

博士学位論文

微細構造に基づく光制御による

太陽エネルギー応用

宇都宮大学大学院

工学研究科 博士後期課程

磯田和貴



# 目次

<b>第1章 序論</b>	<b>1</b>
1.1 本研究の背景	1
1.2 日射を利用した熱，光制御による省エネルギー材料	2
1.2.1 日射反射材料	2
1.2.2 高反射率材料	4
1.2.3 高吸収率材料	5
1.2.4 波長選択材料	6
1.2.5 入射角選択材料	7
1.2.6 太陽光利用材料のまとめ	11
1.3 研究の目的と本論文の構成	12
<b>第2章 入射角選択反射体の評価方法と最適な反射率分布</b>	<b>15</b>
2.1 入射角選択反射体の周囲環境	15
2.1.1 太陽位置の変化	15
2.1.2 太陽光による地表面への光入射	17
2.1.3 日射の分光分布	18
2.2 入射角選択反射体	20
2.2.1 入射角選択反射モデル	21
2.2.2 太陽位置モデル	22
2.2.3 入射角選択反射による日射反射・吸収総量 $P$ の計算	23
2.3 入射角選択反射の周期構造による実現	26

2.3.1	微細構造による入射角選択性の原理 . . . . .	27
2.3.2	微細周期構造の解析手法 . . . . .	27
2.4	本章のまとめ . . . . .	30
<b>第3章</b>	<b>ナノ構造による入射角選択反射体</b>	<b>33</b>
3.1	設計モデル . . . . .	33
3.1.1	形状 . . . . .	33
3.1.2	構成材料 . . . . .	34
3.1.3	構造パラメータ . . . . .	36
3.2	周期構造の幾何形状が $P$ に及ぼす影響 . . . . .	37
3.2.1	構造パラメータが及ぼす影響 . . . . .	37
3.2.2	開口寸法を固定した場合の反射率 . . . . .	46
3.2.3	断面形状の寄与 . . . . .	49
3.2.4	材料による変化 . . . . .	52
3.3	1次元周期構造の入射方位特性・分光特性 . . . . .	53
3.3.1	方位特性解析 . . . . .	53
3.3.2	分光特性解析 . . . . .	56
3.4	半導体プロセスによる1次元周期構造の作製 . . . . .	57
3.4.1	製作手法の検討 . . . . .	58
3.4.2	1次元周期構造の製作 . . . . .	60
3.4.3	0次光を含む全回折効率の測定 . . . . .	72
3.5	まとめ . . . . .	74
<b>第4章</b>	<b>太陽光照射下での入射角選択反射体の評価</b>	<b>77</b>
4.1	目的 . . . . .	77
4.2	実験方法 . . . . .	77
4.3	基板温度の測定結果 . . . . .	79



4.4	考察 . . . . .	80
4.5	まとめ . . . . .	83
<b>第 5 章</b>	<b>結言</b>	<b>85</b>
5.1	結論 . . . . .	85
5.2	今後の展望 . . . . .	88



# 第1章 序論

## 1.1 本研究の背景

近年，温室効果ガス排出や水質汚染など環境への影響の観点から，国連による持続可能な開発目標 (SDGs) が策定され，SDGs 内のひとつの目標として，再生可能エネルギーへの転換，消費エネルギー量の削減が推進されている<sup>1)</sup>．国際的な機関としては国際エネルギー機関 (International Energy Agency) により，加盟国全体のエネルギー使用状況に関する統計の公開や将来像が示されている．

一方我が国においては，経済産業省, 資源エネルギー庁により，将来的なエネルギー使用のモデルを示す「エネルギーミックス」として，2030 年度までの需給見通しが示されている<sup>2)</sup>．これによれば，経済成長目標を考慮した 2030 年度の総発電電力量に対し，発電方法としての液化天然ガスの削減，再生可能エネルギーの倍化と併せ 17%の省エネルギー化を目標としている．このエネルギーミックスのうち，省エネルギーのための戦略として挙げられているものは，

- 企業間連携による省エネルギー
- 貨物輸送の効率化
- 住宅・ビルのゼロエネルギー化
- 水素基本戦略の実施
- 熱利用プロセスの高効率利用

## 第1章 序論

となる。住宅やビルのエネルギー消費量を削減しゼロエネルギー化することは、全体のエネルギー消費量低減に対する有効な手段である。

このような住宅やビルのエネルギー消費量を左右する要素の一つに、冷房や暖房などの熱環境がある。このような熱環境の要素として、太陽光が存在する。太陽光は、温暖な気候の下では建築物の開口や外皮を通して吸収されて内部の温度上昇を招き、エネルギー消費増加の原因となる。一方、寒冷な地域や気候下においては、補助的な熱源として外壁や開口から逃げる熱量を抑制し、エネルギー消費量を削減する効果が期待できる。このように、省エネルギーの観点からみた太陽光の反射や吸収は、その地域や気候により、エネルギー消費に及ぼす影響が異なる。

この地域については、太陽高度、すなわち緯度と関連がある。南中時の太陽高度の高い低緯度地域では日射量が大きく、建築物がもつ太陽光への特性は反射性が求められる。一方、太陽高度の低い高緯度地域では日射量が小さく、吸収が求められている。この太陽位置は地球の公転と自転に伴い、年間を通して周期的に変化する。日本が位置する中緯度領域では年間を通じた太陽高度の変化が気候に及ぼす影響が大きく、寒暖差の強い地域といえる。したがって、このような中緯度領域では、太陽光に対して反射と吸収の双方が求められる。

## 1.2 日射を利用した熱，光制御による省エネルギー材料

### 1.2.1 日射反射材料

建築物に影響する主な熱源は、光源や電気設備、居住者などの内部の熱源に加え、太陽光などの外部からの熱源がある。簡単な建築物内部の熱収支モデルとしては、図 1.1 で示すように、内部で発生した熱  $Q_{\text{int}}$ 、および、窓を透過した太陽光による熱  $Q_{\text{trans}}$ 、屋根や壁面などの建築物外皮で吸収された熱  $Q_{\text{abs}}$  等との和である  $Q_{\text{in}}$  が正の熱収支となる。一方負の熱収支、すなわち熱流出としては、外壁面や窓から外気へ流出する熱量  $Q_{\text{out}}$  がある。このとき、正味の熱収支  $Q$  は上記の正負の熱収支の和  $Q = Q_{\text{in}} + Q_{\text{out}}$  となる。この熱

## 1.2. 日射を利用した熱，光制御による省エネルギー材料

量を外気温度に応じて調整することで，内部は一定の温度に保たれる． $Q_{in} > Q_{out}$  の状況では，内部の熱量は増加し室温が上昇するため，空調による内部熱量の排除が行われる． $Q_{in} < Q_{out}$  の場合，室温が低下することから，熱量の取入れが行われる．内部で発生する熱量が一定，すなわち電気機器やヒトなどの熱源に変動がなく  $Q_{int} = \text{const.}$  とした場合， $Q_{in}$  と  $Q_{out}$  との大小関係により，処理される熱の総量が定まる．

これら  $Q_{in}$ ，および  $Q_{out}$  を制御するための手法としてはこれまで，

- 高反射率材料による建築物外皮での日射吸収量の低減<sup>3)</sup>
- 建築物外皮の緑化による日射量吸収量の低減<sup>4)</sup>
- 高吸収率材料による日射の積極的な取込みと温水，屋内暖房への利用<sup>5)</sup>
- 複層ガラスサッシによる窓開口部分の高断熱化<sup>6)</sup>
- 熱放射率を低下させた low- $\varepsilon$  ガラスによる放射熱伝達による熱流出低減<sup>7)</sup>
- 断熱材を用いた外皮の熱伝達量の低減<sup>8)</sup>

など，様々な試みが行われてきた．以降の節では，太陽光がもたらす熱を対象とした技術に着目し概説する．

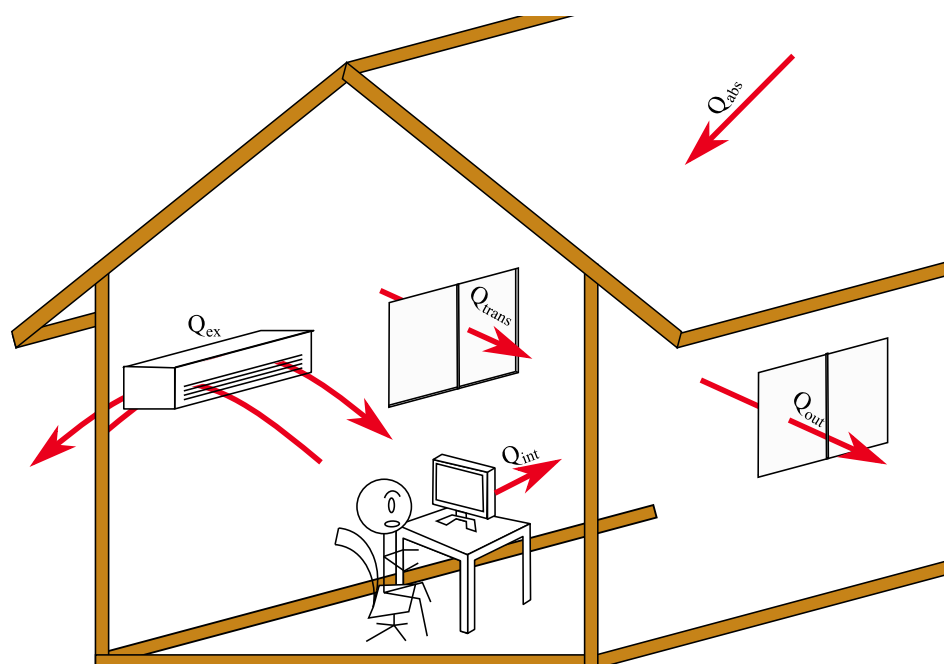


図 1.1 熱収支モデル

## 1.2.2 高反射率材料

高反射率な材料としては、日射反射塗料や屋根用高反射率塗料、欧米では cool roof と呼称されるものが知られている。これは図 1.2 に示すように、太陽光の波長域で高い反射率を示すように酸化チタンや酸化ジルコニウムなどの酸化物微粒子を塗料に含ませ、塗料内部の光散乱により  $Q_{in}$  を低減させている<sup>9)</sup>。また、このような酸化物微粒子の混合に加えて、可視光の波長で吸収性が異なる顔料を加え、日射反射性を保ちながらにして色合いを変化させた材料も市販されている<sup>10)</sup>。店舗など外皮面積の大きい大規模建築物<sup>11)</sup>へも採用されるなど、 $Q_{in}$  を削減する代表的な技術のひとつとして商業的にも用いられている。

高反射率材料のうち拡散反射的な材料によって反射された光は、他の建築物や路面等に到達し、吸収、または再度大気中の方向に散逸されるまで、多重に反射されると考えられる。すなわち、高反射率塗料により反射された日射の一部は、多重反射を繰り返す間に、周囲環境へ再度照射されてしまう。したがって塗装されたビル単体では  $Q_{in}$  の低減が見込

## 1.2. 日射を利用した熱，光制御による省エネルギー材料

めるものの，地域全体での  $Q_{in}$  低減とはならない場合があることが指摘されている<sup>12)</sup>．そこで，この問題を解決するため，コーナーキューブミラーなどを利用し再帰反射的な特性を有する日射反射材料が報告されている<sup>13)</sup>．

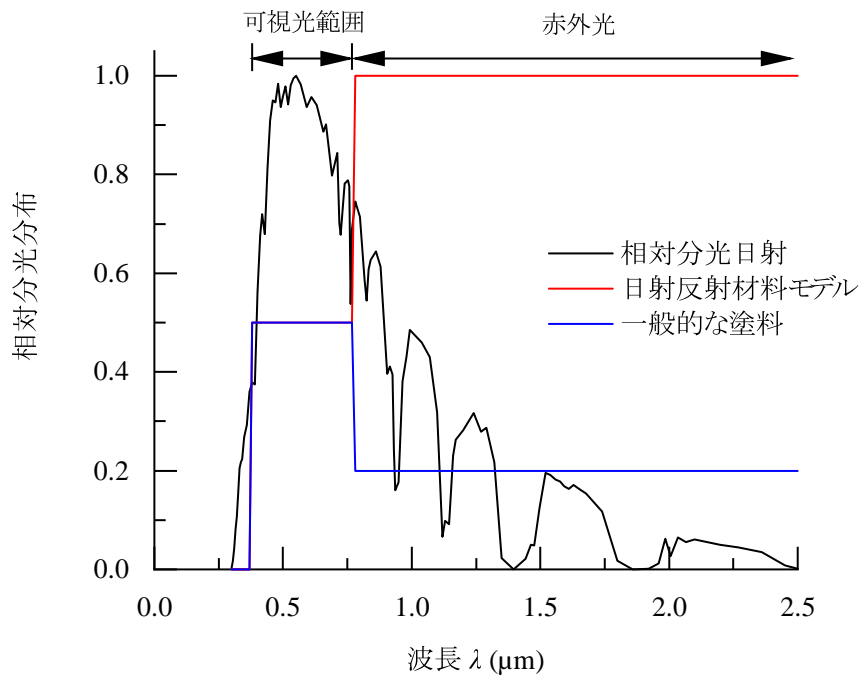


図 1.2 日射反射材料の反射率

### 1.2.3 高吸収率材料

日射の弱い地域では，太陽光をより強く吸収する材料が用いられる<sup>14)</sup>．吸収した光は熱となるため，このような材料は積極的に熱源として利用される<sup>15)</sup>．たとえばカーボン粉末や酸化鉄粉末など，単体で黒色の粉末を塗料に含有させたパネルを利用し，背面に循環水のパイプを通すことで収集した熱を温水にするなどの手法が採られている<sup>16)17)</sup>．上記の温水源を発展させ，より大きな熱量を収集しエネルギー源とするための試みとして，広い面積に配置した鏡を一点に集中させて吸収体を発熱させ，パイプ内部の水を沸騰させてボイラにより発電する，集光型熱発電という技術も用いられている<sup>18)</sup>．

### 1.2.4 波長選択材料

これまで、太陽光全体に対して反射または吸収する材料について考えた。実際には太陽光は波長 380nm ~ 780nm の可視光やそれ以上の赤外光など、広がりをもつ。外観への影響や熱的な影響など、各波長でその意味合いや効果が異なる。したがって、各波長範囲に対して異なる特性を示すことで、外観と日射反射性の両立や、さらなる  $Q$  の削減などが見込める。このように、塗膜や表面の分光特性を調整することで、より  $Q_{in}$  の削減や  $Q_{out}$  の向上などを目的とした材料である<sup>19)</sup>。例として、図 1.3 のように日射が主に占める波長と、建築物外皮が高々達する温度である  $80^{\circ}\text{C} \approx 350\text{K}$  前後の表面が発する熱放射の波長域が異なることを利用した原理が挙げられる。この原理では、日射の波長に対する反射性を高めることで  $Q_{in}$  の低減を図り、加えて  $Q_{out}$  日中の日射に対する反射、および夜間の大気中への放射冷却の両方に関し効率を高め、特に冷房を使用する期間の建築物に流入する熱量を削減する技術といえる。一方、前述のような高吸収率塗料においては、熱ふく射による放熱、すなわち熱エネルギーのロスを抑えるために、日射に対する吸収率を高め、更に室温付近の熱ふく射に対する放射率を低下させるなどが行われる。このような表面の実現方法としては、薄膜干渉<sup>20)</sup>によるほか、高反射率塗料と同様に、可視光領域と室温熱放射領域の波長で異なる物性を有する微粒子を含有させる方法<sup>21)</sup>、光学的に微細な構造を用いる方法<sup>22)</sup>などが報告されている。Eriksson らはこのような波長選択面の反射率モデルを用いた表面温度の理論的試算を行っている<sup>23)</sup>。この結果によれば、理想的な波長選択面の場合、米国において最大で  $100\text{W}/\text{m}^2$  程度の冷却能力を発揮するとしている。

他方、透過性の窓材料に関する波長選択性では、low- $\varepsilon$  と呼ばれる、低放射率ガラスがある<sup>7)</sup>。これは窓などの開口を通した  $Q_{out}$  の量を低減する手法のひとつである。一般的な窓ガラスでは、可視光の透明さとともに前述したような室温付近の熱放射に対する高い放射率を有している<sup>24)</sup>。したがって、外気温度付近まで温度が変化した窓ガラスの熱放射を通じ、室内温度の変化が発生する。そこで窓ガラスに対して薄い金属膜を成膜し、長波長域の放射率を低減させている。



## 1.2. 日射を利用した熱，光制御による省エネルギー材料

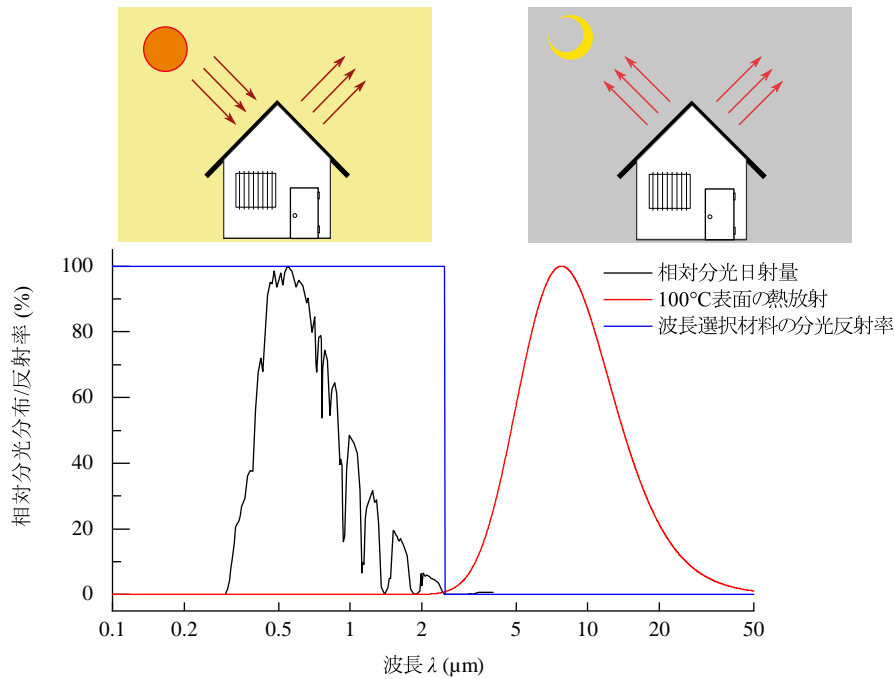


図 1.3 波長選択的表面の原理

### 1.2.5 入射角選択材料

ここまでの日射反射材料や日射吸収材料，波長選択性材料は，おもに  $Q_{in}$  を低減することを目的とした．近藤ら，Pisello ら，Hosseini らによる報告では，日射反射材料を用いることで，寒冷な気候，すなわち暖房を使用する場合においてエネルギー使用量が増加することが指摘されている<sup>25)26)27)</sup>．日本などの中緯度領域では，このような寒冷な気候と温暖な気候が交互に発生することから，日射反射，日射吸収どちらを採用しても，対となる気候ではエネルギー使用量が増加することが推定される．したがって，年間を通しては夏に反射性，冬に吸収性を示すような表面が望ましい．この背景に基づき，太陽位置の年間変化に着目し，この変化に応じた光学特性を有する材料が提案されてきた．実現する手法として，多角形表面やブラインドのような形状による幾何光学的な手法，薄膜干渉やフォトリソニック結晶による波動光学的な手法がある<sup>28)，29)</sup>．幾何光学的な手法の一例としては，田澤らによる三角プリズム形状のファサードを用いた試み，Mohammad らによるキャビ

## 第1章 序論

ティ型の黒色面を用いた試みが挙げられる<sup>30)</sup>。田澤らは、三角プリズム形状を有するタイルの両側面に異なる反射率の塗装を施した場合の吸収量について理論的な解析を行っている<sup>31)</sup>。東京を基準とした窓面に対する太陽光の入射角の範囲に対して夏と冬の角度を定義し、それぞれの面の反射率を変えることで、夏と冬に対して10%程度の反射率差が得られている。Mohammadらは図1.4に示すような、内部を黒色としたファサードを利用し、その幾何形状によって太陽光の入射角に応じてキャビティ内部での反射回数を増減させ、実効的な吸収率を高める手法を報告している。この結果では、ファサードの角度と入射角に応じてキャビティの実効反射率は100%~30%程度まで変化する。

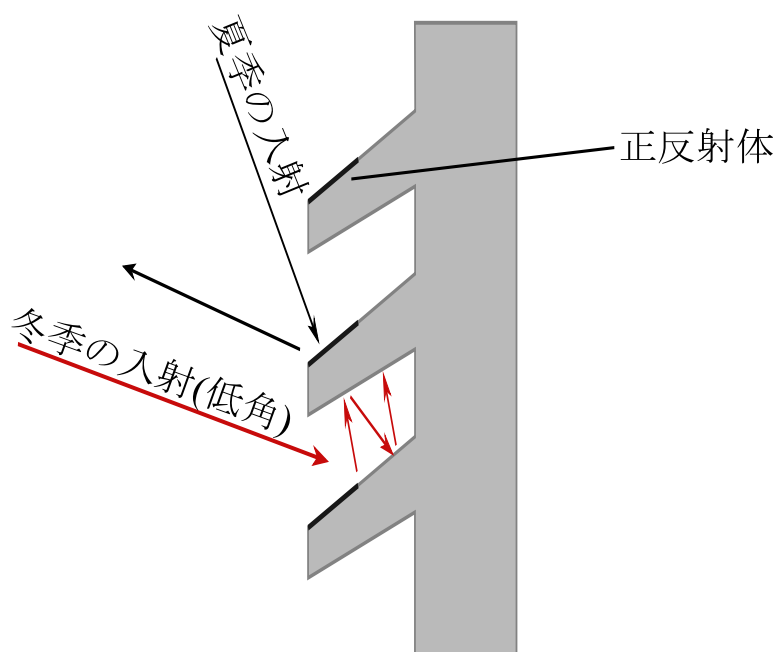


図 1.4 ファサード形状による入射角選択的な壁面の吸収<sup>30)</sup>

波動光学的な手法としては、Smithらによる斜め成膜した金属薄膜や、波長選択膜と似た原理である、Mbiaseらによる多層膜干渉の入射角依存性がある<sup>32), 33)</sup>。Smithらによる報告では、基板法線に対して斜め方向に柱状に成膜した金属薄膜が有する入射角選択性について報告している<sup>34)</sup>。この報告では、銀とシリコン酸化物の複合薄膜を用いた入射角選択性透明膜により、法線方向からの入射を基準として正負の入射角の間で最大20%ほど

1.2. 日射を利用した熱，光制御による省エネルギー材料の透過率差が得られている．Mbise らによる多層膜では，銀/シリコン酸化物多層膜の入射角依存性を利用し，日射透過率が 30%~40% 変化する材料を提案している．

このような入射角選択性の材料に対する評価として，Akbari らによる幾何光学的なアプローチに基づく，評価手法とクラス分けの提案が報告されている<sup>35)</sup>．Akibari らが評価した材料は，図 1.5 に示すように，二色以上の表面をもたせた三角波形状の表面の間に角度をもたせ，傾斜した屋根などに配置し，図 1.6 のようにそれぞれの面に対して夏，冬の太陽光が照射されるように設計されたものである．

Akbari らによる評価は以下のように構成されている．

1. 方向性反射体の日射反射率評価
2. 任意位置の各月 15 日の太陽位置変化計算
3. 方向性反射体各表面での法線ベクトル計算
4. 太陽光の入射ベクトルと方向性反射体の法線ベクトルによる形態係数計算
5. 形態係数に基づいた各表面に対する正味日射量の計算
6. 各面での反射/吸収量の計算
7. 全体の反射率/吸収率の導出

このような反射体の効率を解析的に求めるためには，太陽位置の計算，時間的な積分，ベクトル回転などの計算が必要であることが示されている．Akbari らによる評価によれば，このような方向性反射体では，片面に日射反射率 90%，もう片面に反射率 4% の表面を用いた場合でも，方向性反射体の年間を通した反射率変化は 15% である．

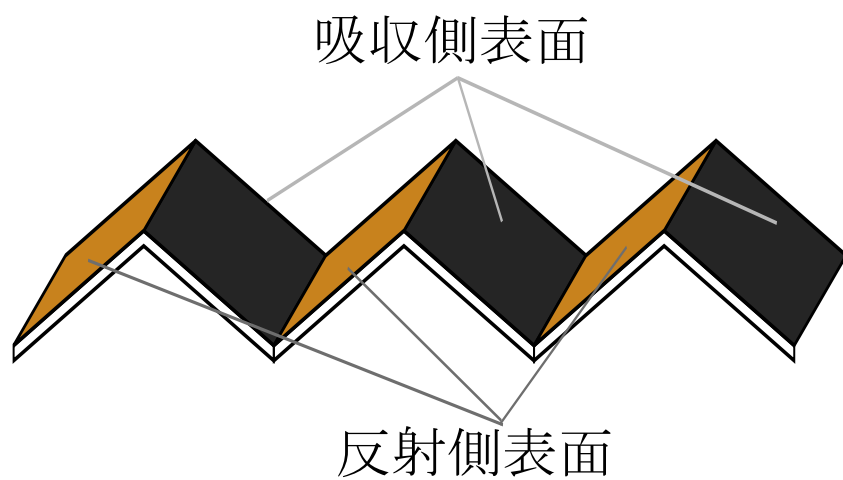


図 1.5 方向性反射体の構成 <sup>35)</sup>

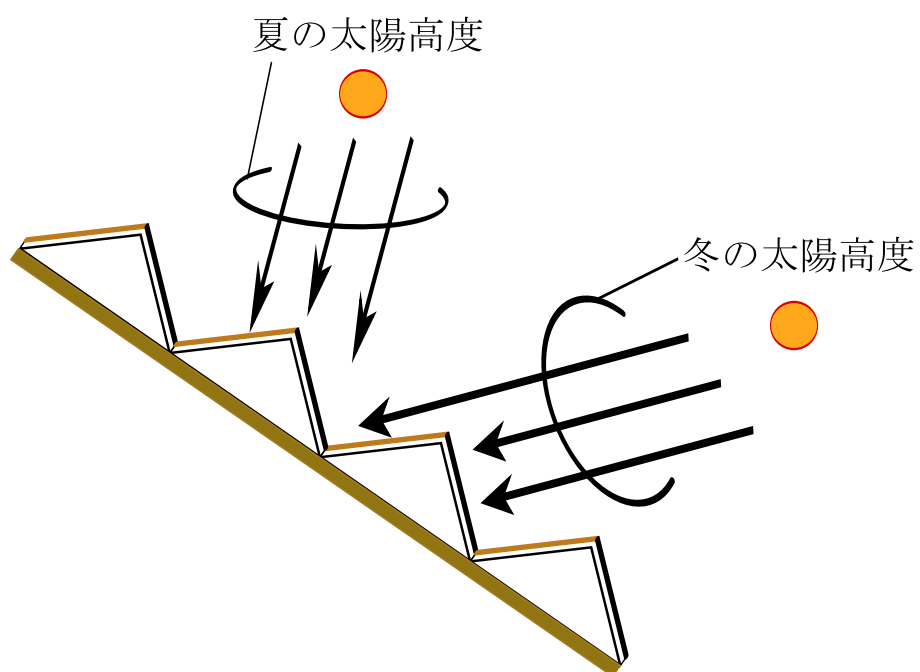


図 1.6 方向性反射体の原理 <sup>35)</sup>

## 1.2.6 太陽光利用材料のまとめ

ここまで，現在までに報告されてきた太陽光利用の手法について概観した．それぞれの特徴を以下にまとめる．

表 1.1 太陽光利用材料の種類

種別	原理	用途
高反射率材料	酸化物微粒子による散乱	熱流入の低減
	再帰性反射	近隣への二次的日射低減
高吸収率材料	黒色微粒子の光吸収	温水等の熱源
		熱発電
波長選択性材料	多層膜による干渉	日射反射・透過性と 放熱性の両立
	微粒子の光学物性	
	光学的な周期構造	
	ガラス表面への金属膜蒸着	室内熱量の流出低減
入射角選択性材料	幾何形状による	年間を通した 自然エネルギー利用 (採光/熱)
	方向選択的吸収	
	傾斜成膜による	
	サブ波長膜構造	
	多層膜干渉の 入射角依存性	

太陽光利用材料としては，反射・透過・吸収のいずれかを利用し，更に熱放射による放熱も含め，その分光的，空間的な特性を制御することで様々な用途に利用されている．

### 1.3 研究の目的と本論文の構成

本研究では、このような背景に基づき、金属表面に付与した光学的な微細構造を利用した、入射角選択的な太陽光反射材料の実現を目指した。前節までに、反射率の高低による太陽光利用材料や、日射、および熱ふく射の分光特性を利用した波長選択性材料の特性と用途をまとめた。中緯度領域で太陽光に対する反射や吸収を利用し、年間を通して消費エネルギー量で削減するためには、気候の変化に応じた太陽光への特性を示す材料が有望である。これまでに、幾何形状と多色の表面を用いた入射角選択的な材料が報告されているが、このような材料の年間を通じた実効的な反射率差は、採用されるそれぞれの表面での個別の反射率差に比べて小さい。また、形状が大きいことから大量生産に向かない。この原因として、幾何形状による入射角選択反射では、その形状により反射回数や向きのコントロールが容易に可能なことから、太陽光の入射方向に依存した反射面が実現できる反面、それを実現するための形状が大型化しやすい点がある。

波長、サブ波長のスケールを有する構造は共鳴構造などと呼ばれ、その断面の長さや周期に応じた光との相互作用を通じて光に対して幾何光学とは異なる振舞いを示すことが知られている。このような構造を用いることで、特定の波長や入射方位に対する強い吸収や反射が期待できる。金属表面に微細構造を付与した格子様の表面においては、その大きな誘電率に起因する表面プラズモンや光アンテナ効果、キャビティ効果を通じて、強い光反射や吸収が発生することが知られている。金属表面の微細構造を利用した入射角選択的な反射では、その法線付近の反射率は材料の誘電関数によって定まり、一方で入射光に共鳴する方向への反射率はその断面形状や寸法などに依存するため、採用する材料や断面形状を変化させることで特性のコントロールが可能となる。このような特性は幾何光学的、すなわち光をベクトルとして取り扱い、反射や透過、吸収、屈折等の現象を用いた設計に比べ、 $\mu\text{m} \sim \text{nm}$  の構造で発生することから平板上で軽量に実現できる。また、従来の半導体プロセスを使用することで、生産性も担保できる。

本研究では、太陽光を利用した年間でのエネルギー消費の削減が可能な高い入射角選択反射性を有する金属表面の微細構造を目指し、ナノ構造による光制御を実現することを目

的とする。そのためには、この入射角選択性がどのように冷房負荷と暖房負荷に影響を及ぼすかを評価する指標を構築し、最適な入射角選択的反射の形状を導出する必要がある。さらに、その実現性を確認する。数値解析的な手法を用いて具体的な表面の微細構造を設計し、この構造を試作し、その加工性と光学的な特性について評価する。最後に、太陽光照射下での温度測定から、この構造の特性を実証する。

第二章では地球の公転や自転と緯度から太陽位置の年間変化を求め、この太陽位置から日本を含む中緯度領域、とくにその中間に位置する北緯 35 度地点での晴天における日射量分布を計算した。境界となる入射角の閾値に対して反射率が変化するステップ関数として仮想的な入射角選択反射のモデルを構築し、この反射率モデルの形状が入射角選択反射体の年間を通じた太陽光反射・吸収量に及ぼす影響を明らかにするとともに、構造が有する反射性の評価方法を確立した。この評価手法を利用し、北緯 35 度地点で水平面に設置した場合の最適な入射角選択反射体の特性を明らかにした。微細構造の数値解析手法については、厳密結合波解析を用いた。

第三章では、第二章で見出した最適な特性を有する入射角選択反射体を設計した。数値解析で金属表面の微細構造が示す入射角選択反射とその分光特性を解析し、その寸法や材料が特性に及ぼす影響を明らかにした。この設計で得られた構造について半導体プロセスを用いて試作し、その入射角選択性を評価するとともに、解析により得られた反射率と測定結果とを比較した。この構造の特徴である波長の整数倍の開口について更に検討し、この入射角選択性がキャビティ現象によるものであることを見出した。製作時に誤差要因となりやすい側壁の垂直性が及ぼす影響の解析を行った。高アスペクト比の構造では側壁の垂直性や、断面形状の再現性低下による誤差が発生することを示した。その一方、低アスペクト比の構造では、入射角に応じて反射率が変化する材料が得られ 50° 近傍で反射率が最低値となるような特性が得られることを実際に示し、側壁の垂直性により吸収ピークが角度がシフトし、地域に合わせた設計の可能性を示した。

第四章では、第三章で作製した金属表面の微細構造を利用し、太陽光を照射する実験を行った。ソーラーシミュレータからの平行光を、微細構造を有する表面、微細構造を有さ

## 第1章 序論

ない表面それぞれに照射し，入射角を変化させた際の基板裏面の温度値を測定した．その結果，構造のある表面と構造のない表面とでは入射角の増加に伴って温度差が増加しており，入射角に対する反射率の変化によってその表面温度が上昇していること，実際の季節的な入射に対して，入射角選択による温度応答を実現できることを示した．

第五章では，以上の成果をまとめた．

以下に，本研究の構成を示す．

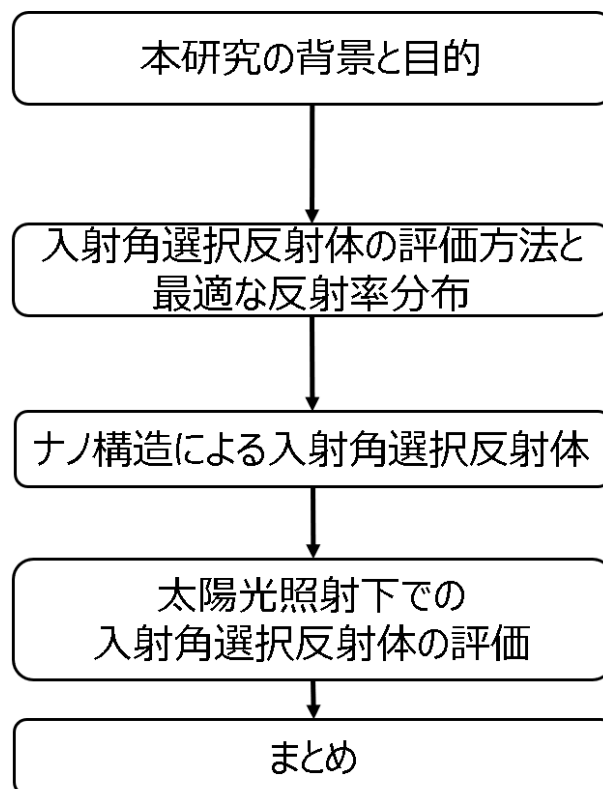


図 1.7 本研究の構成



## 第2章 入射角選択反射体の評価方法と最適な反射率分布

### 2.1 入射角選択反射体の周囲環境

太陽光の利用に際し、その量や空間的・時間的な変化は、入射角選択材料の性能を見極めるための要素である。そこで、これらの量や分布について計算する手法について述べる。

#### 2.1.1 太陽位置の変化

いま、緯度  $\Delta$  および経度  $\Psi$  で表される単位面積の地表面を考える。このとき、この点からみた太陽の方位を  $\phi$ 、および天頂を基準とした天頂角  $\theta$  として極座標系で表現すると、 $\phi$  および  $\theta$  は以下の式で表される。<sup>36)</sup>

$$\cos \theta = \cos \delta \cos \Delta \cos \omega + \sin \delta \sin \Delta \quad (2.1)$$

$$\cos \phi = \frac{\sin \delta \cos \Delta \cos \delta \sin \Delta \cos \omega}{\sin \theta} \quad (2.2)$$

$\delta$  は太陽赤緯、 $\omega$  は時角であり、 $\phi$  は北が  $\phi = 0$  となるように定義されている。 $\delta, \omega$  はそれぞれ、以下で求められる。

$$\delta = 23.44 \sin \Lambda \quad (2.3)$$

$$\omega = (\tau - 12)15 \quad (2.4)$$

ここで、 $\Lambda$  は黄経であり、春分日を基準として定義され、また一方、 $\tau$  は観測地点における局所的な時間を表している。 $\Lambda$  は1年間で  $360^\circ$  の変化となり、 $\delta$  は  $-23.44^\circ \sim 23.44^\circ$  の

## 第2章 入射角選択反射体の評価方法と最適な反射率分布

あいだで変化する．また一方， $\tau$ は0～24の範囲で変動することから， $\omega$ の範囲は1日で $-180^\circ \sim 180^\circ$ となる．すなわち，地表面から見た場合， $\Lambda$ は年間の太陽位置変化を， $\omega$ は1日の変化を示す．したがって，地表の単位面積水平面に到達する太陽光を表す日射量の積算に係る日照時間は $\theta > 90$ となる $\tau$ の範囲である． $\theta > 90$ となる条件で任意の時間幅ごとの日射量を積算することで，1日の積算日射量を求められる． $\theta, \phi, \delta, \omega, \Lambda, \tau$ の太陽系および地球座標系における意味合いを図2.1に示す．

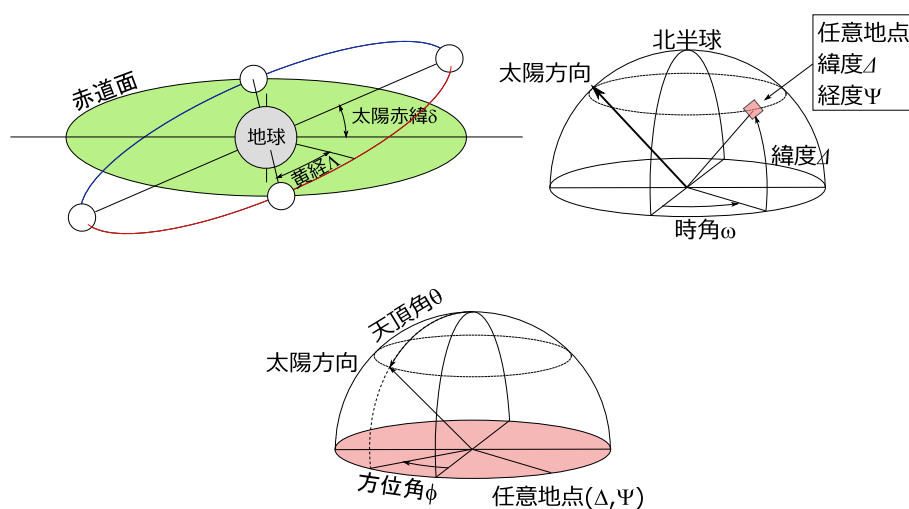


図 2.1 太陽系および地表面のローカル座標系におけるパラメータ

式2.1より，緯度ごとの太陽位置の分布を求めることができる．天頂角が最高となる冬至，および最低となる夏至の一日での太陽位置 $(\theta, \phi)$ の変化について，北半球での緯度を $15^\circ$ ごとに検討した結果を図2.2に示す．図2.2と式2.1から，太陽が南中となる正午の太陽位置 $\theta_{noon}$ は $\Delta \pm 23.44$ となる．

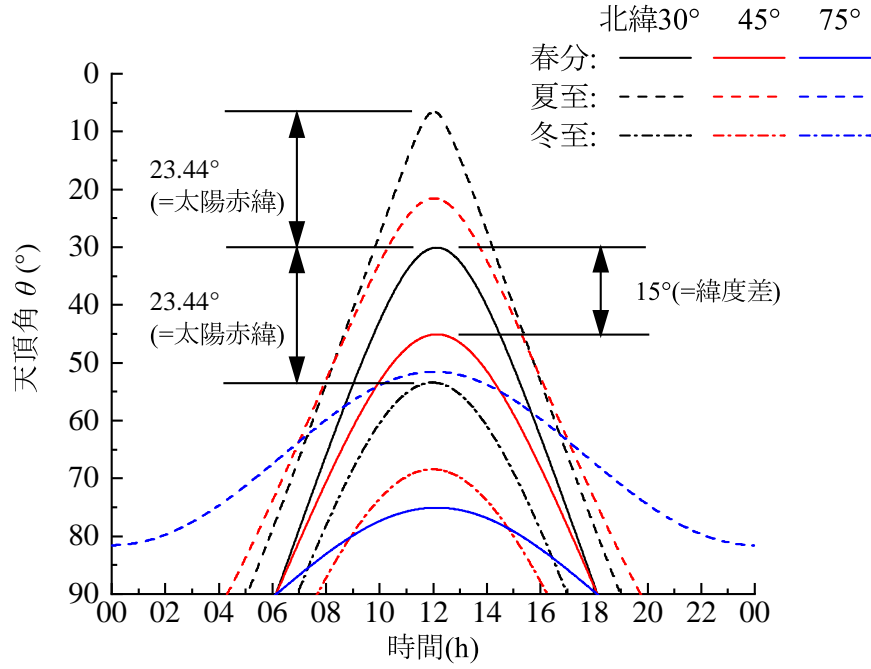


図 2.2 夏至，冬至，および春分時点での緯度ごとの太陽位置推移

### 2.1.2 太陽光による地表面への光入射

太陽表面より地球大気の外側の単位面積に到達する日射量は太陽定数  $G_o$  と呼ばれ、 $G_o \equiv 1367 \text{ W/m}^2$  であることが知られている。<sup>37)</sup> これは、ステファンボルツマンの法則を用いて  $G_o = \sigma T^4 \Omega$  より求まり、 $\sigma$  はステファンボルツマン定数であり、 $5.67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ 、 $\Omega$  は太陽からみて地球が張る立体角である。太陽はその直径に比べて地球から十分遠く、太陽光は平行光とみなせることから、ある地表面、または大気表面における日射量は余弦則に従う。太陽位置は極座標で表しているため、任意の  $\Delta, \Psi$  の位置にある地表面に到達する日射量  $I$  は、式 2.1 により求めた  $\theta$  を用いて下の式で表せる。

$$I = G_o \cos \theta \quad (2.5)$$

このため、太陽光の減衰量は  $\theta$  が大きく、 $\cos \theta$  の値が小さくなる高緯度地域の方が大きいと推定できる。この  $G_o$  はさらに地球大気中の原子、分子、エアロゾルにより散乱・吸収

## 第2章 入射角選択反射体の評価方法と最適な反射率分布

されたのち、地表面に到達する．大気中で散乱・損失されたのちの透過量と  $G_o$  との比を  $T$  で表すと、 $T$  はランベルト・ベールの法則を用いて  $T = e^{-(t_s+t_a)d}$  で表せる.<sup>38)</sup> ここに  $t_s, t_a$  はそれぞれ大気中の散乱係数および吸収係数を表す．また、 $d$  は大気中の光路長を表しており、太陽光が法線方向から大気へ入射した場合の光路長を基準として、 $\cos \theta$  に反比例する．法線方向入射時の大気中の  $d$  で規格化すると、散乱量、吸収量を表す  $e$  の係数は  $(t_s + t_a)/\cos \theta$  となる．地表面に到達する日射のうち、直接地表面に届く成分である直達日射量  $I_d$ 、および大気で散乱されたのちに地表面に届く成分である散乱日射量  $I_s$  の比  $I_s/I_d$  は直散比といい、雲量や大気中の微粒子量など、気候や周囲環境によって変化することが知られている．この年間で変動する直散比に対し、推定モデルが提案されている<sup>39), 40)</sup> 本研究では主に太陽位置とその光路長による影響のみを取り扱うこととし、大気吸収・散乱に関する年間の変動については無視する．

### 2.1.3 日射の分光分布

前項で取り扱った日射量  $G_o$  は、実際には波長  $\lambda$  に対する広がりを持っており、この分布は温度約 6000K の物体が発する黒体放射のそれに近い．したがって前項の議論は波長ごとに考えることができる．太陽定数  $G_o$ 、および係数  $t_s, t_a$  はそれぞれ波長ごとに分光太陽定数  $G_o(\lambda)$ 、分光散乱係数  $t_s(\lambda)$ 、分光吸収係数  $t_a(\lambda)$  となることから、前節で示した日射量  $I$  および直達日射量  $I_d$  は以下の式で表せる．

$$I = \int_{\lambda} G_o(\lambda) d\lambda \cos \theta \quad (2.6)$$

$$I_d = \int_{\lambda} G_o(\lambda) e^{-\frac{t_s(\lambda)+t_a(\lambda)}{\cos \theta}} d\lambda \cos \theta \quad (2.7)$$

この散乱・吸収の断面積は波長に依存することが知られており、吸収源の化学種や、散乱源の粒形によって異なる成分で構成される．主な吸収としては、オゾン  $O_3$ 、酸素  $O_2$ 、水分子  $H_2O$ 、二酸化炭素  $CO_2$ 、メタン  $CH_4$  である． $O_2$ 、 $O_3$  は主に波長  $0.25\mu m$  以下の紫外線領域を有する．他方、 $H_2O$ 、 $CO_2$ 、 $CH_4$  は波長  $0.70\mu m$  以上の領域に吸収を有し、特に  $2.50\mu m$  よりも長い波長において、強い吸収を示す．このため、大気中を透過した日射は

## 2.1. 入射角選択反射体の周囲環境

主に波長  $0.25\mu\text{m} \sim 2.50\mu\text{m}$  の範囲，とりわけ  $0.25\mu\text{m} \sim 1.00\mu\text{m}$  の領域に主な強度を有している．また大気の透過領域としては上述の波長  $0.25\mu\text{m} \sim 1.00\mu\text{m}$  のほか，中赤外領域と呼ばれる  $3.00\mu\text{m} \sim 5.00\mu\text{m}$ ,  $8.00\mu\text{m} \sim 14.00\mu\text{m}$  が知られている．特に中赤外の領域に関しては大気の窓と呼ばれ，熱放射が大気中を伝搬するに際して吸収されない窓領域である．他方，大気中粒子による散乱としては Rayleigh 散乱, Mie 散乱のふたつが存在し，よく知られるように Rayleigh 散乱の強度は波長  $\lambda$  の 4 乗に反比例するため，日射のうち波長の短い成分ほど強く散乱される<sup>41), 42)</sup> これまでに述べたような気体分子や水による大気の影響を考慮した日射量を求めるには，大気分析や濁度の測定など，複雑なパラメータを検討し，それぞれの寄与を明らかとする必要がある．

このような日射量について推定するモデルのひとつとして，Bird らはこれまでに，いくつかの代表的な大気中の散乱・吸収成分を加味した，直達日射量の計算モデルを示している<sup>43)</sup> このモデルによれば，任意の緯度  $\Delta$ , 経度  $\Psi$  の地点に到達する日射量は，以下の式<sup>43)</sup> によって表される．

$$I_{d\lambda} = H_{O\lambda} D T_{r\lambda} T_{a\lambda} T_{w\lambda} T_{o\lambda} T_{u\lambda} \cos \theta$$
$$D = 1.00011 + 0.0034221 \cos \omega + 0.00128 \sin \omega$$
$$+ 0.000719 \cos^2 \omega + 0.000077 \sin^2 \omega \quad (2.8)$$

$D$  は地球-太陽間の距離補正係数を， $H_{O\lambda}$  は大気圏外での太陽による分光放射照度 [ $\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$ ] を， $T$  は各吸収・散乱成分による透過率を表す．ここで  $T$  の添え字  $r, a, w, o, u$  はそれぞれ，レイリー散乱, エアロゾル，水蒸気，オゾン，および混合気体による吸収である．この Bird モデルに関する検証は，Bird ら自身によっても米国での測定値に基づいて行われている．また同様に，日本では馬場らによって，日本における分光日射量の測定値と Bird らのモデルによる計算値との比較が行われ，両者はよく一致することが示されている<sup>44)</sup>．Bird モデルを用いて計算した北緯  $23.5^\circ$  地点における大気表面，地表の水平面における日射の分光放射照度を図 2.3 に示す．このとき，大気の透過条件が変動しないとした場合の日射入射方向ごとの分光分布も図に示した．

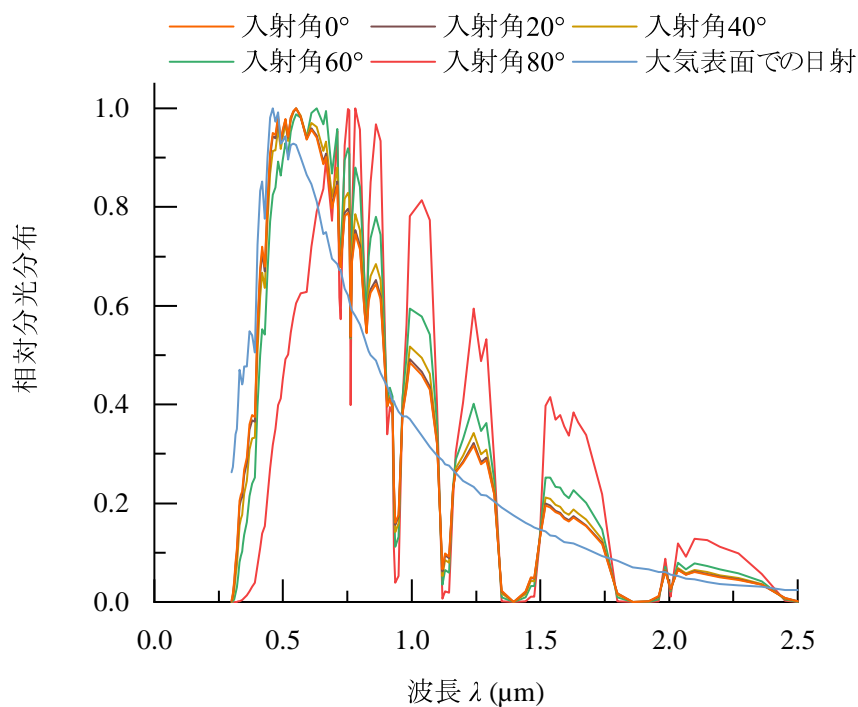


図 2.3 大気表面および地表面での日射の分光分布

## 2.2 入射角選択反射体

入射角選択性の材料では年間で太陽光に対する特性が変化することから、一年を通した気候の変化が大きい地域で特に有効である。これはすなわち、日本や中緯度領域のような季節的な寒暖差が発生する地域と言い換えられる。特に住宅が密集する日本では、壁面よりも屋根面の露出が大きいことが推定される。したがって、年間で建築物の環境負荷を減じる太陽光利用手段としては、他の建築物に遮蔽されやすい壁面に加えて、屋根面への活用が効果的と考えられる。そこで本節では、水平面に配置し、入射角選択的に太陽光を制御する材料の反射率特性について検討する。

## 2.2.1 入射角選択反射モデル

水平面に平行に設置した，入射角，方位角依存性を有する反射率  $R$  の表面を考える．このとき，水平面からみた太陽位置は式 2.1, および式 2.2 より求められる．水平面を考えているため，直達日射の入射角は  $(\theta, \phi)$  からに等しい．ここで入射角選択として，境界となる入射角  $\theta_{\text{trans}}$  を境に反射率が  $R_h$  から  $R_l$  へ変化する材料であり、 $\phi$  方向には反射率が変化しない材料と考えると、この表面の入射角に対する反射率  $R(\theta, \phi)$  は以下の式で記述できる．

$$R(\theta, \phi) = \frac{R_{\text{diff}}}{e^{\frac{1}{\rho(\theta - \theta_{\text{trans}})}}} + R_l \quad (2.9)$$

$$R_{\text{diff}} = R_h - R_l$$

ここに  $\rho$  は  $\theta$  に対する  $R(\theta, \phi)$  の変化量を表す．任意地点  $\Delta, \Psi$  でこの表面が反射する一日あたりの日射量  $P_R$  と吸収量  $P_\alpha$ ，および日射に対する実効的な反射率  $R_{\text{effective}}(\theta, \phi)$  は，式 2.7 による  $I_d$  を用いて

$$P_R = \int_t R(\theta, \phi) I_d(\theta, \phi) dt \quad (2.10)$$

$$P_\alpha = \int_t (1 - R(\theta, \phi)) I_d(\theta, \phi) dt \quad (2.11)$$

$$R_{\text{effective}}(\theta, \phi) = \frac{\int_t R(\theta, \phi) I_d(\theta, \phi) dt}{\int_t I_d(\theta, \phi) dt} \quad (2.12)$$

となる．

このとき，1 章で示したように，入射角選択反射体の役割は反射による  $Q_{in}$  の低減と寒冷な場合では吸収による  $Q_{out}$  の低減である．ここで， $Q_{in} > Q_{out}$ ， $Q_{out} > Q_{in}$ ， $Q_{in} \cong Q_{out}$  の三つが考えられる．すなわち，冷房使用時期，暖房使用時期，この双方の中間的な時期に相当する．年間での入射角選択反射材料の効果量として， $Q_{in} > Q_{out}$  での反射量  $P_R$  と， $Q_{out} > Q_{in}$  での吸収量  $P_\alpha$  との総量  $P$  とすれば，

$$P = |P_{R, Q_{in} > Q_{out}}| + |P_{\alpha, Q_{out} > Q_{in}}|$$

として求められる． $Q_{in} > Q_{out}$ ， $Q_{out} > Q_{in}$ ， $Q_{in} \cong Q_{out}$  の期間設定としては様々なものが考えられる．日本での調査例としては，建築研究所による統計がある<sup>45)</sup>．この資料では，

## 第2章 入射角選択反射体の評価方法と最適な反射率分布

日本全国における空調利用は概ね冷房が6月～9月，暖房が11月～3月程度とされる．実際には検討する地域や，冷房・暖房のエネルギー消費傾向などに基づき，期間の重みづけを行うことが考えられる．

### 2.2.2 太陽位置モデル

式 2.11, 式 2.12 で示されたように，本研究で検討する入射角選択材料の効率を求めるためには，検討する地点を設定し，入射角  $\theta$  に対する太陽位置と日射量の時間変化が必要である．ここではモデル地域として，日本の本州を含むような北緯 35 度 ( $35^\circ\text{N}$ ) の地点を考える．式 2.1, 2.2, および式 2.8 から， $35^\circ\text{N}$  地点における太陽位置および直達日射量は図 2.4 で表される．ここで計算は各日付について行い，月ごとの平均値を示した．

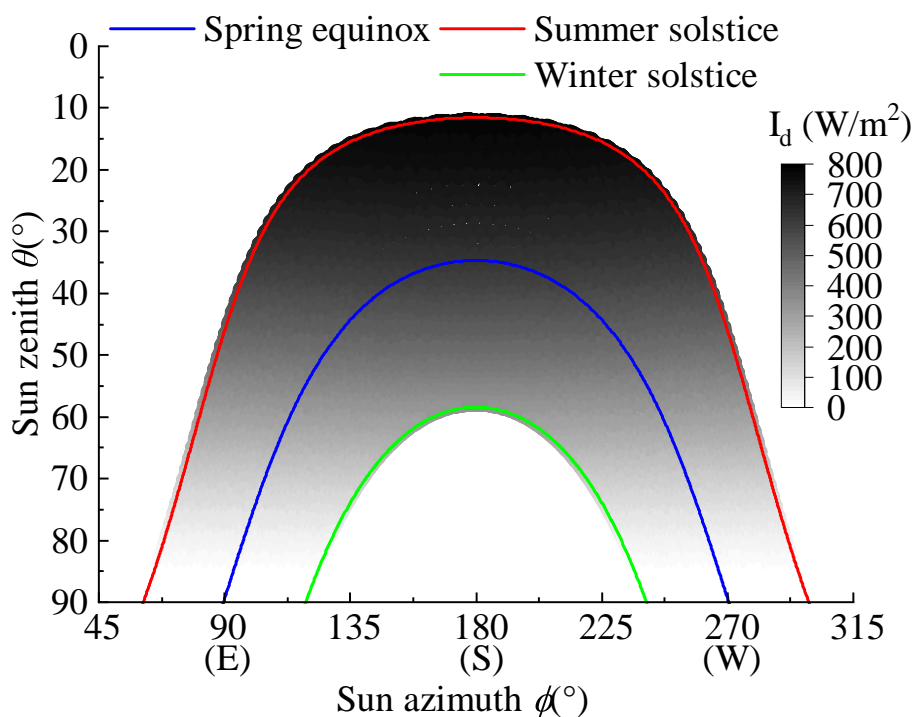


図 2.4 北緯 35 度地点における太陽位置-直達日射量プロット

日射反射量は，式 2.9 で示した選択反射体モデルの反射率と図 2.4 を用いて計算する．



### 2.2.3 入射角選択反射による日射反射・吸収総量 $P$ の計算

選択反射体モデルのパラメータとしては、反射率の最低値  $R_1$ 、および最大値  $R_2$ 、反射率変化の中心角度  $\theta_{\text{trans}}$ 、形状パラメータ  $\rho$  が存在する。そこで、これらのパラメータに対する  $P$  の変化について、それぞれのパラメータが及ぼす影響を検討した。このとき、反射量  $P_R$  を求める期間としては6月から8月を、吸収量  $P_a$  を求める期間としては11月から3月とした。

#### $R_1, R_{\text{diff}}$ による影響

図2.5に入射角選択反射のパラメータ  $R_1$ ,  $R_2$  に対する  $P$  の変化を示す。 $\rho = 5, \theta_{\text{trans}} = 50^\circ$  とした。入射角に応じて反射率が変化しない一般的な反射表面は  $R_{\text{diff}} = 0$  となる。Bretzらの調査によれば、建設後の白色コンクリート表面の日射に対する反射率は60%程度とされる<sup>46)</sup>。図2.5に示すように、 $R_1 = 60\%, R_{\text{diff}} = 0$  の表面では  $183 \text{ W/m}^2$  であった。入射角選択反射としては、これよりも高い  $P$  の量を得られることが望ましい。図2.5中右下で示すような  $R_1 = 0, \rho = 5, \theta_{\text{trans}} = 50, R_{\text{diff}} = 100\%$  の結果では、 $P$  は  $262 \text{ W/m}^2$  であった。

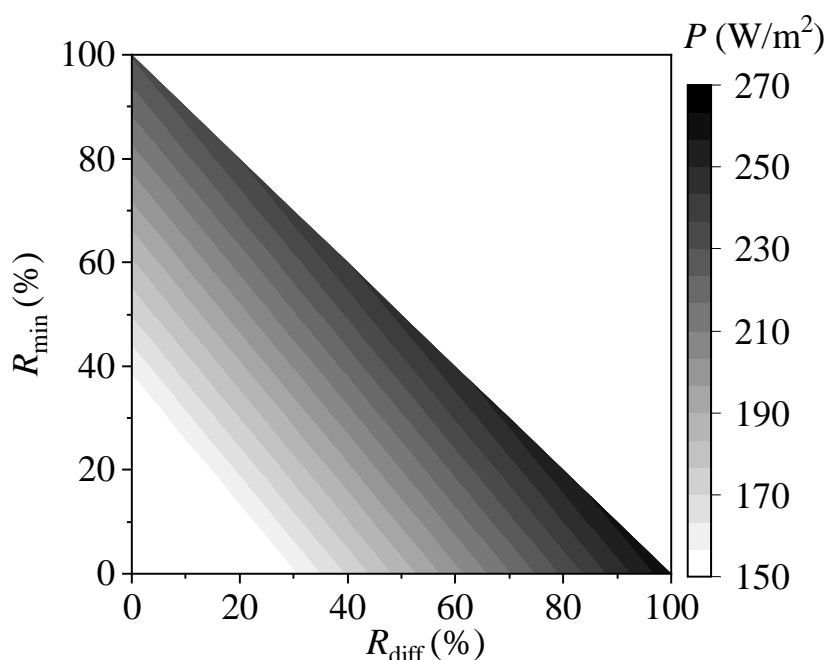


図 2.5 入射角選択反射モデルの反射率  $R_1$ ,  $R_2$  に対する  $P$  の変化

### $\rho$ , $\theta_{\text{trans}}$ が及ぼす影響

次に,  $\rho$  および  $\theta_{\text{trans}}$  が及ぼす影響について解析した. 図 2.6 に結果を示す.  $\theta_{\text{trans}}$  の値としては,  $50^\circ$  付近となった場合に最も大きな  $P$  が得られ, その値は同様に  $262 \text{ W/m}^2$  となることが示された. 検討地点である北緯  $35^\circ$  においては, 春分, 秋分の南中時の  $\theta$  は約  $47^\circ$  となる.  $\theta_{\text{trans}}$  の最適値としてはこれよりもやや大きな値となった. 今回の検討において, 夏, 冬とした期間に異なりがあること, また余弦則から夏と冬の日射量の大きさが異なることから, この結果となったと考えられる.

本検討は前述のような  $Q_{\text{in}} \equiv Q_{\text{out}}$  な期間である春や秋での  $P$  について考慮せずに検討した. これらの期間について  $P_R$ ,  $P_\alpha$  を計算し  $P$  を最大化する場合,  $\theta_{\text{trans}}$  の位置, すなわち反射と吸収とが切り替わる角度は変化しなくとも, 反射率の最適な形状は異なることが考えられる. この場合には,  $\rho$  を適切に設定することにより, より柔軟な反射率の設計が可能になる.

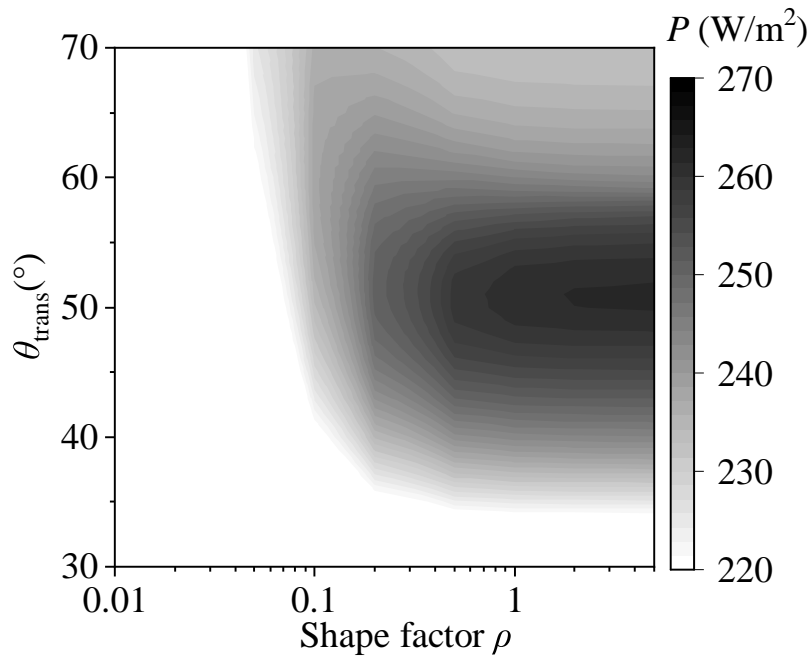


図 2.6 入射角選択反射モデルの反射率  $\rho$ ,  $\theta_{\text{trans}}$  に対する  $P$  の変化

#### 入射角選択反射の変化が $P$ に及ぼす影響

以上の検討から求めた、実際の角度選択的な反射の形状と  $P$  の値とを図 2.7 に結果を示す。今回の試算ではそれぞれ、基準とした建築直後の 60% 反射表面では  $183\text{W/m}^2$ 、反射率 100% の完全拡散反射面では  $231\text{W/m}^2$ 、反射率変化量 50% の表面では  $241\text{W/m}^2$ 、反射率変化量 10% の表面では  $262\text{W/m}^2$  となった。基準とした白色コンクリート表面による  $P$  に対し、26.4%, 31.8%, 43.2% の向上が得られ、入射角選択反射の有効性が示された。

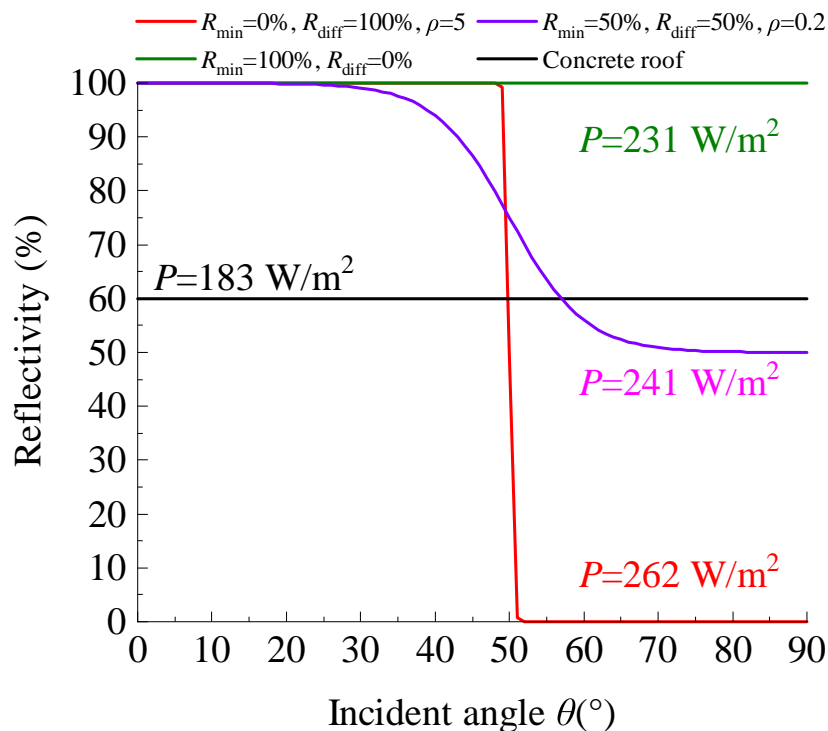


図 2.7 入射角選択反射の形状に対する  $P$  の変化

## 2.3 入射角選択反射の周期構造による実現

本項では、前項まで明らかにした屋根用の入射角選択反射体の理想的な反射量を実現する手法について検討する。前節までに明らかにした最適な入射角選択反射は、境界となる入射角  $\theta_{\text{trans}}$  を境に急峻に反射率が大きく変化するほど、効果の高いものとなった。しかしながら、1.2.5 で述べたように、これまでに実現されてきた入射角選択的な構造は主に幾何形状によって実現されたことから、夏冬での反射率差分が小さく、その変化の傾きも小さく、さらに大量生産に向かないものであった。したがって、反射率変化量とその傾きが大きく、かつ生産に向くような原理を用いて入射角選択性を示す材料を実現することで、より年間での消費エネルギー量を削減できる。

### 2.3.1 微細構造による入射角選択性の原理

波長程度の微細構造を有する金属格子に入射した電磁波は、その内部で共鳴的な現象を発生させ、強い吸収を示すことが Wood により報告され、現在では Wood のアノマリーと呼ばれている<sup>47)</sup>。この現象は Rayleigh により一部の理論的な説明がなされたが、入射光の電界が溝と直行するような成分については Rayleigh の理論では説明ができなかった<sup>48)</sup>。そののち、Hessel らにより、この異常現象の分類がなされ、回折光の方向が格子面内に向くような条件、すなわち新たな回折次数が立つ際に発生するもの、および格子中での guided-wave によるものに分けられた<sup>49)50)</sup>。このうち、回折格子の周期ベクトル成分のアシストを受けて発生する表面波は格子結合型表面プラズモンや伝搬型プラズモンと呼ばれ、回折格子の周期と入射光の波数ベクトルとの分散曲線から説明される、特定の入射角度で強い吸収を発生させる<sup>51)</sup>。他方、特に入射光の半波長の整数倍の開口、半波長分の高さを有するような格子で発生する共鳴現象は Cavity 型の吸収と呼ばれ、吸収のピークは表面プラズモンと異なり入射角に対して比較的広い幅を有しており、特に、法線付近ではなく面内近傍の入射角で発生する<sup>52)53)</sup>。本研究のような、 $\theta_{\text{trans}}$  を境に広い範囲で吸収を発生させることが要請される原理としては、この Cavity 型の共鳴を選択することが望ましいと考えられる。

### 2.3.2 微細周期構造の解析手法

回折格子の物理的挙動を表す方法については、様々なものが報告されている。例えば波長よりも十分に小さな構造を有する格子においては、有効媒質近似 (Effective medium approximation) を用いた等価屈折率で説明される<sup>54)</sup>。この手法は、伝搬方向の層ごとに実効的な屈折率や消衰係数を有する有効媒質として表現し、一般的な光の理論であるスネルの法則や屈折や透過でその振る舞いを解くことができる。これらはワイヤグリッド偏光子や構造的複屈折材料、無反射構造など、偏光の向きによって媒質の特性が変わるような用途の設計に利用される<sup>55)</sup>。しかしながら、有効媒質近似は波長よりも十分小さい構造で

## 第2章 入射角選択反射体の評価方法と最適な反射率分布

なければ精度が得られず，また，TM 波の解析では特に振幅の計算値に誤差を有することが菊田らにより報告されている<sup>56)</sup>．したがって，Cavity 型の共鳴のような，TM 波で強く共鳴する，波長と同程度の構造を用いた場合，有効媒質的な手法の適用は困難である．

このほか，回折現象を数値的に解く手法として，Moharam らによる厳密結合波解析 (RCWA), Chandezon らによる手法 (C-method), また有限差分時間領域法 (FDTD) などが知られている<sup>57)</sup>．このうち，RCWA と C-method は構造の周期性を前提とした解析的な手法といえる<sup>58)59)</sup>．他方，FDTD 法は構造の周期性を前提としない手法である<sup>60)</sup>．以下に概説する．

### 厳密結合波解析

厳密結合波解析では，格子内の光伝搬をフーリエ領域として計算する．伝搬方向の誘電率変化は層状に分割され，階段形状に近似して表現される<sup>61)</sup>．更に，全体を入射領域，有限数の格子領域，透過領域の3つの領域で表現している<sup>62)</sup>．このとき，格子の面内方向の空間的な誘電率分布はフーリエ級数で表現される．また，反射光および透過光は平面波の線形結合で表され，全体として波動方程式を満たすような係数，すなわち固有モードの行列を求めることにより，回折の振舞いを解析する．従って，回折格子を階段近似する手法上，厳密結合波解析は矩形形状を有するような回折格子と相性がよいといえる．その一方，モスアイ構造やサイン波形状のような断面形状が連続的に変化する構造では，十分な精度を得るために層分割数を多くすることが必要となる．これはすなわち固有値行列のサイズが大きくなることを意味し，計算資源を多く必要とする．本研究のような矩形断面を有する格子においては，厳密結合波解析が好ましい．

### C-method

C-method では RCWA と異なり，周期性をもつ格子を平面とするような座標系を導入し，RCWA と同様に平面波展開から固有モードを導出して電磁界を表現する<sup>63)</sup>．したがって RCWA が計算資源の実用上苦手とするような，連続的な断面形状に対して有効な手法と

いえる。他方、座標変換による平面化が格子部分がオーバーハングしているような場合、C-method の適用は難しいとされる。

#### 有限差分時間領域法

上記のような厳密結合波解析，C-method と異なり，有限差分時間領域法では問題とする伝搬領域を格子状 (Yee 格子) の有限差分領域に分割し，その格子ごとに逐次的に時間領域で光伝搬を計算する手法である。従って入射光は光源から発され，格子領域に到達して媒質と相互作用し，回折されるという光の伝搬過程を順次解析することとなる。このとき，Yee 格子の各境界において電界および磁界の時間発展が計算される。有限差分で表現する関係から，格子の周期性を前提としない点が利点であり，非周期格子や回折光学デバイスなど，基板上でパターンの終端がある場合の実際の回折現象を解析する際に特に有効な手法といえる。Yee 格子の寸法は計算の安定性の観点から波長よりも十分に小さいことが求められ，具体的には波長の十分の一程度が限界とされる。同様に，時間ステップの分割数も重要な要素である。Yee 格子が小さいことは，これらの領域を通過する電磁波の時間も短いことを意味する。電磁波の振舞いを精度良く記述するためには Yee 格子のサイズに応じて時間ステップ数も細かくする必要がある。したがって実用上，波長よりも十分に大きな解析領域を設定すると Yee 格子の量は莫大な数となり，大量の計算資源を要求することがわかる。

#### まとめ

以上のように，本研究が目指す金属周期構造による入射角選択反射体の応答を明らかにする手法は様々なものがあることがわかる。図 2.8 に，本節で説明した三種類の手法に関する概要図を示す。

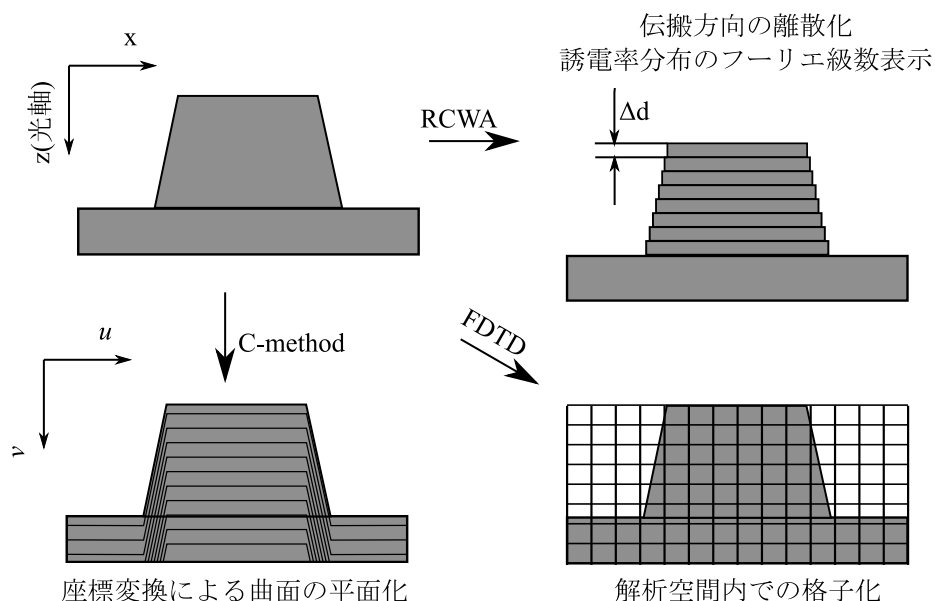


図 2.8 微細構造の応答を解析する手法の概要

FDTD によるような手法は、時間発展的に解析できることから微細構造内で起こっている相互作用の状況を観察できる。その一方、パラメータが少しずつ異なる様々な構造を解析する場合、一つ一つの解析に時間を要する点が問題となる。他方、RCWA や C-method では 1 回当たりの解析時間は比較的早いものの、電磁界については固有値による定常解のみが得られるため、内部で発生している現象の知見が得られにくい。本研究では、角度選択性を示すような構造を広汎にわたり探索することを目的とするため、RCWA を用いた解析を行う。

## 2.4 本章のまとめ

本章ではまず入射角選択反射体に入射する太陽光の条件を決定するため、緯度および経度、更に時間の情報に基づいた太陽位置の計算方法を示した。太陽天頂角  $\theta$  は主にその地点の緯度に依存し、緯度  $\pm$  太陽赤緯で表現され、太陽赤緯は  $\pm 23.44^\circ$  で表される。南中時の天頂角は夏至から冬至で約  $47^\circ$  の変化を有した。太陽位置と幾何的な手法に基づく、



日射量  $I$  の計算方法を示した。大気圏外での単位面積あたりの日射量はステファン・ボルツマンの法則により太陽定数  $G_0$  として求められた。この日射は更に大気中の散乱や吸収により減衰し、地表面に到達する。このときの減衰量は大気中の光路長と吸収・散乱断面積からランベルト・ベールの法則により説明される。日射の分光分布はこのランベルト・ベールの法則から波長ごとに求めることができる。この減衰量が一定とした場合、水平な地表の地表の単位面積あたりに到達する日射量は、入射角の余弦で求められる。

この日射量と太陽位置の変化に基づき、反射率変化の大きな材料を見出すことを目的とした解析を行った。モデル地点として東京などを含む北緯  $35^\circ$  地点を対象に、年間の太陽位置と日射量、および入射角選択反射のモデルから、このような入射角選択反射による反射の効果量  $P_R$ 、吸収の効果量  $P_a$  およびその総和となる相互作用量  $P$  を計算した。この計算結果から、北緯  $35^\circ$  地点においては入射角  $\theta_{\text{trans}} = 50^\circ$  を境に 1 から 0 へと変化するような反射率  $R(\theta)$  が最も大きな  $P$  を示し、このとき、コンクリートなどの反射面よりも高い値が得られることを示した。

さらに、このような入射角選択反射を示すような微細構造として周期構造に着目した。このような構造の幾何形状により、入射角  $50^\circ$  付近で反射率の変化を示し、その差分が大きい材料のが得られる可能性があることを示した。また、微細構造の解析手法である RCWA 法、C-method 法、FDTD 法について概説し、本研究の検討に RCWA 法が適していることを示した。



## 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

### 3.1 設計モデル

前章で明らかにした入射角選択反射を実現するため，入射角の境界となる角度  $\theta_{\text{trans}} = 50^\circ$  で反射率が大きく変化するような微細構造を解析する．解析手法としては RCWA 法を用い，RSoft 社の DiffractMOD により解析を行う．このとき，設計パラメータとしては

- 断面形状
- 材料
- 寸法

が存在する．断面形状は角度に対する回折の振舞いに寄与することが知られている<sup>64)</sup>．他方，構成材料，特に反射型の回折格子ではその反射率に影響を及ぼす．構造パラメータは共鳴の形状やその変化量に影響する<sup>65)</sup>．本節ではこれらについて検討し，設計モデルを検討する．

#### 3.1.1 形状

1次元周期構造としては，サインカーブ状の断面形状を有するシヌソイド形状<sup>66)</sup>や，格子部分が厚み方向に対して斜めに傾いたコラムナー形状<sup>67)</sup>，矩形断面のバイナリー形状がある<sup>68)</sup>．コラムナー形状については，ブレード回折格子を形成する手法として用いられる<sup>69)</sup>．一方，シヌソイドやバイナリーの回折格子は，表面プラズモンやキャビティの共

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

鳴を発生させるための表面として多く利用されている。表面プラズモンは自由電子の集団振動による表面波として知られる。表面プラズモンの分散関係としては、このような表面波の伝搬定数が自由空間を伝搬する光の波数ベクトルよりも大きいため、ただ金属表面に光を入射させただけでは発生しない<sup>70)</sup>。そこで、このような分散関係を満たし表面プラズモンを励起させる手法として、プリズム結合型や格子結合型が知られている<sup>71)72)</sup>。格子における表面プラズモンの励起は、入射光の運動量の面内波数成分が格子の周期ベクトル成分によるアシストを受けることで発生する<sup>51)</sup>。その分散関係は以下の式で表される。

$$\Lambda \pm k_0 \sin \theta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (3.1)$$

$$\Lambda = \frac{2N\pi}{A} \quad (3.2)$$

$\theta$ は構造への入射角、 $\epsilon_m$ は構成材料の複素誘電率、 $\epsilon_d$ は周囲媒質の誘電率を表す。また、 $k_0$ は真空中の波数であり、 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ である。式3.2右辺が伝搬定数とわずかでもずれた場合、表面プラズモンの強度は低下する。したがって、表面プラズモンの励起による吸収は入射角度や媒質の屈折率、回折格子の周期に強く依存する。

キャビティ型の共鳴はその周期だけでなく、開口の高さ、断面形状に依存することが知られている<sup>52)</sup>。これはそれぞれ高さや周期が波長の $\frac{N}{2}$ となった場合に強く発生する。ここで、 $N$ は整数である。2.3.1節で述べたように、このような形状で発生する入射角に対する吸収は角度に対する許容幅が広く、またその強度も大きい。したがって、周期構造の幾何形状を変化させ、キャビティ型の共鳴とプラズモン型の共鳴とをコントロールすることにより、入射角選択的な表面が実現できると考えられる。そこで、本研究ではまず、もっとも単純な構造として、主にキャビティ型、プラズモン型の共鳴を目指した矩形断面形状の1次元周期構造の解析を行う。

#### 3.1.2 構成材料

構成材料の誘電率が影響を及ぼす性質として、特に法線付近の入射に対する反射がある。加えて、表面プラズモンではその伝搬定数に、キャビティ型の原理では、誘電率が異

### 3.1. 設計モデル

なるためにキャビティ構造の寸法に、それぞれ影響を及ぼす．これにより、3.1.1 節のように入射角選択反射を制御できる．

このような材料が有する光学定数  $\sqrt{\epsilon} = N = n + ik$  に対し、空気層  $N = 1$  からバルク材料に対し入射角  $\theta$  で光が入射した場合の振幅反射率  $r$  は、P, S 偏光それぞれ  $r_p, r_s$  について以下の式で求められる<sup>73)</sup>．

$$r_p = \frac{N^2 \cos \theta - (N^2 - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{N^2 \cos \theta + (N^2 - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.3)$$

$$r_s = \frac{\cos \theta - (N^2 - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}{\cos \theta + (N^2 - \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.4)$$

$n$  は屈折率,  $k$  は消衰係数であり、反射率  $R = |r|^2$  である．式より、 $N$  の絶対値が大きいほど、 $r_p$  や  $r_s$  が高くなる．そこで、主な金属材料の光学定数を図 3.1 に示す．光学定数は波長に対する分散を示す．図で参照した波長は、太陽光の波長範囲の中で可視光を除いて強度の高い  $0.80\mu\text{m}$  とした．

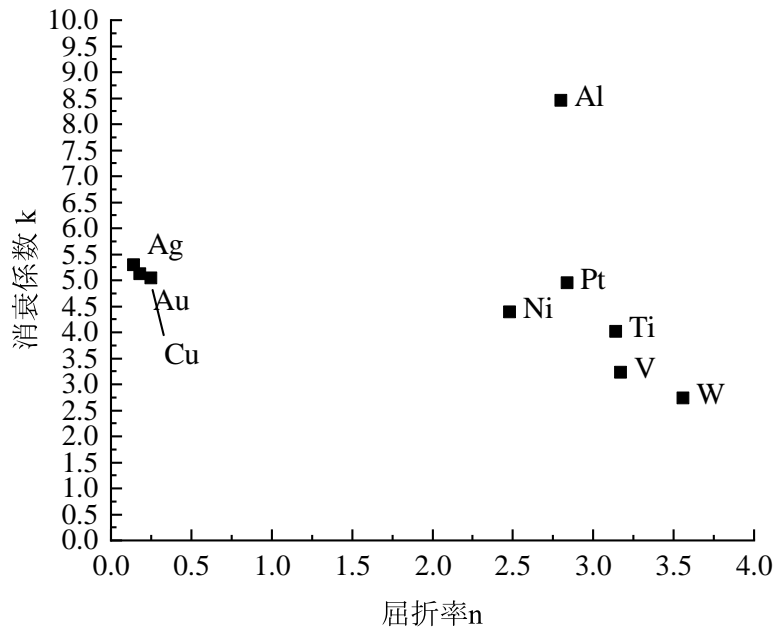


図 3.1 金属の光学定数

本研究で設計する材料の性質を考慮すると、夏の反射率が高いことが望ましい．した

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

がって、材料選定としてはニッケル (Ni) やモリブデン (Mo) などではなく、アルミニウム (Al) やタングステン (W) など、または貴金属類である銀 (Ag) や金 (Au) を用いることで、法線入射付近の反射率を高められる。本研究の材料は屋外での使用が想定され、また大面積に用いることから、耐食性が高く低コストであることが要請される。そこで、設計材料としては比較的安価で耐食性が高く、法線入射時の反射率が高い Al を想定して解析を行う<sup>74)75)</sup>。

#### 3.1.3 構造パラメータ

前節までに、入射角選択性材料を実現するための基本構造、および構成材料について検討した。解析を行う構造としては、アルミニウムで構成されたバイナリー形状の1次元周期構造とし、その構造パラメータを変数とすることとした。ここに、構造のパラメータとしては、周期  $A$ 、高さ  $h$ 、および幅  $w$  である。前述のようにキャビティ型の共鳴については、半波長を単位とした構造でみられる現象である。本研究ではまず、日射の分光分布全体ではなく、単一波長での入射角選択性の有無を解析する。具体的な周期や高さ、波長をそれぞれ独立にパラメータとするよりも、波長で規格化した構造を対象に検討すると、パラメータを減らすことができる。本研究では、構造に対して周期  $A$  を波長  $\lambda$  で規格化し、さらに構造の高さは幅とのアスペクト比  $h/w$  で、周期に対するバイナリー形状の開口をデューティ比  $D = \frac{A-w}{A}$  で表す。図 3.2 に、解析モデルを示す。

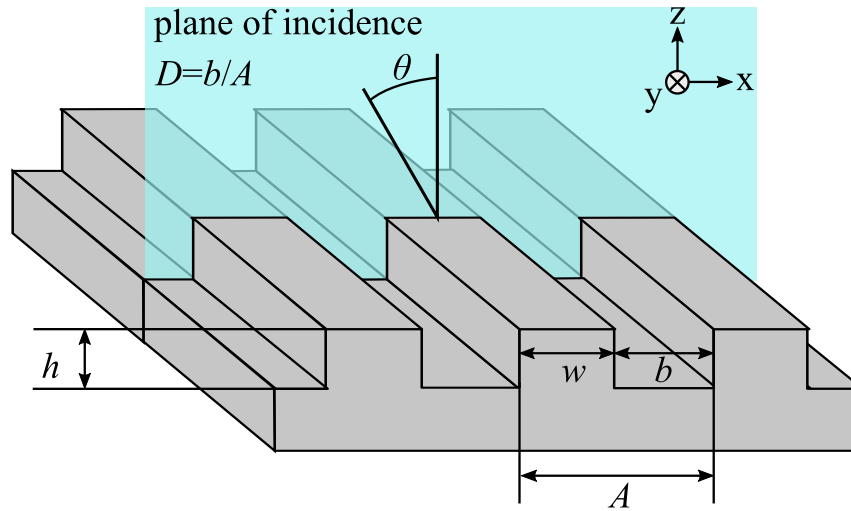


図 3.2 アルミニウム 1 次元周期構造の解析モデル

## 3.2 周期構造の幾何形状が $P$ に及ぼす影響

本節ではまず、それぞれの幾何形状パラメータが角度に対する反射率の変化に及ぼす影響を確認するため、幾何形状に関する検討を行った。

### 3.2.1 構造パラメータが及ぼす影響

構造の周期  $A/\lambda$  およびアスペクト比  $h/w$ 、 $D$  による影響の確認を目的に解析を行った。このとき、解析結果の分光反射率は式 2.11, 式 2.12 を用い、太陽光の反射量と吸収量の総和である  $P = P_R + P_a$  を求めた。 $P$  の大きさだけに着目した場合、22.7 式で示したように余弦則により冬の日射量よりも夏の日射量の方が大きいことから、反射率の高い表面が望ましいことになってしまう。そこで冬の吸収量  $P_a$  を求め、 $P$  に対する  $P_a$  の比を求め、年間で日射に対する相互作用量が大きく、かつ冬の吸収も示すような構造を探索する。

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

本研究では主にキャビティ型およびプラズモン型の原理を検討している．すなわち，波長と近い構造単位が主な検討対象となる．そこで，表 3.1 に示すような構造パラメータの範囲で解析を行った．このとき，デューティ比  $D$  の条件は，別途  $D = (N - 1)/N$ , ( $N$  は整数) となるような条件とした．この解析条件下では， $A/\lambda = N/2$  となる場合においてキャビティ型の共鳴が起こると考えられる．それぞれの  $D$  に対する  $P$  および  $P_\alpha$  の解析結果を，図 3.3 から図 3.16 に示す．

表 3.1 解析パラメータの範囲

構造	パラメータ範囲
周期 $A/\lambda$	0.50~5.00
アスペクト比 $h/w$	0.20~2.00
デューティ比 $D$	0.50, 0.67, 0.75, 0.80, 0.83, 0.85, 0.87

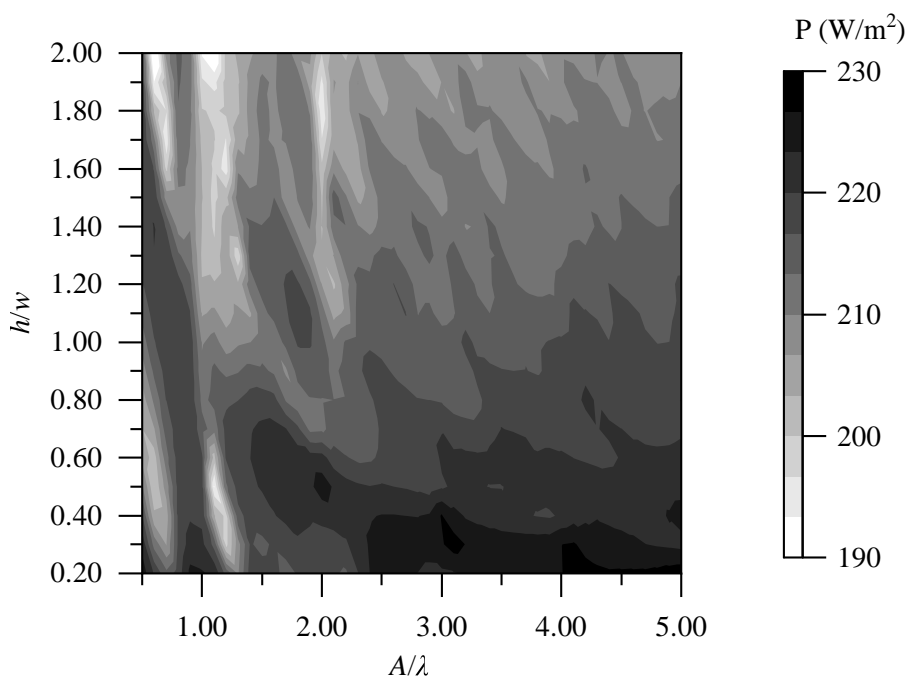


図 3.3  $D = 0.50$  での  $P$



### 3.2. 周期構造の幾何形状が $P$ に及ぼす影響

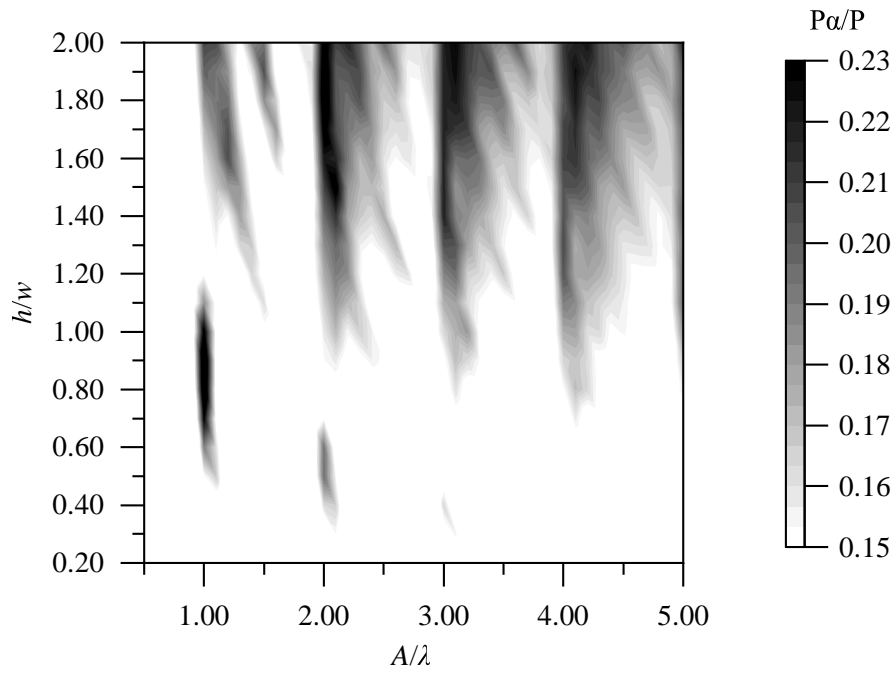


図 3.4  $D = 0.50$  での  $P\alpha/P$

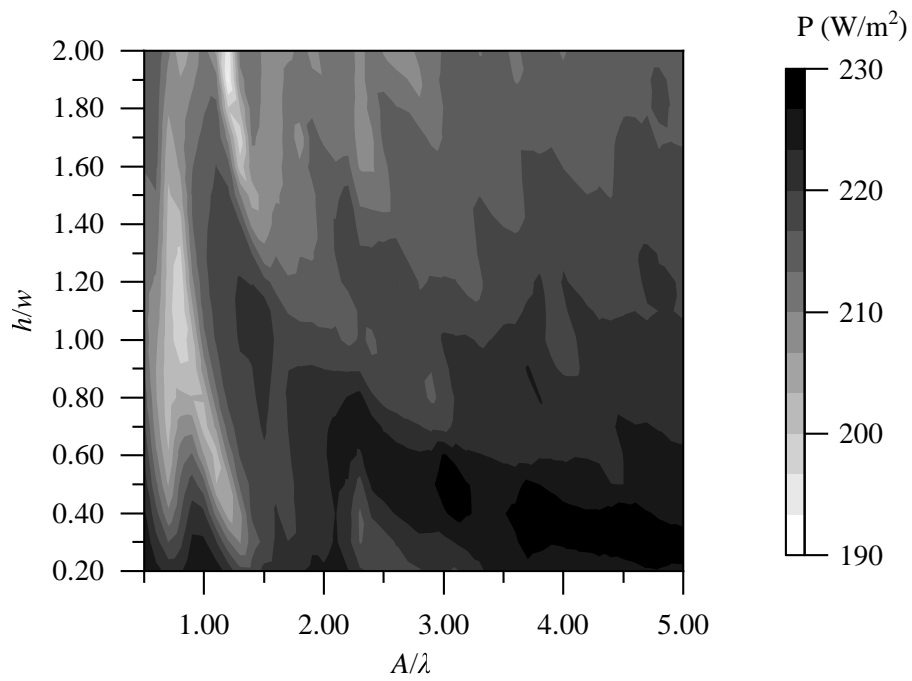


図 3.5  $D = 0.67$  での  $P$

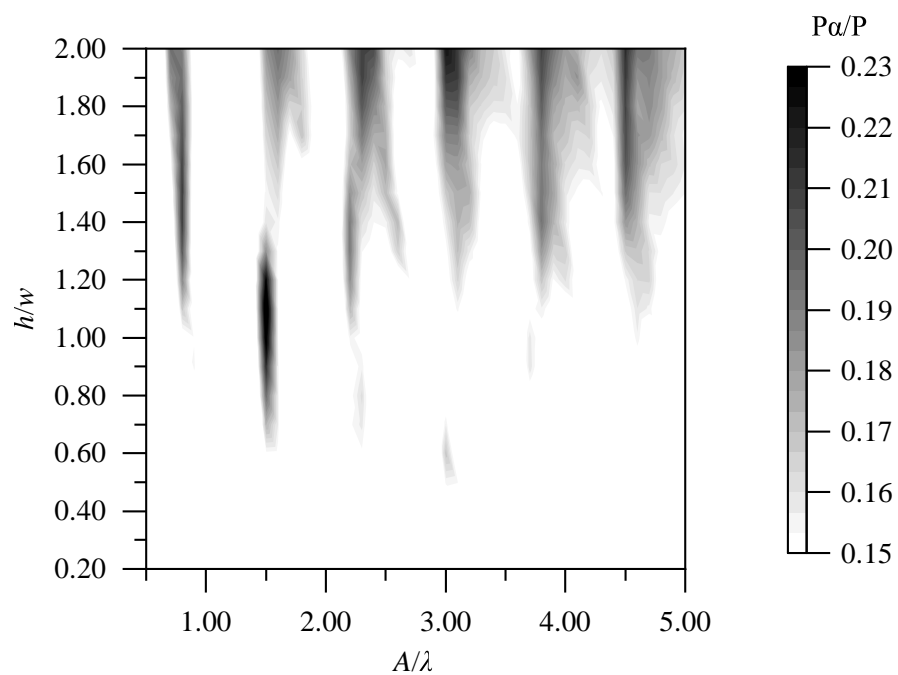


図 3.6  $D = 0.67$  での  $P_\alpha/P$

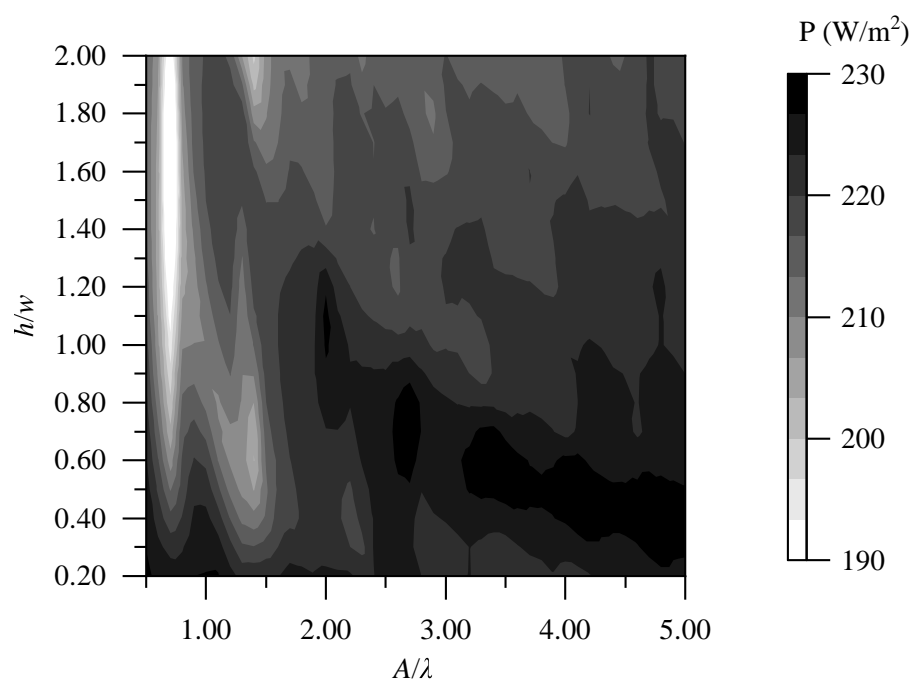


図 3.7  $D = 0.75$  での  $P$

### 3.2. 周期構造の幾何形状が $P$ に及ぼす影響

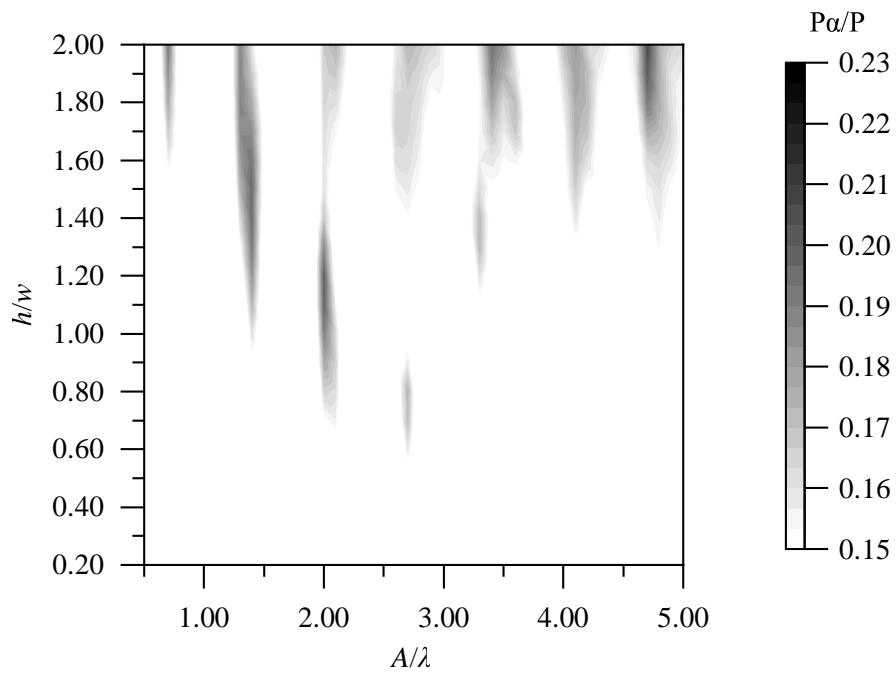


図 3.8  $D = 0.75$  での  $P\alpha/P$

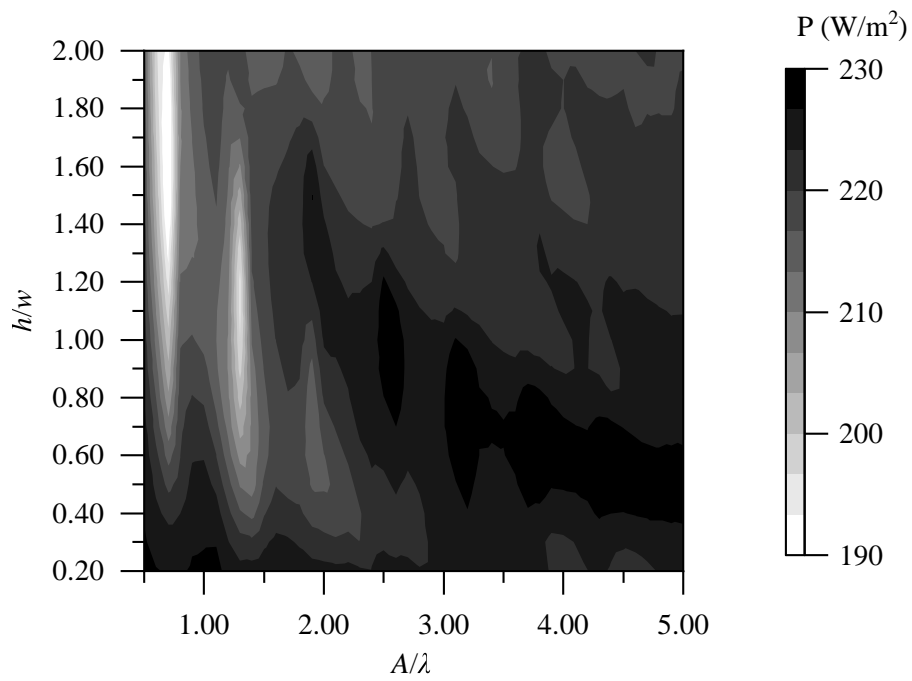


図 3.9  $D = 0.80$  での  $P$

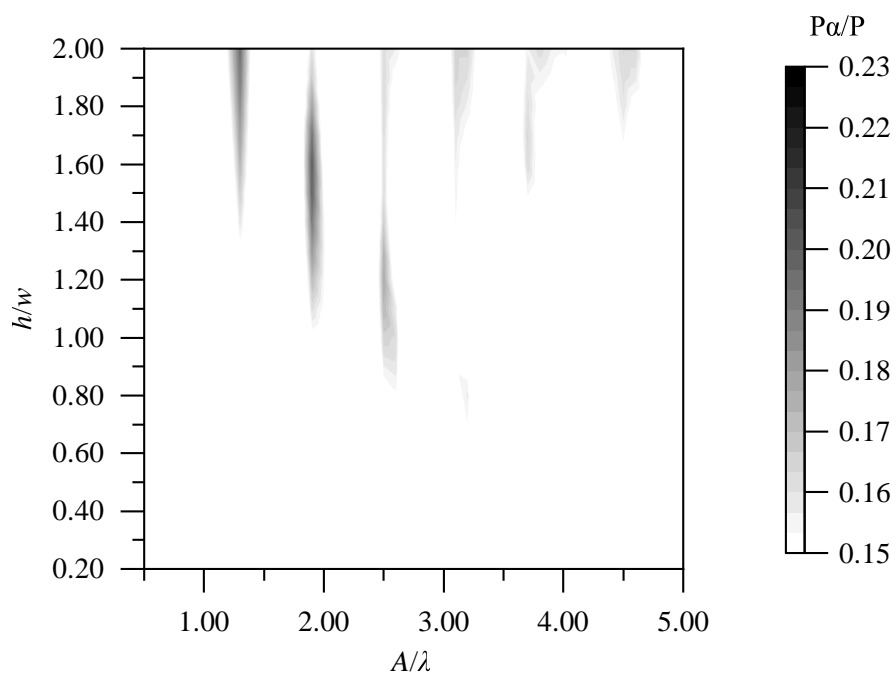


図 3.10  $D = 0.80$  での  $P_\alpha/P$

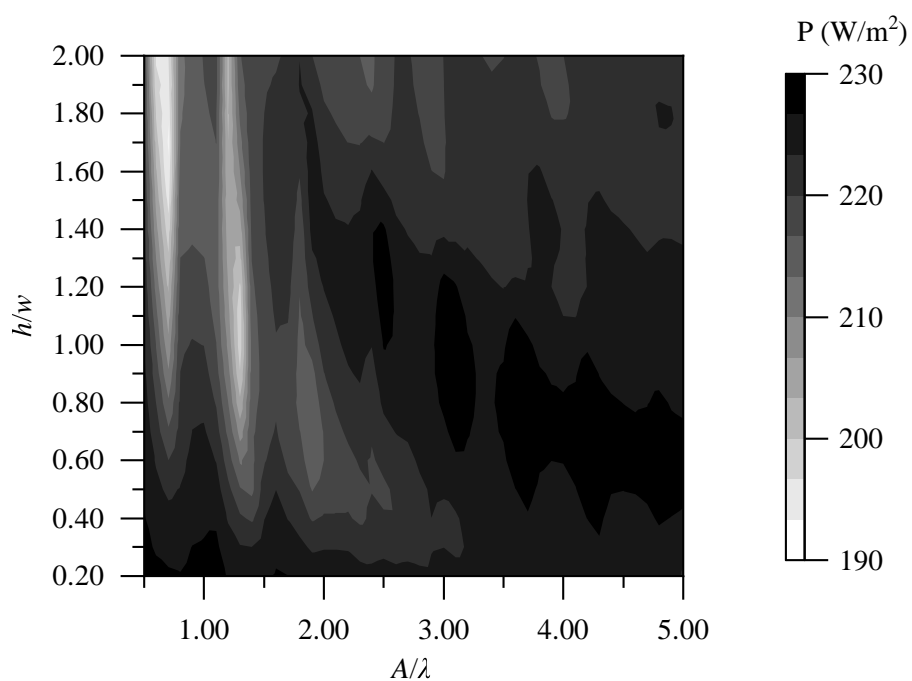


図 3.11  $D = 0.83$  での  $P$

### 3.2. 周期構造の幾何形状が $P$ に及ぼす影響

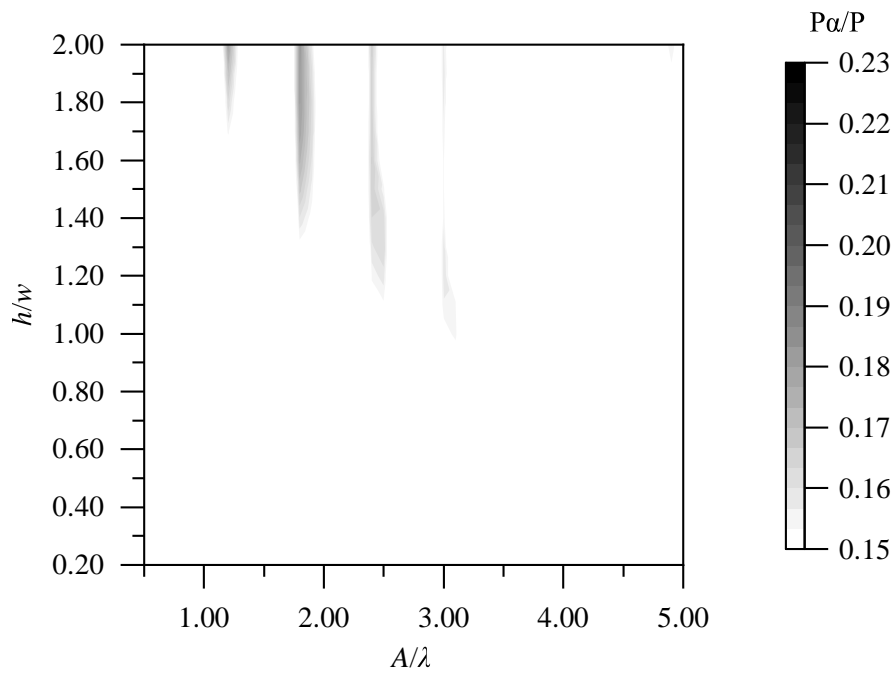


図 3.12  $D = 0.83$  での  $P_\alpha/P$

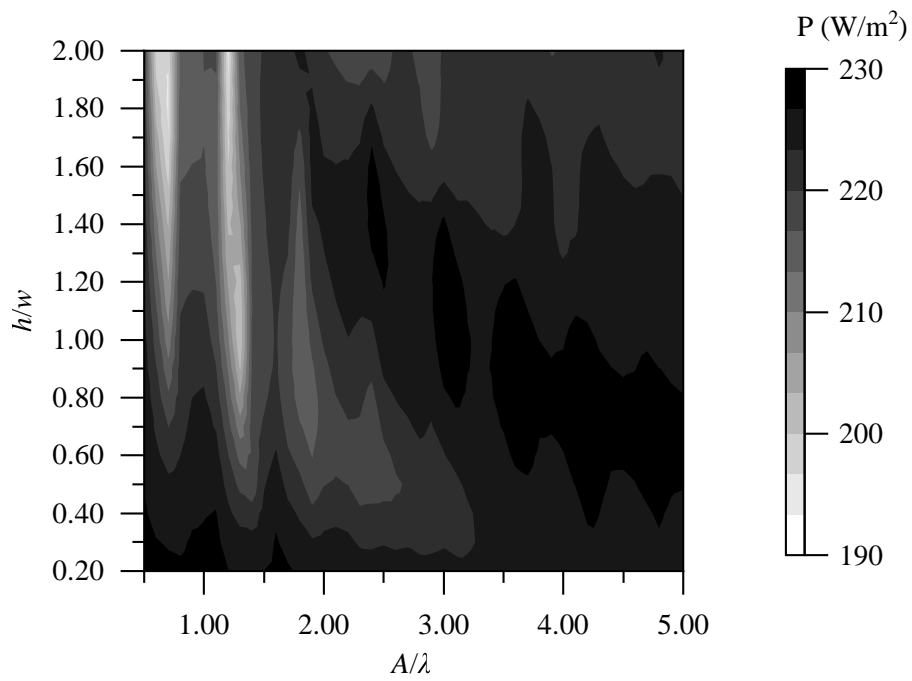


図 3.13  $D = 0.85$  での  $P$

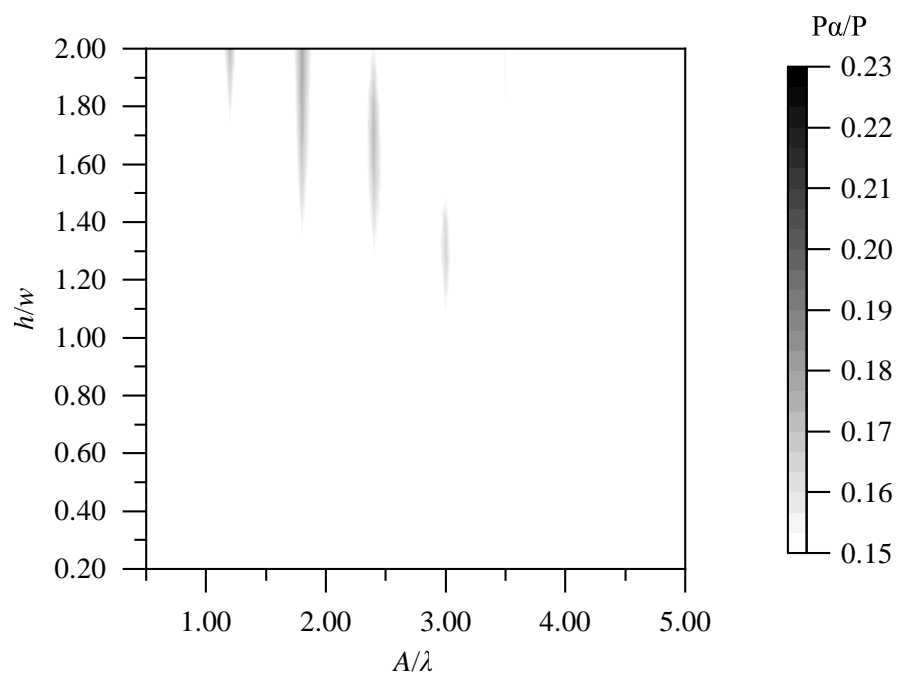


図 3.14  $D = 0.85$  での  $P_\alpha/P$

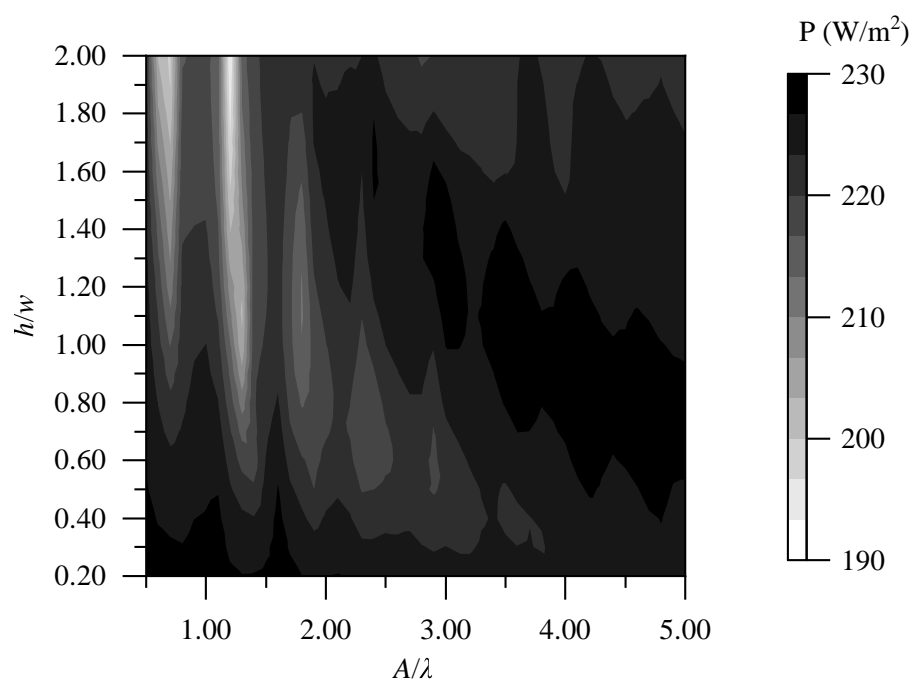
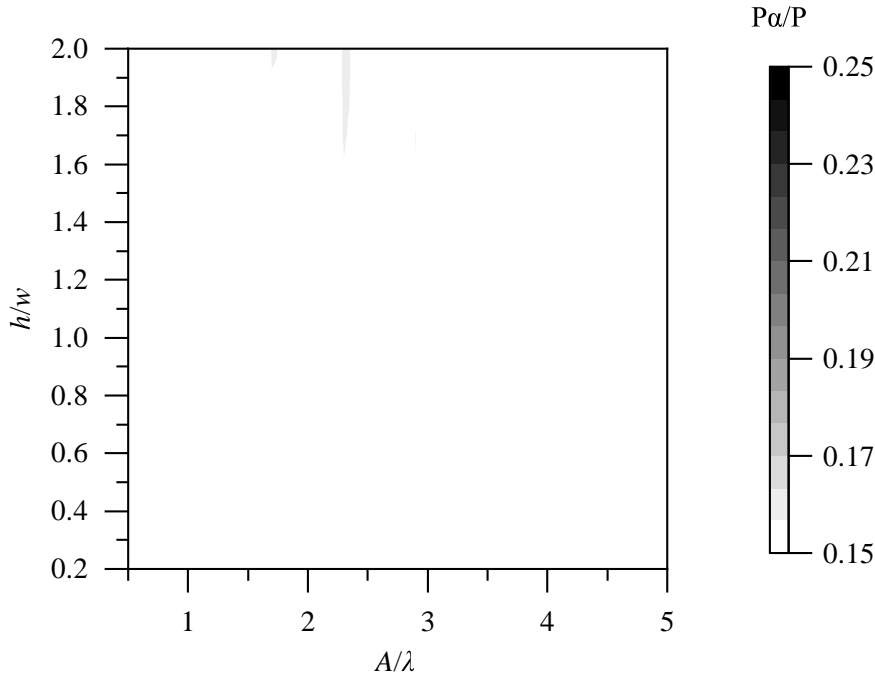


図 3.15  $D = 0.87$  での  $P$

図 3.16  $D = 0.87$  での  $P_\alpha/P$ 

結果から、 $D = 0.67$  の条件において最も大きな  $P_\alpha/P = 0.23$  が得られた。このときの  $P$  は、 $223\text{W/m}^2$  であり、構造としては  $A/\lambda = 1.50, h/w = 0.50$  の寸法であった。この構造の開口サイズとしては、 $1.5\lambda \times 0.67 \approx \lambda$  となる。また、次に  $P_\alpha/P$  の比が大きくなる構造としては、 $D = 0.50, A/\lambda = 2.00, h/w = 1.00$  であった。この構造も同様に、 $2 \times 0.50 = 1.00\lambda$  に相当する。すなわち同様の開口寸法においても、バイナリ形状の幅部分の寸法によって、入射角選択性は変化する。

一方、 $D$  が大きく、すなわち構造に占める開口の比率が大きくなるにつれ、 $P_\alpha/P$  は小さくなった。例えば  $D = 0.87$  の条件では、もっとも高い  $P_\alpha/P$  でもその値は  $0.16$  であった。しかしながら、このときの  $P$  は  $223\text{W/m}^2$  であった。2章図 2.7 より、ある材料の  $P$  はその反射率、および入射角選択性の有無により変化する。これより、本構造は  $P$  に大きな差がなく、 $P_\alpha/P$  の値が低下したことは、反射率の最大値については大きな変化がなく、その一方で角度に対する反射率変化が小さくなったことを意味する。ここで、 $D = 0.87$  において最も  $P_\alpha/P$  の高い構造は  $A/\lambda = 2.30, h/w = 2.00$  となる構造であった。このときの

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

構造の開口は  $2.30 \times 0.87 \approx 2.00\lambda$  に相当する．開口が  $1.50\lambda$  に相当するような構造の例としては，ほかに  $D = 0.67, A/\lambda = 2.24$  等が挙げられる．図 3.6 より，このような条件においても  $P_a/P$  の向上，すなわち角度に対する反射量の変化の発生が示唆されたが，その値は大きくないものとなった．

以上から，開口寸法が波長の  $\frac{N}{2}$  倍となった場合においてキャビティやプラズモンによるとみられる共鳴が発生し，入射角選択性を示した．高い  $D$ ，すなわち 1 周期に占める開口の比が大きい場合などでは，開口が波長の  $\frac{N}{2}$  倍でも，角度に対する反射率の変化は小さい．すなわち，共鳴的な条件を満たした場合でも，本研究のような緯度や太陽位置に応じた反射としては，適さない場合が存在しうることが示唆された．したがって共鳴的な条件，すなわち開口が波長の  $\frac{N}{2}$  倍となる範囲内で，入射角選択反射に適した構造を見出すことが必要である．

#### 3.2.2 開口寸法を固定した場合の反射率

前節の結果に基づき，共鳴的な振舞いを示す範囲を条件として，幅部分の寸法すなわち開口の寸法と構造の高さ  $h$  とを固定した状態での解析を試みた．これはすなわち， $A/\lambda \times D = \frac{N}{2}$  の条件を課すことに相当する．3.2.1 節で明らかとなった構造は  $A/\lambda = 1.50, D = 0.67$  や  $A/\lambda = 2, D = 0.50$  であったことから，開口部分が  $\lambda$  となるような構造において，北緯  $35^\circ$  地点に適した反射率変化を示すと考えられる．

そこで，この開口部分がちょうど 1 波長，すなわち  $A/\lambda \times D = 1.00$  で固定された構造として構造の周期を変えた場合のそれぞれの次数について解析した．結果を図 3.17 に示す．



### 3.2. 周期構造の幾何形状が $P$ に及ぼす影響

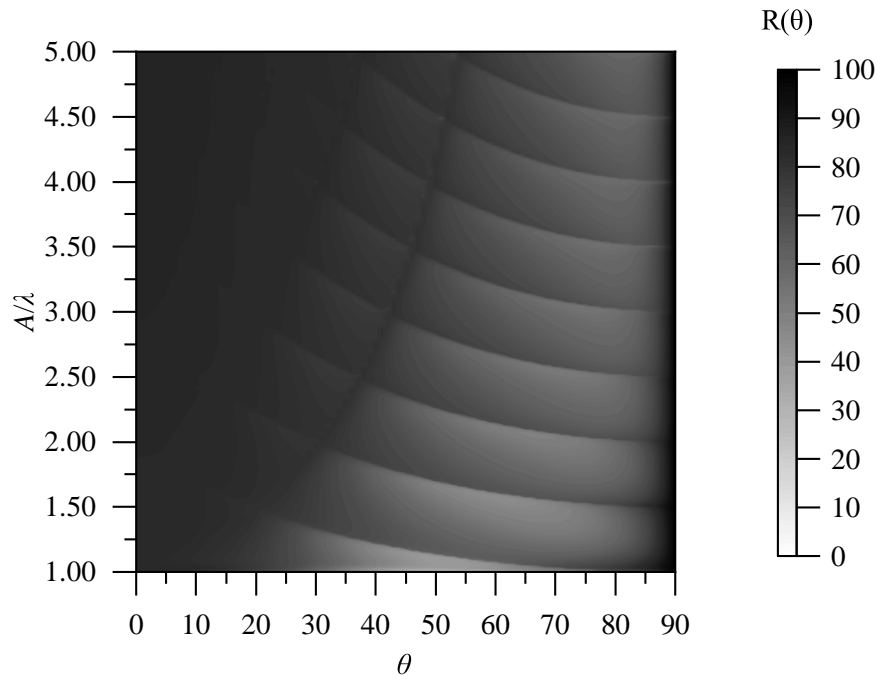


図 3.17 開口寸法  $A/\lambda \times D = 1.00$  となる構造での反射率変化

結果から、周期が変化するにつれて、反射率変化の角度が変わる。本解析では  $0.50\lambda$  ごとに次の回折次数が立ち上がっており、その結果、反射率の変化が発生している。このとき、ある任意の周期  $A/\lambda$  において、 $90^\circ$  までの入射角で急峻な反射率の変化がない条件も同様に  $\frac{N\lambda}{2}$  であった。

このとき、 $A/\lambda$  の変化に対して  $P, P_\alpha/P$  を計算した結果を図 3.18 に示す。

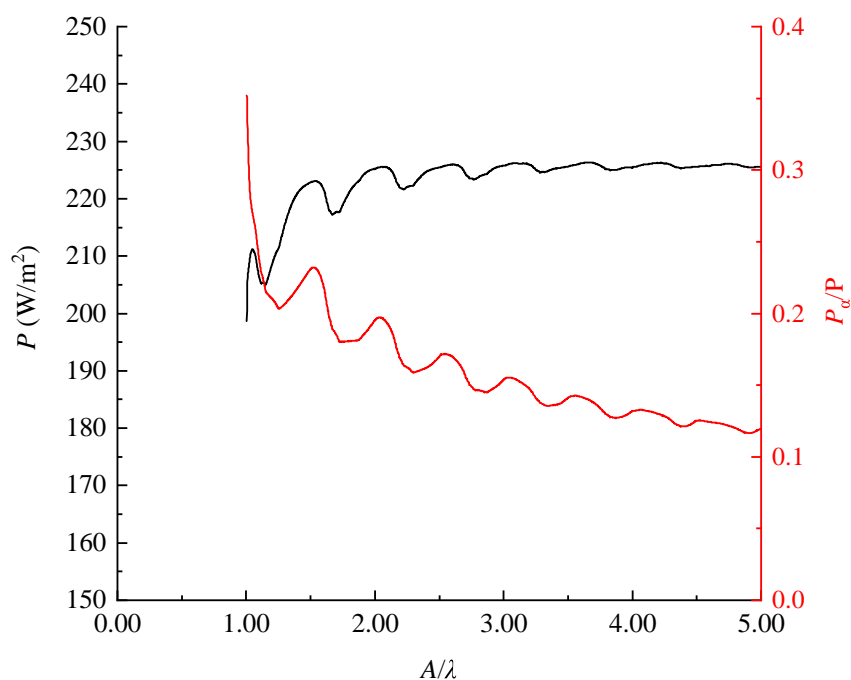


図 3.18 開口寸法 $=\lambda$ での  $P$  および  $P_{\alpha}/P$  の変化

図 3.18 より， $A/\lambda = \frac{N\lambda}{2}$  な場合に，大きな  $P_{\alpha}/P$  が得られた．また， $P_{\alpha}/P$  が最も高いのは  $A/\lambda = 1.00$  であったがその時の  $P$  は低く  $197\text{W}/\text{m}^2$  となり， $A/\lambda = 1.00$  の場合よりも  $A/\lambda = 1.50$  の構造の方がより入射角選択性が高く，更に  $P$  も高いことがわかる．

### 入射角選択のメカニズム

図 3.17 では，入射する波長を固定として周期を変動させた解析を行った．これは式 3.2 右辺の  $k_0$  を固定して  $\Lambda = \frac{2\pi}{A}$  を変動させたことに等しい．このときの格子結合型表面プラズモンの分散条件，3.18 から求めた高い  $P_{\alpha}/P$  条件，および開口寸法を  $\lambda$  とした場合の結果とを図 3.19 に示す．

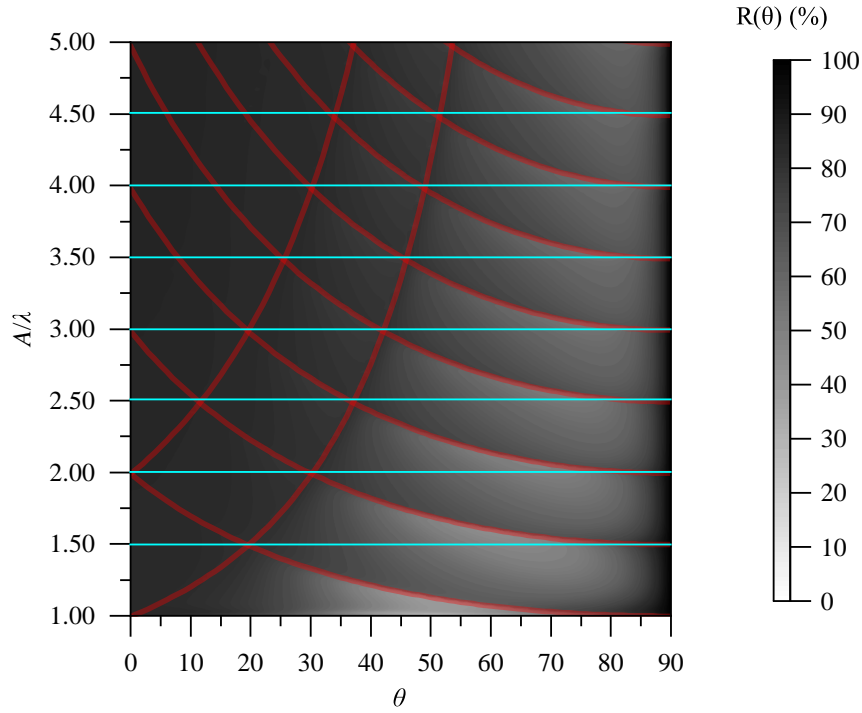


図 3.19 開口寸法  $\lambda$  での周期  $A/\lambda$  に対する反射率変化と格子結合型プラズモンの分散 (赤), および高  $P_\alpha/P$  条件 (水色)

高い  $P_\alpha/P$  が得られる構造は, この分散曲線から外れた条件である  $\frac{N\lambda}{2}$  において発生したことから, この角度に対して広い吸収は, 表面プラズモンに起因するものではないと推定できる. また開口が波長の整数倍であった. 以上より,  $P_\alpha/P$  の増加を示す原理は表面プラズモンでなくキャビティ形状によるものと推定できた.

### 3.2.3 断面形状の寄与

ここまでに, 簡単のためバイナリー形状を有する回折格子について検討を行った. 3.1.1 節で示したように, 格子の断面形状には, 1次元格子でもシヌソイド形状やコラムナー形状など, 多くの自由度が存在する. また加えて, 実際の表面形状作製においては, バイナリー形状が要請するような断面のエッジや, 垂直形状の側壁を担保することは一般に困難

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

である。したがって、3.2.1 で明らかにしたような種々の周期構造に対し、その断面形状が特性に及ぼす影響を推定することは重要である。

そこで、図 3.20 に示すような形状モデルを想定し、断面形状が共鳴的な吸収に及ぼす影響を検討した。解析した形状は  $A/\lambda = 1.50$ ,  $D = 0.67$ ,  $h/w = 1.00$  とし、バイナリ一部分の上辺を変化させた解析を行った。

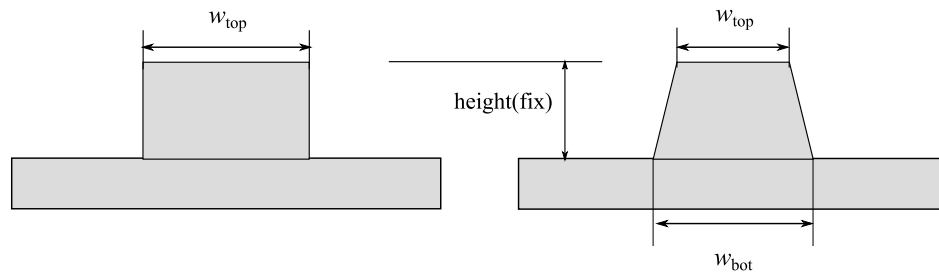


図 3.20 側壁形状の変化モデル

解析結果を図 3.21 に示す。結果より、側壁の角度が大きく、すなわち上辺の幅が狭まるにしたがい、 $P_a/P$ ,  $P$  の値が小さくなった。また、最も高い  $P_a/P$  は理想的な矩形形状でなく、側壁が傾斜した形状であった。このときのそれぞれの形状に関する入射角度に対する反射率変化を図 3.21 に示す。図 3.21 が示すように、側壁の角度変化に対し、反射率最低値の角度が変化している。この角度シフトの位置と冬の日射の入射角とが一致したため、 $P_a/P$  が増加したものと考えられる。

### 3.2. 周期構造の幾何形状が $P$ に及ぼす影響

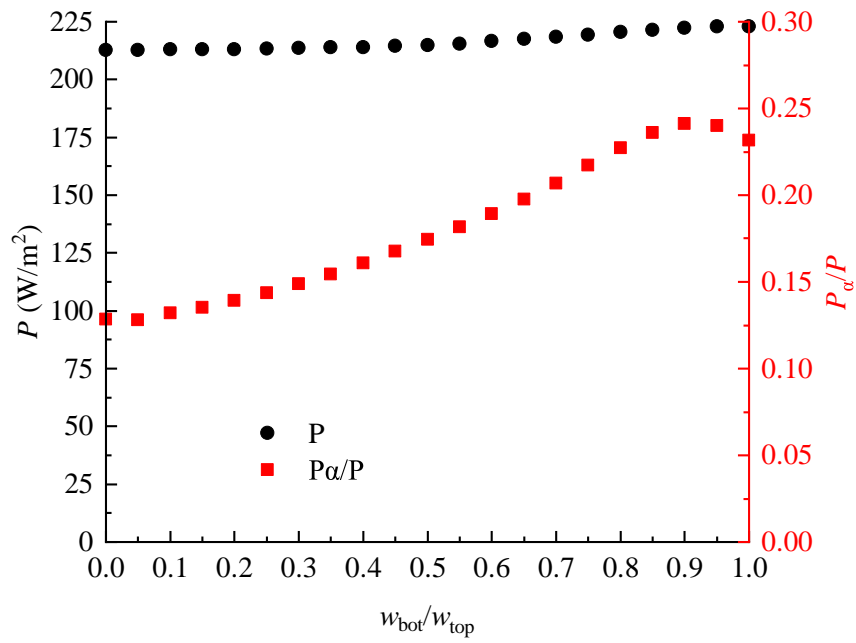


図 3.21 側壁形状の変化が  $P_{\alpha}/P$  に及ぼす影響

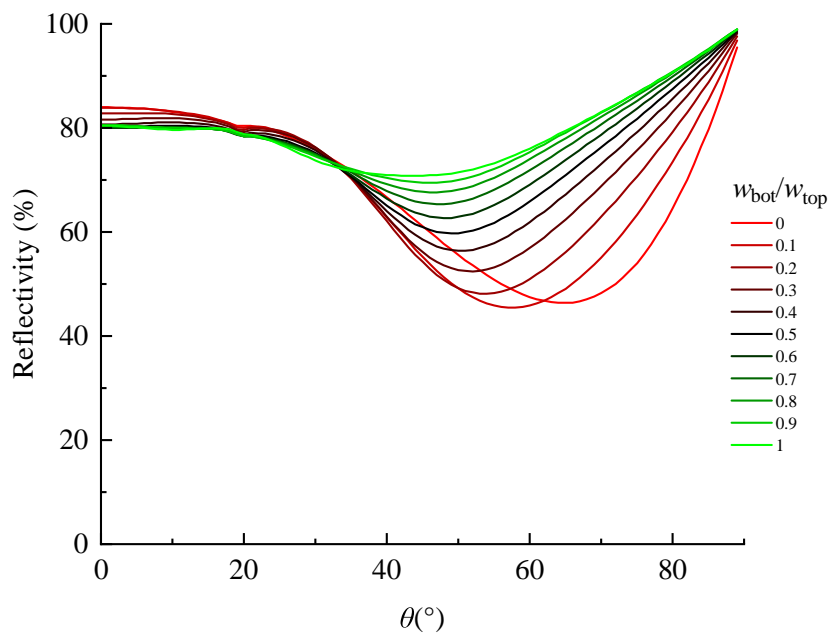
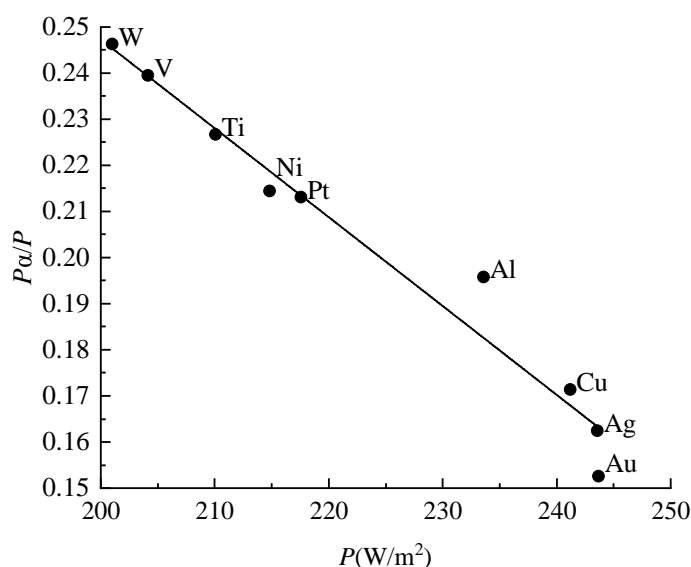


図 3.22 側壁形状の変化による角度反射率の変化

## 3.2.4 材料による変化

本節まで、法線入射時の反射率が高く、実用上の観点からは比較的安価で耐候性のあるアルミニウムを想定して解析を行った。ここで、3.2.2の結果から、主な吸収の原理としてはキャビティ型であると考えられた。入射角選択の境界となる入射角  $\theta_{\text{trans}}$  は構造の断面形状と寸法により決定される。一方、法線付近の反射率は3.1.2で述べたように構成材料の誘電率で定まる。そこで、同一の形状を用い、構成材料としてAl以外の金属材料を用いた場合の入射角選択反射の変化を解析した。光学定数は、Palikらによるデータを用いた<sup>76)</sup>。このとき、 $\lambda = 0.80\mu\text{m}$ での誘電率は材料によって異なることから、共鳴する寸法は材料により異なる。そこで、事前解析を行い、 $A/\lambda = 1.50$ ,  $D = 0.67$ ,  $h/w = 1.00$  付近の寸法で最も大きな  $P_a/P$  となる構造を選定した。それぞれの材料の  $P_a/P$ ,  $P$  に対して線形近似した直線をプロットした結果を図3.23に示す。

図 3.23 材料による  $P$ ,  $P_a/P$  の変化

### 3.3. 1次元周期構造の入射方位特性・分光特性

結果から、 $P$ 、 $P_a/P$ の値に対し、図 3.1 で示したような材料の誘電関数に相関がある。また、線形近似した相関性に対し、Al はより高い  $P$ 、 $P_a/P$  を示す。したがって、入射角選択性を有する材料として Al が適していることが示された。

## 3.3 1次元周期構造の入射方位特性・分光特性

ここまでに、太陽光の入射角選択的反射に向けた構造としては周期  $A/\lambda = 1.50$ , デューティ比  $D = 0.67$ , アスペクト比  $h/w = 1.00$  の構造が最適であった。この構造は、1次元周期構造によるキャビティ型の吸収を原理とした。実際の太陽では、その方位や分光分布もパラメータとなる。本章で設計した1次元周期構造について入射方位を変化させた場合、実効的な格子周期が変化することから、特性が異なることが想定される。加えて、太陽光は波長の広がりを持つ。キャビティによる吸収は半波長の寸法を要請する。したがって任意波長に合わせて設計された構造に対して他の波長を入射させた場合、共鳴による吸収は発生せず、通常の回折格子として振舞うと考えられる。そのため、実際の太陽光に対する効率を見積もるためには、その入射方位特性や分光特性も考慮する必要がある。

本節では、前節までに明らかにした1次元周期構造を対象に、入射方位特性、分光特性の解析を行う。

### 3.3.1 方位特性解析

図 3.24 に、入射方位特性解析の座標系を示す。

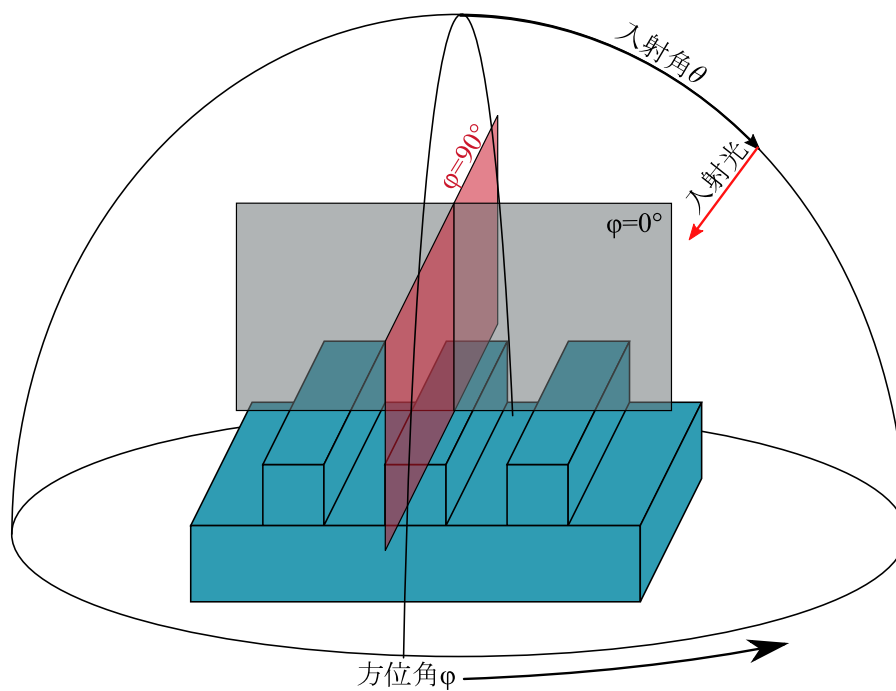


図 3.24 入射方位特性の座標系

方位  $\phi$ , 入射角  $\theta$  の極座標系とした解析結果を図 3.25 に示す. また, 横軸を  $\phi$  とした  $P_\alpha/P, P$  のプロットも図 3.26 に示した.



### 3.3. 1次元周期構造の入射方位特性・分光特性

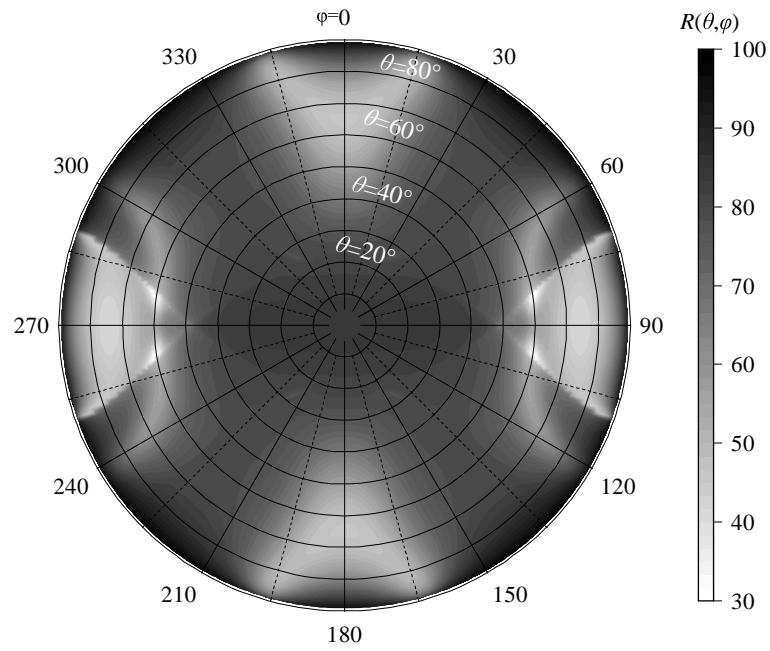


図 3.25 入射方位特性の解析結果

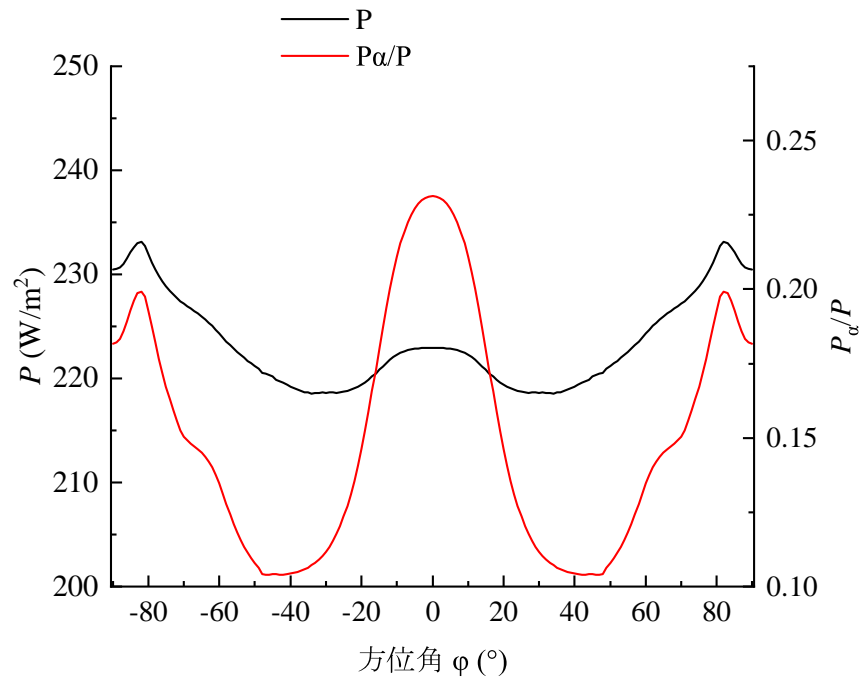


図 3.26 入射方位に対する  $P_\alpha/P, P$  の変化

図 3.25 より、 $\phi = 0^\circ$  の場合に前節までに示した入射角選択性を示し、このとき  $P, P_\alpha/P$

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

も大きな値となった．入射方位が変化するにつれて  $P$  と  $P_a/P$  はどちらも低下し，入射角  $45^\circ$  から  $50^\circ$  の付近で最低となった．更に入射方位が構造の連続方向へと変化するに伴って  $P$  と  $P_a/P$  は再度増加した．一方，入射方位  $45^\circ$  では入射角選択性を示さなかった．本研究の構造は1次元周期性であり，またその入射角選択性の原理はキャビティ型と推定された．実効的な開口の寸法は入射方位  $\phi$  に依存して  $\frac{1}{\cos\phi}$  で変化する．したがって， $\phi = 0^\circ$  での共鳴条件に比べて，構造面内の波数成分が大きい入射が要請される．これは，波長が固定であればより深い入射角であることを意味する．このため，3.3.1 節のように，吸収を示す角度は入射方位に対して変化したと考えられる．一般に，日射量が最も大きくなる時間は正午付近であり，このときの太陽方位は南側に位置する．高い  $P$  および  $P_a/P$  を示す入射方位を南に向けることで，1次元周期構造の入射角選択性を効果的に活用できる．

#### 3.3.2 分光特性解析

分光特性の解析として，日射の範囲  $0.40\mu\text{m} \sim 2.50\mu\text{m}$  に対する解析を行った．このとき，構造は  $A/\lambda = 1.50$ ,  $D = 0.67$ ,  $h/w = 1.00$  を赤外光 ( $0.78\mu\text{m} \sim 2.50\mu\text{m}$ ) と可視光 ( $0.38\mu\text{m} \sim 0.78\mu\text{m}$ ) との境目となる  $0.8\mu\text{m}$  に対して固定した  $A = 1.20\mu\text{m}$ ,  $w = 0.40\mu\text{m}$ ,  $h = 0.40\mu\text{m}$  とした．入射波長  $\lambda$  に対する  $R(\theta)$  の解析結果を図 3.27 に示す．

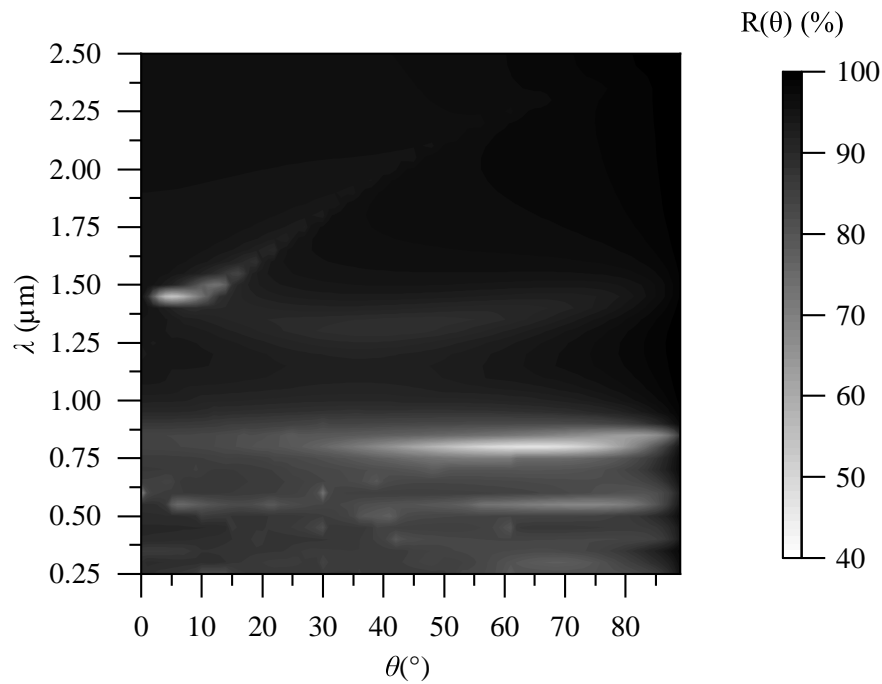


図 3.27 1次元周期構造の分光特性

強い入射角選択性は設計波長  $0.80\mu\text{m}$  においてみられ，その他に  $0.55\mu\text{m}$  などでも発生した．日射の波長範囲に対して有効活用することを考えると，このような選択性を示す波長がさらに広帯域になることが望ましい．構造を単体で使用する とすれば，ある面内で設計波長の異なる1次元周期構造のタイル形状とすることが考えられる．この場合，正規化した日射の分光分布を用い，波長で重み付けしたタイル配置とすることが考えられる．

### 3.4 半導体プロセスによる1次元周期構造の作製

前項までの結果に基づく入射角選択性の実現を目的に，1次元周期構造を製作した．ここまで解析した構造は波長と同程度，すなわちミクロン～サブミクロンオーダーの寸法で構成され，機械加工的な手法では製作が困難であることから，半導体プロセスで知られる手法を利用して製作した．

### 3.4.1 製作手法の検討

微細構造の形成・加工は、一般に (1) 薄膜形成, (2) パターン転写 (リソグラフィ), (3) パターン形成からなる。以下それぞれの技術について簡単に述べ、本構造を製作するための手法について検討する。

#### 薄膜形成

薄膜形成技術は主に気相成長および液相成長に分類される。気相成長法では、成膜対象の材料を蒸気化し基板に堆積させる。材料を加熱・蒸発させて基板表面に堆積させる真空蒸着法<sup>77)</sup>や、より高エネルギーとした材料を基板に堆積させる分子線エピタキシー<sup>78)</sup>、負の電圧を印可した基板に対してイオン化した蒸発源を堆積させるイオンプレーティング<sup>79)</sup>、アルゴンなどのイオンを材料に衝突させて昇華するスパッタリングなどの物理気相成長のほか、成膜対象の物質を含むガスを基板付近に導入し、基板の加熱やプラズマ発生を通して化学反応を促進させることで成膜する化学気相成長がある。真空蒸着や分子線エピタキシー、イオンプレーティングでは、成膜対象の物質を熱的に蒸発させて堆積させている。一方、スパッタリングでは成膜対象の物質に Ar イオンなどを衝突させ、その衝撃によってターゲットを分解し気相としている。

真空蒸着は成膜対象物質の加熱機構と、比較的低真空な系とで構成可能なことから容易な成膜手法といえる。特に金属るつぼに電流を流しジュール熱で材料を蒸発させる抵抗加熱蒸着は扱いが容易である。また、イオンビームやアルゴンプラズマを用いた場合、対象材料の昇華レートはイオンのエネルギーと衝突確立に依存し、真空蒸着と比較して低いものの、昇華された材料自体が有する運動エネルギーは高いことから、比較的高品質な膜が得られる。

#### パターン転写

パターンの転写手法は一般にリソグラフィと呼ばれる。LSIなどの大規模かつ高スループットな加工が必要な場合は、フォトマスクを用いたリソグラフィが用いられる<sup>80)</sup>。本手法では、フォトマスクを用いることで大面積への一括パターニングが可能であることから大量生産向きの技術である。その一方、パターンの再現性はフォトマスクに依存し、加えて露光に使用できる光の波長の観点から、線幅への制限がある<sup>81)</sup>。フォトマスクを用いずにリソグラフィを行う方法としては、電子ビームを用いた電子線リソグラフィ、デジタルマイクロミラーデバイス(DMD)を用いたマスクレスフォトリソグラフィ<sup>82)</sup>や、多光子吸収による直接レーザ描画<sup>83)</sup>などが知られている。このうちマスクレス露光装置では、DMDにより生成されたパターンの一括露光を行えるため、1ショットあたりの露光サイズが大きい。マスクレス露光装置の最小線幅はパターン生成に用いるデジタルマイクロミラーデバイスの画素サイズに依存し、数 $\mu\text{m}$ 程度である<sup>84)</sup>。一方、電子ビーム露光装置の最小線幅は電子線の波長に依存しており、最小で数十 $\text{nm}$ 程度までが報告されている<sup>85)</sup>。

#### パターン形成

エッチングなどで薄膜から構造を削りだす手法<sup>86)</sup>や、不要パターンを剥離(リフトオフ)して構造を作製する方法<sup>87)</sup>、収束イオンビームによる切削などが用いられる<sup>88)</sup>。エッチングには、反応性イオンエッチング<sup>89)</sup>やアルゴンスパッタリング<sup>90)</sup>など、真空・プラズマ下で物理的・化学的に面内のエッチングを行うドライな手法や、化学的な溶液に浸漬して溶解させるウェットな手法がある<sup>91)</sup>。エッチングの速度が薄膜の各方向に対して等方的な場合、薄膜は厚み方向に対して広がるようにエッチングされる。この現象はアンダーカットと呼ばれる。基板面に対して垂直な加工、すなわち深さ方向にのみエッチングが行われる場合を異方性、または方向性エッチングと呼ぶ。反応性イオンや高密度プラズマによる物理的エッチングは方向性エッチング的な手法である。加速されたイオンによるエッチングでは、金属などの比較的重い元素に対するエッチングレートが低い<sup>92)</sup>。リフトオフでは、リソグラフィによりレジストに転写したパターンの上から薄膜を堆積し、その後

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

レジストを剥離することで目的の部分のみに薄膜を残留させる。したがってパターン加工はレジストの剥離のみで完了するため、比較的容易なプロセスといえる。薄膜がレジストの全域を被覆した膜であった場合、レジストの剥離に際して薄膜が除去される。これは加工可能な高さがレジスト膜の高さに依存することを意味する。また、レジスト上から薄膜を堆積させる際の方向性がリフトオフ後のパターン断面に大きく影響する。

入射角選択性を有する構造は波長と同程度の線幅を有し、アスペクト比が  $0.5 \sim 1.0$  と大きいことから比較的深い溝を有する加工となる。太陽光の波長を考えると、線幅は  $\mu\text{m} \sim \text{サブ}\mu\text{m}$  程度となる。一方、金属表面の反射やキャビティ現象を利用した原理であるため、金属膜表面は平滑であることが望ましい。ドライエッチングの手法では金属膜のエッチングレートが確保できず、保護のためのレジストや基板側金属面へのダメージが発生する可能性がある。また、3.2.3 節で示したように構造の断面形状は側壁の角度が高く、矩形に近い構造が求められる。ウェットエッチングによる手法では金属部分を容易に加工できる一方、アンダーカットが発生するために構造断面形状の再現性が低くなることが想定される。そこで本研究では、電子線描画によるパターン転写を行い、真空蒸着によって堆積した金属薄膜をリフトオフすることで構造を製作する。本研究では電子ビーム露光を用いるため、描画パターンの再現性は一般に高く、周期  $A$  およびデューティ比  $D$  については再現性が高いものと考えられる。このとき、プロセスによる構造の作製難易度は主にアスペクト比と側壁の垂直性によって定まる。そこで、入射角選択性の高い構造に基づき、製作性に影響を及ぼすと考えられるアスペクト比  $h/w$  および周期の異なる (1)  $A/\lambda = 1.50$ ,  $h/w = 1.00$ ,  $D = 0.67$  (2)  $A/\lambda = 2.00$ ,  $h/w = 0.50$ ,  $D = 0.50$  (3)  $A/\lambda = 3.00$ ,  $h/w = 0.25$ ,  $D = 0.33$  の3種類を製作した。測定波長は  $0.80\mu\text{m}$  とした。

#### 3.4.2 1次元周期構造の製作

シリコンウェハ上にイオンビームスパッタ(エリオニクス社製, EIS-230)を用いてアルミニウム薄膜を堆積した。その後、電子線レジスト(ZEP-520A, 日本ゼオン)をスピンコートし、電子ビーム露光装置(エリオニクス社製, EIS-3700)によりラインアンドスペース

### 3.4. 半導体プロセスによる1次元周期構造の作製

パターンをそれぞれ描画した。リソグラフィ後のレジストはZED-N50(日本ゼオン)およびZMD-B(日本ゼオン)により現像し、アセトン、純水によりリンスを行った。そののち、抵抗加熱方式の真空蒸着装置により、 $4 \times 10^{-3} \text{Pa}$ の圧力でアルミニウム(高純度化学)を成膜した。このとき、膜厚は水晶式膜厚計により管理した。成膜したサンプルは除去剤ZDMAC(日本ゼオン)に浸漬し、その後アセトンに浸漬したうえで再度ZDMAC中で超音波洗浄を行い、リフトオフを行った。

製作した構造の評価として、断面形状を透過型電子顕微鏡(Scanning Electron Microscopy, SEM)により観察した。構造(1)および(3)では日本電子製のJSM-6390を、構造(2)ではSIIナノテクノロジー製のXVision 200TBを用い、構造の断面は断面研磨装置(日本電子)、集束イオンビーム加工装置(SIIナノテクノロジー)を使用した。また、分光光度計(島津製作所, SolidSpec-3700DUV)により入射角可変での0次光を測定した。このとき、測定する波長範囲としては $0.40\mu\text{m} \sim \lambda \sim 1.20\mu\text{m}$ の範囲とした。測定結果はSEMによる観察結果に基づくRCWAの解析を行い、実験値との比較を行った。

**構造(1)**  $A/\lambda = 1.50$ ,  $h/w = 1.00$ ,  $D = 0.67$

SEM像を図3.28および3.29に示す。このとき、構造の断面形状は矩形ではなく、三角形形状となった。図3.29の寸法は $h = 0.28\mu\text{m}$ ,  $w = 0.44\mu\text{m}$ ,  $A = 1.25\mu\text{m}$ であった。設計上の寸法はそれぞれ $h = 0.40\mu\text{m}$ ,  $w = 0.40\mu\text{m}$ ,  $A = 1.20\mu\text{m}$ である。面内方向に関する設計である電子ビーム露光により投影されたパターンは、設計値をよく反映している。

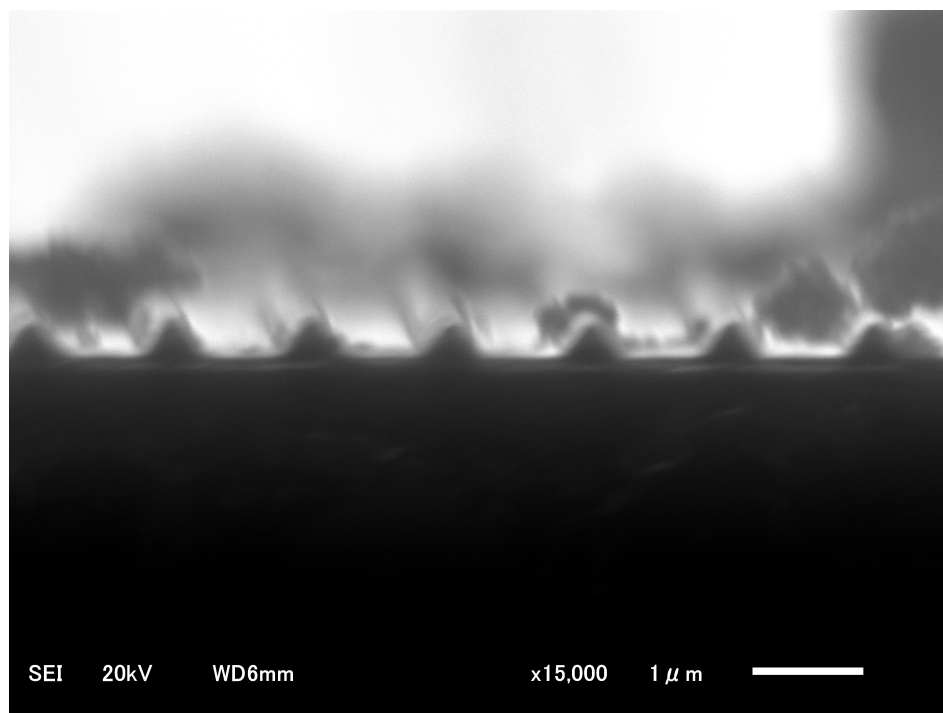


図 3.28 構造 (1) の SEM 観察結果

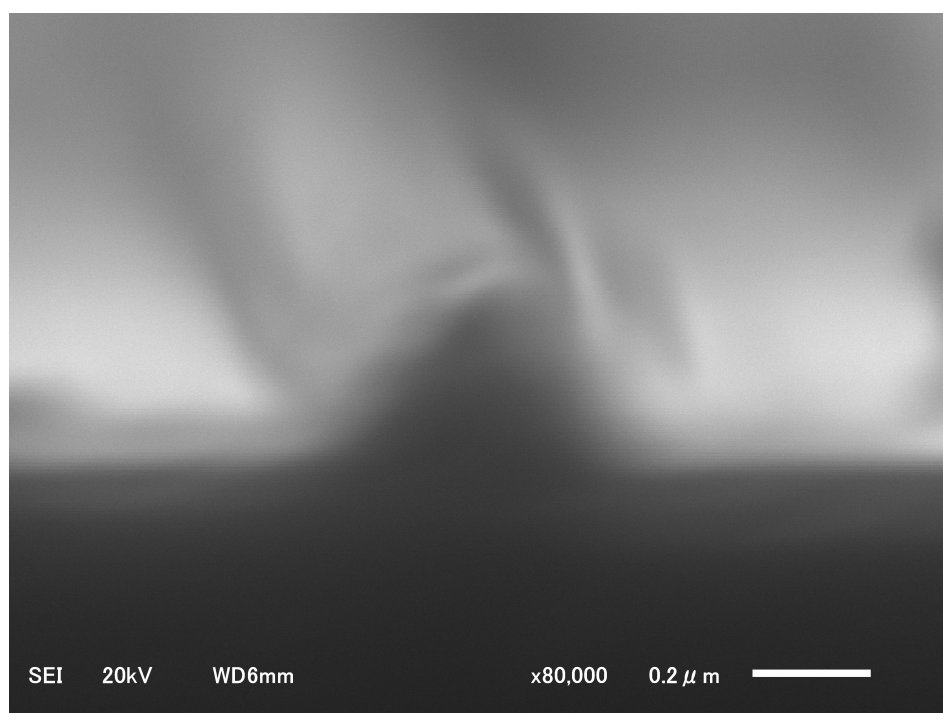


図 3.29 構造 (1) の SEM 観察結果 近接像



### 3.4. 半導体プロセスによる1次元周期構造の作製

分光光度計による測定結果を図 3.30 に、RCWA による解析結果を図 3.31 に示す。0 次光の測定結果と RCWA による解析結果はよく一致した。一方、3.2.3 節での解析からも、断面形状が三角となったこと、また高さが入射光の波長  $\lambda = 0.80\mu\text{m}$  の半分に満たないことから、キャビティ的な吸収を示さないことが示唆される。

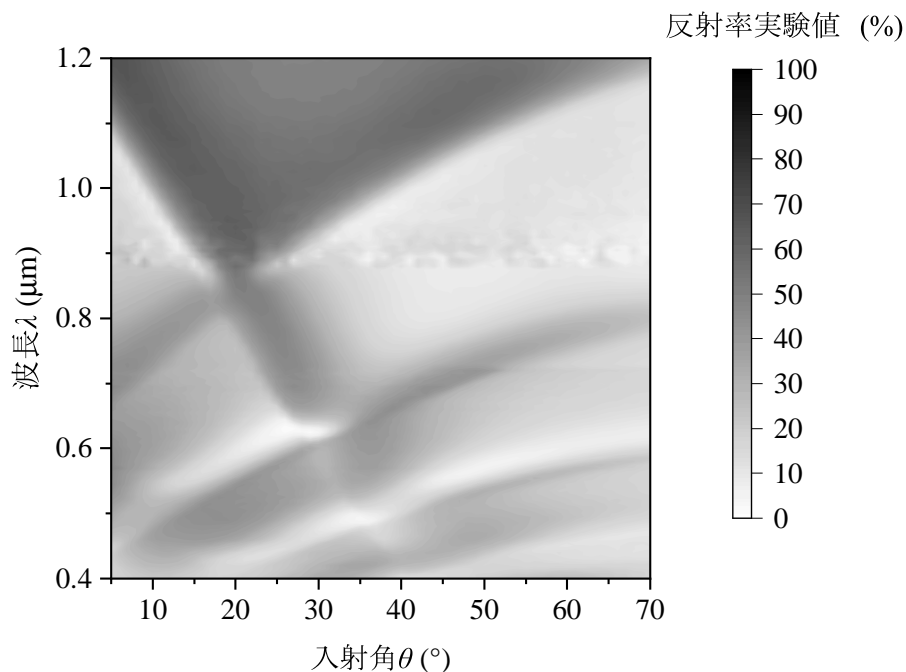


図 3.30 構造 (1) の分光光度計による測定結果

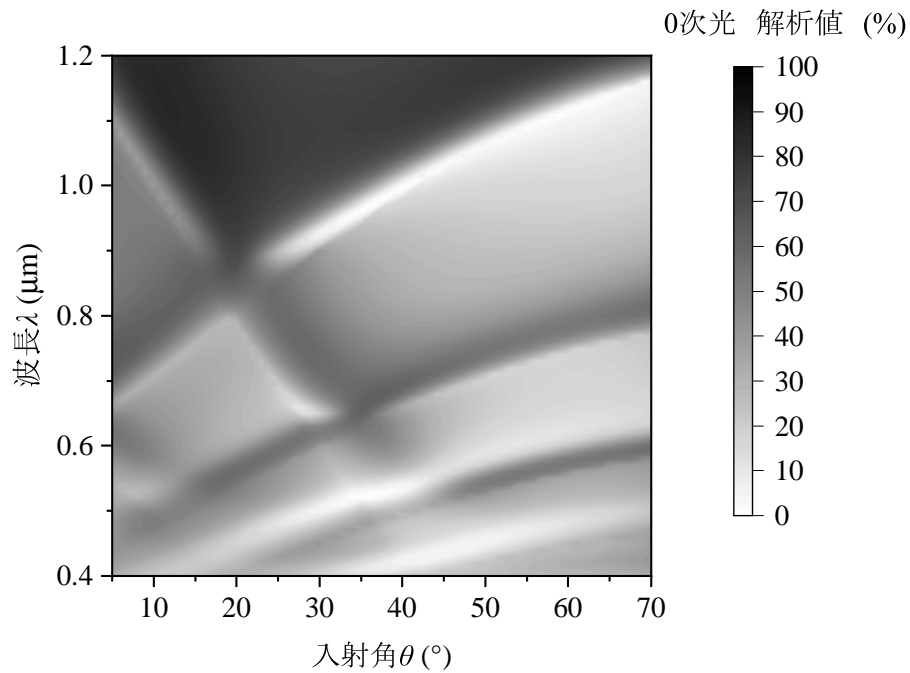


図 3.31 構造 (1) の SEM 断面に基づいた RCWA の解析結果

**構造 (2)**  $A/\lambda = 2.00$ ,  $h/w = 0.50$ ,  $D = 0.50$

SEM 結果を図 3.32 および図 3.33 に示す。断面形状は矩形に近いものの、側壁がわずかに傾いている結果となった。またこのとき、上辺のコーナー部分が丸みを帯びた。このときの構造としては、 $A = 1.56\mu\text{m}$ ,  $h = 0.43\mu\text{m}$  であった。また、幅部分は上辺  $w_{\text{top}}$ 、下辺  $w_{\text{bot}}$  がそれぞれ、 $0.55\mu\text{m}$ ,  $0.75\mu\text{m}$  となった。

### 3.4. 半導体プロセスによる1次元周期構造の作製

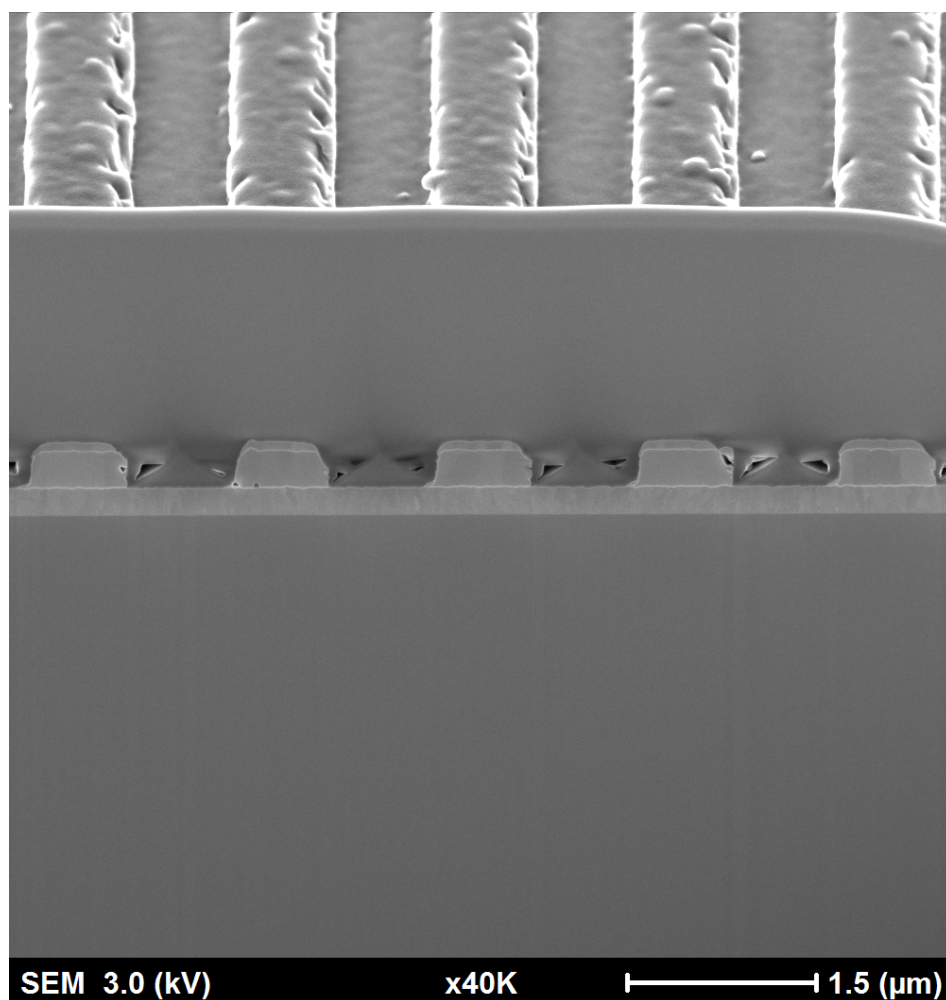


図 3.32 構造 (2) の SEM 観察結果

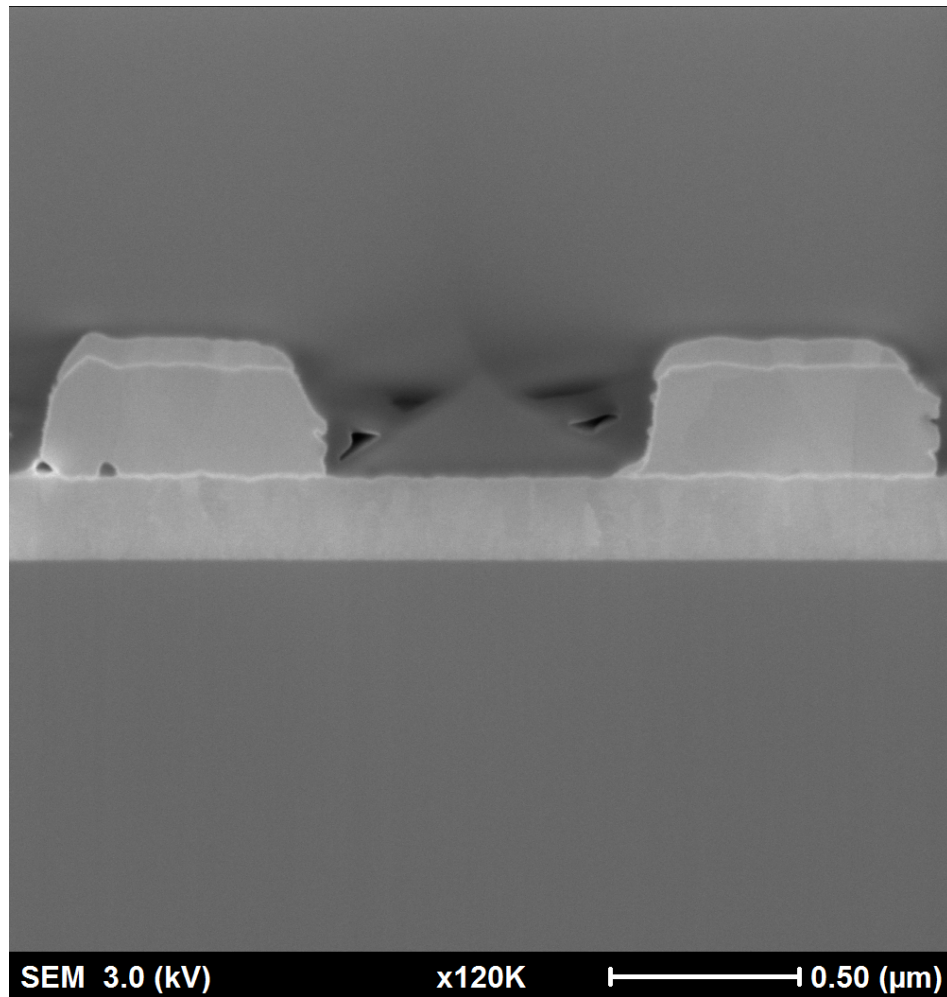


図 3.33 構造 (2) の SEM 観察結果 近接像

結果を図 3.34 に，RCWA による解析結果を図 3.35 に示す．構造 (1) と同様に，波長および入射角に対する推移は RCWA による解析結果とよく一致した．加えて，その回折効率は実験値と解析結果とで近いものとなり，比較的平滑な膜が得られたことが示唆される．また，設計主波長である波長  $0.80\mu\text{m}$ ，入射角  $55^\circ$  付近において 0 次光回折効率の低下が発生した．図 3.17 において示されたように，キャビティ型の吸収と思われる反射率の低下時には，0 次光の低下がみられる．構造 (2) については，回折効率全体でも目的の入射角選択性を示すと考えられる．

### 3.4. 半導体プロセスによる1次元周期構造の作製

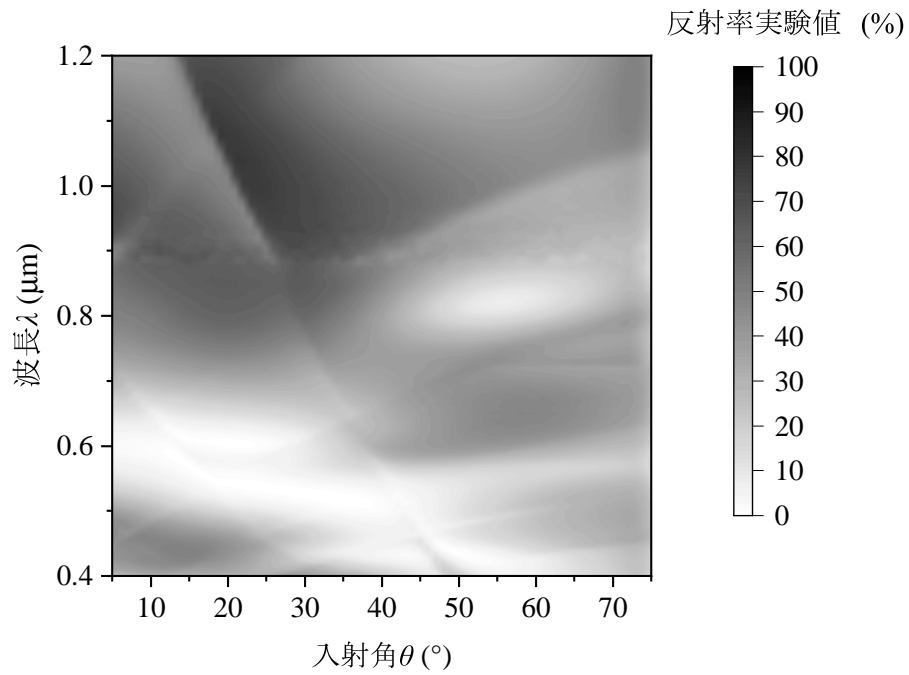


図 3.34 構造 (2) の分光光度計による測定結果

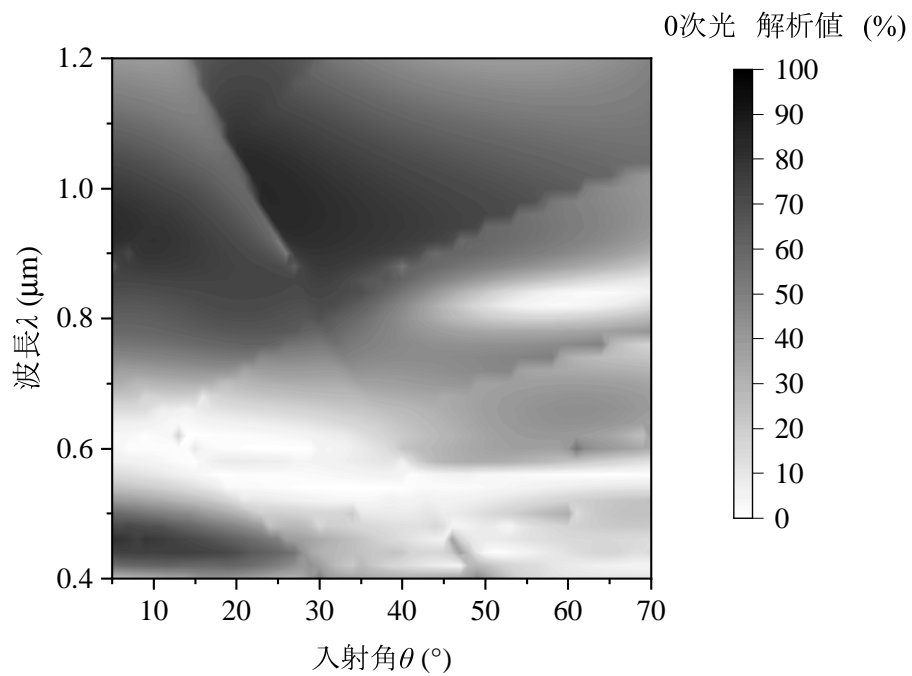


図 3.35 構造 (2) の SEM 断面に基づいた RCWA の解析結果

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

構造 (3)  $A/\lambda = 3.00$ ,  $h/w = 0.25$ ,  $D = 0.33$

SEM 結果を図 3.36 および図 3.37 に示す．真空蒸着により堆積したアルミニウム膜部分は面粗さが高く疎な構造となり，厚みは $0.25\mu\text{m}$ となった．一方，(1)の構造では約 $0.26\mu\text{m}$ の高さで三角形状であったことから，本構造では三角形の断面にならないと予想される．

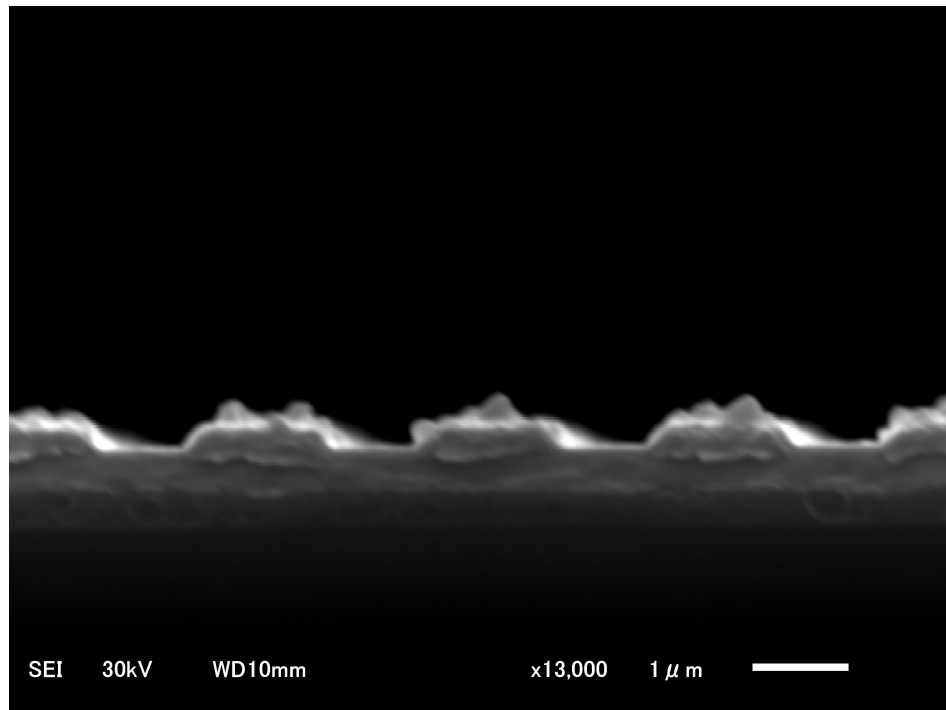


図 3.36 構造 (3) の SEM 観察結果

### 3.4. 半導体プロセスによる1次元周期構造の作製

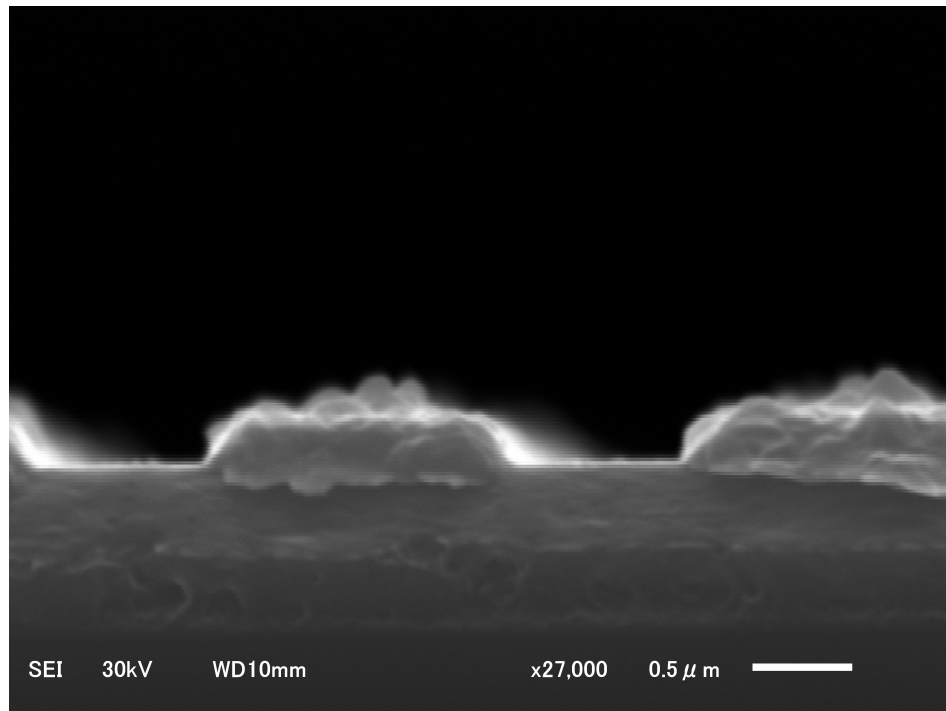


図 3.37 構造 (3) の SEM 観察結果 近接像

構造 (3) においても実験値と RCWA の解析結果との一致がみられた一方で、回折効率の絶対値としては解析値よりも低いものとなった。SEM 観察の結果よりアルミニウム薄膜の表面が粗く疎な構造であったことから、表面からの散乱がより強まり、回折効率が低下したものと考えられる。

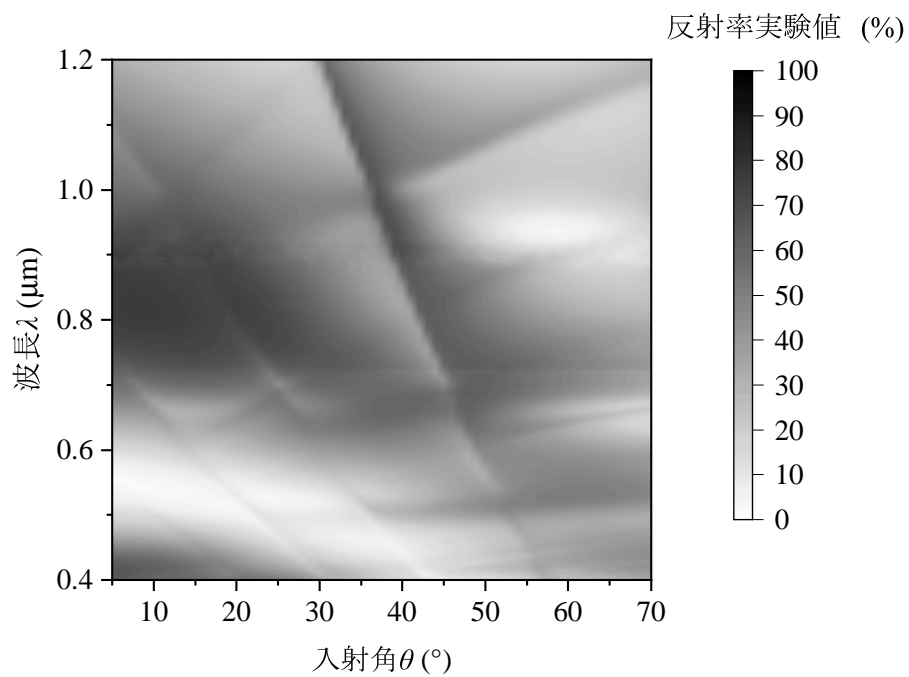


図 3.38 構造 (3) の分光光度計による測定結果

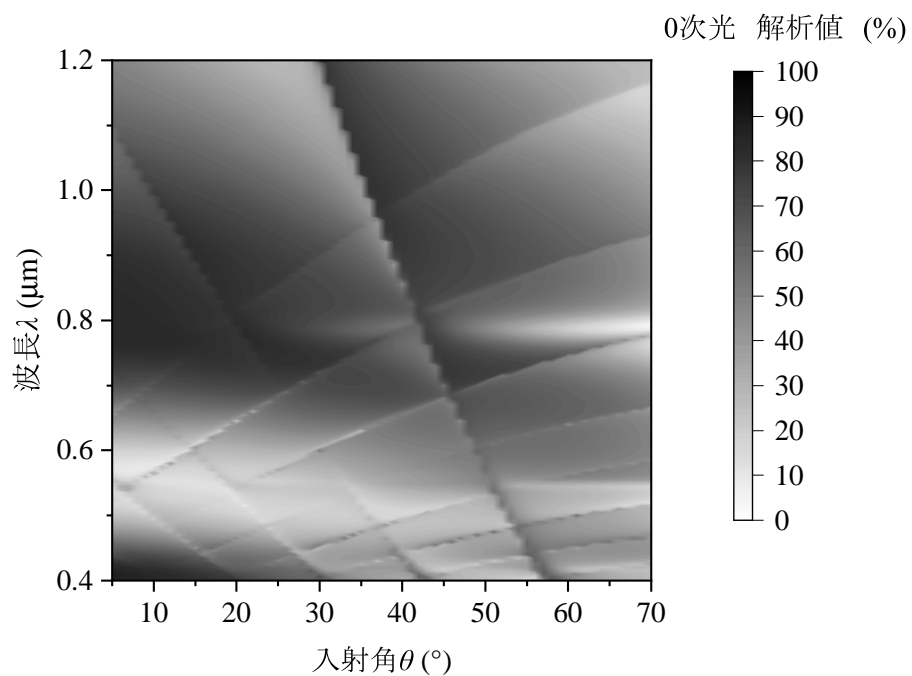


図 3.39 構造 (3) の SEM 断面に基づいた RCWA の解析結果



#### リフトオフ前の観察

(1)の構造では三角形の断面形状となり(2),(3)の構造では三角断面となった．三角断面になる原因として，両側面のレジストに付着した部分がリフトオフ時に剥離した場合が考えられる．断面形状が三角となる原因を探るため，(1)の構造でリフトオフを行う前の段階でのSEM像を観察した結果を図3.40に示す．

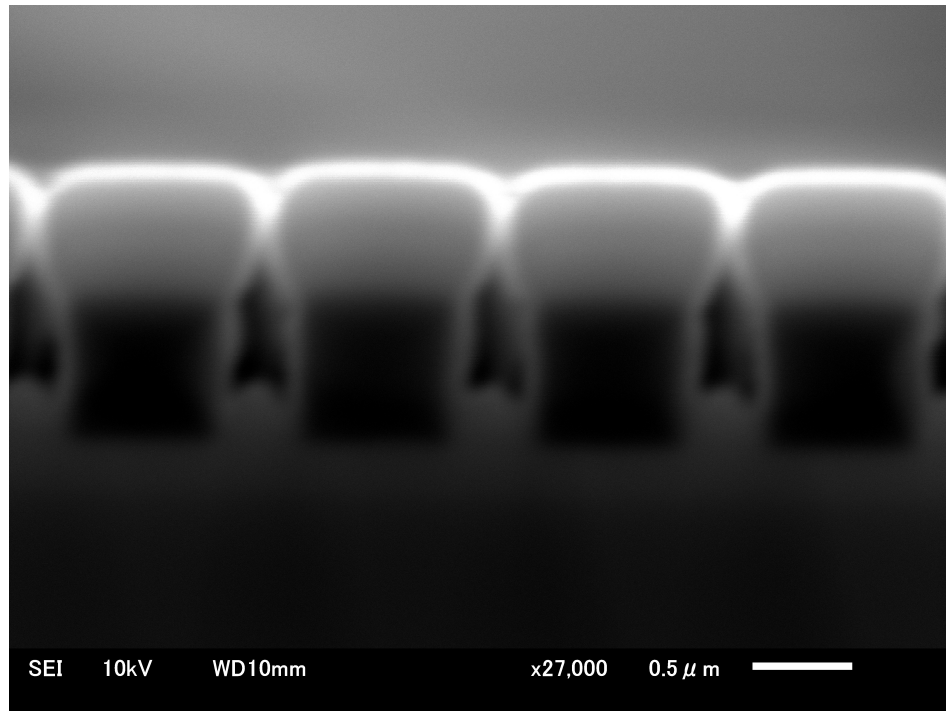


図 3.40 リフトオフ前の断面形状

レジストパターン部分は約  $0.70\mu\text{m}$  の高さを有しており，リフトオフで形成する高さ  $h = 0.40\mu\text{m}$  に対するレジスト膜としては十分な厚みである．また，レジスト側壁部に付着したアルミニウム膜は薄く，レジストの除去時に側面から剥離している可能性が低いことも示唆される．一方，レジストパターン部分に堆積したアルミニウム薄膜が垂直方向だけでなく基板面内方向に成長し，非レジスト部分の膜成長を妨げている．このため，リフトオフの際に剥離される開口部分よりも幅部分の方が小さい場合に三角断面となる可能性が高く，構造(2)や構造(3)では十分な開口寸法であったことから矩形に近い断面が得られたと考えられる．この現象を回避するためには，成膜対象の材料から発生する材料蒸気

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

をより直線的に飛翔させる事が必要となる．したがって，蒸着源-基板間距離の延長，アパーチャ等を用いたコリメーションが有効と考えられる<sup>93)</sup>．

#### 3.4.3 0次光を含む全回折効率の測定

##### 実験方法

前節より，構造 (2) についてはキャビティ型の吸収が発生する．この構造 (2) についてゴニオメータを用い，各次数の反射回折光を測定し積算することで，全回折光について測定した．ゴニオメータは図 3.41 に示すように入射角および検出角の可変な系とした．また，光源には設計と同じ波長を発振するレーザーダイオード (Thorlabs, 波長  $0.80\mu\text{m}$ ) を用い，レーザーパワーメータ (Thorlabs) によりそれぞれの回折効率を測定した．ビーム径およびパターン寸法の制限から入射角範囲は  $10^\circ \sim \theta \sim 70^\circ$  とした．

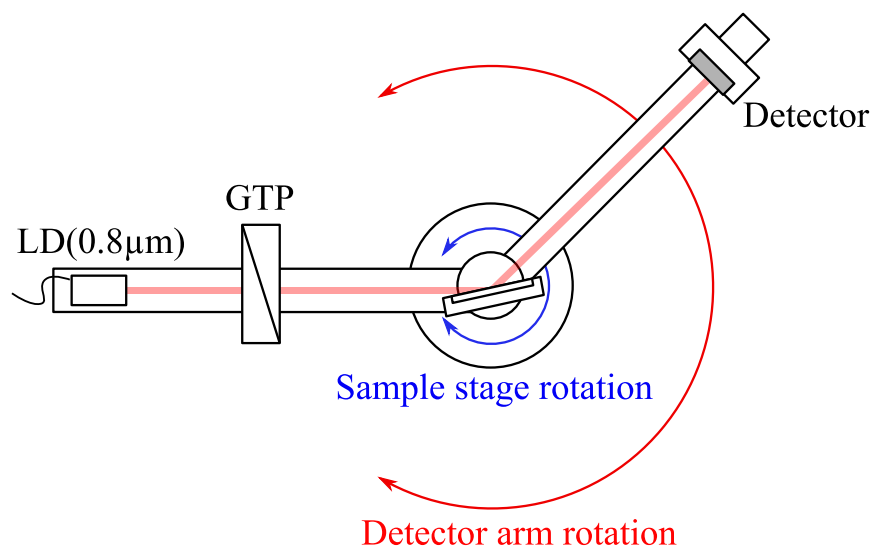


図 3.41 全回折効率測定の実験系

## 実験結果

構造(2)の全回折効率測定結果を図3.42に示す。併せて、北緯35°地点における $R(\theta)$ の最適値、および設計上の全回折効率、SEM観察から得られた構造に基づいて解析した結果も示した。

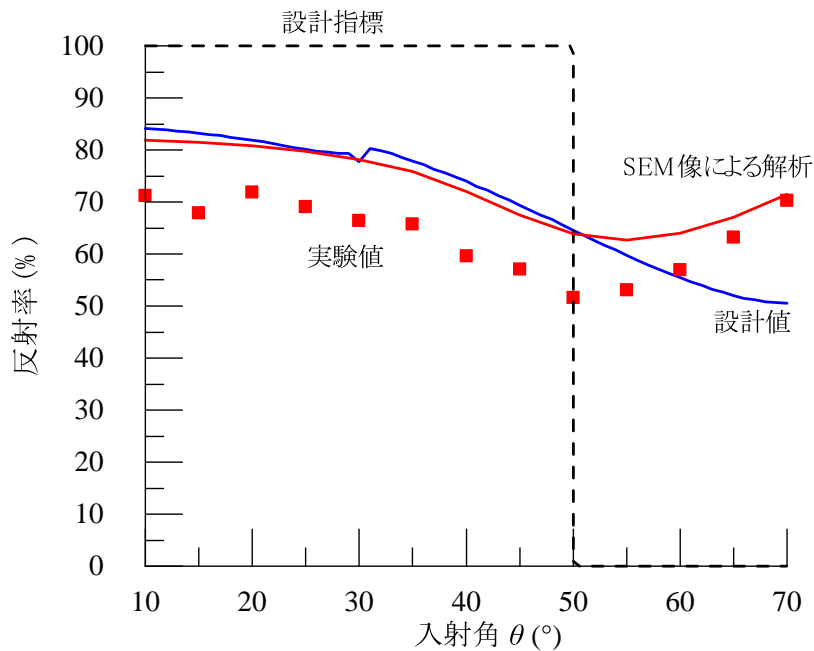


図 3.42 全回折効率測定の結果

結果から、構造(2)においては反射率の入射角選択性を示した。このときの反射率差は設計値において約30%であった一方で、実験値は約15%となった。SEM結果を用いた解析による反射率を用いた計算では、 $P_a/P = 0.22$ ,  $P = 204 \text{ W/m}^2$ となった。これは、2.2.3で示したコンクリート表面の特性と比較して約11%の改善となった。

本構造において、反射率最低値は設計値と同等であったにも関わらず、法線付近入射の条件における反射率が低下した。これはアルミニウム表面の粗さなどが寄与した表面での散乱が原因と推定される。したがって、イオンビームスパッタリングや基板加熱下での成膜により膜の平滑度を高めることで、法線付近の反射率向上が見込まれる。

設計値の反射率最低値は70°、実測値は50°近傍であり、反射率最低値を示す角度はよ

### 第3章 ナノ構造による入射角選択反射体

り法線方向へシフトした．図 3.22 の解析結果が示すように，側壁形状が垂直でなくなるにつれ，共鳴的な吸収の角度は法線側へシフトする．構造 (2) では下辺が  $0.75\mu\text{m}$ ，上辺が  $0.55\mu\text{m}$  であり，これは図 3.22 の条件における  $w_{top}/w_{bot} = 0.7$  に相当し，同程度の角度シフトが発生していることがわかる．方向性の高い反応性イオンエッチングや，シリコンなどのモールドにより形状をダイレクトに転写するナノインプリント技術などを用いることで，よりコーナー形状や側壁の垂直性が高い周期構造が得られるものと考えられる<sup>94)</sup>．

## 3.5 まとめ

本章では，電磁波解析と半導体プロセスによる製作を通し入射角選択性を有するナノ構造表面を実現した．プラズモンやキャビティによる吸収を示す 1 次元周期構造は入射角選択性を示す．そこで，この構造を基本として 2 章で示したように，反射率の変化量が大きく，北緯  $35^\circ$  地点で求められる入射角選択性を示す構造として，アルミニウムによるバイナリー形状の 1 次元周期構造について解析し，製作可能な構造を明らかにした．

はじめに 1 次元周期構造の形状，構成材料，構造パラメータについて検討した．バイナリー形状ではプラズモンによる吸収のほか，キャビティによる吸収を示す．そこで，法線入射時の反射率が高く耐食性の高いアルミニウムを使用し，構造パラメータを変化させることで入射角選択性を制御することとした．

次に，構造の周期，アスペクト比，デューティ比をパラメータとした解析を行った，北緯  $35^\circ$  地点における夏の反射量および冬の吸収量の総和  $P$  が大きく，加えてその総量に占める冬の吸収量の比率  $P_a/P$  が大きい，すなわち入射角選択性を強く示す構造を探索した．解析結果から，波長の  $\frac{N}{2}$  倍の構造において特に入射角選択性を強く示した．また，他の回折次数との関係から，より周期の短い構造において適した入射角選択性が得られた．このとき，バイナリー形状の断面形状を変化させ，三角形の断面形状まで変化した場合の  $P$  や  $P_a/P$  の解析から，断面の側壁が傾くにつれてキャビティ型の吸収とみられる角度がシフトした．太陽位置から要請される 2 章図 2.7 に示される直線と，角度でマッチするこ

とが示された。また、異なる金属材料を対象とした解析から、法線反射率の高い金属やアルミニウムなどの材料が適していることを示した。これら設計した構造の方位角特性、分光特性を解析し、1次元周期構造では方位角依存性と波長依存性が強く、日射の全域に使用するためには重みづけによるタイリングや設置時の方位の調整が必要なることが明らかになった。

最後に、キャビティ型の吸収を示すもののうち、アスペクト比と周期を変化させた構造を3種類選定し、電子ビーム露光と真空蒸着を利用したリフトオフ法により製作した。SEM観察から、開口部分、すなわちアスペクト比が高く、両側面のレジストよりも細い領域へ成膜する必要がある構造では、レジスト上に堆積されたアルミニウム薄膜が底となり三角形の断面となることが明らかになった。それぞれの構造において0次光の測定値とRCWAによる解析値とを比較した結果、角度特性、分光特性ともによく一致した。特に、アスペクト比0.50となる構造では、設計値の構造に対して比較的再現のよい1次元周期構造が得られ、解析上の0次回折効率と実測値とはよく一致した。この構造についてゴニオメータを用いた全回折効率の測定を行った結果、この構造は入射角選択性を示し、白色のコンクリート面よりも11%、 $P$ が増加した。



## 第4章 太陽光照射下での入射角選択反射体の評価

### 4.1 目的

前章までに、周期性を有するナノ構造の設計を行い、1次元周期性の構造について、その諸特性を明らかにした。また、天頂角に関する最も基本的な特性を有する1次元周期構造について製作し、入射角選択性が得られた。この構造に光を照射した場合、入射光の角度に応じた反射率を示すことで入射角に対して温度値が変化すると考えられる。本章では、実際に太陽光を模擬したスペクトルを有する平行光を、入射角を変化させてナノ構造に照射し、その際の温度測定を通して周期構造の特性評価を試みる。

### 4.2 実験方法

実環境下での温度上昇を模擬するため、照射する光源のスペクトルおよびビームの開きは太陽光に近づける必要がある。そこで図4.1のような測定系とした。この測定系では、落射型のソーラーシミュレータ(三栄電気製作所, XES-155S1)を用いた。この装置は図4.2に示す, AM1.5G と呼ばれる太陽光を模擬したスペクトルを平行光として照射できる<sup>95)</sup>。温度測定の対象としては、3章で試作・評価した構造(2)を用い、対照として、同様の基板上に均一膜としてアルミニウムを成膜した構造のないサンプルを用いた。これらの基板を回転ステージに配置し、周期構造の周期方向に回転させ、基板裏面の温度を熱電対(T型, 線径0.5mm)により測定した。入射角の範囲は、3.4.3において測定した、 $\theta = 0^\circ \sim 70^\circ$

#### 第4章 太陽光照射下での入射角選択反射体の評価

の範囲とし，基板法線からの入射時を  $0^\circ$  とした．このとき，北緯  $35N^\circ$  において夏至の入射角は  $\theta = 15^\circ$ ，冬至の入射角は  $\theta = 60^\circ$  となる．各条件の測定時間としては，それぞれ1時間とした．照射光の量は，放射照度計 (英弘精機, ML-01) により測定した．分光放射照度については，校正された分光器 (相馬光学, S-2440) により測定した．測定にあたり，照射光の照度計算に関して変角放射強度測定の手法を用いた<sup>96)</sup>．

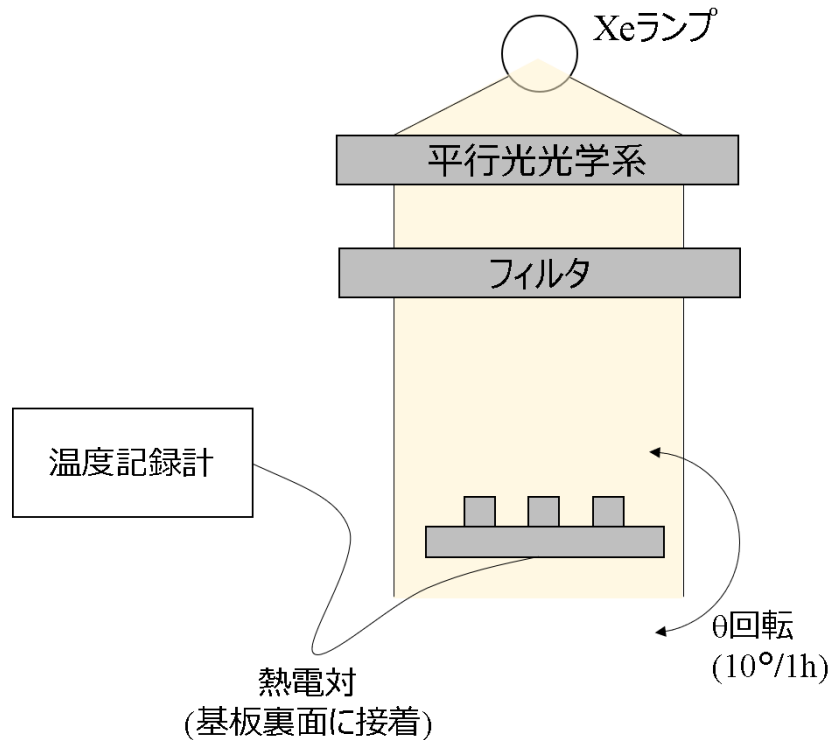


図 4.1 温度測定実験の測定系



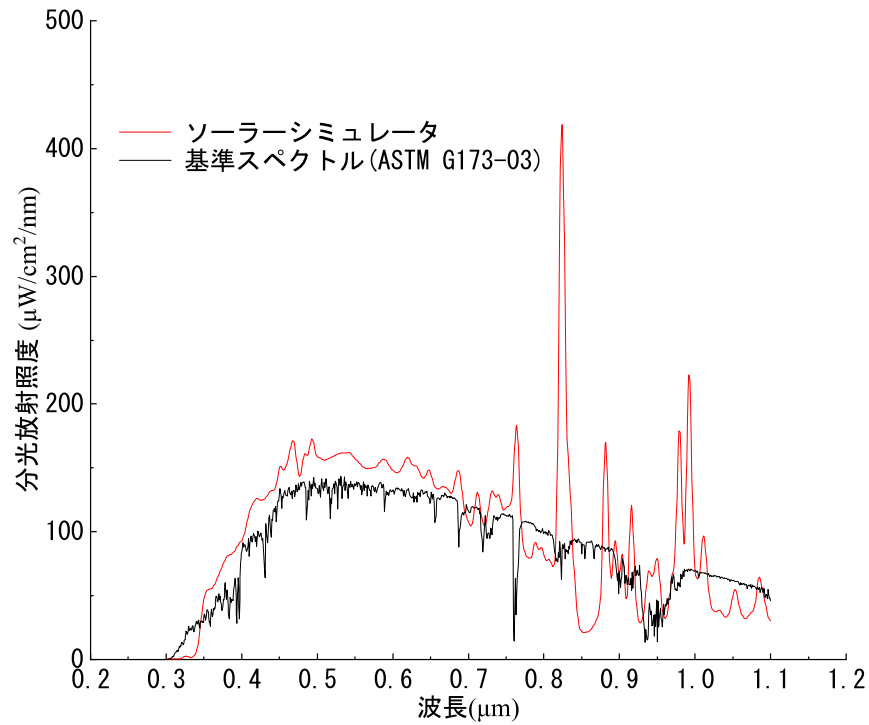


図 4.2 ソーラーシミュレータの分光放射照度 (赤), AM1.5G スペクトル (黒)

### 4.3 基板温度の測定結果

この光を照射した際の、構造のある基板の温度値  $T_S$  および構造のない基板の温度値  $T_B$ , 室温  $RT$  について, 図 4.3 に示す. 図から,  $0^\circ$  入射時に比べ, 入射角の増加により  $T_S$  および  $T_B$  の温度値が変化した.

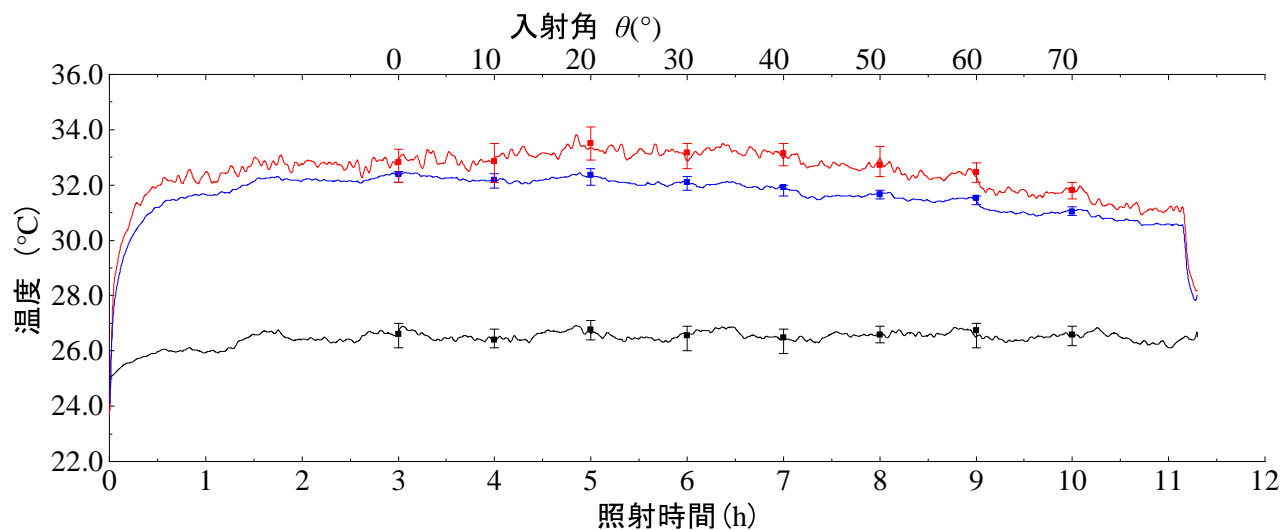


図 4.3 太陽光照射下での温度測定結果, 構造のある基板 (赤), 構造のない基板 (青), 室温 (黒)

## 4.4 考察

測定結果のうち, 1h~1.5h にかけての温度変動については, 黒線で示した室温と同様の变化を示しており, その影響と考えられる. このときソーラーシミュレータからの光が平行光であり基板全体に光が照射されていた場合,  $0^\circ$  入射時の光照射量を  $E$  とすると, 入射角  $\theta$  となる場合の光照射量  $E_\theta$  は  $E_\theta = E \cos \theta$  となる. 全体としての温度変化は, この入射角の変化にともなう余弦的な光照射量の変化に加えて, 表面の微細構造による入射角選択性に影響を受けていると考えられる. 入射角を変化させる直前の値を用いた  $T_S$  および  $T_B$  の平均値を図 4.4 に示す.

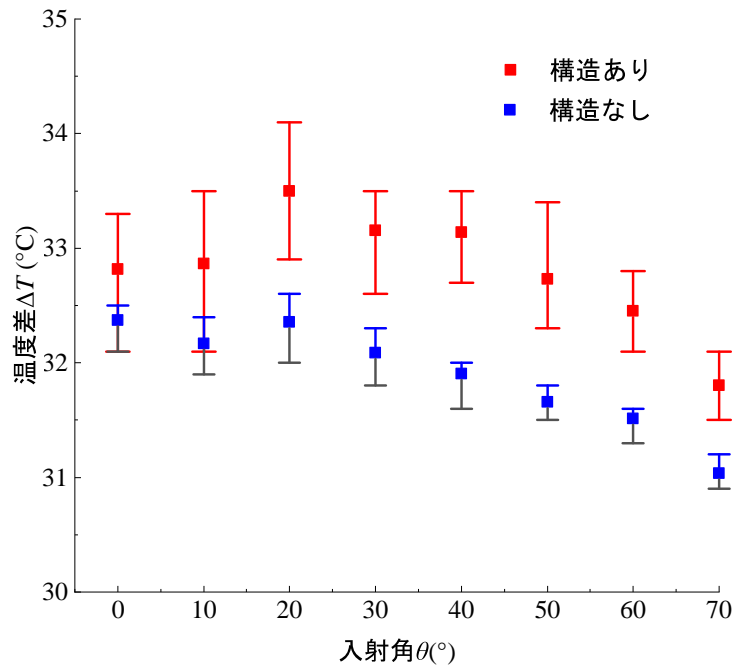


図 4.4 入射角ごとの温度値の推移値

図から，入射角の変化にともなって温度差が上昇し，40°-50°の範囲で最大の温度差を示し，その後再度温度差が小さくなっていることがわかる．

太陽光は広いスペクトルを有しており，3章3.4.3で示したような単一波長の特性だけでなく，図4.1で示した範囲の波長に対する入射角特性が影響する．そこで，図3.35での計算モデルを用い，今回使用した波長の範囲での入射角に対する反射率を算出した．結果を図4.5に示す．また，構造のないアルミニウム単一膜についても，分光光度計による測定値に基づいて算出した．この結果に対し，図4.1で示した分光放射照度を相対値として用い実効的な反射率を算出した．光吸収量の差は，この反射率差に照射光の放射照度と入射角の余弦を乗じた結果になる．温度上昇量は，この光吸収量に比例すると考えられる．光吸収量の差  $\Delta P$  は，反射率差  $\Delta R = (R_S - R_B)$  に対して  $\Delta P = (1 - \Delta R)E_\theta = (1 - \Delta R)E \cos \theta$  となる．そこで，図4.4を用いて算出した  $T_S$  および  $T_B$  の温度差  $\Delta T$ ，および  $\Delta P$  を図4.6に示す．

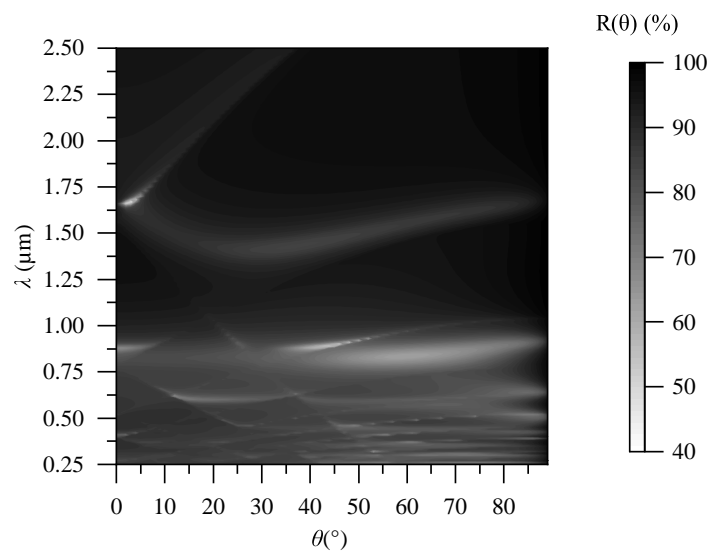


図 4.5 測定したナノ構造の入射角に対する分光反射率

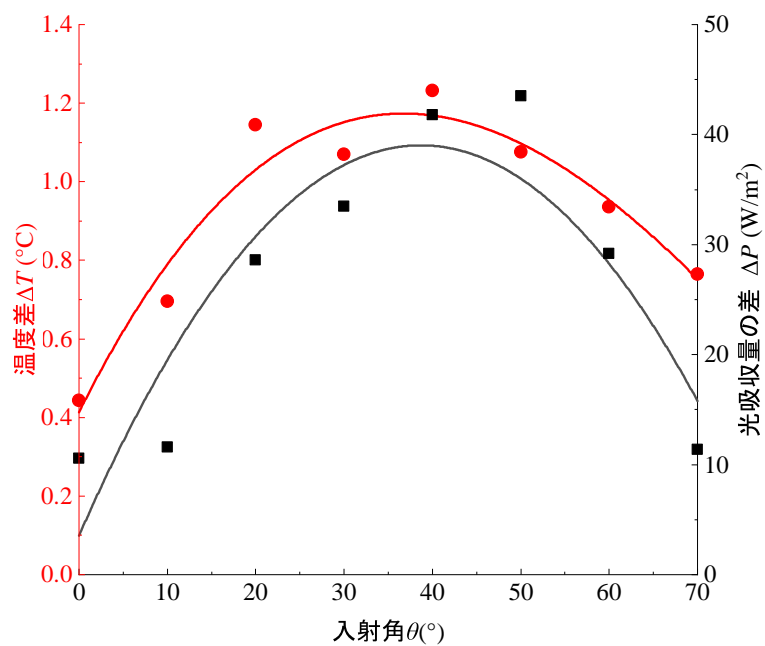


図 4.6 入射角に対する温度差と光吸収量差の変化

温度差は反射率差に対して相関を示した．温度差  $\Delta T$  は入射角  $40^\circ \sim 50^\circ$  で最大値を示

し、このとき  $1.2^{\circ}\text{C}$  であった。この結果から、表面にナノ構造を施すことにより、入射角に対する反射率が変化し、斜めから入射する太陽光に対しては反射率が低下することで温度差が発生したことが示唆された。また、この時の入射角と照射光量はそのまま、太陽位置とその時の直達日射量に読み換えることができる。2章で述べたように、北緯  $35^{\circ}$  での夏至、冬至の南中での天頂角はそれぞれ  $13^{\circ}$  と  $58^{\circ}$  となる。図 4.6 の結果から、この構造による夏至の基板温度と冬至での温度差は  $0.3^{\circ}$  発生する。また、同地点での春分、秋分の南中時の天頂角は  $35^{\circ}$  である。このとき、夏至と比べて  $0.5^{\circ}$  高い表面温度となる。表面構造で季節によって温度の変化する材料が実現された。

## 4.5 まとめ

本章では、3章で作製したナノ周期構造に対し、太陽光照射下での挙動を実験的に明らかにした。構造のある表面、ない表面それぞれに対して、AM1.5G に相当するスペクトルの太陽光を照射し、構造の温度を測定した。結果として構造のあるサンプルとないサンプルとのあいだの温度差は入射角の増加に伴い上昇し、入射角  $40^{\circ}$  では  $1.2^{\circ}\text{C}$  に達した。入射角に対する選択性のない平滑なアルミニウム表面と比較して、法線方向付近からの入射では温度差がなく、更に大きい入射角では温度差が増加した。これは、季節的な直達日射量と太陽位置の変化に対して、異なる応答を示すことを意味する。表面にナノ構造を施すことで、夏の入射光と冬の入射光に対して入射角に対する反射率差が発生し、実際にその表面の温度が変化することが示された。



## 第5章 結言

### 5.1 結論

消費エネルギー削減の要請に対して、太陽光を利用して空調や加熱を補うための様々な取り組みが行われている。これまで、太陽光による熱を利用するため住宅やビルの外壁面温度上昇を防ぐための日射反射塗料が多く用いられてきた。また、この日射反射に加え、夜間の放熱量を増加させるため、大気の窓と呼ばれる波長領域の熱放射率を高める波長選択的なアプローチが採られてきた。しかしながら、空調負荷の季節的な変化が強い日本などの領域では、日射の反射だけでは冬に空調負荷が増加する点が指摘されていた。

季節的な空調負荷の変動に対し、三角形の幾何形状を用いた手法や、斜め方向に堆積した金属膜による手法により、太陽位置に応じた反射率や透過率を構造に付与する提案がなされてきた。このような太陽光の入射角に対して異なる光学特性を付与する、入射角選択的な表面を実現する研究はこれまで、幾何光学的な原理に基づくために表面の形状がmm cm オーダと大きく、大量生産に向かないものであった。また、その表面による夏と冬の反射率差は小さく、10%が限界であった。

ナノ周期構造では、その断面形状や材料、構造の寸法により、法線方向から面内方向への異なる入射角の光に対し、反射率が変化することが知られている。したがって、これらの構造を適切に設計することにより、反射率差が大きく、半導体プロセスを利用して大量生産の可能な表面が実現できる。そこで本研究では、太陽光を利用した年間でのエネルギー消費削減に向け、高い入射角選択反射性を有する平面を実現するためのナノ構造による光制御を目的とした。以下に各章での結論を示す。

### 2章結論

入射角選択材料の評価として太陽位置  $\theta, \phi$ , およびその直達日射量  $I_d$  によるモデルを提案した. 季節ごとの入射角選択材料による作用の量は, それぞれの季節における日射量と, 入射角選択材料の反射率  $R(\theta, \phi)$  との時間的な積算で求められることを示し, それぞれ夏の反射量  $P_R$  と冬の吸収量  $P_\alpha$  として計算した. これらの値から, 年間の作用量を  $P = P_R + P_\alpha$  として求めた. 次に, 入射角選択的な反射率として, ある入射角  $\theta_{\text{trans}}$  において反射率が変化する反射率モデルを導入した. 計算地点として北緯  $35^\circ$  の地点を想定し, このモデルのパラメータを変化させた場合の  $P$  から, 入射角選択反射による作用量が最も大きくなる  $\theta_{\text{trans}}$  の値を決定した. また, このときの入射角選択反射モデルと,  $R = 100\%$  となる完全反射面, および一般的な建材といえるコンクリートレベルの  $R = 60\%$  との  $P$  との比較から, 入射角選択反射体の作用量  $P = 262W$  は完全反射体の  $231W$  よりも大きな値を示し, 加えてコンクリート表面  $P = 183W$  よりも大きい値となった. また, 入射角選択反射の指標として,  $P$  に占める  $P_\alpha$  の比となる  $P_\alpha/P$  を用いることが有効であった. 以上から, 入射角選択による反射の評価指標を新たに構築し, この評価指標を用いた最適な入射角選択性を見出す手法を明らかにするとともに, 実際に通常の表面よりも年間のエネルギー消費量削減に有効な手段であることを示した.

### 3章結論

本章では, 2章で見出した入射角選択的な反射を実現するため, 金属による1次元周期構造が示すキャビティ型の吸収に着目した厳密結合波解析を行い, 入射角度選択性を示す構造の探索を行った. 波長の  $\frac{N}{2}$  倍の構造において特に角度選択性を強く示すことを見出した. このとき, バイナリ形状の断面形状を変化させた三角形の断面形状まで変化させた場合の  $P$  や  $P_\alpha/P$  の解析から, 断面の側壁が傾くにつれてキャビティ型の吸収とみられる角度がシフトすることを明らかにした. この側壁の傾斜を用い, 太陽位置から要請される入射角選択反射を側壁の傾斜角で一致させられることが示された. また, 金属材料の誘電



率を参照した解析から、入射角度選択性をより高めるためには、法線反射率が高いアルミニウムが有効であった。キャビティ型の吸収を示した解析結果のうち3種類の構造を選定し、リフトオフ法により製作した。SEM像の観察結果から、リフトオフにおいて両側面のレジストよりも細い領域へ成膜する必要がある構造では、レジスト上に堆積されたアルミニウム薄膜が底となり三角形の断面となることを示した。製作した構造は厳密結合波解析と分光光度計による実験値とがよく一致した。とくにアスペクト比0.5となる構造では、設計値の構造に対して再現のよい1次元周期構造が得られた。この構造についてゴニオメータを用いた全回折効率の測定を行った結果、この構造は角度選択性を示し、白色のコンクリート面よりも11%、 $P$ が増加した。以上から、入射角選択性を示すナノ構造の構成材料、断面形状およびその寸法が特性に及ぼす影響を明らかにするとともに、金属表面にナノ構造を施すことによる入射角選択性の付与が実現できた。

## 4章結論

3章で作製した、実際の入射角選択性を示す構造を熱的に評価するため、太陽光照射下での挙動を実験的に明らかにした。構造のある表面、ない表面それぞれに対して、天頂角43に相当するスペクトルの太陽光を照射し、構造の温度を測定した。結果として構造のあるサンプルとないサンプルとのあいだの温度差は入射角の増加に伴い上昇し、入射角40°では1.2°Cに達した。入射角に対する選択性のない平滑なアルミニウム表面と比較し、法線方向付近からの入射では温度差が小さく、より大きい入射角では温度差が大きくなった。この入射角変化は、季節的な太陽位置と日射量の変化に言い換えることができる。表面にナノ構造を施すことで、夏の入射光と冬の入射光に対して入射角に対する反射率差が発生し、この結果、表面の温度が季節的に変化し、夏には低い温度となり、その他の季節では高い温度となった。

### 5.2 今後の展望

本研究では、アルミニウムを用いた1次元周期性の構造について検討した。ナノ構造による入射角選択反射材料を発展させるためには、方位角や波長、さらには適用範囲の拡大が挙げられる。これらを実現するためには、次のような展開がある。まず、本研究で検討したような1次元周期構造の設計を基礎とした2次元、3次元周期構造化が挙げられる。回転対称性の高い2次元周期構造とすることで、入射方位に対する特性の均一化が期待される。円形の空孔を有するような周期構造とした場合には、ある入射方位に対して位置ごとに異なる断面寸法を示す形状となる。本研究の結果から、入射角選択性を強く示す波長は、構造の断面寸法が $\frac{\lambda}{2}$ 倍となる場合であったことから、位置ごとに異なる断面寸法はそのまま、位置ごとに異なる波長への入射角選択性を発揮する可能性がある。2次元周期構造とすることにより、均一な方位角特性、広帯域な入射角特性の実現が期待できる。また一方、このような構造を厚み方向に積層することで、本研究のような入射角選択性の積として全体の特性を設計し、より強い入射角選択性を実現できる。また、本研究で用いたようなアルミニウムだけではなく、ステンレスや金属酸化物など、他の材料への展開も考えられる。ステンレスは、表面の耐食性が高く、より屋外での使用に適した材料である。一般的な半導体プロセス、特に今回使用したようなリフトオフ法は、ステンレスをそのまま成膜することができず適用が困難である。エッチングを利用し、ステンレス表面に本研究のようなナノ構造を刻み込むことで、耐食性のより高い入射角選択性材料を実現できる。

その一方で、微細周期構造によるパッシブな特性だけでなく、アクティブな特性の付与も考えられる。そのためには、近年スマートウィンドウなどに用いられているバナジウムやタングステン酸化物の利用が考えられる。これらの材料は、クロミズムと呼ばれる、電氣的・化学的にその光学定数が変化する現象を示す。本研究では、年間の変化、すなわち夏と冬の空調負荷量に対する要請の変化に対応する材料の実現を目指した。この一方、夏では日中の反射と夜間の放熱や、冬には日中の吸収と夜間の蓄熱など、一日のうちの要請の変化も想定される。このような年間の変化と1日中の変化の双方に対応するためには、金属酸化物を利用したナノ周期構造が有効と考えられる。

## 参考文献

- 1) 外務省ホームページ資料, “持続可能な開発目標について”,  
<https://www.mofa.go.jp/mofaj/gaiko/oda/sdgs/about/index.html> 外務省, 2020 年 1 月 28 日最終閲覧.
- 2) 経済産業省, “エネルギー基本計画”,  
[https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic\\_ghgplan/pdf/180703.pdf](https://www.enecho.meti.go.jp/category/others/basic_ghgplan/pdf/180703.pdf) 経済産業省, 2020 年 1 月 28 日最終閲覧.
- 3) Tetsuo FUJIMOTO, Tomokazu OKADA,, Yasushi KONDO, “REDUCTION OF SOLAR HEAT GAIN BY USING REFLECTIVE PAINTS FOR BUILDING ENVELOPS”, J. Environ. Eng. (Transactions AIJ), 71(601), pp. 35–41, 2006.
- 4) M. Santamouris, “Cooling the cities – A review of reflective and green roof mitigation technologies to fight heat island and improve comfort in urban environments”, Sol. Energy, 103, pp. 682–703, 2014.
- 5) Soteris A. Kalogirou, “Solar thermal collectors and applications”, Prog. Energy Combust. Sci., 30(3), pp. 231–295, 2004.
- 6) Shigetoshi HIRASHIMA, “The installing, thermal insulation and solar shading effect of the building window”, Japanese J. Real Estate Sci., 29(3), pp. 42–49, 2015.
- 7) C. Schaefer, G. Bräuer,, J. Szczyrbowski, “Low emissivity coatings on architectural glass”, Surf. Coatings Technol., 93(1), pp. 37–45, 1997.

- 8) Takeo Ichishima, “Energy-Saving in Residential Dwellings”, *Kobunshi*, 27(1), pp. 35–40, 1978.
- 9) Masashi SAKURADA, Kimio FUKUZAWA, Tatsuya NUMAO, Terumi INAGAKI, “Effect of Pigment Kinds on the Solar Heat Reflection Characteristics of Paint Film in Visible and Near-Infrared Ray Area”, *J. Soc. Mater. Sci. Japan*, 58(1), pp. 62–68, 2009.
- 10) Hashem Akbari, William Miller, “Cool color roofing material”, Technical report, 2006.
- 11) Anna Laura Pisello, “Optic-Energy Performance of Innovative and Traditional Materials for Roof Covering in Commercial Buildings in Central Italy”, *Adv. Mater. Res.*, 884-885(January), pp. 685–688, 2014.
- 12) Sho FUJITA, Takashi INOUE, Masayuki ICHINOSE, Tsutomu NAGAHAMA, Satoshi TAKAKUSA, “Improvement of Outdoor Radiative Environment By High-Reflective Facade”, *J. Environ. Eng. (Transactions AIJ)*, 79(696), pp. 167–172, 2014.
- 13) 塚田直人, 西岡真稔, 中尾正喜, 鍋島美奈子, “ヒートアイランド現象低減を目的とした指向性反射外壁の数値的検討”, *空気調和・衛生工衛生学会論文集*, pp. 79–82, 2012.
- 14) Eden Rephaeli, Shanhui Fan, “Tungsten black absorber for solar light with wide angular operation range”, *Appl. Phys. Lett.*, 92(21), pp. 21–23, 2008.
- 15) Hao Wang, Vijay Prasad Sivan, Arnan Mitchell, Gary Rosengarten, Patrick Phelan, Liping Wang, “Highly efficient selective metamaterial absorber for high-temperature solar thermal energy harvesting”, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 137, pp. 235–242, 2015.
- 16) C. E. Kennedy, “Review of Mid- to High-Temperature Solar Selective Absorber Materials”, Technical Report July, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden, CO, 2002.

- 17) G. L. Morrison, I. Budihardjo,, M. Behnia, “Water-in-glass evacuated tube solar water heaters”, *Sol. Energy*, 76(1-3), pp. 135–140, 2004.
- 18) 永瀬慶紀, “太陽熱エネルギーの利用”, *電気設備学会誌*, 31(12), pp. 922–926, 2011.
- 19) C G Granqvist, “Spectrally selective coatings for energy efficiency and solar applications”, *Phys. Scr.*, 32(4), pp. 401–407, 1985.
- 20) I. Hamberg, C. G. Granqvist, “Evaporated Sn-doped In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>films: Basic optical properties and applications to energy-efficient windows”, *J. Appl. Phys.*, 60(11), pp. R123–R160, 1986.
- 21) Zhifeng Huang, Xiulin Ruan, “Nanoparticle embedded double-layer coating for daytime radiative cooling”, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 104, pp. 890–896, 2017.
- 22) Armande Hervé, Jérémie Drévillon, Younès Ezzahri,, Karl Joulain, “Radiative cooling by tailoring surfaces with microstructures: Association of a grating and a multi-layer structure”, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 221, pp. 155–163, 2018.
- 23) T. S. Eriksson, C. G. Granqvist, “Radiative cooling computed for model atmospheres”, *Appl. Opt.*, 21(23), p. 4381, 1982.
- 24) Guowen Ding, César Clavero, “Silver-Based Low-Emissivity Coating Technology for Energy- Saving Window Applications”, *Mod. Technol. Creat. Thin-film Syst. Coatings*, (August), 2017.
- 25) Yasushi Kondo, Ysaihiro Nagasawa, Maiko Irimajiri, “Reduction of Solar Heat Gain of Building, Urban Area and Vending Machines by High Reflective paint”, *Trans. of the Soc. of Heating,Air-conditioning and Sanitary Engineers of Japan*, 25(78), pp. 15–24, 2000.

- 26) Anna Laura Pisello, Franco Cotana, “The thermal effect of an innovative cool roof on residential buildings in Italy: Results from two years of continuous monitoring”, *Energy Build.*, 69, pp. 154–164, 2014.
- 27) Mirata Hosseini, Hashem Akbari, “Effect of cool roofs on commercial buildings energy use in cold climates”, *Energy Build.*, 114, pp. 143–155, 2016.
- 28) Andreas Gombert, “Some application cases and related manufacturing techniques for optically functional microstructures on large areas”, *Opt. Eng.*, 43(11), p. 2525, 2004.
- 29) Günther Walze, Andreas Gombert, Peter Nitz., Benedikt Bläsi, “Rigorous validation of the lateral Goos-Hanchen shift in microstructured sun shading systems”, Andreas Gombert, editor, *Photonics Sol. Energy Syst.*, volume 6197, p. 61970Z, International Society for Optics and Photonics, 2006.
- 30) Mohammad H. Naraghi, Adrien Harant, “Configuration of Building Facade Surface for Seasonal Selectiveness of Solar Irradiation: Absorption and Reflection”, *ASME 2011 5th Int. Conf. Energy Sustain. Parts A, B, C*, pp. 63–70, ASME, 2011.
- 31) Masato Tazawa, Hiroshi Kakiuchida, Toyohiko Sugiyama, Kazuki Yoshimura, Koji Tajiri., Yukio Ishikawa, “SEASONAL SOLAR ABSORPTION OF OUTER WALL COMPOSED OF TRIANGULAR PRISM SHAPED PARTS”, *The Japan Symposium on Thermophysical Properties*, p. B302, 2009.
- 32) G W Mbise, D Le Bellac, G A Niklasson., C G Granqvist, “Angular selective window coatings: theory and experiments”, *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 30(15), pp. 2103–2122, 1997.
- 33) Yichen Shen, Chia Wei Hsu, Yi Xiang Yeng, John D. Joannopoulos., Marin Soljačić, “Broadband angular selectivity of light at the nanoscale: Progress, applications, and outlook”, *Appl. Phys. Rev.*, 3(1), 2016.

- 34) G.B. Smith, S. Dligatch,, F. Jahan, “Angular selective thin film glazing”, *Renew. Energy*, 15(1-4), pp. 183–188, 1998.
- 35) Hashem Akbari, Ali Gholizadeh Touchaei, “Modeling and labeling heterogeneous directional reflective roofing materials”, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, 124(1), pp. 192–210, 2014.
- 36) Alistair B. Sproul, “Derivation of the solar geometric relationships using vector analysis”, *Renew. Energy*, 32(7), pp. 1187–1205, 2007.
- 37) L.T. Wong, W.K. Chow, “Solar radiation model”, *Appl. Energy*, 69(3), pp. 191–224, 2001.
- 38) J. Hay, “Calculation of monthly mean solar radiation for horizontal and tilted surfaces”, *Sol. Energy*, 23, pp. 301–307, 1979.
- 39) D. G. Erbs, S. A. Klein,, J. A. Duffie, “Estimation of the diffuse radiation fraction for hourly, daily and monthly-average global radiation”, *Sol. Energy*, 1982.
- 40) Hideki Ueyama, “Estimating Hourly Direct and Diffuse Solar Radiation for the Compilation of Solar Radiation Distribution Maps”, *J. Agric. Meteorol.*, 61(4), pp. 207–216, 2005.
- 41) Thomas Wriedt, “Mie Theory: A Review”, *Springer Ser. Opt. Sci.*, pp. 53–71, 2012.
- 42) Anthony Bucholtz, “Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere”, *Appl. Opt.*, 34(15), p. 2765, 1995.
- 43) Richard E. Bird, Carol Riordan, “Simple solar spectral model for direct and diffuse irradiance on horizontal and tilted planes at the earth’s surface for cloudless atmospheres”, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, 25(1), pp. 87–97, 1986.

- 44) Hiromu BABA, Kimio KANAYAMA, Noboru ENDOH,, Hiroshi KANAZAWA, “Measurement of Spectral Insulations and Processing the Data for Solar Energy Utilization. 1st Report. Comparison of Spectral Insolation Based on ”Bird’s Model”.”, Trans. Japan Soc. Mech. Eng. Ser. B, 62(599), pp. 2847–2853, 2011.
- 45) 建築研究所, “住宅設備・機器の使い方に関する調査（2）”, 建築研究所資料, number 155, chapter 6, pp. 266–496, 建築研究所, 2014.
- 46) Sarah Bretz, Hashem Akbari,, Arthur Rosenfeld, “Practical issues for using solar-reflective materials to mitigate urban heat islands”, Atmos. Environ., volume 32, pp. 95–101, 1998.
- 47) R. W. Wood, “On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum”, Proc. Phys. Soc. London, 18(1), pp. 269–275, 1902.
- 48) L. Rayleigh, “On the Dynamical Theory of Gratings”, Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci., 79(532), pp. 399–416, 1907.
- 49) A. Hessel, A. A. Oliner, “A New Theory of Wood’s Anomalies on Optical Gratings”, Appl. Opt., 4(10), p. 1275, 1965.
- 50) SUGAHARA Kenji, KITA Toshiaki, WATANABE Makoto,, HARADA Tatsuo, “An Experimental Study for Reducing the Grating Anomalies by Using the Replication Method”, OYOBTURI, 45(7), pp. 663–671, 1976.
- 51) Stefan Alexander. Maier, Plasmonics: Fundamentals and Applications, Springer US, New York, NY, 2007.
- 52) Evgeny K. Popov, Nicoals Bonod,, Sefan Enoch, “Comparison of plasmon surface waves on shallow and deep metallic 1D and 2D gratings”, Opt. Express, 15(7), p. 4224, 2007.
- 53) E. Popov, L. Tsonev,, D. Maystre, “Lamellar metallic grating anomalies.”, Appl. Opt., 33(22), pp. 5214–9, 1994.



- 54) 菊田久雄, 岩田耕一, “波長より細かな格子構造による光制御”, 光学, 27(1), pp. 12–17, 1998.
- 55) S. J. Wilson, M. C. Hutley, “The optical properties of ‘moth eye’ antireflection surfaces”, Opt. Acta (Lond)., 29(7), pp. 993–1009, 1982.
- 56) Hisao Kikuta, Hideo Yoshida,, Koichi Iwata, “Ability and limitation of effective medium theory for subwavelength gratings”, Opt. Rev., 2(2), pp. 92–99, 1995.
- 57) 松田豊稔, 奥野洋一, “光波の電磁界解析法の現状周期回折格子の電磁気解析”, 光学, 27(11), pp. 626–631, 1998.
- 58) M. G. Moharam, T. K. Gaylord, “Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings”, J. Opt. Soc. Am. A, 3(11), p. 1780, 1986.
- 59) J. Chandezon, G. Raoult,, D. Maystre, “A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application”, J. Opt., 11(4), pp. 235–241, 1980.
- 60) Kane Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media”, IEEE Trans. Antennas Propag., 14(3), pp. 302–307, 1966.
- 61) Kashiko KODATE, “Rigorous Coupled-Wave Theory and its Application for Design of Diffractive Optical Elements”, Rev. Laser Eng., 36(10), pp. 635–642, 2008.
- 62) M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Eric B. Grann,, Drew A. Pommet, “Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings”, J. Opt. Soc. Am. A, 12(5), p. 1068, 1995.
- 63) N.P. van der Aa, “Diffraction Grating Theory with RCWA or the C Method”, Prog. Ind. Math. ECMI 2004. Math. Ind., pp. 99–103, 2006.
- 64) Evgeni Popov, Introduction to diffraction gratings: summary of applications, AMU(PUP), 2012.

- 65) M. R. Gadsdon, I. R. Hooper, A. P. Hibbins,, J. R. Sambles, “Surface plasmon polaritons on deep, narrow-ridged rectangular gratings”, J. Opt. Soc. Am. B, 26(6), pp. 1228–1237, 2009.
- 66) I R Hooper, J R Sambles, “Surface plasmon polaritons on thin-slab metal gratings”, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys., 67(23), 2003.
- 67) Nicolas Bonod, Evgeny Popov, Lifeng Li,, Boris Chernov, “Unidirectional excitation of surface plasmons by slanted gratings”, Opt. Express, 15(18), p. 11427, 2007.
- 68) B. Fischer, T. M. Fischer,, W. Knoll, “Dispersion of surface plasmons in rectangular, sinusoidal, and incoherent silver gratings”, J. Appl. Phys., 75(3), pp. 1577–1581, 1994.
- 69) Jhuma Dutta, S. Anantha Ramakrishna,, Akhlesh Lakhtakia, “Periodically patterned columnar thin films as blazed diffraction gratings”, Appl. Phys. Lett., 102(16), 2013.
- 70) J M Pitarke, V M Silkin, E V Chulkov,, P M Echenique, “Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons”, Rep. Prog. Phys., 1(1), p. 54, 2006.
- 71) G. Ruffato, G. Zacco,, F. Romanato, “Innovative Exploitation of Grating-Coupled Surface Plasmon Resonance for Sensing”, Plasmon. - Princ. Appl., volume 56, pp. 604–609, InTech, 2012.
- 72) M. B. Sobnack, W. C. Tan, N. P. Wanstall, T. W. Preist,, J. R. Sambles, “Stationary surface plasmons on a zero-order metal grating”, 1998.
- 73) 藤原裕之, “分光エリプソメトリー”, 丸善出版, 2003.
- 74) 嘉宏 坂下, “アルミニウムの表面処理技術について (2) ”, 近畿アルミニウム表面処理研究会会誌, (303), pp. 15–19, 2017.
- 75) 綱川 資成, “アルミニウム：そのいろいろな顔”, 化学と教育, 43(9), pp. 576–579, 1995.

- 76) Edward D. Palik, Handbook of optical constants of solids, volume 1, Academic Press, 1998.
- 77) Motofumi SUZUKI, “Introduction to Thin Film Deposition”, J. Vac. Soc. Japan, 57(8), pp. 303–307, 2014.
- 78) 村山 洋一, “薄膜技術の最先端”, 精密工学会誌, 66(4), pp. 505–510, 2000.
- 79) Hisatsugu OHTSUKA, “Ion Plating Method”, J. Met. Finish. Soc. Japan, 35(1), pp. 25–31, 1984.
- 80) 有原正彦, “日本の高度成長期を支えたフォトリソグラフィ”, 日本印刷学会誌, 49(2), pp. 401–405, 2012.
- 81) Shinji OKAZAKI, “Evolution of Lithography and Development Status of EUV Lithography”, Rev. Laser Eng., 38(12), pp. 963–968, 2015.
- 82) Xiang-Yu Ding, Yu-Xuan Ren,, Rong-De Lu, “Maskless Microscopic Lithography through Shaping Ultraviolet Laser with Digital Micro-mirror Device”, Opt. Photonics J., 2013.
- 83) Joachim Fischer, Martin Wegener, “Three- dimensional optical laser lithography beyond the diffraction limit”, Laser Photon. Rev., 7(1), pp. 22–44, 2013.
- 84) Xiang-Yu Ding, Yu-Xuan Ren, Lei Gong, Zhao-Xiang Fang,, Rong-De Lu, “Microscopic lithography with pixelate diffraction of a digital micro-mirror device for micro-lens fabrication”, Appl. Opt., 53(24), p. 5307, 2014.
- 85) 松井真二, 落合幸徳,, 山下浩, “電子ビーム露光技術の現状と展望”, 応用物理, 70(4), pp. 411–417, 2001.
- 86) Nobuhiro Endo, Hiroki Muta, “Submicron pattern technology”, Hyomen Kagaku, 3(1), pp. 27–33, 1982.

- 87) Eiji Morinaga, Yutaka Matsuura, West Nippon., Expressway Company, “A design method of thin film pattern formation process via lift-off method”, Proc. JSPE Semest. Meet., pp. 59–60, 2011.
- 88) Takao SHIOKAWA, “Microfabrication Technologies by Focused Ion Beam”, J. Japan Soc. Precis. Eng., 55(2), pp. 274–277, 1989.
- 89) Tsutomu TSUKADA, Katsumi UKAI, “Reactive Ion Etching”, SHINKU, 23(9), pp. 415–424, 1980.
- 90) 鈴木敬三, “プラズマプロセス-ドライエッチング-”, 応用物理, 52(2), pp. 114–116, 1983.
- 91) Hiroshi TANAKA, Hiroto KANAO, “Trend in Etching of Silicon for MEMS Fabrication”, J. Surf. Finish. Soc. Japan, 68(7), pp. 379–386, 2017.
- 92) Makoto KITABATAKE, Kiyotaka WASA, “Thin films prepared by sputterings.”, Hyomen Kagaku, 5(4), pp. 514–520, 1984.
- 93) Peter L. O’Sullivan, Frieder H. Baumann, George H. Gilmer, Jacques Dalla Torre, Chan-Soo Shin, Ivan Petrov., Tae-Yoon Lee, “Continuum model of thin film deposition incorporating finite atomic length scales”, J. Appl. Phys., 92(7), pp. 3487–3494, 2002.
- 94) Khershed Cooper, “Scalable nanomanufacturing-a review”, Micromachines, 8(1), 2017.
- 95) P. Yianoulis, M. Giannouli., S. A. Kalogirou, “Solar selective coatings”, Compr. Renew. Energy, volume 3, pp. 301–312, 2012.
- 96) Kazutaka Isoda, Mizue Ebisawa, Takayuki Shibuya., Hiroyuki Yokota, “Evaluation of radiation flux efficiency based on gonio-radiometric method for thermal radiator”, IEEJ Trans. Fundam. Mater., 137(1), pp. 86–87, 2017.

# 謝辞

本研究は国立大学法人 宇都宮大学 オプティクス教育研究センターにおいて、指導教官である大谷幸利教授の指導の下で行われました。

本研究の遂行と本論文の作成にあたり、3年半の長い期間にわたり研究の考え方、研究者としての心構えや表現方法の指導、叱咤激励を賜りました、研究遂行を導いて下さった指導教官の大谷幸利教授に心から感謝申し上げます。研究の遂行や論文の執筆にあたり、様々な視点からの気づきやご助言を頂きました宇都宮大学 ネイザン・ヘーガン助教授に深く感謝申し上げます。ご多忙の中、本論文の審査と貴重なご助言を賜りました宇都宮大学 早崎芳夫教授，同 藤村隆史教授，同 杉原興浩教授，同 二宮尚准教授に深く感謝申し上げます。学位取得にあたり、副専門分野のご指導を賜りました、宇都宮大学 杉原興浩教授，同 依田秀彦准教授に深く感謝申し上げます。また、柴田修平さん，Pradipta Mukherjee さん，Suchandra Banerjee さんをはじめとした大谷研究室の研究員，学生の皆さまには、右も左もわからない私を親切にも迎えて下さり、貴重なご意見を頂きました。深く感謝申し上げます。

研究成果の発表にあたり、論文の査読やそれぞれの発表の場での貴重なご意見，ご指摘を頂いた皆様に深く感謝申し上げます。

研究遂行と本論文作成の機会を下さった、東京都立産業技術研究センターの皆さまに感謝申し上げます。特に、本研究中での微細構造の作製や評価にあたり、快く引受けて下さるとともに貴重なご意見を頂いた東京都立産業技術研究センター 永田晃基副主任研究員，同 小川大輔副主任研究員に深くお礼申し上げます。博士課程進学の後押しから現在に至るまで、小心者の私にご助言と叱咤激励，後方支援を下さった東京都立産業技術研究

センター 岩永敏秀グループ長，同 海老澤瑞枝主任研究員，同 平健吾研究員に深くお礼申し上げます。

残念ながら面と向かっての報告は叶いませんでしたが，進学を我が事のように喜んでくれ、応援くださった祖父，祖母に深く感謝申し上げます。現在に至るまで育ててくれた両親に深く感謝申し上げます。応援してくださった姉，親族，友人の皆様，恋人に深くお礼申し上げます。

# 研究業績

## 原著論文

1. 反射板を有する赤外放射体の変角放射強度測定による効率性評価

磯田和貴, 海老澤瑞枝, 澁谷孝幸, 横田浩之

電気学会論文誌 A, 137 巻, 1 号, 86 頁～ 87 頁, 2017 年

2. Angularly selective microstructured surface for tuning seasonal sunlight interaction

Kazutaka Isoda, Kohki Nagata, Daisuke Ogawa, Mizue Ebisawa, Nathan Hagen, Yukitoshi Otani

Optics Express, 27 巻, 25 号, 36426 頁～ 36437 頁, 2019 年

## 国際学会

1. Angle-selective reflection surface for energy efficiency Kazutaka Isoda, Kohki Nagata, Mizue Ebisawa, Yukitoshi Otani Proc. SPIE 10688, Photonics for Solar Energy Systems VII, pp.1068818-1-7, (21 May 2018), Strasbourg, France

2. Numerical analysis of angle-selective one-dimensional periodic structure for building energy management

Kazutaka Isoda, Kohki Nagata, Mizue Ebisawa, Yukitoshi Otani

Proc. SPIE 10678, Optical Micro- and Nanometrology VII, pp.106780X-1-8, (24 May 2018), Strasbourg, France

## 学会発表

1. 微細周期構造を有する角度選択性日射反射体の数値解析的検討

磯田和貴，永田晃基，海老澤瑞枝，大谷幸利

第78回応用物理学会秋期学術講演会，2017年，9月

2. 微細構造の空間選択的な応答を用いた建築物内部の熱量制御

磯田和貴，永田晃基，海老澤瑞枝，大谷幸利

2018年度精密工学会秋季大会，2018年，9月