏光測定は偏光顕微鏡 (Nikon ECLIPSE LV100ND) を用いて行われた。図 A.5 に偏光顕微鏡の外観を示す。また、図 A.6 に装置の光学系の概略図を示す。

光源には可視光測定時にはハロゲンランプ、紫外光測定時には波長 365 nm のコリメート LED (Thorlabs M365L2, FWHM = 7.5 nm) を用いた。ステージは光軸を軸にして回転でき、素子の方位 ϕ を任意の方位に設置することができる。偏光測定時は手前側を方位 0° として測定を行った。対物レンズとして 20 倍レンズ (NA=0.45) を使用した。

Table A.2: 代表的な偏光素子の Mueller 行列

直線偏光子	部分偏光子
$LP_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$	$PP_0 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_1^2 + p_2^2 & p_1^2 - p_2^2 & 0 & 0 \\ p_1^2 - p_2^2 & p_1^2 + p_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_1p_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_1p_2 \end{pmatrix}$
1/4 波長板	位相子 (位相差 Δ)
$QWP_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}$	$R_{\Delta,0} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Delta & \sin \Delta \\ 0 & 0 & -\sin \Delta & \cos \Delta \end{pmatrix}$

対物レンズとステージを挟むように一対の偏光子がある。光源側を偏光子、接眼レンズ側を検光子と呼ぶこととする。これらは任意の方位に調整できる。対物レンズと検光子の間に方位 0° で 1/4 波長板を設置できる。

これらの素子を通過した光は対物レンズ、カメラ、または光ファイバーを経て USB 分光器 (Ocean Optics, QE65000 または USB2000) で測定される。このとき光ファイバに入射する光というのは試料上、直径 $20 \mu\text{m}$ 程度の範囲である。

それぞれの素子は取り外しが可能であり、任意の測定系を構築することができる。

A.4.4.2 透過率測定

試料の透過率は偏光方向によって異なるので、性能を評価するためには偏光方向ごとの透過率を算出する必要がある。図 A.7 に偏光方位ごとの透過率測定時に使用する光学系の概略図を示す。ステージ上に試料を方位 0° で設置する。入射光を偏光子に入射し、方位 ψ の直線偏光としてから試料に入射し、出射光強度を測定する。

光源から偏光子に入射する光は偏光を持つ場合があるので、リファレンスとして試料がない部分の光強度のデータを取得し、(試料の光強度)/(リファレンスの光強度) で透過率を算出する。

A.4.4.3 セナルモン法による位相差測定

製作した素子の位相差測定にはセナルモン法を用いた。図 A.8 に測定光学系を示す。光学系は方位 90° の偏光子、方位 0° の 1/4 波長板、方位 θ の検光子から構成される。試



Figure A.5: 偏光顕微鏡の外観.

料 X を方位 45° でステージ上に置き、検光子を回転させながら光強度を取得する。この時の出射光の Stokes パラメータ S は以下の式で表される。

$$S = \text{LP}_\theta \cdot \text{QWP}_{0^\circ} \cdot X_{45^\circ} \cdot \text{LP}_{90^\circ} \cdot S_{\text{unp}}, \quad (\text{A.19})$$

ただし、 S_{unp} は入射光 (無偏光) の Stokes パラメータである。試料 X の Mueller 行列を位相子と部分偏光子を組み合わせたものであると仮定するとき、光強度を表す S_0 成分は以下の式で表される。

$$S_0 = \frac{p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos(\Delta - 2\theta)}{8} \quad (\text{A.20})$$

ただし、 p_1 , p_2 はそれぞれ試料の x , y 方向の振幅透過率を示し、 Δ は試料の位相差を示している。式 A.20 から、検光子方位 $\theta = \Delta/2$ のとき光強度が最小 (消光) になる。消光が生じる検光子方位 θ を測定することで位相差を算出することができる。

A.4.4.4 回転検光子法による偏光測定

セナルモン法で精度よく位相差を測定するためには精度のよい $1/4$ 波長板を使用する必要がある。しかし波長板は波長依存性が大きいので、セナルモン法で広い波長帯の測

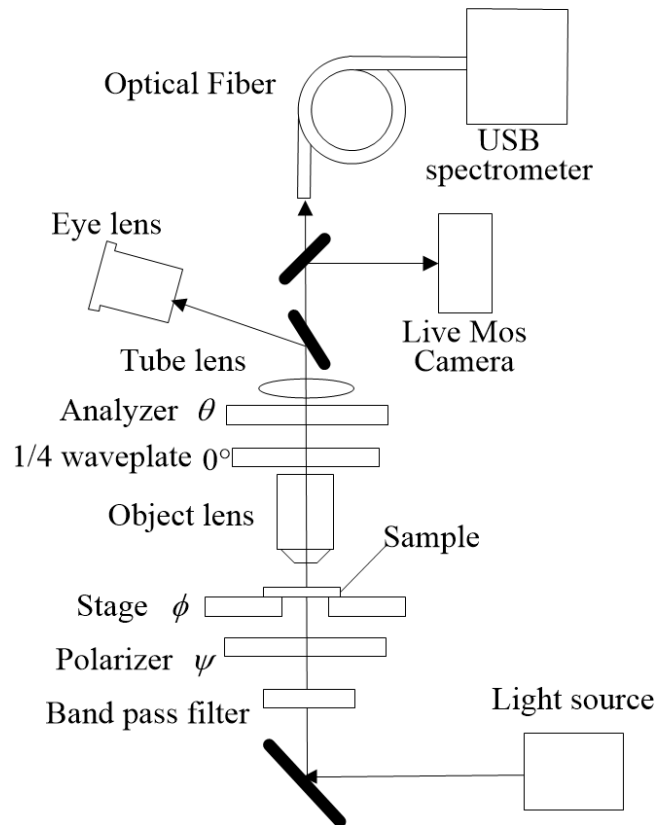


Figure A.6: 偏光顕微鏡の光学系概略図.

定を行うことは困難である．そこで，波長依存性の少ない偏光子のみを使用する測定方法として回転検光子法を用いた．図 A.9 に測定光学系を示す．

光学系は方位 90° の偏光子，方位 θ の検光子から構成される．試料 X を方位 45° でステージ上に置き，検光子を回転させながら光強度を取得する．この時の出射光の Stokes

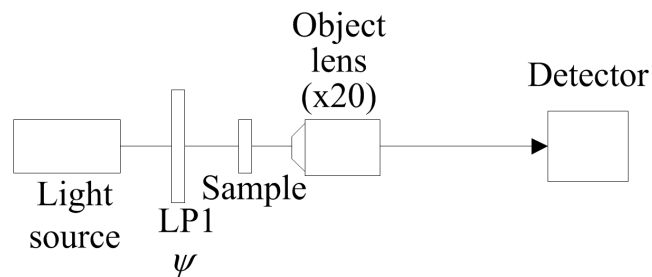


Figure A.7: 透過率測定 of 光学系.

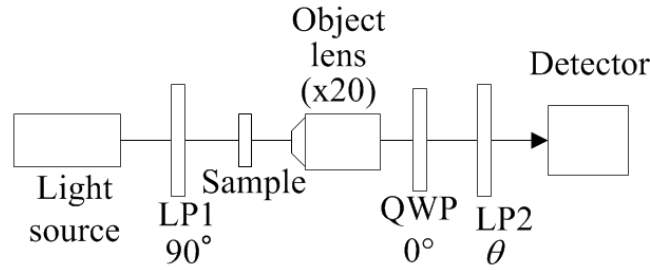


Figure A.8: セナルモン法の測定光学系.

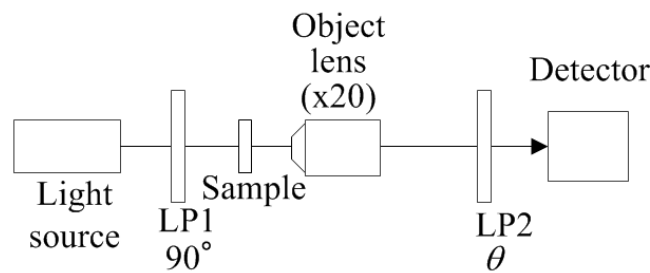


Figure A.9: 回転検光子法の測定光学系.

パラメータ S は以下の式で表される.

$$S = LP_{\theta} \cdot X_{45^{\circ}} \cdot LP_{90^{\circ}} \cdot S_{\text{unp}}, \quad (\text{A.21})$$

ただし, S_{unp} は入射光 (無偏光) の Stokes パラメータである. この S のうち, 光強度を表す S_0 成分は以下の式で表される.

$$S_0 = \frac{(p_1^2 + p_2^2) - 2p_1p_2 \cos \Delta \cos 2\theta + (p_1^2 - p_2^2) \sin 2\theta}{8} \quad (\text{A.22})$$

ただし, p_1, p_2 はそれぞれ試料の x, y 方向の振幅透過率を示し, Δ は試料の位相差を示している.

この手法は 2 枚の偏光子で光学系を構成できるため, 波長板の波長依存性を考慮する必要はない. 式 A.22 より位相差 Δ は $0 \sim 180^{\circ}$ のみ測定することができるが, $180 \sim 360^{\circ}$ との判別ができない. また, 位相差 180° 付近では誤差が拡大されてしまう点は留意すべきである.

A.5 物質と光の伝搬

ここでは物質を透過する光の挙動について述べる.

A.5.1 吸収のある物質の屈折率

屈折率 n の物質中を x 方向に伝搬する光の波動関数は以下の式で与えられる。

$$E = E_0 \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} x + \delta \right) \right] \quad (\text{A.23})$$

物質中を光が伝搬するときに減衰が生じる場合を考える。屈折率を複素数として扱い、複素屈折率 $N = n - i\kappa$ とするとき、波動関数は以下のように記述することができる。

$$E = E_0 \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi N}{\lambda} x + \delta \right) \right] \quad (\text{A.24})$$

$$= E_0 \exp \left(-\frac{2\pi\kappa}{\lambda} x \right) \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} x + \delta \right) \right] \quad (\text{A.25})$$

$$(\text{A.26})$$

実際の媒質界面では反射が生じ、電場が E_0 よりも小さくなる。そこで媒質内での実質的な振幅を E_{0t} とおき、

$$E = E_{0t} \exp \left(-\frac{2\pi\kappa}{\lambda} x \right) \exp \left[i \left(\omega t - \frac{2\pi n}{\lambda} x + \delta \right) \right] \quad (\text{A.27})$$

$$(\text{A.28})$$

この式では複素屈折率の虚部 κ を含む項が減衰を表し、実部 n を含む項が振動を表している。この式による媒質中の光の減衰を図 A.10 に示す。

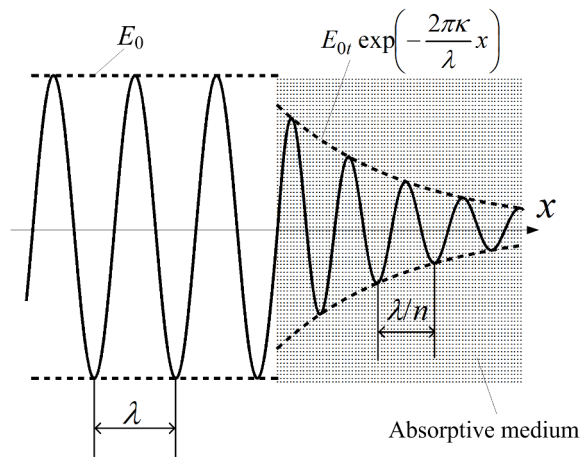


Figure A.10: 吸収媒質 ($\kappa > 0$) における光の減衰

このように屈折率を複素数として扱うことで吸収を持つ媒質を記述することが可能となる。

光強度は $I = |E|^2 = EE^*$ なので

$$I = \left| E_{0t} \exp\left(-\frac{2\pi\kappa}{\lambda}x\right) \right|^2 = |E_{0t}|^2 \exp\left(-\frac{4\pi\kappa}{\lambda}x\right) \quad (\text{A.29})$$

と表すことができる。以上のように光吸収による光強度変化は、指数関数的な減衰となり (ランバート・ベールの法則)、以下のように簡潔に記述される。

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{A.30})$$

ただし、 α は吸収係数であり、 $\alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda}$ の関係になる。光強度が $I/I_0 = 1/e \sim 37\%$ になる距離 $d_p \equiv 1/\alpha$ を侵入深さと呼ぶ。

A.5.2 誘電関数

媒質の屈折率 n は真空中の光速に対する媒質中の光速の比で与えられ、式のように定義される。媒質の比誘電率を ϵ 、比透磁率を μ とするとき、屈折率は以下の値で与えられる。

$$n \equiv \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (\text{A.31})$$

多くの媒質では透磁率 $\mu = 1$ となることから屈折率は以下のようにあらわされる。

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (\text{A.32})$$

次に、この屈折率を複素屈折率として取り扱う。複素屈折率は以下のように定義される。

$$N^2 \equiv \epsilon \quad (\text{A.33})$$

複素屈折率 N に対応する ϵ は複素誘電率とよばれる。実部・虚部を以下のように定義する。

$$\epsilon \equiv \epsilon_1 + i\epsilon_2 \quad (\text{A.34})$$

式 A.33 と式 A.34 から複素屈折率と複素誘電率の間に以下の関係が得られる。

$$\epsilon_1 = n^2 - \kappa^2 \quad (\text{A.35})$$

$$\epsilon_2 = 2n\kappa \quad (\text{A.36})$$

屈折率には周波数依存性があり、角周波数 ω に依存して大きく変化する。すなわち誘電率も ω に依存して変化する。角周波数に依存する誘電率 $\epsilon(\omega)$ を誘電関数と呼ぶ。

A.5.3 金属の誘電関数

金属の誘電率 ε は一般に自由電子による項 ε_f とバンド間遷移による項 ε_{ib} の和 $\varepsilon = \varepsilon_f + \varepsilon_{ib}$ で表される。

ε_f は Drude の自由電子モデルという Lorentz の調和振動子モデルのばね定数を 0 にしたもので表される。自由電子の運動方程式は次式で与えられる。

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m\Gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} = -e\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) \quad (\text{A.37})$$

\mathbf{r} は電子の平均位置からの変位、 m は電子の質量、 e は電子の電荷、 Γ は減衰定数、右辺は外部電場による加振力である。式 A.37 を解くことで次式が得られる。

$$\mathbf{r} = \frac{e\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t)}{m(\omega^2 + i\Gamma\omega)} \quad (\text{A.38})$$

一つの原子核-電子対が持つ双極子モーメントは $\mathbf{p} = -e\mathbf{r}$ で与えられる。分極 \mathbf{P} は体積あたりの双極子モーメントの総和と定義される量であり、単位体積当たりの自由電子の数を N とすると、 $\mathbf{P} = N\mathbf{p}$ となる。等方性の媒質を考えると、電束密度 \mathbf{D} は

$$\mathbf{D} = \varepsilon_f \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\text{A.39})$$

である。これより誘電率 ε_f は

$$\varepsilon_f = 1 + \frac{|\mathbf{P}|}{\varepsilon_0 |\mathbf{E}|} \quad (\text{A.40})$$

となる。式 A.38 を用いると、

$$\varepsilon_f(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (\text{A.41})$$

となる。 ω_p はプラズマ周波数で s

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.42})$$

で与えられる。減衰定数は電子の平均自由行程 l とフェルミ速度 v_F をもちいて次のように関連付けられる。

$$\Gamma = \frac{v_F}{l} \quad (\text{A.43})$$

平均自由行程は金属が微粒子の場合粒子径に応じて変化する。粒子径が小さくなると減衰定数は大きくなる。さらに、実際の金属では自由電子のみでなくバンド間遷移起因

する誘電率 ϵ_{ib} についても考える必要がある。金や銀などの貴金属では可視光におけるバンド間遷移の影響が大きい。

自由電子とバンド間遷移の寄与を考慮した金属の誘電率は次式で与えられる。

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_f(\omega) + \epsilon_{ib} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} + \epsilon_{ib}(\omega) \quad (\text{A.44})$$

バンド間遷移による吸収端は金では 2.45 eV(波長 500 nm に相当) 銀で 3.87 eV(波長 320 nm に相当) である。吸収端付近の波長帯および短波長側では強い光の吸収が生じる。金の独特な色はバンド間遷移に起因するものである。このように金属の誘電関数は金属中の自由電子振動やバンド間遷移の影響で金属の種類によって異なる。これらの値は実験的・解析的に求められるものだが、用いる理論体系や実験手法によって異なる値となる。Au の屈折率と誘電関数のいくつかの文献値を図 A.11, A.12 に示す [85, 69, 86, 87]。本論文で取り扱う有限差分時間領域法 (FDTD 法) で使用する誘電関数の値も併記する。

本論文の議論では Jonhson らの値を用いた [69]。その他の金属の屈折率と誘電関数は Rakić らの値を用いた。図 A.13, A.14 にそれらの値をプロットしたものを示す [88]。

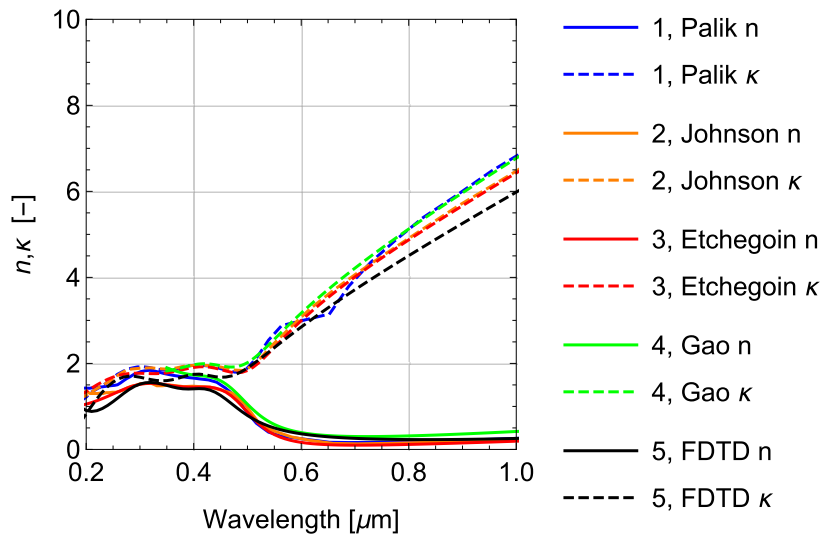


Figure A.11: 金の屈折率 [85, 69, 86, 87]

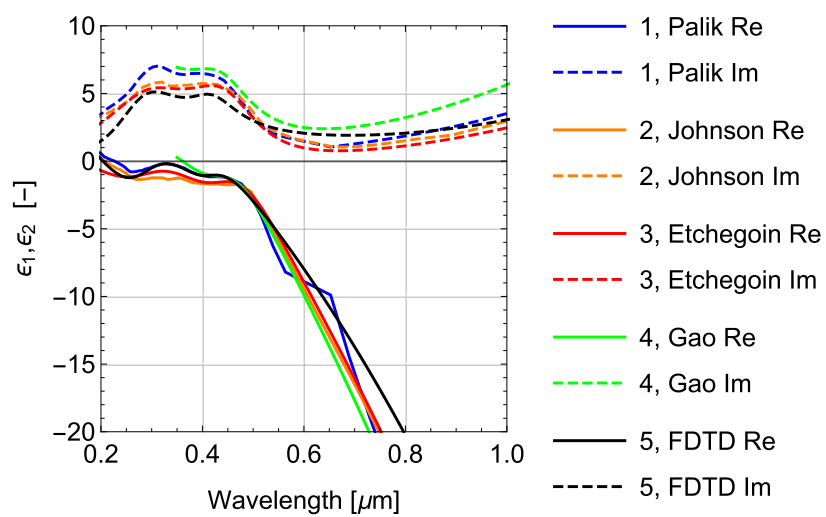


Figure A.12: 金の誘電関数 [85, 69, 86, 87]

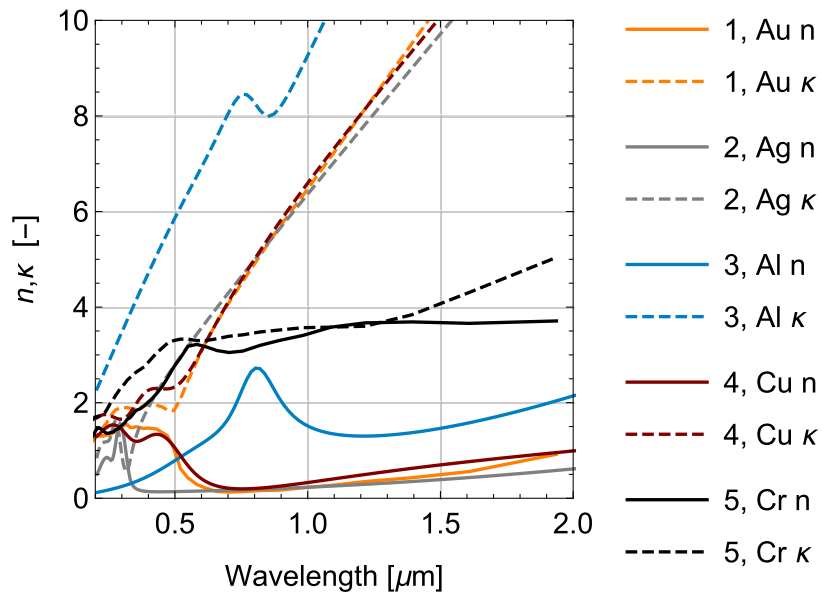


Figure A.13: 各金属の屈折率 [88]

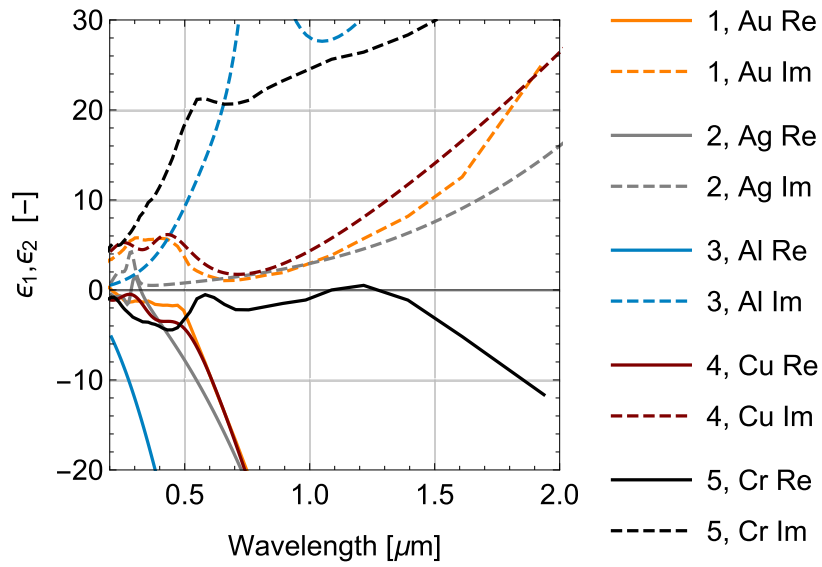


Figure A.14: 金属の誘電関数 [88]

A.6 表面プラズモン

金属は自由電子で満たされている。プラズマとは電子やイオンが自由に動ける状態を指すが、金属中の電子は自由に動けることからプラズマのような挙動を取ることができ、金属中の自由電子の集団振動はプラズモン (plasmon) と呼ばれる。光によって自由電子の振動が励起され、金属の表面に自由電子の集団振動が生じる場合がある。この集団振動は表面プラズモンと呼ばれる。表面プラズモンはメタサーフェスを使った光学素子において重要な役割を果たす。この章では表面プラズモンについて述べる。

A.6.1 表面伝搬型プラズモン

金属中の自由電子の集団振動は粗密波であり縦波である。一方電磁波は進行方向と直交する方向に振動する横波である。両者は電場の方向が異なるため通常エネルギーの授受(結合)が行われることはない。しかし、金属の表面で生じる電荷の粗密波の場合、表面電荷によって生じた電磁場が誘電体側にしみ出す。しみ出た電磁場は横波成分を持っておりプラズモンの伝搬に(表面)電場が付随する形になる。この状態は表面プラズモンポラリトンまたは単に表面プラズモンと呼ばれる。金属表面で生じる表面プラズモンによる電磁波は金属表面に局在する。

金属-誘電体界面において局在場が存在する条件について考える。まず TM 波に対応する y 方向の磁場成分を持つ電磁場について考える。

物質中を z 方向に伝搬する y 方向の磁場成分を持つ電磁場を記述する。 y 方向の磁場成分を持つ電磁場の H_y , E_x , E_z は波動として伝搬するものとみなし、これらの成分は以下のように書き表される。

$$H_y = H_{y0} \exp \{i(\omega t - k_{\text{TM}}z - k_x x)\} \quad (\text{A.45})$$

$$E_x = E_{x0} \exp \{i(\omega t - k_{\text{TM}}z - k_x x)\} \quad (\text{A.46})$$

$$E_z = E_{z0} \exp \{i(\omega t - k_{\text{TM}}z - k_x x)\} \quad (\text{A.47})$$

ただし、 z 方向の伝搬定数を k_{TE} , x 方向の伝搬定数を k_x とした。

Maxwell の方程式より¹, 磁場が y 成分のみの光では以下の関係が成り立つ.

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (\text{A.48})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (\text{A.49})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (\text{A.50})$$

これらは式 A.45~A.47 より

$$ik_{\text{TM}} H_y = i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_x \quad (\text{A.51})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = i\omega \varepsilon \varepsilon_0 E_z \quad (\text{A.52})$$

$$-ik_{\text{TM}} E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -i\omega \mu \mu_0 E_y \quad (\text{A.53})$$

という風には書き下すことができる. 式 A.53 に式 A.51, A.52 を代入・整理し, 真空中の伝搬定数 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$ で一部を置き換えることで以下の関係が得られる.

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = (k_{\text{TM}}^2 - \mu \varepsilon k_0^2) H_y \quad (\text{A.54})$$

この式が y 方向の磁場を持ち, z 方向に伝搬定数 k_{TM} で伝搬する波の波動方程式である.

波動方程式が金属・誘電体の層それぞれの誘電率・透磁率で成り立つ. $\alpha = \sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_m \varepsilon_m}$, $\gamma = \sqrt{k_{\text{TM}}^2 - k_0^2 \mu_d \varepsilon_d}$ とおき, これらは正の実部を持つものとする. 金属-誘電体界面を $x = 0$ おくとき界面に局在する磁場は以下のようにあらわされる.

($x < 0$)

$$H_y(x) = A \exp(\alpha x) \quad (\text{A.55})$$

($x > 0$)

$$H_y(x) = B \exp(-\gamma x) \quad (\text{A.56})$$

次に境界条件を適用する. 界面に平行な場 H_y , E_z が界面で連続である必要がある. 式 A.52 より

$$E_z = \frac{1}{i\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (\text{A.57})$$

¹電流がない時の Maxwell の方程式, $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, $\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$. \mathbf{B} , \mathbf{D} はそれぞれ磁束密度, 電束密度であり, $\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}$, $\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}$

であるから、 H_y と $\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial x}$ の連続性を得られればよい。界面における連続条件は以下のようにあらわされる。

$$A \exp(\alpha 0) = B \exp(-\gamma 0) \quad (\text{A.58})$$

$$\Rightarrow A = B \quad (\text{A.59})$$

$$\frac{1}{\varepsilon_m} A \alpha \exp(\alpha 0) = -\frac{1}{\varepsilon_d} B \gamma \exp(-\gamma 0) \quad (\text{A.60})$$

$$\Rightarrow \frac{\alpha}{\varepsilon_m} = -\frac{\gamma}{\varepsilon_d} \quad (\text{A.61})$$

式 A.61 および $\alpha > 0$, $\gamma > 0$ であることから、電磁場が局在するためには ε_d と ε_m が異符号であることが必要である。金属等の誘電率は負でありうることから、縦波に対しては局在場が存在することができる。

式 A.61 を k_{TM} について解くと、以下の関係が得られる。

$$k_{\text{TM}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}} \quad (\text{A.62})$$

この関係が金属-誘電体界面で生じる表面プラズモンの分散関係である。

TE 波についても同じように境界条件から存在条件を考えることができる。y 方向の電場成分を持つ電磁場について考える。TM 波と同様に波動関数と境界条件より、以下の条件が示される。

$$\frac{\alpha}{\mu_m} = -\frac{\gamma}{\mu_d} \quad (\text{A.63})$$

光の周波数帯において、比透磁率は通常 $\mu \sim 1$ であり、負となることはない。すなわち存在条件は満たされることはないため、TE 波では表面プラズモンは生じない。

A.6.2 局在表面プラズモン

金属などの微細構造で生じる伝搬しない自由電子の集団振動を局在表面プラズモンと呼ぶ。この局在表面プラズモンは光との相互作用によって強い吸収や散乱を引き起こす場合があり、メタサーフェス光学素子などに利用される現象である。ここでは局在表面プラズモンの挙動について記す。

半径 r の金属ナノ粒子が誘電体媒質で囲まれている系を考える。金属の誘電率を ε_m 、周辺媒質の誘電率を ε_d とする。金属の誘電率は入射光の角周波数 ω に依存して大きく変化する。金属球に光が入射すると、光による外部電場によって金属中の自由電子が金属表面に励起される。このとき生じる表面に励起された自由電子による分極は分極ベクトル $\mathbf{P} = \varepsilon_0 \varepsilon_d \alpha \mathbf{E}_0$ で表される。 α は分極率と呼ばれ、粒子のサイズや形状、材質で決定する。

ナノ粒子の吸収や散乱を考えると、散乱断面積 C_{scat} ・吸収断面積 C_{abs} が用いられる。散乱・吸収断面積とは、散乱/吸収の全パワーと等しくなる入射光平面波の断面積を示す量であり、次式で与えられる [89].

$$C_{\text{scat}} = \frac{k^4}{6\pi} |\alpha|^2 \quad (\text{A.64})$$

$$C_{\text{abs}} = k\text{Im}(\alpha) \quad (\text{A.65})$$

ただし、 k は誘電体中の波数である。

以上の議論で示されるように、光の吸収や散乱は分極率 α に強く依存する。粒子が半径 r の球体の場合、分極率 α は以下の式で与えられる。

$$\alpha(\omega) = 4\pi r^3 \frac{\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d}{\varepsilon_m(\omega) + 2\varepsilon_d} \quad (\text{A.66})$$

この式からわかるように $\varepsilon_m(\omega) \approx -2\varepsilon_d$ となる角周波数 ω のとき、強い共鳴を生じる。例えば、直径 30 nm の AuNP が水中にある場合を考えると、入射光波長 $\lambda \approx 530$ nm で強い共鳴を生じる。

粒子の形状が $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$ で表される楕円球の場合、分極は方向性を持ち、分極率はテンソルとしてあらわされる [90].

$$\mathbf{p} = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix} = \varepsilon_m \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_2 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} \quad (\text{A.67})$$

分極率テンソルの α_1 、 α_2 、 α_3 はそれぞれ以下のようにあらわされる。

$$\alpha_1 = 4\pi abc \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_d}{3\varepsilon_d + 3L_1(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \quad (\text{A.68})$$

$$\alpha_2 = 4\pi abc \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_d}{3\varepsilon_d + 3L_2(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \quad (\text{A.69})$$

$$\alpha_3 = 4\pi abc \frac{\varepsilon_m - \varepsilon_d}{3\varepsilon_d + 3L_3(\varepsilon_m - \varepsilon_d)} \quad (\text{A.70})$$

L_1 、 L_2 、 L_3 は形状で決定する係数で、以下のようにあらわされる。

$$L_1 = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{dq}{(a^2 + q)f(q)} \quad (\text{A.71})$$

ただし、

$$f(q) = \{(q + a^2)(q + b^2)(q + c^2)\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.72})$$

である。

以上に示されるように、ナノ粒子の分極による挙動は電場の方向に依存する。ナノアンテナのような構造は近似的に楕円形状として扱う場合がある。

波長に対して大きい構造や複雑な形状を扱う際には、粒子内部の電荷の振動が複雑な挙動を示すため、式 (A.66) であらわされるような単純な電気双極子として考えることはできなくなる。こういった系を考えるには数値解析的手法が必要となる。

A.6.3 FDTD 法の原理

有限差分時間領域法 (Finite Difference Time Domain Method =FDTD 法) は電磁場解析で用いられる 1 手法であり、Maxwell の微分方程式を差分化し、時間領域で解く方法である。本研究では FDTD 解析ソフトである FullWAVE(RSOFT) を用いて電磁場解析を行なった。

FDTD 法の計算方法について説明する。Fig. A.15(a) に示すように波源や散乱体を含んだ解析領域を取り、解析領域全体を微小直方体 (セル) に分割する。全セルに対して Maxwell 方程式

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{A.73})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.74})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \quad (\text{A.75})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (\text{A.76})$$

を差分化して適用する。ただし、 \mathbf{E} は電界、 \mathbf{H} は磁界、 \mathbf{D} は電束密度、 \mathbf{B} は磁束密度、 ρ は電荷密度、 \mathbf{J} は電流密度とする。微分方程式の適用方法を以下で述べる。

まず Maxwell の方程式 A.73, A.74 を時間および空間について 1 次差分を用いて差分化する。1 次差分には中央差分を用いる。電磁界のある 1 つの成分を F とすると、中心差分は

$$\frac{\partial F}{\partial x} \approx \frac{F\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right) - F\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z, t\right)}{\Delta x} \quad (\text{A.77})$$

$$\frac{\partial F}{\partial t} \approx \frac{F\left(x, y, z, t + \frac{\Delta t}{2}\right) - F\left(x, y, z, t - \frac{\Delta t}{2}\right)}{\Delta t} \quad (\text{A.78})$$

で与えられる。解析領域は微小セルに分割・離散化されるため、点 (x, y, z, t) は

$$(x, y, z, t) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) \quad (\text{A.79})$$

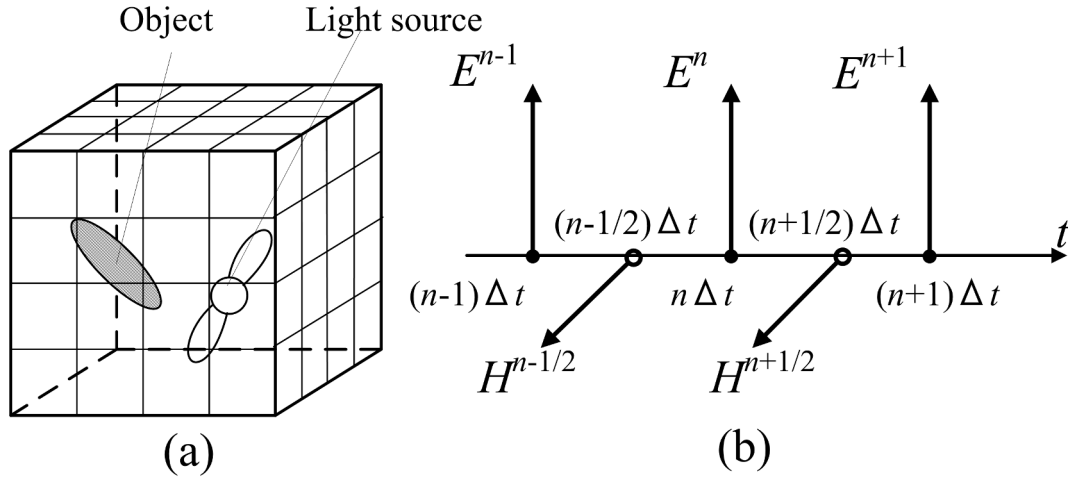


Figure A.15: (a) 解析領域の分割 (b) 電磁界の時間配置

で表される各格子点に割り当てられる. $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ はセルサイズ, Δt は時間ステップを示す. 以降, $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ および Δt を省略し,

$$F(x, y, z, t) = F^n(i, j, k) \quad (\text{A.80})$$

と記述する.

媒質を等方, 非分散性とし, 式 (A.73), (A.74) を構成方程式 $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$, $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$, $\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E}$ を用いて電界, 磁界に直すと,

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon}\mathbf{E} + \frac{1}{\varepsilon}\nabla \times \mathbf{H} \quad (\text{A.81})$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu}\nabla \times \mathbf{E} \quad (\text{A.82})$$

となる. 電界, 磁界の時間微分は中央差分を使うことから式 (A.78) を用い,

$$\left. \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right|_{t=(n-\frac{1}{2})\Delta t} = \frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} \quad (\text{A.83})$$

$$\left. \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} = \frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} \quad (\text{A.84})$$

となる. ただし, 電磁界の時間配置は Fig. A.15(b) に示すように割り当てている. 式 (A.83), (A.84) を, 式 (A.81), (A.82) に代入すると,

$$\frac{E^n - E^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon}\mathbf{E}^{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{\varepsilon}\nabla \times \mathbf{H}^{n-\frac{1}{2}} \quad (\text{A.85})$$

$$\frac{H^{n+\frac{1}{2}} - H^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu}\nabla \times \mathbf{E}^n \quad (\text{A.86})$$

となる．式 (A.85) の右辺 $\omega \mathbf{E}^{n-1/2}$ を

$$\sigma \mathbf{E}^{n-1/2} \rightarrow \sigma \frac{\mathbf{E}^{n-1} + \mathbf{E}^n}{2} \quad (\text{A.87})$$

で近似すると式 (A.85) は

$$\frac{\mathbf{E}^n - \mathbf{E}^{n-1}}{\Delta t} = -\frac{\sigma}{\varepsilon} \frac{\mathbf{E}^{n-1} + \mathbf{E}^n}{2} + \frac{1}{\varepsilon} \nabla \times \mathbf{H}^{n-1/2} \quad (\text{A.88})$$

となり，これを \mathbf{E}^n について解くと

$$\mathbf{E}^n = \frac{1 - \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \mathbf{E}^{n-1} + \frac{\Delta t / \varepsilon}{1 + \frac{\sigma \Delta t}{2\varepsilon}} \nabla \times \mathbf{H}^{n-1/2} \quad (\text{A.89})$$

となる．この式から， \mathbf{E}^n は \mathbf{E}^{n-1} ， $\mathbf{H}^{n-1/2}$ から求めることが可能であることがわかる．さらに， $\mathbf{H}^{n+1/2}$ については，式 (A.86) より，

$$\mathbf{H}^{n+1/2} = \mathbf{H}^{n-1/2} - \frac{\delta t}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}^n \quad (\text{A.90})$$

となり， $\mathbf{H}^{n-1/2}$ と求めた \mathbf{E}^n から求めることが可能である．

このような計算を繰り返すことで差分を用いて離散的に Maxwell の方程式を解くことができる [91]．

FDTD 法ではセルサイズを小さくすればより精度の高い結果を得ることができる．しかし，計算領域が増えると計算時に膨大なメモリを必要とするため，計算をする際には計算領域や次元を小さくし，適切なセルサイズを選択することが重要である．波源や物体の構造が z 方向に変化しない場合，計算を簡略化し，2 次的に電磁場解析を行うことが可能である．セルサイズは一般的に問題とする最大周波数に対してセルの一片を 1/10 波長程度以下にすることが必要とされる．また大まかな特徴を知りたいだけなのであれば，ナイキストのサンプリング定理より 1/2 波長以下の周波数で行うこともできる．

FDTD 法では，有限の解析領域をとるため，解析領域の境界について適切な境界条件が必要である．周期構造を計算する際には周期境界条件を使用することができる．周期境界条件は，ある 2 つの境界を連続したものとして取り扱う境界条件である．

解放領域の問題を扱う場合，解析領域の外壁に反射が起こらないような条件を設定する必要がある．これを吸収境界という．ナノスリット構造の電磁場解析には PML (Perfectly matched layer) 吸収境界条件を用いた．この方法では解析領域の外壁付近に仮想媒質である PML を配置する．PML 媒質は垂直に入射する光や斜めに入射する光の反射を 0 にする実在しない媒質であり，Maxwell 方程式は成立しない．

付録 B

加工技術

ここでは加工技術について述べる。加工装置の構成や加工の原理、関連する研究、予備実験などについて記述する。

B.1 電子線リソグラフィ

電子線リソグラフィはパターンを形成したい基板表面に感光性材料膜 (レジスト) を形成し、その膜に電子線を照射してパターン膜を生成する手法である。

投影露光の解像度 R は一般に次のレイリーの式で与えられる。

$$R = k_1 \cdot \lambda / \text{NA} \quad (\text{B.1})$$

λ は露光波長、NA は光学系の開口数、 k_1 はレジストの性能や解像度向上技術の利用の有無などで決まる比例定数である。この式であらわされるように解像度は最小でも波長程度となる。

光を用いたフォトリソグラフィの解像度は光の波長の制約を受ける。水銀ランプ等の近紫外光で波長 400 nm 前後、ArF エキシマレーザで波長 193 nm であり、描画パターンの解像度も数百 nm 程度となる。

一方で電子線は波長が非常に短く、加速電圧 50 kV のとき 0.005 nm 程度である [92]。レジストの性能の影響を受けて波長に対する解像度はやや悪化するものの、10 nm 程度の解像が可能である。

電子線リソグラフィの基本的な工程は

- 基板表面へのレジストの塗布
- 電子線描画によるレジストの変質 (潜像)
- 潜像を現像液で処理してレジストパターンを成型する現像

の3つで構成される。

B.1.1 電子線描画装置

レジストパターンの製作のため，電子線描画装置 F5112+VD01(アドバンテスト)を使用した．装置の外観を図 B.1 に示す．装置の性能・仕様を表 B.1 に示す．

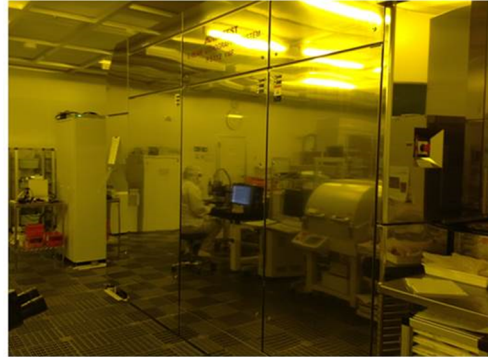


Figure B.1: 電子線描画装置 F5112+VD01 の外観

Table B.1: 電子線描画システム F5112+VD01 の性能 [93]

項目	仕様
最小線幅	100 nm
パターン寸法打度	15 nm (3σ)
フィールド接合精度	$ \text{平均値} + 3\sigma \leq 40 \text{ nm}$
描画方式	可変矩形ならびにブロック露光
加速電圧	50 kV

電子線描画装置は電子銃から放出された電子を磁界レンズで集束，偏光させながら基板に照射する．可変成型ビーム方式によるベクタ描画である．図 B.2 に可変成型ビーム方式の電子線描画装置の構成を示す．絞りと静電偏向によって矩形ビームを形成し，さらに静電偏向で照射位置を決定して試料に電子線を照射する [94]．

面積がある電子ビームを照射するため，大面積のパターンも短時間で描画することができ，非常に高速な描画が可能である．使用した電子線描画装置 F5112+VD01 が静電偏向で描画できる範囲は $80 \mu\text{m}$ 角であり，それ以上の広い範囲の描画には x , y ステージによる機械的な移動が必要である．この範囲はフィールドサイズと呼ばれる．この移

動の位置精度は静電偏向によるものよりも低く、フィールドの接合部分にずれが生じることがある。この精度はフィールド接合精度と呼ばれる。

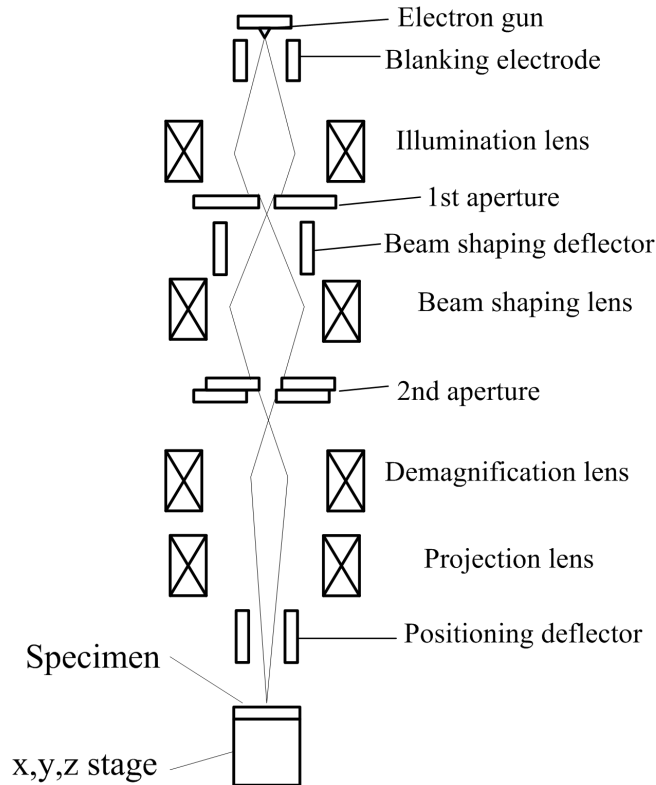


Figure B.2: 可変成型ビームを用いた電子線描画装置の構成

大面積パターンの製作にはポイントビーム式の電子線描画装置 JBX6300FS(日本電子)を使用した。

B.1.2 電子線レジスト

電子線描画では、電子線を照射することで化学的性質が変化する樹脂を基板に塗布し、そこに電子線でパターンを描画することで樹脂を成型する。電子線を照射した部分が現像液に溶けるようになるレジストはポジ型レジスト、照射した部分が溶けなくなるレジストはネガ型レジストと呼ばれる。

本研究では電子線レジストとして OEBR-CAP112PM(東京応化工業), OEBR-CAN028T2PE(東京応化工業), SAL601H(ローム& ハース)を使用した。OEBR-CAP112PM はポジ型の電子線レジストである。粘度が 21.5 cP と比較的高く、1 μm を超えるような厚膜成膜に適する。OEBR-CAN028T2PE はネガ型の電子線レジストである。粘度は 3.1 cP であ

り、スピコート時には比較的薄い膜厚となる。SAL601H はネガ型の電子線レジストである。

B.1.3 本論文における電子線描画工程

本論文の実験で行われた電子線描画の描画工程を表 B.2 に示す。レジスト塗布や露光後ベイクの工程はレジストの種類によって異なる。

OAP(ヘキサメチルジシラザン) は基板表面の疎水化のために使用される。帯電防止剤にはエスペイサー AX1(昭和電工) を用いた。

Table B.2: 電子線描画装置 F5112+VD01(アドバンテスト) および、電子線レジスト OEBR-CAP112PM, OEBR-CAN028T2PE 使用時の電子線描画の基本工程

手順	工程	スピコート回転数	ベイク温度	時間
1	基板洗浄	-	-	
2	基板乾燥	-	180°C	10 min 以上
3	OAP 塗布	2500 rpm	110°C	1 min
4	レジスト塗布	条件による	110°C	条件による
5	帯電防止剤塗布	2500 rpm	110°C	2 min
6	電子線描画	-	-	-
7	露光後ベイク	-	条件による	条件による
8	洗浄	-	-	60 s
9	現像	-	-	60 s
10	1 回リンス	-	-	数秒程度
11	2 回リンス	-	-	数秒程度
12	3 回リンス	-	-	数秒程度
13	エアブロー	-	-	-
14	O ₂ プラズマアッシング	-	-	8 or 15 s

B.2 蒸着

本研究ではリフトオフによる加工で、金属成膜のために真空蒸着装置 SVC-700EB(サンヨー電子) を用いた。装置の外観を図 B.3 に、装置の概要を図 B.4 に示す。

真空蒸着器は高真空中で蒸着源を高温に加熱し、生じた蒸気を用いて成膜する手法で

Table B.3: 電子線描画装置 JBX6300FS(日本電子) および電子線レジスト SAL601H 使用時の電子線描画の基本工程

手順	工程	スピコート 回転数	バイク温度	時間
1	基板洗浄	-	-	
2	基板乾燥	-	120°C	5 min 以上
3	OAP 塗布	500,3000 rpm	90°C	スピン 3 s, 20 s, バイク 1 min
4	レジスト塗布	条件による	115°C	バイク 3 min
6	電子線描画	-	-	-
7	露光後バイク	-	115°C	6 min
8	冷却	-	-	5 min
9	現像	-	-	8 min 以上
10	1 回リンス	-	-	数秒程度
11	2 回リンス	-	-	数秒程度
13	エアブロー	-	-	-
13	ポストバーク	-	130°C	2 min
14	O ₂ プラズマアッシング	-	-	条件による



Figure B.3: 蒸着装置 SVC-700EB の外観

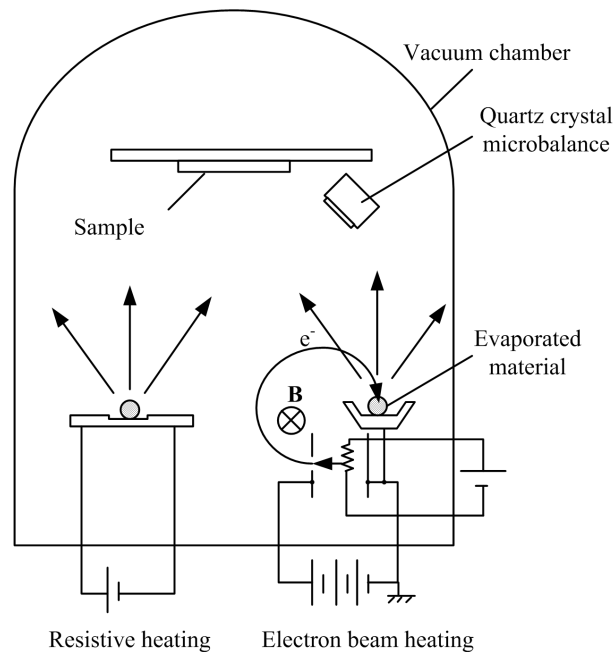


Figure B.4: 蒸着装置 SVC-700EB の概要

ある。高真空中では蒸発した金属原子は空気分子に進路を妨げられないため、熱による運動エネルギーを持ち、真空中を直進する。金属の進路に試料を設置すると金属は試料に当たり堆積する。この手法は金属原子が直線的に基板に到達することから段差被膜性が低い。そのため、レジスト上の金属を剥離する工程があるリフトオフ法のための金属成膜に適している。

本装置は蒸着源の加熱の方法として、蒸着源に電流を流して加熱する抵抗加熱と、蒸着源に電子線を照射して加熱する電子ビーム加熱の2種類を採用している。本論文のAu・Alの成膜には抵抗加熱、Crの成膜には電子ビーム加熱を用いている。

蒸着中の膜厚を測定するために基板付近に蒸着モニタ XTM/2 を設置した。この装置は水晶振動子を用いて膜厚測定を行う。圧電素子で作られた水晶振動子表面に物質を成膜し、共振周波数の変化を監視することで膜厚を測定する。

B.3 スパッタリング

スパッタリング成膜はプラズマで金属をターゲット材の金属を物理的にエッチングし、エッチングによって飛び出した金属原子を試料に付着させることで金属膜を成膜する手法である。本研究では NFTS(New Facing Targets Sputtering) 技術を用いた対向ターゲット型スパッタ装置 NFTS-3S-R 0601(FTS コーポレーション) を用いた。装置の外観

を図 B.5 に、装置の概要を図 B.6 に示す。



Figure B.5: スパッタ装置 NFTS-3S-R 0601 の外観

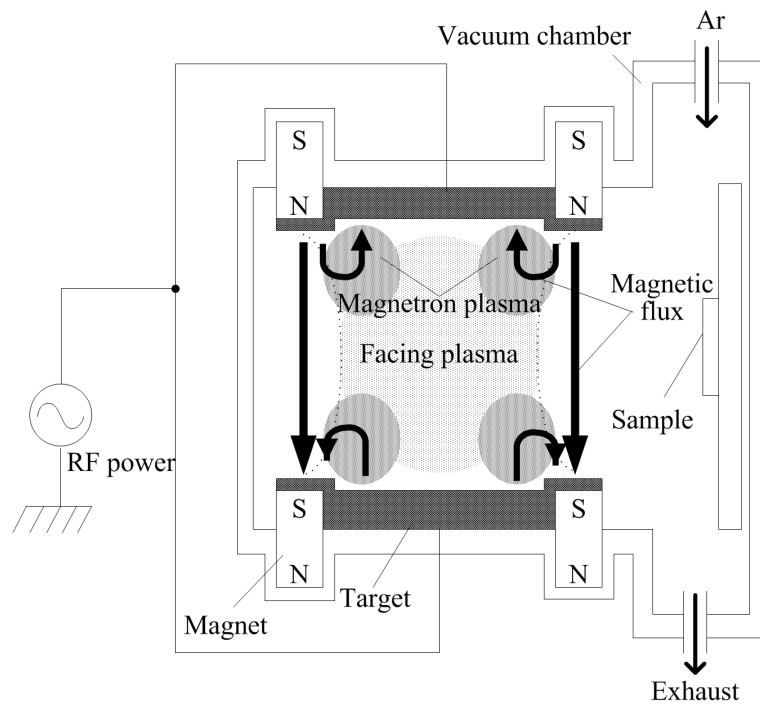


Figure B.6: スパッタ装置 NFTS-3S-R 0601 の概要

図 B.6 に示すように、装置は真空中チャンバー内に設置された対向した 1 対のターゲット材、永久磁石、RF 電源、ガス供給系、および対向ターゲットの横に設置された試料

台から構成される。Ar ガスを流入し、対向ターゲットに RF 電力を印加することで、対向電極による対向プラズマと永久磁石の自己リターンを利用したマグネトロンプラズマを同時に発生させる [95]。プラズマは永久磁石による磁束でターゲット間に閉じ込められ、試料には直接当たらない。Ar イオンによってスパッタされたターゲット材が試料側に付着することによって成膜を行う。

この方法ではプラズマが直接試料に当たらないため、試料表面の荒れや熱が発生しにくいといった利点がある。

装置には 3 種類のターゲット材を取り付けることができる。試料を所望のターゲットの方向に向けてターゲットと試料を隔てるシャッターを開閉することで異なる物質を連続で成膜することが可能である。

B.4 プラズマエッチング

ドライエッチングの手法としてプラズマエッチングを用いた。本研究では実験装置として RIE 装置 TEP-Xd-S1(立山マシン)を用いた。装置の外観を図 B.7 に、装置の概略図を図 B.8 に示す。



Figure B.7: RIE 装置 TEP-Xd-S1 の外観

この装置はマグネトロンのプラズマエッチング装置であり、図 B.8 に示すように真空チャンバー、永久磁石、平板電極、ガス供給系および RF 電源から構成される [96]。エッチングガスを流入した状態で平板電極に高周波 (Radio Frequency : RF) 電力を印加することで、気体分子を電離させ、プラズマを発生する。永久磁石によって生じる磁場

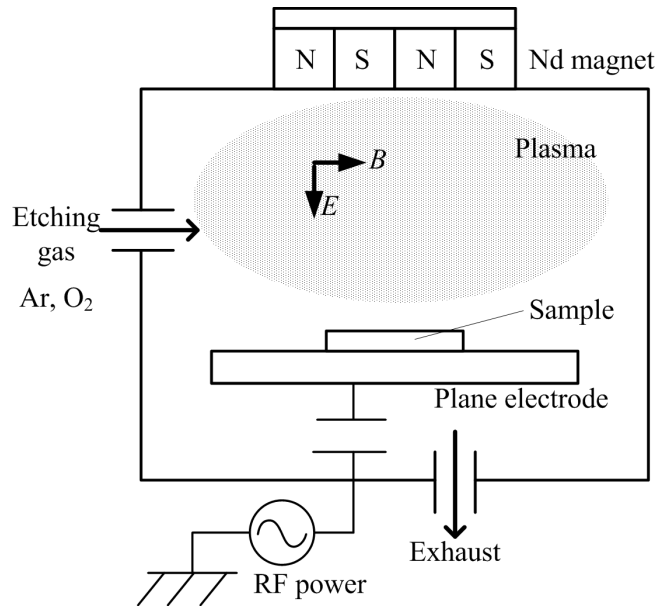


Figure B.8: RIE 装置 TEP-Xd-S1 の概要

と電力の印加によって生じる電場が直交しており、プラズマ中の電子が直交電磁界に閉じ込められる [97]. このような構成にすることで低圧でも高密度なプラズマを得ることができる.

B.4.1 SF₆ プラズマエッチング

SF₆ ガスに RF 電力を印加すると F ラジカルを生成する. F ラジカルは化学的に活性が高く, ガラスや金属など様々な物質と化学的に反応する. SF₆ プラズマはガラスや金属などを化学的エッチングと物理的エッチングの両方の作用で高速にエッチングすることが可能である.

B.4.2 Ar プラズマエッチング

Ar ガスに RF 電力を印加すると以下のようなガスの電離が生じる [98].



Ar ガスは他の物質と化学的に反応しにくく, エッチング量の多くが電離した原子の電氣的加速による物理エッチングによるものである. このようにプラズマの物理的作用のみで金属をエッチングすることはスパッタリングともよばれる.

B.4.3 O₂ プラズマエッチング

O₂ ガスに RF 電力を印加すると、ガス分子が電離する。電離した電子とイオンや分子が解離付着、再結合などを引き起こす [98]。これらの反応により、酸素は e⁻、O₂⁺、O⁻、O といった状態になる。O は酸素ラジカルとも呼ばれ、反応性が高い。

酸素プラズマは金属やガラス等をほとんどエッチングせず、有機物を選択的にエッチングする性質がある [99]。この性質から、アッシングと呼ばれるフォトリソ等の除去に用いられる。

B.5 基板洗浄工程

試料作成時に前工程として基板洗浄を行った。本研究で標準的に用いた洗浄工程を表 B.4 に示す。電子線描画等の 1 週間前以内にアセトンによる有機洗浄とピラニア洗浄を行い、基板の清浄性を確保した。

Table B.4: 基板洗浄工程

手順	洗浄液 (又は工程)	超音波洗浄	時間	回数	その他
1	純水	○	1 min	2	-
2	エタノール	○	1 min	2	-
3	アセトン	○	5 min	1	-
4	エタノール	○	1 min	1	-
5	純水	○	1 min	2	-
6	濃硫酸, 過酸化水素 (2:1)	-	15 min	1	-
7	純水	○	1 min	6	-
8	エアブロー	-	-	1	-
9	加熱乾燥	-	20 min	1	200°C

B.6 側壁プロセス

側壁プロセスは高いアスペクト比を持つ構造を製作する手法の 1 つである。レジストなどの鋳型となる構造に対して、それを覆うような薄膜を形成し、薄膜の側壁のみを残して鋳型を除去する方法である。薄膜形成時に膜を堆積させるものは「ナノコーティング法」と呼ばれることもある。

平井らは、Si 基板に対して行われる側壁プロセスでは Si の凹凸構造の表面に Si 酸化膜を形成し、側壁の酸化膜を残して Si をエッチングすることによって、工程と製作結果の例を図 B.9 に示す [100]。幅 25 nm、高さ 700 nm 程度の高アスペクト比の SiO₂ 構造が実際に製作されている。Si 基板の酸化によって得られる薄膜を使用しているため、高い耐久性が得られる特徴を持つ。形状の工夫をすることで、実際にナノインプリントを行い、パターンを転写に耐えうる高アスペクト比構造が得られている [101]。高アスペクト比のナノインプリント用モールドの生成技術への応用が期待される。

藤川らは、薄膜を堆積する手法に関して検証を行った。薄膜の成膜手法として、本研究でも利用したスパッタリングのみならず、ゾルゲル法による酸化金属の成膜 [102] や無電解メッキによる銀の成膜 [103] などの手法が実験的に検証された。高アスペクト比の構造の応用方法についても複数の検討を行っている。多層成膜を行うことによって、10 nm スケールの狭ギャップ構造を持つピラー状の金ナノ構造 (図 B.10) を製作し、プラズモンセンサとしての利用可能性を示した [75]。フィン状構造内で生じる光電場の渦状の回転現象などの興味深い事象についても報告している [76]。

B.7 スピンオンガラス

スピンオンガラス (Spin on glass:SOG) はガラス膜をスピコートで成膜する材料である。実験では Honeywell 社のスピンオンガラス ACCUGLASS®SPIN-ON GLASS 512B を使用した。このスピンオンガラスはメチルシロキサンポリマーで構成される [73]。メチルシロキサンポリマーの分子構造の概要は図 B.11 に示す通りである。塗布前はエチルアルコール・イソプロパノール・アセトンを含む溶媒にメチルシロキサンポリマーが溶けており、3000rpm で 20 秒間スピコートすることで溶媒蒸発後、約 500 nm に相当するガラス層の成膜が可能である。また、重ね塗りによって 3 μm 程度まで膜厚を増やすことができる。キュア工程まで行った際の可視光での屈折率は約 1.39 である。

SOG 成膜の予備実験を行ったので、その結果について記す。成膜工程はスピコート、低温ベイク (溶剤揮発)、高温ベイク (キュア) の 3 段階から成る。スピコート条件は (回転数 500 rpm, 3 s) の直後に (回転数 3000 rpm, 20 s) とした。低温ベイク工程は表 B.5 に示す 3 段階の温度による加熱を行った。

成膜条件を表 B.6 に示す。ヘキサメチルジシラザン (HMDS) による疎水化処理の有無、SOG の塗布回数、スピコートと低温ベイクの順番を変更しながら 4 種類の成膜条件で成膜実験を行った。成膜試料として誘起洗浄済みの 10 mm×10 mm の有数合成石英ガラス (石本商會) を用いた。高温ベイク前の段階での試料の外観を図 B.12 に示す。条件 1,4 では表面にひび割れのようなにごりが生じた。このにごりは 2-3 層目

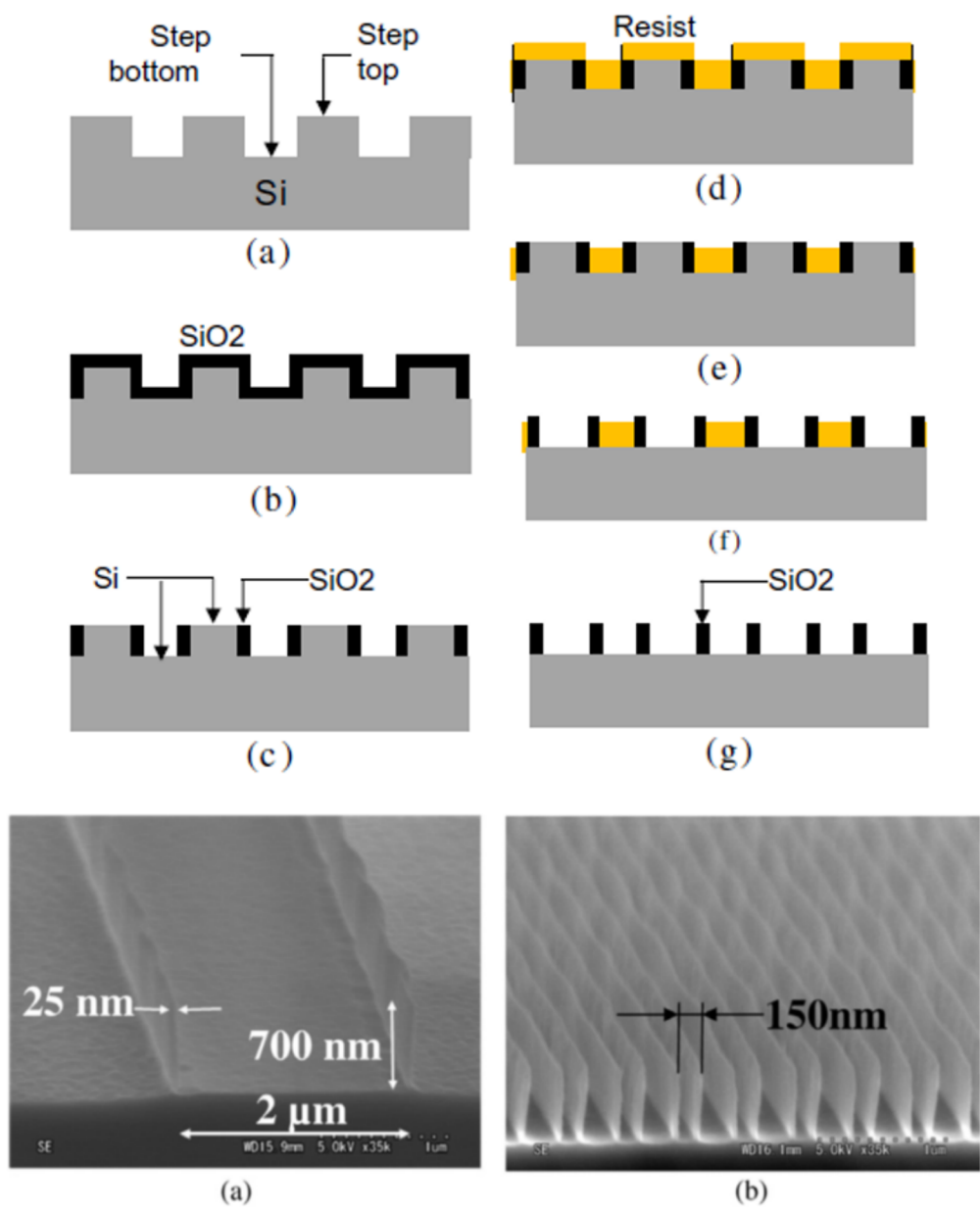


Figure B.9: Si に対するリソグラフィプロセスと製作例 [100]

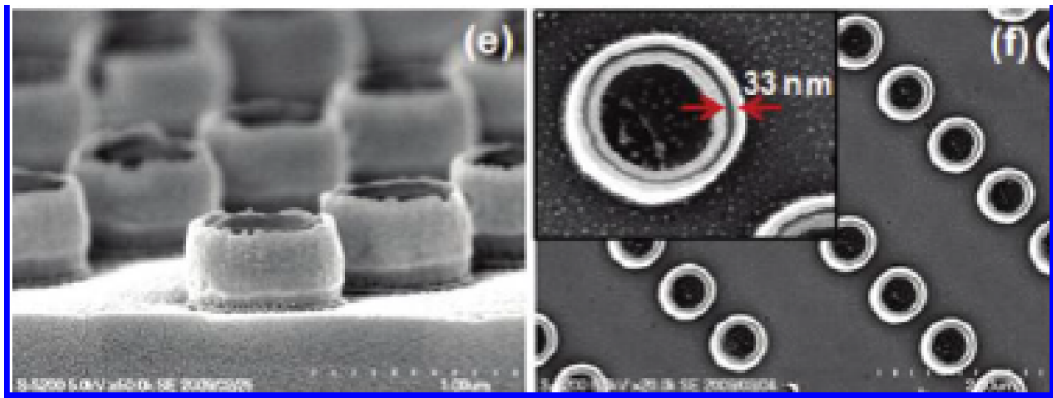


Figure B.10: 狭ギャップを有するダブルナノピラー構造 [75]

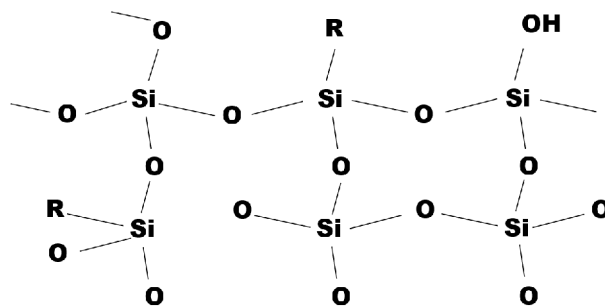


Figure B.11: SOG の分子構造の概要

Table B.5: 低温バイク行程の設定温度と時間

温度	時間
80°C	60 s
120°C	60 s
250°C	60 s

Table B.6: 成膜条件 (S→スピコート, B→低温ベイク)

試料番号	HMDS 塗布	SOG 塗布回数	塗布・ベイク順
基板 1	○	4	S,B,S,B,S,B
基板 2	×	4	S,S,S,S,B
基板 3	×	5	S,S,S,S,S,B
基板 4	○	5	S,B,S,B,S,S,B

の成膜の時点ですでに生じていた。一方条件 2, 3 ではにごりは一部分のみに見られ、全体的には平滑な膜が得られた。これらの結果から、OAP の塗布、もしくはスピコートと低温ベイクを繰り返す手法では平滑な膜が得られないことが示された。また基板 3 の結果から、少なくともスピコート 5 回程度までは平滑な膜が得られることが分かった。

基板 1 から 4 に対して高温ベイクを行った。キュア工程は大気中における電気炉 (MMF-1W, アズワン) で行った。設定温度と実際の温度の時間変化を図 B.13 に示す。425°C での 1 h の加熱を含む加熱工程を採用した。高温ベイク後の試料の外観を図 B.14 に、表面を顕微鏡観察した結果を図 B.15 にそれぞれ示す。外観は高温ベイク前と比べて大きな変化は無かった。顕微鏡像を見るとにごりが生じた基板 1 と基板 4 では基板全体にわたってひび割れと一様でない干渉色が見られた。干渉色がみられることから、薄膜内に剥がれが生じていると考えられる。にごりが生じなかった基板 2 と基板 3 では顕微鏡で見た場合も干渉色や割れは見られなかった。

SEM を使用して SOG 膜断面の観察を行った。基板 2, 基板 3 の測定結果の一例を図 B.16 に示す。基板全体で気泡や剥がれの無い薄膜が得られた。基板 2 の SOG 膜厚を 6 か所測定したところ、平均 1800 nm, 標準偏差は 700 nm であった。標準偏差が大きく、膜厚にはばらつきがあることが分かった。膜厚の傾向として、基板の外側ほど膜厚が薄くなる傾向が見られた。基板 3 の膜厚を 2 か所測定したところ、平均 2200 nm であった。以上の結果よりスピコート 1 回あたりの膜厚は 450 nm 程度であることが分かった。

表面粗さを AFM (JSPM-5200 日本電子) を用いて評価した。測定には基板 3 を用いた。測定はコンタクトモードで行い、操作幅は 20 μm , クロックは 1 ms とした。測

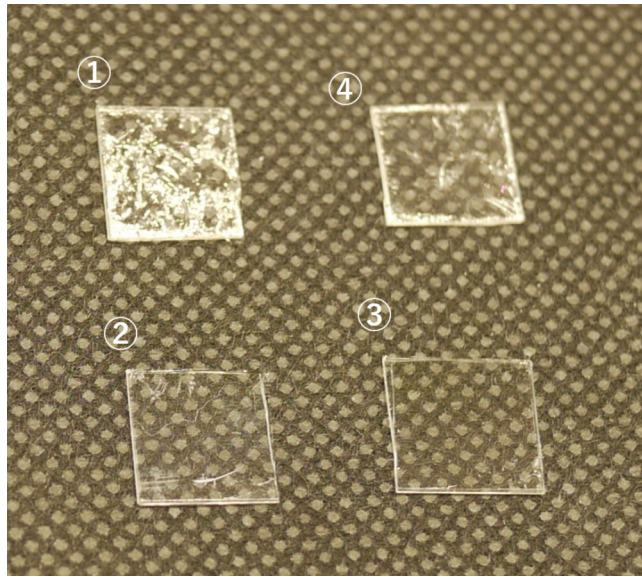


Figure B.12: スピンコート・低温バイク後の基板の様子

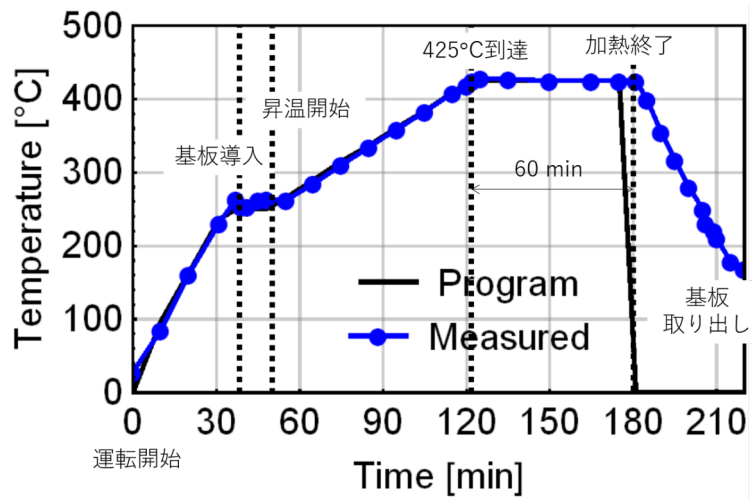


Figure B.13: 高温バイク工程における加熱温度と時間

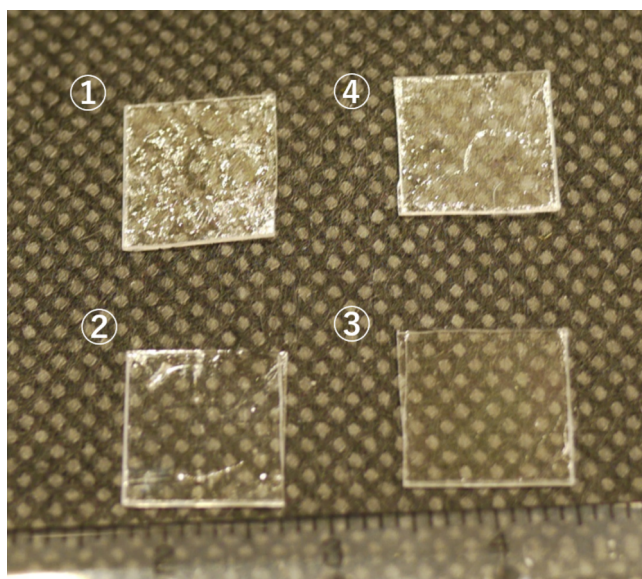


Figure B.14: 高温ベイク後の基板の様子

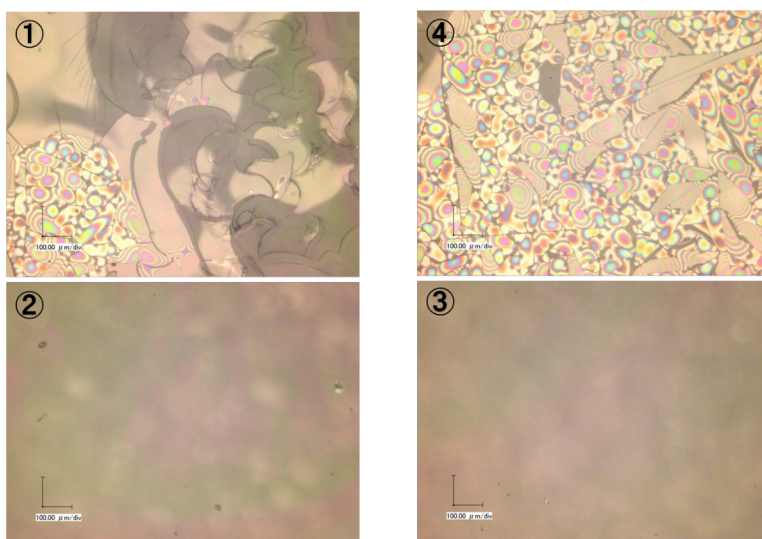


Figure B.15: 高温ベイク後の基板の様子 (光学顕微鏡 Keyence VHX-100 による撮影, 白色落射照明, 2500 倍)

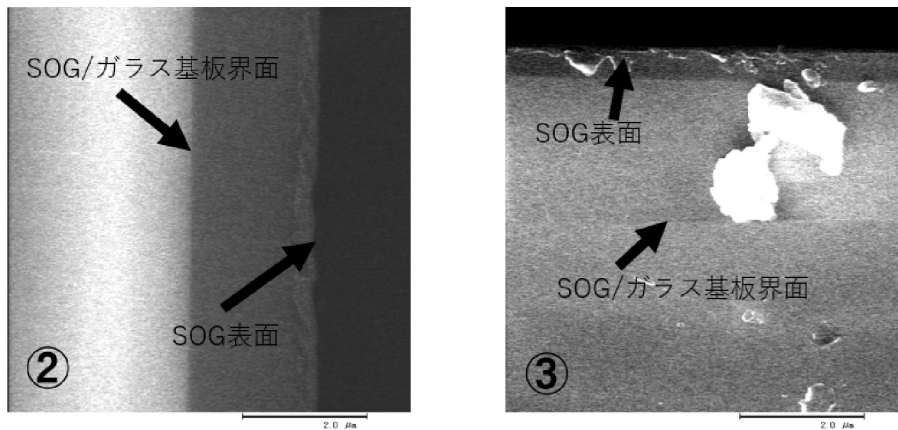


Figure B.16: 基板 2, 基板 3 の断面 (SEM による測定)

測定結果を図 B.17 に示す。左上が測定した表面のトポグラフィであり，右側の数値群中，上のは測定範囲全体の粗さ，下の者は黄緑の枠内の粗さを算出したものである。測定範囲全体の算術平均粗さ Ra は 2.07 nm であり，特に粒状の凹凸が見られない黄緑の枠内における Ra は 1.01 nm であった。どちらの粗さも光波長の $1/300$ より小さく，散乱などの光学的影響は小さいものと推察される。

薄膜の透過率スペクトル測定を行った。測定光学系には偏光顕微鏡 (テクニシナジー DF-1037+CCS100) を偏光子，波長板を外した状態で使用した。光源はハロゲンランプである。出射光を USB 分光器 (USB2000, OceanOptics) を用いて測定した。基板が無い状態 (Background) の光強度に対する，試料がある場合の光強度の比を算出した。測定にはガラス基板 (SOG 無し) と SOG 塗布済みのガラス基板 (基板 2, 3) を用いた。各 1 回測定した結果を図 B.18 に示す。波長 500 nm 以上の波長帯では 90% を超える透過率がすべての試料で得られている。波長 500 nm 以下の透過率が下がっているのはガラス基板自体の透過特性によるものである。SOG 無しのガラス基板の透過率と SOG ありの試料の透過率は誤差 2% 程度で一致し，明確な吸光は見られなかった。一部の波長でわずかに透過率が下がっている部分が存在する。これは，SOG 薄膜で生じたフレネル反射の影響であると考えられる。

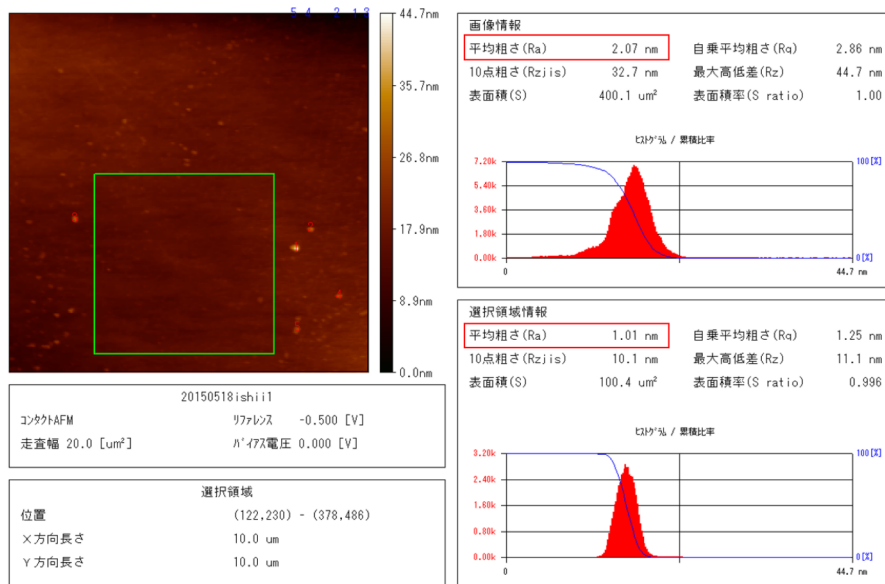


Figure B.17: 基板 3 の表面形状 (AFM による測定)

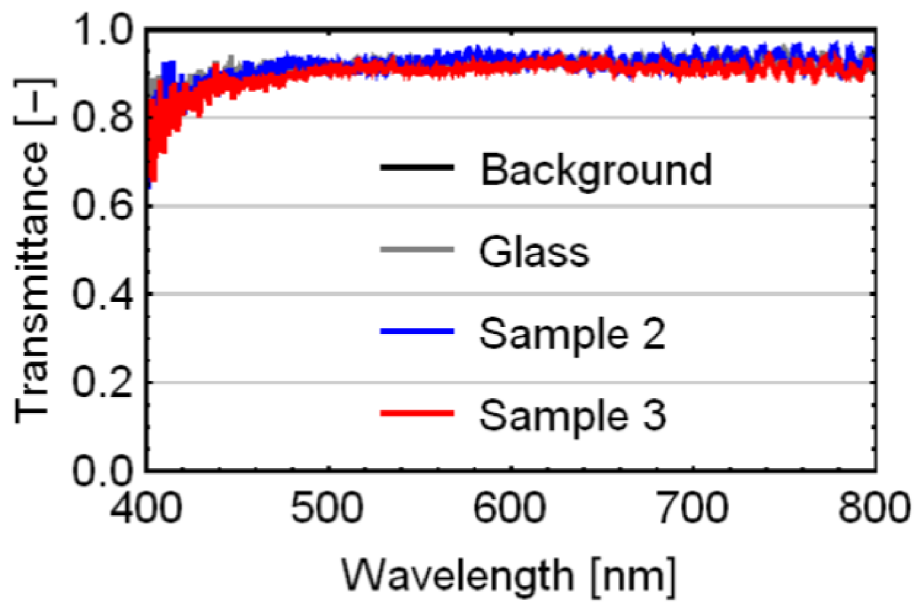


Figure B.18: 透過率スペクトルの測定結果

付録 C

アナログ回路設計

ここでは 6 章の測定装置に使用したアナログ回路の原理・設計・製作について記す。

C.1 $I - V$ 変換回路

光電子増倍管 (浜松ホトニクス H7422-40) から出力される微小電流測定のため、 $I - V$ 変換回路を作成した。光電子増倍管のデータシートより、最大出力電流は $2 \mu\text{m}$ 、モニタリングに使用するオシロスコープのホワイトノイズのレベルは 2 mV である。最大電流の 10000 分の 1 程度 (200 pA) の電流でもオシロスコープの電圧ノイズレベル程度の出力電圧が得られるように回路の設計・製作を行った。

図 C.1 にオペアンプを使用した $I - V$ 変換回路を示す。非反転端子 (+) と反転端子 (-) の間の電圧差が 0 となるイマジナルショートを仮定するとき、

$$V_{\text{out}} = I_{\text{in}}R \quad (\text{C.1})$$

が成り立つ。上記の条件を満たす出力を得るためには、 $I_{\text{in}} = 200 \text{ [pA]}$ の出力に対して、 $V_{\text{out}} \geq 2 \text{ [mV]}$ の出力を得る必要がある。この条件を満たすためには $R > 10 \text{ [M}\Omega]$ のフィードバック抵抗が必要である。

以上の方針を基に実際に回路を作成した。回路図を図 C.2 に示す。オペアンプには JFET 入力オペアンプ「LF356N」(Texas instruments) を使用した。フィードバック抵抗には 5 種類の抵抗 ($470 \text{ k}\Omega$, $1 \text{ M}\Omega$, $4.7 \text{ M}\Omega$, $10 \text{ M}\Omega$, $20 \text{ M}\Omega$) を用意し、切り替えられるようにした。出力側には高周波ノイズ低減と発振防止のためのローパスフィルタを設置した。

この回路を光電子増倍管に接続し、出力電圧をオシロスコープで観察したところ、光強度変化に対応して変動する電圧出力が確認された。

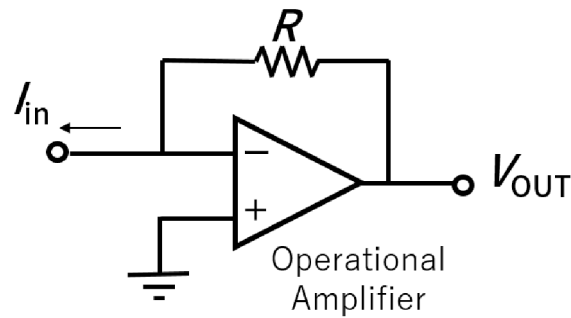


Figure C.1: オペアンプを使用した IV 変換回路

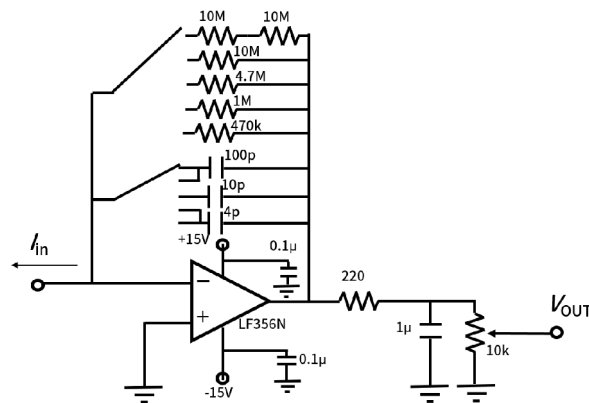


Figure C.2: 実際に製作した IV 変換回路

C.2 ボルテージフォロア

DA 変換器からピエゾドライバへ 0 から 10 V のアナログ電圧信号を出力するテストを行った際に、出力電圧が設定電圧まで上がらない問題が生じた。図 C.3 に回路接続の概要と、測定結果を示す。ピエゾドライバに出力しない状態 (図 C.3(a)) では、設定どおりに電圧値が 0 から 10 V まで変化している (図 C.3(c))。一方でピエゾドライバを接続した状態 (図 C.3(b)) では、設定どおりに電圧値が 0 から 6 V 程度までしか上がらず、設定どおりの電圧は得られなかった (図 C.3(d))。

原因として、ピエゾドライバの入力インピーダンスが小さいために電流が多く流れ、DA 変換器の出力可能な電力値を超えた可能性が挙げられる。この問題の解決のため、端子台とピエゾドライバの間に以下に示すようなボルテージフォロア回路を導入した。この回路の導入により、ピエゾドライバ接続時でも 0 から 10 V の出力が得られるよう

になった。

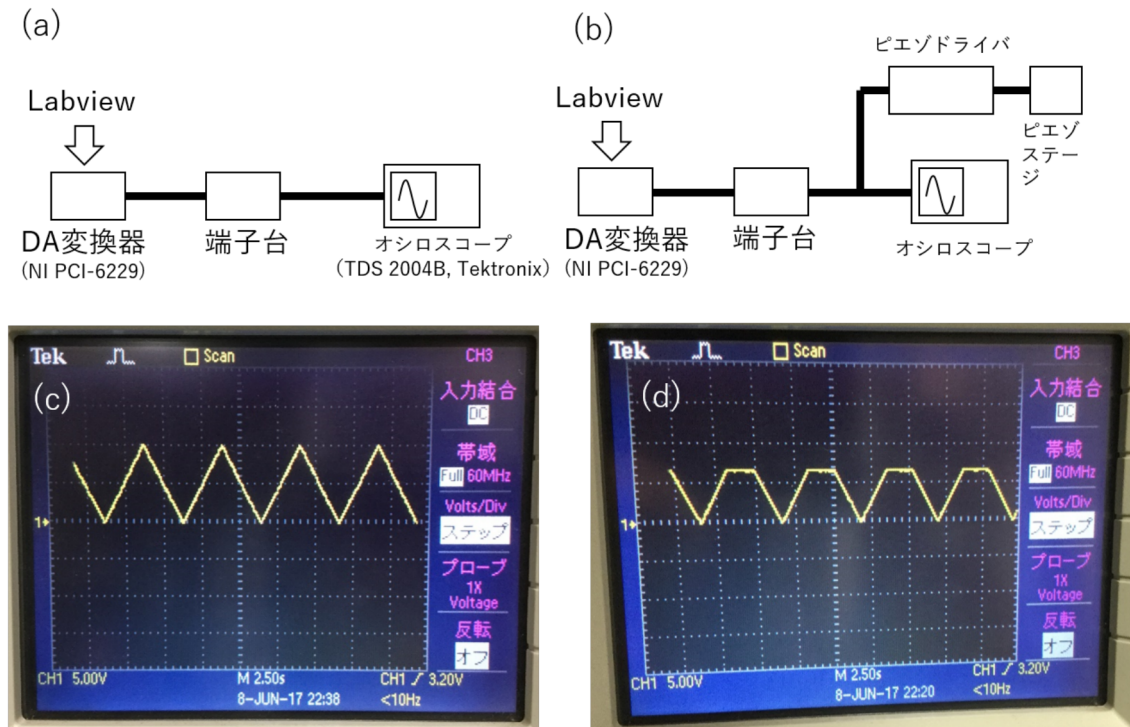


Figure C.3: オペアンプを使用したボルテージフォロア

ボルテージフォロアは入力電圧と同じ電圧を出力するオペアンプを利用した増幅回路である。一般的なボルテージフォロアの回路図を図 C.4 に示す。回路は 1 つのオペアンプから構成される。入力電圧を V_{in} 、出力電圧を V_{out} とし、非反転端子 (+) と反転端子 (-) の間の電圧差が 0 となるイマジナルショートを仮定するとき、

$$V_{in} = V_{out} \quad (C.2)$$

が成り立つ。同じ電圧を出力するだけということで見意味のない回路に見えるが、入力インピーダンス ∞ 、そして出力インピーダンス 0 という性質が得られ、回路どうしの接続のときに便利になる [104]。

実際に回路を作成し、オシロスコープで出力電圧測定を行った。オペアンプには JFET 入力オペアンプ「LF356N」(Texas instruments) を使用した。

図 C.5 に実際に製作したボルテージフォロアの回路図を示す。発振防止のために $R = 22 [\omega]$ 、 $C = 2200 [\mu F]$ の抵抗とコンデンサで構成されるローパスフィルタを付加した。

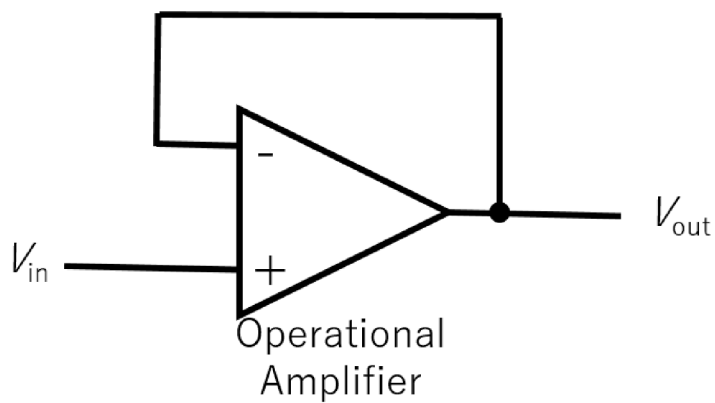


Figure C.4: 一般的なボルテージフォロア

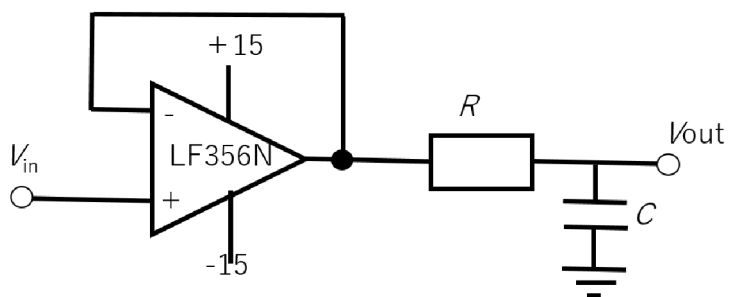


Figure C.5: ローパスフィルタを付加したボルテージフォロア

謝辞

本研究を進めるにあたり、ご多忙ながら終始懇切なるご指導・ご鞭撻を賜りました東京農工大学大学院工学研究院の岩見健太郎准教授に心より感謝いたしますと共に、厚く御礼申し上げます。

また、本論文の副査をご担当くださいました東京農工大学大学院工学研究院梅田倫弘教授、安藤泰久教授、清水大雅准教授、久保若奈准教授に心より感謝いたします。

輪講などでの確なご指導・ご鞭撻を賜りました本学技術専門職員の高柳淳夫氏、本学助教の大下賢一氏、本学特任助教の安忠烈氏、に深く御礼申し上げます。

電子線描画装置等の実験装置をお借りし、電子線描画に関して助言をいただいた三田吉郎准教授、技術職員の水村智紀氏をはじめとする東京大学大規模集積システム設計教育研究センター (VDEC) の方々に御礼申し上げます。

中空カンチレバープローブを提供いただきました、WITec 株式会社 中本圭一氏に感謝いたします。

特別計画研究および、それにかかわる研究活動にてご指導いただいた東京農工大学大学院工学研究院、田川義之准教授、実験に協力いただいた田川研究室 河本仙之介氏に感謝いたします。

また、実験装置の使用や輪講の際に数々の助言をいただきましたユニオプト 高和宏行氏、テクノ・シナジー 田所利康氏、梅田研究室 OB の李永波氏、金指康明氏、浅香孝氏に心から感謝いたします。

本研究の先任者として、数々の有益な実験データを残し、加工・測定技術の礎を築いていただいた倉持譲氏に感謝いたします。金ナノグレーティング偏光素子に関する研究課題に共に取り組んだ、岩見研究室 志村崇氏、木下卓哉氏、白木丈博氏、宮本伸吾氏、湖東裕士氏、城光寺佑樹氏に深く感謝いたします。

輪講や研究、各種イベントに共に取り組んだ、これまでに関わった梅田研究室のメンバー、および元梅田研究室・岩見研究室秘書の高和るい氏に感謝いたします。卒業後も研究・私生活共に多くの助言をいただきました、梅田研究室 OB の手島昂太朗氏に深く

謝辞

感謝いたします。研究について共に考え、取り組んできた岩見研究室創設以来の研究室のメンバーに深く感謝し、御礼申し上げます。

本学にて学生生活を送るにあたり、援助をいただいた両親に感謝いたします。

研究を行うにあたり、日本学術振興会特別研究員 (DC1) として助成を受けました。また、本研究は JSPS 科研費 15J11917 の助成を受けて行われました。

参考文献

- [1] 「浜松ホトニクス - LCOS-SLM」,
<https://www.hamamatsu.com/jp/ja/4015.html>
- [2] 秋山陽久, 玉置敬, 松永代作, クリスティアン・ルスリム, 市村國宏, ”リオトロピック液晶の光配向制御と応用”, 市村國宏 監修, ”光配向テクノロジーの開発動向”,116-117, 2010.
- [3] 斎藤進, ”液晶分子配向に用いられているラビング技術”, 表面技術, 55, 12, 120-123, 2004.
- [4] 梅田倫弘, 武田裕也, 西山達, ”ナノプローブによる液晶分子の直接配向”, 光学, 34, 5, 264-266, 2005.
- [5] 田所利康, ”光学異方性膜の膜厚・光学定数解析”, 市村國宏 監修, ”光配向テクノロジーの開発動向”,15-26, 2010.
- [6] Jean-Michel Lourtioz, Henri Benisty, Vincent Berger, Jean-Michel Gérard, Daniel Maystre, Alexei Tchelakov, Dominique Pagnoux, 木村達也 訳, ”フォトニック結晶—ナノ光デバイスを目指して—”
- [7] T. Sato, K. Miura, N. Ishino, Y. Ohtera, T. Tamamura, and S. Kawakami. Photonic crystals for the visible range fabricated by autocloning technique and their application. *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 34, pp. 63–70, 2002.
- [8] 今榮真紀子, 宮越博史, 増田修, 古田和三, ”構造的複屈折を用いた広帯域 1/4 波長板の最適設計”, KONICA MINOLTA TECHNOLOGY REPORT VOL. 3, 2006.
- [9] Jian Jim Wang, Xuegong Deng, Xiaoming Liu, Anguel Nikolov, Paul Sciortino, Feng Liu, and Lei Chen. Ultraviolet wave plates based on monolithic integration of two fully filled and planarized nanograting layers. *Optics Letters*, Vol.31, No.12, p. 1893, 2006.

- [10] G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, and S. Jackel. Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially- and azimuthally-polarized beams. *Optics Communications*, Vol. 281, No. 4, pp. 732–738, feb 2008.
- [11] 小澤祐市, 佐藤俊一, 応用物理 第 82 卷 第 1 号, 2013.
- [12] Gilad M. Lerman, Avner Yanai, and Uriel Levy. Demonstration of nanofocusing by the use of plasmonic lens illuminated with radially polarized light. *Nano letters*, Vol.9, No.5, pp. 2139–43, may 2009.
- [13] T. Grosjean and D. Courjon. Smallest focal spots. *Optics Communications*, Vol. 272, No.2, pp. 314–319, apr 2007.
- [14] Marcis Auzinsh, Dmitry Budker, Simon M. Rochester, "Optically Polarized Atoms", Oxford University Press, 2010.
- [15] Patrice Genevet, Nanfang Yu, Francesco Aieta, Jiao Lin, Mikhail A. Kats, Romain Blanchard, Marlan O. Scully, Zeno Gaburro, and Federico Capasso. Ultra-thin plasmonic optical vortex plate based on phase discontinuities. *Applied Physics Letters*, Vol. 100, No. 1, p. 013101, 2012.
- [16] Valeria Garbin, Dan Cojoc, Enrico Ferrari, Remo Zaccaria Proietti, Stefano Cabrini, and Enzo Di Fabrizio. Optical Micro-Manipulation Using Laguerre-Gaussian Beams. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.44, No.7B, pp. 5773–5776, jul 2005.
- [17] Anni Lehmuskero, Yanming Li, Peter Johansson, and Mikael Käll. Plasmonic particles set into fast orbital motion by an optical vortex beam. *Optics Express*, Vol. 22, No. 4, p. 4349, 2014.
- [18] Kohei Toyoda, Fuyuto Takahashi, Shun Takizawa, Yu Tokizane, Katsuhiko Miyamoto, Ryuji Morita, and Takashige Omatsu. Transfer of Light Helicity to Nanostructures. *Physical Review Letters*, Vol. 110, No. 14, p. 143603, 2013.
- [19] Kohei Toyoda, Katsuhiko Miyamoto, Nobuyuki Aoki, Ryuji Morita, and Takashige Omatsu. Using optical vortex to control the chirality of twisted metal nanostructures. *Nano letters*, Vol. 12, No. 7, pp. 3645–9, jul 2012.

-
- [20] Lorenzo Marrucci, Ebrahim Karimi, Sergei Slussarenko, Bruno Piccirillo, Enrico Santamato, Eleonora Nagali, and Fabio Sciarrino. Spin-to-orbital conversion of the angular momentum of light and its classical and quantum applications. *Journal of Optics*, Vol. 13, No. 6, p. 064001, 2011.
- [21] Etienne Brasselet, Naoki Murazawa, Hiroaki Misawa, and Saulius Juodkazis. Optical vortices from liquid crystal droplets. *Physical Review Letters*, Vol. 103, No. 10, pp. 4–7, 2009.
- [22] Gabriel Biener, Avi Niv, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman. Formation of helical beams by use of Pancharatnam-Berry phase optical elements. *Optics Letters*, Vol. 27, No. 21, p. 1875, 2002.
- [23] Xin-Lun Cai, Jian-Wei (University of Bristol) Wang, Michael J. Strain, Benjamin Johnson-Morris, Jiang-Bo Zhu, Marc Sorel, Jeremy L. O’Brien, Mark G. Thompson, and Si-Yuan Yu. Integrated Compact Optical Vortex Beam Emitters. *Science*, Vol. 338, No. 6105, pp. 363–366, 2012.
- [24] 宮本洋子, 和田篤, ”ラゲール・ガウスビームの発生と検出”, 光学, 35, 12, 618-624, 2006.
- [25] N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, and A. G. White. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms. *Optics Letters*, Vol. 17, No. 3, p. 221, 1992.
- [26] I.V. Basistiy, M.S. Soskin, and M.V. Vasnetsov. Optical wavefront dislocations and their properties. *Optics Communications*, Vol. 119, No. 5-6, pp. 604–612, sep 1995.
- [27] Andrei V. Kabashin and P.I Nikitin. Surface plasmon resonance interferometer for bio- and chemical-sensors. *Optics Communications*, Vol. 150, No. 1-6, pp. 5–8, 1998.
- [28] Ag Brolo. Plasmonics for future biosensors. *Nature Photonics*, Vol. 6, No. November, pp. 709–713, 2012.
- [29] E. Kretschmann and H. Raether. Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light. *Z. Naturforsch.*, Vol. 23, No. November 1968, pp. 2135–2136, 1968.
-

- [30] Yusuke Nagasaki, Masashi Miyata, Mai Higuchi, and Junichi Takahara. Surface plasmon propagation on overcrossing metallic waveguides fabricated by a pick-and-place method. *MRS Communications*, Vol. 5, No. 04, pp. 587–591, dec 2015.
- [31] Junjie Miao, Yongsheng Wang, Chuanfei Guo, Ye Tian, Shengming Guo, Qian Liu, and Zhiping Zhou. Plasmonic Lens with Multiple-Turn Spiral Nano-Structures. *Plasmonics*, Vol. 6, No. 2, pp. 235–239, jun 2011.
- [32] Weibin Chen, Don C. Abeysinghe, Robert L. Nelson, and Qiwen Zhan. Plasmonic lens made of multiple concentric metallic rings under radially polarized illumination. *Nano letters*, Vol. 9, No. 12, pp. 4320–4325, 2009.
- [33] Fenghuan Hao, Rui Wang, and Jia Wang. A Design Method for a Micron-Focusing Plasmonic Lens Based on Phase Modulation. *Plasmonics*, Vol. 5, No. 4, pp. 405–409, 2010.
- [34] Zhaowei Liu, Jennifer M Steele, Werayut Srituravanich, Yuri Pikus, Cheng Sun, and Xiang Zhang. Focusing surface plasmons with a plasmonic lens. *Nano letters*, Vol. 5, No. 9, pp. 1726–9, sep 2005.
- [35] Avner Yanai and Uriel Levy. Plasmonic focusing with a coaxial structure illuminated by radially polarized light. *Optics express*, Vol. 17, No. 2, pp. 924–32, jan 2009.
- [36] Minoru Takeda, Shinpei Okuda, Tsutomu Inoue, and Kento Aizawa. Focusing Characteristics of a Spiral Plasmonic Lens. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 52, No. 9S2, p. 09LG03, sep 2013.
- [37] Grisha Spektor, Asaf David, Bergin Gjonaj, Guy Bartal, and Meir Orenstein. Metafocusing by a Metaspiral Plasmonic Lens. *Nano Letters*, Vol. 15, No. 9, pp. 5739–5743, 2015.
- [38] Wei Yi Tsai, Jer Shing Huang, and Chen Bin Huang. Selective trapping or rotation of isotropic dielectric microparticles by optical near field in a plasmonic archimedes spiral. *Nano Letters*, Vol. 14, No. 2, pp. 547–552, 2014.
- [39] Piotr Wróbel, Jacek Pniewski, Tomasz J. Antosiewicz, and Tomasz Szoplik. Focusing radially polarized light by a concentrically corrugated silver film without a hole. *Physical Review Letters*, Vol. 102, No. 18, pp. 1–4, 2009.

-
- [40] Gilad M. Lerman and Uriel Levy. Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions. *Optics express*, Vol. 16, No. 7, pp. 4567–81, mar 2008.
- [41] Y.-B. Chen and Z M Zhang. Design of tungsten complex gratings for thermophotovoltaic radiators. *Optics Communications*, Vol. 269, No. 2, pp. 411–417, 2007.
- [42] K. Iwami, A. Iizuka, and N. Umeda. Field emission properties under laser irradiation at the plasmon resonant wavelength. In *23rd International Vacuum Nanoelectronics Conference (IVNC), 2010*, pp. 117–118, 2010.
- [43] Wei Ting Chen, Peter Török, Matthew R. Foreman, Chun Yen Liao, Wei-Yi Tsai, Pei Ru Wu, and Din Ping Tsai. Integrated plasmonic metasurfaces for spectropolarimetry. *Nanotechnology*, Vol. 27, No. 22, p. 224002, 2016.
- [44] Takashi Kakue, Yuri Moritani, Kenichi Ito, Yuki Shimozato, Yasuhiro Awatsuji, Kenzo Nishio, Shogo Ura, Toshihiro Kubota, and Osamu Matoba. Image quality improvement of parallel four-step phase-shifting digital holography by using the algorithm of parallel two-step phase-shifting digital holography. *Optics express*, Vol. 18, No. 9, pp. 9555–60, apr 2010.
- [45] James E. Millerd, Neal J. Brock, John B. Hayes, Michael B. North-Morris, Matt Novak, and James C. Wyant. Pixelated phase-mask dynamic interferometer. Vol. 5531, No. 520, p. 304, 2004.
- [46] Takahito Fukuda, Yexin Wang, Peng Xia, Yasuhiro Awatsuji, Takashi Kakue, Kenzo Nishio, and Osamu Matoba. Three-dimensional imaging of distribution of refractive index by parallel phase-shifting digital holography using Abel inversion. *Optics Express*, Vol. 25, No. 15, p. 18066, 2017.
- [47] Shinpei Ogawa and Masafumi Kimata. Wavelength- or polarization-selective thermal infrared detectors for multi-color or polarimetric imaging using plasmonics and metamaterials. *Materials*, Vol. 10, No. 5, 2017.
- [48] 「Perfect colors, captured with one ultra-thin lens — Harvard John A. Paulson School of Engineering and Applied Sciences」
<https://www.seas.harvard.edu/news/2015/02/perfect-colors-captured-with-one-ultra-thin-lens>
-

- [49] Xingjie Ni, Satoshi Ishii, Alexander V. Kildishev, and Vladimir M. Shalaev. Ultra-thin, planar, Babinet-inverted plasmonic metalenses. *Light: Science & Applications*, Vol. 2, No. 4, p. e72, 2013.
- [50] 菊池宏. ホログラフィー基盤技術の研究概要. NHK 技研 R&D, No. 138, pp. 8-21, 2013.
- [51] 早崎芳夫 編著, ”デジタルホログラフィ”, 朝倉書店, 2016.
- [52] Lingling Huang, Xianzhong Chen, Holger Mühlenbernd, Hao Zhang, Shumei Chen, Benfeng Bai, Qiaofeng Tan, Guofan Jin, Kok-Wai Cheah, Cheng-Wei Qiu, Jensen Li, Thomas Zentgraf, and Shuang Zhang. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface. *Nature communications*, Vol. 4, No. May, p. 2808, 2013.
- [53] Fei Ding, Zhuoxian Wang, Sailing He, Vladimir M Shalaev, and Alexander V Kildishev. Broadband High-Efficiency Half-Wave Plate: A Supercell-Based Plasmonic Metasurface Approach. *ACS Nano*, Vol. 9, No. 4, pp. 4111–4119, apr 2015.
- [54] Shen-Yu Hsu, Kuang-Li Lee, En-Hong Lin, Ming-Chang Lee, and Pei-Kuen Wei. Giant birefringence induced by plasmonic nanoslit arrays. *Applied Physics Letters*, Vol. 95, No. 1, p. 013105, 2009.
- [55] Davit Hakobyan, Hernando Magallanes, Gediminas Seniutinas, Saulius Juodkazis, and Etienne Brasselet. Tailoring Orbital Angular Momentum of Light in the Visible Domain with Metallic Metasurfaces. *Advanced Optical Materials*, Vol. 4, No. 2, pp. 306–312, feb 2016.
- [56] Yang Zhao and Andrea Alù. Tailoring the dispersion of plasmonic nanorods to realize broadband optical meta-waveplates. *Nano letters*, Vol. 13, No. 3, pp. 1086–91, mar 2013.
- [57] Nanfang Yu, Patrice Genevet, Francesco Aieta, Mikhail A Kats, Romain Blanchard, Guillaume Aoust, Jean-philippe Tetienne, Zeno Gaburro, and Federico Capasso. Flat Optics : Controlling Wavefronts With Optical Antenna Metasurfaces. Vol. 19, No. 3, 2013.

-
- [58] X. Li, L. Chen, Y. Li, X. Zhang, M. Pu, Z. Zhao, X. Ma, Y. Wang, M. Hong, and X. Luo. Multicolor 3D meta-holography by broadband plasmonic modulation. *Science Advances*, Vol. 2, No. 11, pp. e1601102–e1601102, 2016.
- [59] Dandan Wen, Fuyong Yue, Guixin Li, Guoxing Zheng, Kinlong Chan, Shumei Chen, Ming Chen, King Fai Li, Polis Wing Han Wong, Kok Wai Cheah, Edwin Yue Bun Pun, Shuang Zhang, and Xianzhong Chen. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms. *Nature Communications*, Vol. 6, No. May, p. 8241, 2015.
- [60] J. P. Balthasar Mueller, Noah A. Rubin, Robert C. Devlin, Benedikt Groever, and Federico Capasso. Metasurface Polarization Optics: Independent Phase Control of Arbitrary Orthogonal States of Polarization. *Physical Review Letters*, Vol. 118, No. 11, pp. 1–5, 2017.
- [61] Jongbum Kim, Sajid Choudhury, Clayton DeVault, Yang Zhao, Alexander V. Kildishev, Vladimir M. Shalaev, Andrea Alù, and Alexandra Boltasseva. Controlling the Polarization State of Light with Plasmonic Metal Oxide Metasurface. *ACS Nano*, Vol. 10, No. 10, pp. 9326–9333, 2016.
- [62] Warburger Stra. Tunable wave plate based on active plasmonic metasurfaces. *Optics express*, Vol. 25, No. 4, pp. 4216–4226, 2017.
- [63] 志村崇, 石井美帆, 岩見健太郎, 梅田倫弘, “熱バイモルフを利用したアクティブ ナノスリット光学位相変調器”, 電気学会センサマイクロマシン部門総合研究会電気学会研究会資料, MSS-14-8, 2014.
- [64] Takashi Shimura, Kentaro Iwami, Miho Ishii, and Norihiro Umeda. Configurable optical retarder based on plasmonic grating integrated with bimorph actuator. In *2014 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*, pp. 139–140. IEEE, aug 2014.
- [65] D. Lin, P. Fan, E. Hasman, and M. L. Brongersma. Dielectric gradient metasurface optical elements. *Science*, Vol. 345, No. 6194, pp. 298–302, jul 2014.
- [66] Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings. *Optics Letters*, Vol. 27, No. 5, pp. 285–287, 2002.
-

- [67] S. Pancharatnam, "Generalized theory of interference, and its applications", Proc. of the Indian Academy of Science, **5**, A, 1956.
- [68] 大津元一, 田所利康, "光学入門", 朝倉書店, 2008.
- [69] P. B. Johnson and R. W. Christy. Optical Constants of the Noble Metals. *Physical Review B*, Vol. 6, No. 12, pp. 4370–4379, dec 1972.
- [70] Aleksandar D. Rakić, Aleksandra B Djurišić, Jovan M Elazar, and Marian L Majewski. Optical Properties of Metallic Films for Vertical-Cavity Optoelectronic Devices. *Applied Optics*, Vol. 37, No. 22, p. 5271, 1998.
- [71] I. H. Malitson. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 55, No. 10, p. 1205, oct 1965.
- [72] Gorachand Ghosh. Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals. *Optics Communications*, Vol. 163, No. 1-3, pp. 95–102, may 1999.
- [73] 「ラサ工業株式会社 - 塗布平坦化・絶縁膜材料」
<http://www.rasa.co.jp/s-polymer.html>
- [74] M. N. Polyanskiy, "Refractive index database," <https://refractiveindex.info>. Accessed on 2017-11-23.
- [75] Wakana Kubo and Shigenori Fujikawa. Au double nanopillars with nanogap for plasmonic sensor. *Nano letters*, Vol. 11, No. 1, pp. 8–15, jan 2011.
- [76] Etsuo Maeda, Yaerim Lee, Youjiro Kobayashi, Akiko Taino, Mari Koizumi, Shigenori Fujikawa, and Jean-Jacques Delaunay. Sensitivity to refractive index of high-aspect-ratio nanofins with optical vortex. *Nanotechnology*, Vol. 23, No. 50, p. 505502, dec 2012.
- [77] Jing Qin and Norihiro Umeda. Near-Field Birefringence Response of Liquid Crystal Molecules in Thickness Direction of Liquid Crystal Thin Film Orientated by Shear Force. *Chinese Physics Letters*, Vol. 24, No. 10, pp. 2906–2909, 2007.
- [78] René Dändliker, Piero Tortora, Luciana Vaccaro, and Antonello Nesci. Measuring three-dimensional polarization with scanning optical probes. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, Vol. 6, pp. S18–S23, 2004.

-
- [79] M. Schnell, A. Garcia-Etxarri, J. Alkorta, J. Aizpurua, and R. Hillenbrand. Phase-Resolved Mapping of the Near-Field Vector and Polarization State in Nanoscale Antenna Gaps. *Nano Letters*, Vol. 10, No. 9, pp. 3524–3528, 2010.
- [80] B. le Feber, N. Rotenberg, D. M. Beggs, and L. Kuipers. Simultaneous measurement of nanoscale electric and magnetic optical fields. *Nature Photonics*, Vol. 8, No. 1, pp. 43–46, 2013.
- [81] Martin Schnell, Aitzol Garcia-Etxarri, Andreas J. Huber, Kenneth B. Crozier, Andrei Borisov, Javier Aizpurua, and Rainer Hillenbrand. Amplitude- and phase-resolved near-field mapping of infrared antenna modes by transmission-mode scattering-type near-field microscopy. *Journal of Physical Chemistry C*, Vol. 114, pp. 7341–7345, 2010.
- [82] 「WITec - SNOM」
<http://www.witec.de/jp/techniques/snom/>
- [83] Eugene Hecht 著, 尾崎善治・朝倉利光訳, ”ヘクト 光学 II -波動光学-”, 丸善株式会社
- [84] 応用物理学会光学懇話会, ”結晶光学”, 森北出版, 1975.
- [85] E.D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids (Academic press, 1985).
- [86] P G Etchegoin, E C Le Ru, and M Meyer. An analytic model for the optical properties of gold. *The Journal of chemical physics*, Vol. 125, No. 16, p. 164705, 2006.
- [87] Lihong Gao, Fabien Lemarchand, and Michel Lequime. Comparison of different dispersion models for single layer optical thin film index determination. *Thin Solid Films*, Vol. 520, No. 1, pp. 501–509, oct 2011.
- [88] A. D. Rakić. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum. *Applied optics*, Vol. 34, No. 22, pp. 4755–67, aug 1995.
- [89] 岡本隆之, 梶川浩太郎, ”プラズモニクス-基礎と応用-”, 講談社, 2010.
- [90] Craig F. Bohren, Donald R. Huffman, ”Absorption and Scattering of Light by Small Particles”, Wiley-VCH, 1983.
-

- [91] 宇野亨, "FDTD 法による電磁場解析およびアンテナ解析", コロナ社, 1998.
- [92] 横山浩, 秋永広幸, "電子線リソグラフィ教本", オーム社, 2007.
- [93] 「VLSI Design and Education Center Homepage」
<http://www.vdec.u-tokyo.ac.jp/>
- [94] 石川順三, "荷電粒子ビーム光学", コロナ社, 2001.
- [95] 「株式会社エフ・ティ・エスコポーレーション - 技術情報」,
<http://www.ftsc.co.jp/cn5/FTS-GJ1.html>
- [96] 南佑人, 山田周史, 寒川雅之, 安部隆, "DRIE 技術によるチタン製微小手術針の試作", 電気学会センサマイクロマシン部門総合研究会電気学会研究会資料, MSS-14-1, 2014.
- [97] 麻蒔立男, "薄膜作成の基礎 第4版", 日刊工業新聞社, 2005.
- [98] Michael A. Lieberman, Allan J. Lichtenberg 著, 堀勝 監修, 佐藤久明 訳, "プラズマ/プロセスの原理 第2版", 丸善株式会社, 2010.
- [99] K R Williams, K Gupta, and M Wasilik. Etch rates for micromachining processing - Part II. *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol. 12, No. 6, pp. 761–778, 2003.
- [100] J. Sakamoto, T. Nishino, H. Kawata, M. Yasuda, and Y. Hirai. High aspect ratio nano mold fabrication by advanced edge lithography without CVD. *Microelectronic Engineering*, Vol. 88, No. 8, pp. 1992–1996, aug 2011.
- [101] Junji Sakamoto, Hayato Noma, Norifumi Fujikawa, Hiroaki Kawata, Masaaki Yasuda, and Yoshihiko Hirai. Strength enhancement of nano patterns from edge lithography for nanoimprint mold. *Microelectronic Engineering*, Vol. 98, pp. 189–193, oct 2012.
- [102] Rie Takaki, Hiromi Takemoto, Shigenori Fujikawa, and Kunitake Toyoki. Fabrication of nanofins of TiO₂ and other metal oxides via the surface sol-gel process and selective dry etching. *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*, Vol. 321, pp. 227–232, 2008.

- [103] Kentaro Miyoshi, Yoshitaka Aoki, Toyoki Kunitake, and Shigenori Fujikawa. Facile fabrication of silver nanofin array via electroless plating. *Langmuir : the ACS journal of surfaces and colloids*, Vol. 24, No. 8, pp. 4205–8, apr 2008.
- [104] 涌井伸二, ”現場で役立つオペアンプ回路 —サーボ系を中心として—”, コロナ社, 2017.

業績リスト

○は発表者.

学術論文

1. Kentaro Iwami, Miho Ishii, Yuzuru Kuramochi, Kenichi Ida, Norihiro Umeda, “Ultrasmall radial polarizer array based on patterned plasmonic nanoslits”, Applied Physics Letters, 101, 161119 (2012).
[第3章に対応]
2. Miho Ishii, Kentaro Iwami, and Norihiro Umeda, “An Au nanofin array for high efficiency plasmonic optical retarders at visible wavelengths”, Applied Physics Letters 106, 021115 (2015).
[第3,4章に対応]
3. 石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「Al ナノスリットアレイを用いた可視-紫外域用透過型位相子」、レーザー研究、Vol. 43, No. 5, pp. 304-308 (2015).
[第3,4章に対応]
4. Miho Ishii, Kentaro Iwami, and Norihiro Umeda, “Highly-efficient and angle-independent zero-order half waveplate at broad visible wavelength based on Au nanofin array embedded in dielectric”, Optics Express, 24, 8, 7966-7976 (2016).
[第3,5章に対応]

国際会議

1. ○Kentaro Iwami, Yuzuru Kuramochi, Miho Ishii, Kenichi Ida, and Norihiro Umeda, “Microfabricated radial polarization converter based on plasmonic nanoslit array retarder”, The 12th International Conference on Near-field Optics, Nanopho-

- tonics & Related Techniques (NFO-12), pp. , Donostia San Sebastian, Spain, September (2012)
2. ○Miho Ishii, Yuzuru Kuramochi, Kenichi Ida, Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, “ Microfabricated Radial Polarization Converter based on Gold Plasmonic Nanoslit ” , JSAP-OSA Joint Symposia 2012, 11a-G1-5, Matsuyama, September (2012)
3. ○Miho Ishii, Kenichi Ida, Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, ” Microfabricated half-waveplate based on Gold Fin Array ” , The 9th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics (APNFO2013), Oral 33, Singapore, July (2013)
4. Miho Ishii, ○Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, “ Plasmonic half-waveplate based on gold nanoslit and its application to ultrasmall radial polarization converter ” , SPIE Optics+Photonics 2013, 880922, San Diego, August (2013)
5. Takashi Shimura, ○Kentaro Iwami, Miho Ishii, Norihiro Umeda, “ CONFIGURABLE OPTICAL RETARDER BASED ON PLASMONIC GRATING INTEGRATED WITH BIMORPH ACTUATOR ” , 2014 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics (OMN2014), Glasgow, UK, August (2014)
6. ○Miho Ishii, Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, ” Microscale waveplate based on Aluminum nanoslit array at visible to near-UV wavelength ” , The 10th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics (APNFO10), P2-31, Hakodate, July (2015)
7. ○Takashi Shimura, Takuya Kinoshita, Miho Ishii, Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, “Optical phase modulator based on mechanical deformable plasmonic grating” , The 10th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics (APNFO10), Contr 8-6 , Hakodate, Japan, July (2015)
8. ○Takashi Shimura, Kentaro Iwami, Miho Ishii, Hideaki Nagasaki, Norihiro Umeda, “Birefringence modulation of thermally-driven metal nanograting” , SPIE NanoScience + Engineering, 9544 95441K, San Diego Convention Center, San Diego, California, United States, August (2015)
9. ○Miho Ishii, Sennosuke Kawamoto, Kentaro Iwami, and Yoshiyuki Tagawa, “ Optically-induced focused microjets assisted by plasmonic heat source ” , The

-
- 14th International Conference on Near-Field Optics, Nanophotonics and Related Techniques (NFO-14), Tu-9P-93, Hamamatsu, September (2016)
 10. ○Miho Ishii, Takehiro Shiraki, Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, "Phase- and polarization-resolved scanning probe microscopy with hollow cantilever", The 11th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics (APNFO11), Contr 10-2, Tainan, July (2017)
 11. ○Takehiro Shiraki, Miho Ishii, Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, "Study on high transmittance micro radial polarizer embedded in dielectric", The 11th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics (APNFO11), Contr 9-5, Tainan, July (2017)
 12. ○Shingo Miyamoto, Miho Ishii, Kentaro Iwami, Norihiro Umeda, "High-transmittance and wide-viewing-angle hologram pixels using Au nanofin", The 11th Asia-Pacific Conference on Near-field Optics (APNFO11), Poster No. 114, Tainan, July (2017)

国内学会

1. ○石井美帆、井田健一、岩見健太郎、梅田倫弘、「プラズモニクナノスリットによる光学位相子」、Optics & Photonics Japan 2012、24pE4、タワーホール船堀、10月(2012)
2. ○石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「アルミニウムナノスリット構造によるマイクロ近紫外1/2波長板」、第74回応用物理学会秋季学術講演会、19a-C14-9、同志社大学京田辺キャンパス、9月(2013)
3. ○石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「金属ナノスリット構造を用いた微小光学位相子」、日本機械学会関東支部第20期講演会、21309、東京農工大学小金井キャンパス、3月(2014)
4. ○石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「可視域におけるマイクロ軸対称偏光子アレイのための金ナノスリット光学位相子」、マイクロマシン・センサシステム研究会、MSS-14-007、東京大学生産技術研究所、5月(2014)
5. ○志村崇、石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「熱バイモルフを利用したアクティブナノスリット光学位相変調器」、電気学会センサ・マイクロマシン部門総合研究

- 会、東京大学生産技術研究所、東京都、5月(2014)
6. ○岩見健太郎、志村崇、石井美帆、梅田倫弘、「金属ナノグレーティングを用いた可視・紫外光学位相子と可変メタマテリアルへの応用」、第39回光学シンポジウム、東京大学生産技術研究所、東京都、6月(2014)
 7. ○石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「ナノコーティングプロセスによる金ナノフィン光学位相子」、第75回応用物理学会秋季学術講演会、18a-C1-5、北海道大学札幌キャンパス、9月(2014)
 8. ○志村崇、石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「熱駆動型金属ナノスリットを用いたマイクロ光学位相変調器」、第31回センサ・マイクロマシンと応用システムシンポジウム、くにびきメッセ、10月(2014)
 9. ○志村崇、石井美帆、岩見健太郎、長秀昭、梅田倫弘、「熱駆動するプラズモニック Au ナノグレーティングの複屈折変調」、日本光学会ナノオプティクス研究グループ第21回研究討論会、山梨大学、山梨県甲府市、3月(2015)
 10. ○石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「誘電体埋め込み金ナノフィンアレイによる高透過率マイクロ光学位相子」、第76回応用物理学会秋季学術講演会、15a-2G-7、名古屋国際会議場、9月(2015)
 11. ○木下卓哉、志村崇、石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「静電駆動ナノグレーティングによる光位相変調素子」、第32回センサ・マイクロマシンと応用システムシンポジウム(朱鷺メッセ)、30am2-PS-032、10月(2015)
 12. ○石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「誘電体埋め込み金ナノフィンアレイ波長板の透過光特性」、第41回光学シンポジウム、25、東京大学生産技術研究所、6月23-24日(2016)
 13. ○木下卓哉、志村崇、石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「金ナノグレーティング構造の静電駆動による光位相変調」、マイクロマシン・センサシステム研究会、平成28年電気学会E部門総合研究会(金沢市文化ホール)、MSS-16-012、6月(2016)
 14. ○石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘「金属ナノグレーティングによるマイクロ波長板の開発」、ナノオプティクス研究グループ第23回研究討論会、博士課程学生招待講演、大阪大学(2016.11)

15. ○白木丈博、石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「高透過率マイクロラジアル偏光子」、ナノオプティクス研究グループ第23回研究討論会、P05、大阪大学、11月(2016)
16. ○宮本伸吾、石井美帆、岩見健太郎、梅田倫弘、「高透過率・高視野角ホログラムのためのAuナノスクエアチューブの検証」、ナノオプティクス研究グループ第23回研究討論会、P06、大阪大学、11月(2016)
17. ○石井美帆、白木丈博、岩見健太郎、梅田倫弘「微小ラジアル偏光素子評価のための位相・偏光分解光プローブ顕微鏡」、第78回応用物理学会秋季学術講演会、6p-PA3-9、福岡国際会議場、9月(2017)

その他

1. プレス発表：「高透過率の金属メタマテリアル」、科学新聞 2015年2月13日号
2. 受賞：応用物理学会2017年秋季学術講演会 Poster Award