

波動光学の風景

結晶編 (3)

本宮佳典 著

試し読み

この電子書籍は、月刊 O plus E 誌の連載チュートリアル記事「波動光学の風景」の、2018 年 11・12 月号から 2020 年 5・6 月号までに掲載された分をまとめたものである。本編では結晶光学の応用例として、幾つかの代表的な偏光素子について、その作用を説明する。また、旋光性の発現機構や、異方性薄膜の数式的な扱い方について、基本的な考え方を説明する。

既刊の結晶編 (1) では結晶の微視的な構造の対称性と、巨視的な電磁気学的特性の関係を紹介した。また、結晶編 (2) では透明で非磁性の異方性媒質の中を伝搬する平面波の理論を解説し、一例として方解石に適用して、ニコルプリズムの動作原理を説明した。

本編では、現在広く使われている幾つかの代表的な偏光素子の構造や動作の原理を紹介する。その中で、層状の結晶である白雲母や、高品位な人工結晶も広く用いられる水晶について、微視的な構造やその光学特性を解説する。近年、結晶構造の情報はウェブサイトですぐに入手でき、基本的なことを理解しておけば、基本的な情報は活用できる。近年の技術情報の背景として認識しておきたいところである。

偏光光学素子の作用は、通常、光軸に沿って入射する平面波について説明される。光学系の動作原理を理解するためには、それで十分な場合も多い。しかし、もう少し踏み込んだ光の挙動を理解するためには、結晶光学が必要になる。例えば、斜め入射光の挙動や迷光の発生など、精度や効率の文脈では要点となる場合

もある。光学系のアイデアの具体化、技術課題の解決、新規な構想の創出などのためには、多くの示唆が得られる重要な要素になるものと考えられる。

本編では、旋光性の発現機構についても、基本的な概念からの説明を試みた。物質の光学特性をあくまでローカルに記述するものとし、誘電率テンソルだけではなく、磁場によって分極が誘起される効果や、電場によって磁化が誘起される効果も考慮することで、旋光性を導いた。これは、鏡映対称性のない構造（螺旋状の導体など）で生ずる効果であるが、特に利用シーンの多い一軸結晶の場合を例に説明した。

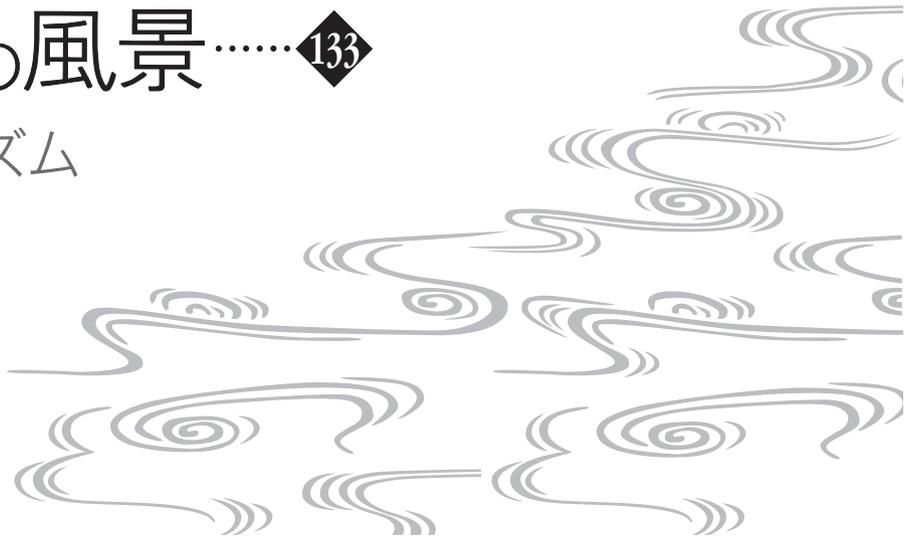
最後に、異方性材料の境界面で生ずる部分反射の現象を 4×4 行列で表現し、多層膜への拡張につなげるモデルも紹介した。異方性媒質では一般的な定式化を目指すモデルが複雑になりがちである。しかし、現実の多くのシステムでは、目的に応じた単純な構成が指向される。そこで、あまり一般化はせず、基本的な考え方や概念の紹介に留めた。詳細の必要な方には、より専門的な文献をご参照いただきたい。

結晶光学は、単純な系に対しては既に完成された古典的な技術領域のように見えるかもしれない。しかし、新たな材料やデバイス、その応用等につながる多様な発展も期待される。また、物性諸分野と共通する基本的な概念や考え方の習得に有用なモチーフも多い。読者諸賢のお役に立てる部分があれば、著者として何よりの喜びである。

第 133 回	135.	偏光プリズム
第 134 回	136.	偏光複像プリズム
第 135 回	137.	偏光子の透過率と消光比
第 136 回	138.	白雲母の結晶構造
第 137 回	139.	移相子の斜入射特性
第 138 回	140.	水晶の結晶構造
第 139 回	141.	水晶の旋光性
第 140 回	142.	代表的な補償板
第 141 回	143.	異方性媒質での部分反射
第 142 回	144.	異方性媒質の薄膜

波動光学の風景……◆133

135. 偏光プリズム



結晶編(2)第134章では、ニコルプリズムについて紹介した。ニコルプリズムが1828年に発表された当時は、他を凌駕する優れた偏光特性を持つ画期的な素子であり、その後、本格的に発展した偏光顕微鏡等に広く用いられた。しかし近年では、実用的には使われなくなった¹⁾。結晶を加工する技術が発達し、より優れた偏光プリズムが種々開発されたためである。それでも、複屈折現象やそれを応用に結びつけるために先人の示した知恵を知るための歴史的存在としては高く評価され、光学分野の近年の教科書やウェブサイトでも、ニコルプリズムの動作原理が紹介されているものは多い。

前章で見たように、ニコルプリズムには結晶のへき開面が多く利用されていた。しかし、これは光学特性からの必然性ではない。主に当時の加工技術からの制約によるものである。光学特性を重視するなら、プリズム面に対する光学軸の方向を最適化する設計が自然である。実際、ニコルプリズムでは、透過光線が入射光線の延長線上からずれるなど、応用上はやや不便な性質がある。加工技術としては、光学軸(3回反軸)に垂直な光学面の形成が難しかったそうである¹⁾。それが技術の発達で容易になったことから、種々の偏光プリズムの開発と利用が広がった。

偏光素子は、偏光子、移相子、旋光子に大別して考えることができる。偏光子は入射光から特定の偏光成分のみを選択して出力する機能を持つ。光学系の中で偏光を

生成するために使う際には偏光子(polarizer)、偏光状態を検出するために使う際には検光子(analyzer)と、区別して呼び分けられることも多い。しかし、同じ素子をどちらの目的で使うこともできる。ここでは素子単体に注目し、特に区別せず偏光子と呼ぶ。

偏光子は、所望の偏光成分を無駄なく高効率で利用できることと、抑制したい偏光成分を漏らさず遮断することが理想である。そこで、効率と消光比が性能指標となる。しかし、用途によっては、薄型軽量で大面積であることが必要であったり、高強度の光でも劣化しないことが望まれたりなど、消光比以外の仕様の方が重視される場合もある。そのため多様な素子があり、形態だけでも、シート形、平板形、プリズム形などの種別がある。偏光プリズムは、高い消光比が必要な用途で広く用いられるが、高品質の(透明度が高く、異物やキズ、欠陥等がない)異方性結晶を材料とするため、高価であり寸法にも限度がある。また、用途によって、一方の偏光成分だけを利用するものや、両方の偏光成分を分離して利用するものがある。用途に応じた適切な偏光プリズムを選ぶ必要がある。第131~134章で紹介してきた方解石は複屈折が大きいため、方解石が多くの用途で用いられる。他の材料が用いられるのは、主に方解石が使えない条件(波長域など)の場合である。

偏光成分を一方だけ抽出する偏光プリズムは、ニコルタイプとグラントタイプに大別される¹⁾。ニコルタイプ

は、前章までに紹介したニコルプリズムの変形で、各種提案されてきたようだが、現在一般的に用いられるのはグラントタイプである。本稿では代表的なグラントタイプの偏光プリズムについて、構造と動作原理を説明する。

グラントムソンプリズム (Glan-Thompson prism)

まず、偏光子としてはグラントムソンプリズムが代表的である。図 135-1 に概略の形状と作用を示す。材料は可視から赤外の領域で一般的な方解石であるとする。外形は直方体で、その頂点を図のように A, B, C, D, E, F, G, H とする。素子は平面 BEHC で 2 つの部分に分けられ、カナダバルサムなどの接合材料（近年は合成樹脂も）で一体化されている。方解石は一軸結晶で、光学軸はそれぞれ稜線 AD, FG に平行に、すなわち全体で同じ向きに揃えられる。入射光は素子の第 1 面に垂直に入射する。異常光 (e) と常光 (o) は、本来は結晶中の直進光の偏光モードを表す概念であるが、図が繁雑になるので結晶外の位置で電場の振動方向を図示した。

光学軸に対して垂直に光が入射するので、異常光の電場は光学軸と平行に振動する。したがって、異常光に対する屈折率は主屈折率 n_e である。これに対して、常光の電場は光学軸に垂直な方向に振動し、常光に対する屈折率は n_o である。したがって、両偏光モードに対する屈折率差は最大値である。すなわち、複屈折の作用を最大限に利用する構成といえる。なお、図では反射光の偏

光方向を分かりやすくするため、点 R で光線が仮に直進するかのように示したが、通常の形状では全反射条件となる。また、現実の素子では迷光などが生じないように、光を極力吸収するための施策が講じられる。

方解石の主屈折率と、カナダバルサムの屈折率の代表的な値を表 135-1 に示す。物質の屈折率は波長や温度に依存し、カナダバルサムはさらに製造条件等にもよると思われるので、あくまでも数値例として参考にしていただきたい。

グラントムソンプリズムに入射した光ビームは、プリズムの接合面で常光成分が全反射し、透過光は異常光成分のみとなる。そのため、接合材の層厚は波長よりも十分厚いことが必要である。また、接合面への入射角は、常光に対する臨界角以上に設定される。異常光に対しては、接合材として屈折率 n_r が n_e より大きいものを用いることで、臨界角の制約を免れるが、高い透過率（光利用効率）を実現するためには、 n_e に近い方が有利である。

異常光の一部は接合面で部分反射するので、反射光には異常光も含まれる。反射光中の異常光の割合は小さいが、高度な実験に用いるには不十分な偏光度である。そ

表 135-1 方解石と接合材の屈折率

材料	記号	値	備考
方解石 ²⁾	n_o	1.6550	$\lambda = 640 \text{ nm}$
	n_e	1.4849	
カナダバルサム ³⁾	n_r	1.522	

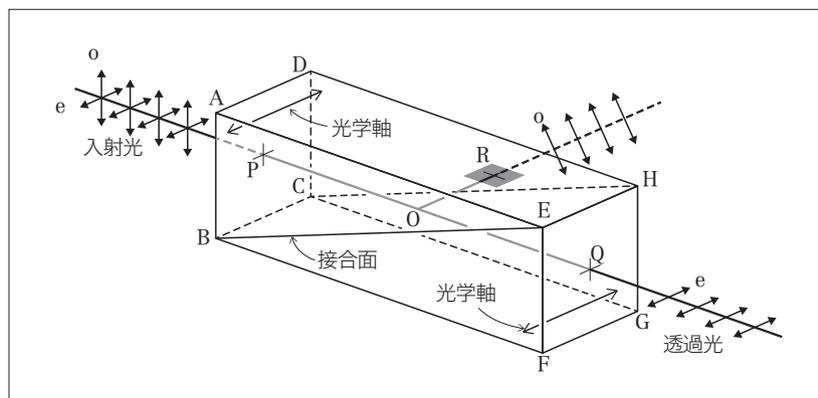


図 135-1 グラントムソンプリズムの作用
点 R には光吸収層が設けられる

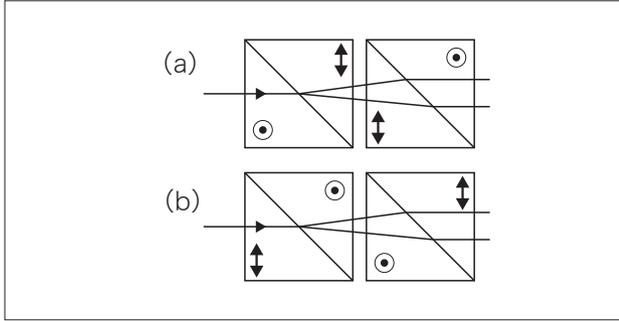


図 136-9 両構成の相補性

ロシオンプリズム (Rochon prism)

ロシオンプリズムの概略の構造を図 136-10 に示す。図 136-1 とよく似た構造であるが、ロシオンプリズムでは、光が最初に入射するプリズムの光学軸が、入射光の進行方向を向いている。したがって、接合面に至るまでは、p 偏光も s 偏光も常光の屈折率 n_o を感じる。

接合面を透過した後、p 偏光はやはり常光となる。したがって、p 偏光に対応する屈折率は接合面の前後で変化せず、光は直進する。他方、s 偏光は接合面を透過した後は異常光となる。この際、電場の振動方向は光学軸に平行となり、主屈折率 $n_e (< n_o)$ を感じて、境界面に近づくように屈折する。

断面図を図 136-11 に示す。点 P から入射した光の s 偏光成分も p 偏光成分も、電場の振動方向は光学軸に垂直であり、波数ベクトルは常光に対応して、同じ k_i で

ある。これに対して接合面透過後は、p 偏光は常光のまま、s 偏光は異常光になる。屈折率面は図 136-3 と同様の同心円になり、同図で説明した場合と同様にして屈折後の屈折率ベクトル、波数ベクトルを導くことができる。なお、s 偏光を上方に偏向させたい場合は、点 P と点 Q を結ぶ軸のまわりに 180° 回転して用いればよい。

ロシオンプリズムも、点 O を通り AD に平行な軸のまわりに 180° 回転した形の構成が可能である。この場合も、常光は接合面を通過した後も常光であり、同じ屈折率 n_o を感じるのでそのまま直進する。これに対して異常光は、接合面を通過した後も異常光ではあるものの、通過前は主屈折率 n_e を感じ、通過後は（光学軸に近い

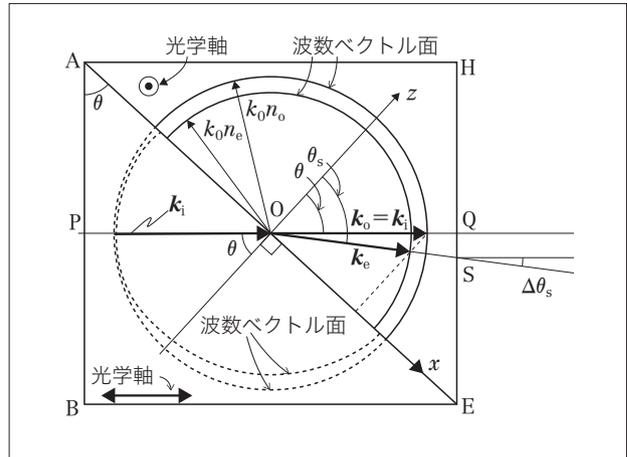


図 136-11 ロシオンプリズム中の波数ベクトル

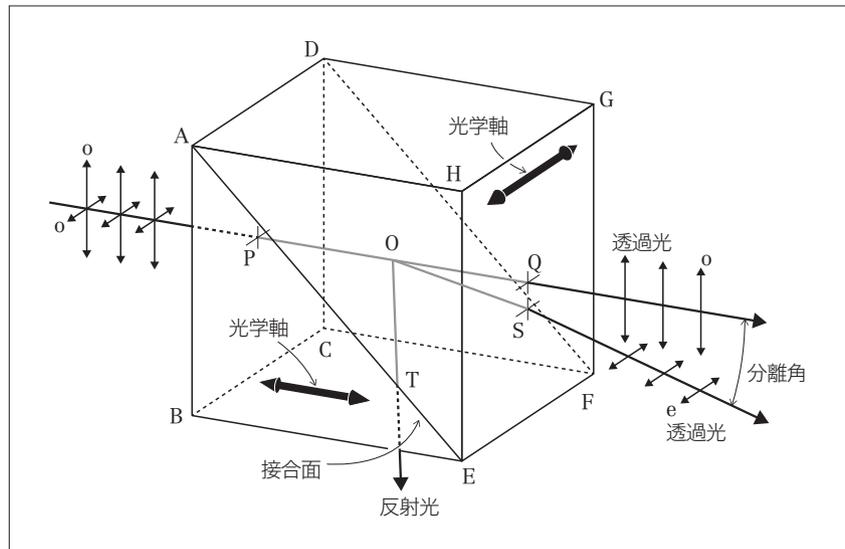
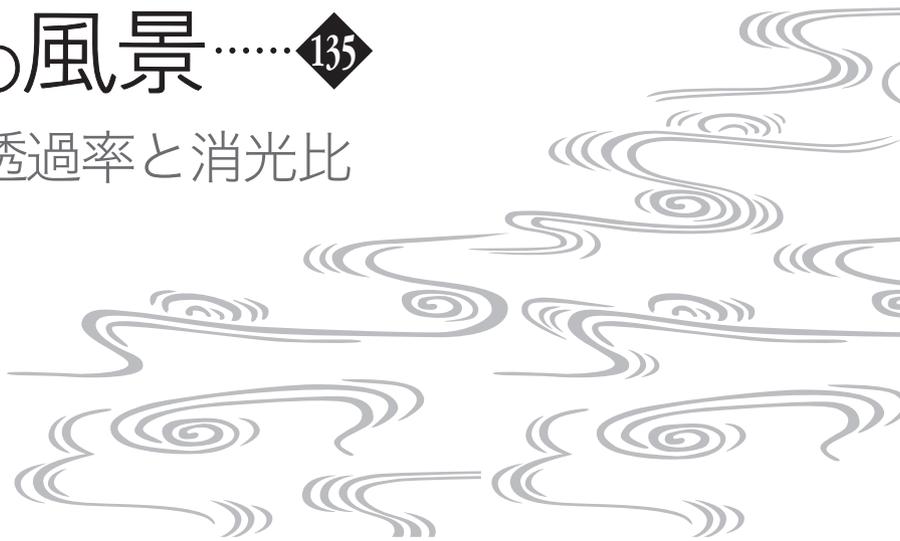


図 136-10 ロシオンプリズムの構成

波動光学の風景……◆135

137. 偏光子の透過率と消光比



偏光子の光学素子としての評価指標には、主に透過率 (T: transmittance) と消光比 (ER: extinction ratio) が用いられる。ここでは、これらの評価指標について、基本的な考え方と性質について概略を見ておく。指標値の定め方は日本産業規格 (JIS)¹⁾に基づいて見ていくが、規格の細部や詳細にまでは踏み込まないので、実務などで詳細の必要な方には規格書に従ってご検討いただきたい。

まず、透過率であるが、素朴な概念としては、偏光子の透過軸方向に電場が振動する直線偏光を照射したときに、どれだけの光が透過するかである。透過率を測定するための光学系の概略を図 137-1 に示した。光源とビームエキスパンダーで、コリメートされた(指向性のよい)

光ビームを生成する。その光路に開口絞りを挿入して、光ビーム径を供試品 (評価対象の偏光子) の有効径に一致させ、標準偏光子で特定の直線偏光成分のみを透過する。最初は、図 137-1(a) のように、供試品を挿入せずに透過光をレンズで集光して、パワー P_0 を測定する。次に、同図 (b) のように、供試品を挿入して透過光のパワーを測定する。この際に、測定値が最大となるように供試品の回転位置を調整し、その最大値を P_1 とする。透過率 T は

$$T = \frac{P_1}{P_0} \times 100 \quad (\%) \quad (137-1)$$

として定められる。

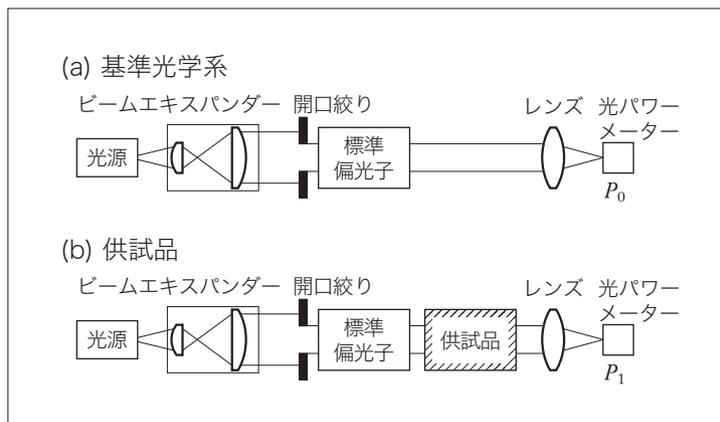


図 137-1 透過率測定光学系の概念図

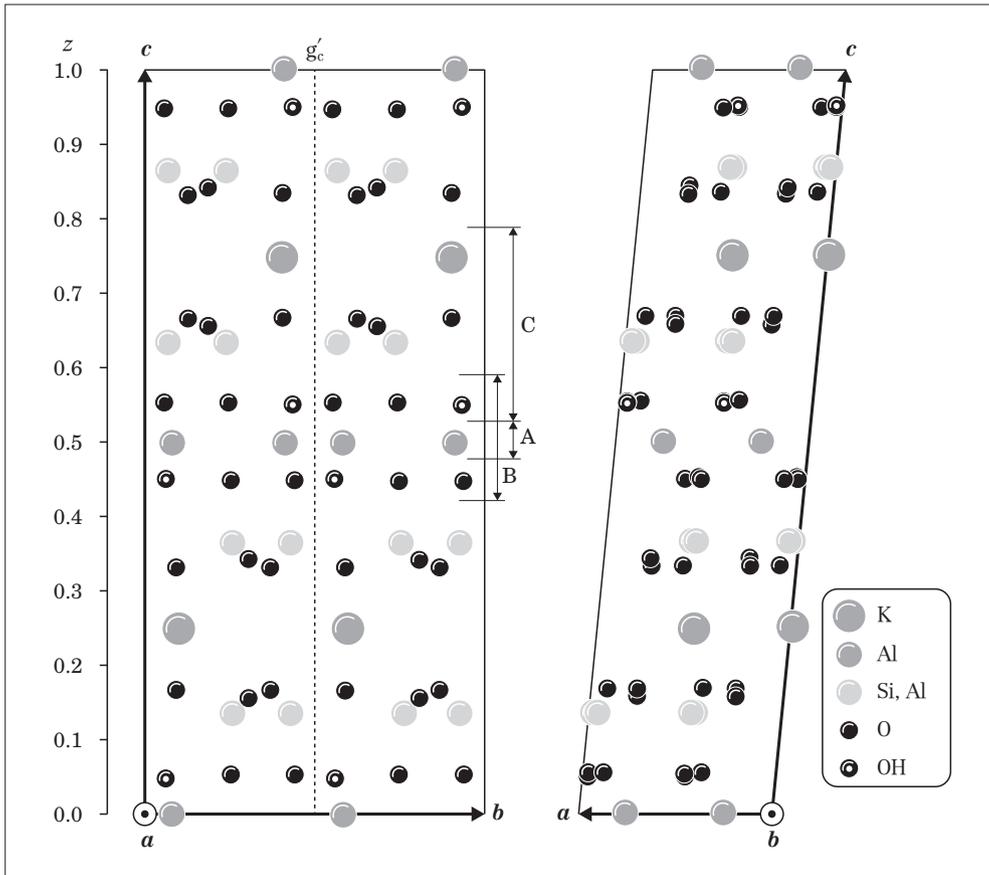


図 138-8 白雲母の単位胞内の投影図

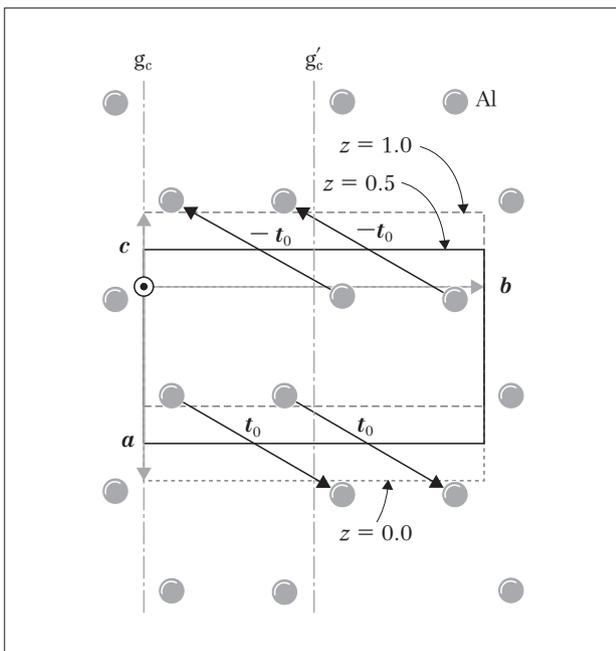


図 138-9 白雲母の Al 層の面内構造

の網目構造が形作られる。

次に、8面体の網目層の上部の領域（図 138-8 中の C）にある Al(Si) と O の配置を図 138-11 に示した。図中、下層の O, OH(図 138-10 にも含まれている) は外形を破線で示した。合わせて 4 個の O が、中央の Si(または Al が存在する位置) を囲むように 4 面体を形成し、その 4 面体が並んで、六角形の網目状の構造が形作られる。図から分かるように、この網の目の中央位置は、下層に OH のある位置に相当する。また、この網の目の上層には K 原子が配置される。

以上で、 $0.5 \leq z \leq 0.75$ の範囲の原子の配置を、層に分けて概観した。ほかの位置は、前述したように、2 回回転軸や c 軸方向の並進対称性により定まるので、基本的な構造はこれで尽くされている。改めて図 138-8 を見ながら確かめると、8 面体のつながった網状の構造が、 $z = 0.5$ と $z = 0$ のそれぞれの近傍にあり、上下か

$$\begin{aligned} \Gamma &= -k_0 d(n_1 - n_2) = -\frac{2\pi}{\lambda_0} d(n_1 - n_2) \\ &= -\frac{2 \times 3.1416}{589.3} \times 1000 \times (1.5993 - 1.5944) \\ &= -0.05224 \end{aligned} \tag{139-55}$$

である。数式中の波長は $\lambda_0 = 589.3 \text{ nm}$ とし、素子厚は $d = 1000 \text{ nm}$ ($1 \mu\text{m}$) とした。例えば、4分の1波長板にするためには、 Γ の値が厚さ $1 \mu\text{m}$ あたりの値であることから、

$$d = \frac{1}{4} \frac{2\pi}{|-0.05224|} \approx 30.1 \mu\text{m} \tag{139-56}$$

となる。主屈折率 n_1 と n_2 の差は方解石の場合と比べて小さいが、それでも $30 \mu\text{m}$ は素子としては薄いため、ガラス基板で挟むなど、扱いやすい形で製品化されたものが多い。

次に、近似を用いた場合の計算結果と比較する。波長や素子厚の条件は、図 139-2 と共通とし、近似式

表 139-1 白雲母の主屈折率³⁾

屈折率	値
n_1	1.5993
n_2	1.5944
n_3	1.5612

(波長 $\lambda_0 = 589.3 \text{ nm}$)

(139-45) を用いて、 $k_y = 0$ としたときの Γ の k_x 依存性を計算した。結果を図 139-3 に破線で示す。先の計算結果を実線で示した (図 139-2 の $k_y = 0$ での断面図に相当)。横軸の $k_x = 0$ の近傍ではよい近似になっているが、原点から離れると次第に誤差が増大する。光学軸方向の特異性は近似式では考慮されておらず、光学軸以遠では挙動がまったく異なることが分かる。なお、光学軸の方向は、式 (139-31) で $D = 0$ となる k_x, k_y が規定する方向であり、

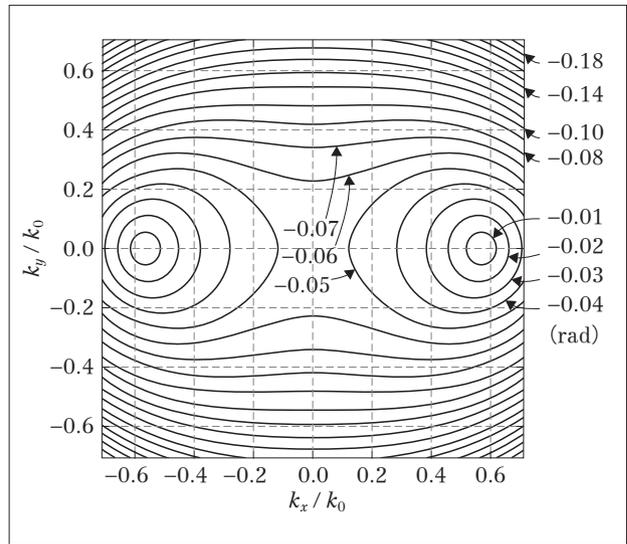


図 139-2 斜め入射光に対する位相差 Γ (ラジアン)
波長 $\lambda_0 = 589.3 \text{ nm}$, 素子厚 $d = 1000 \text{ nm}$

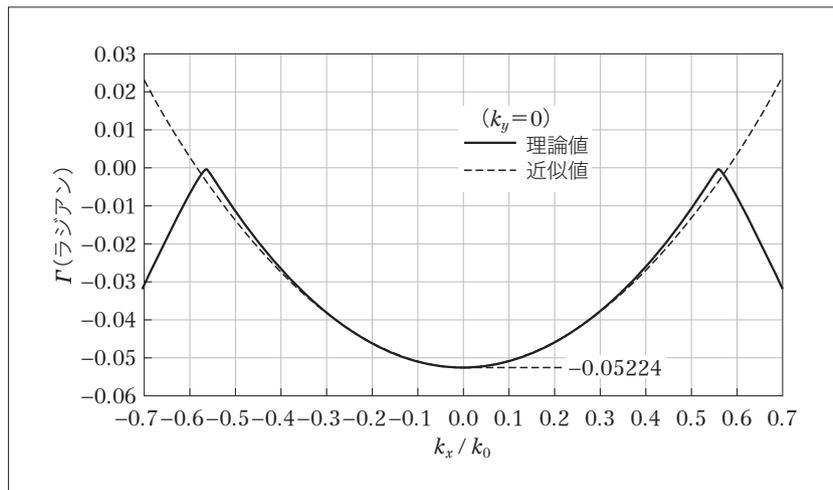


図 139-3 位相差 Γ の k_x 依存性 ($k_y = 0$)

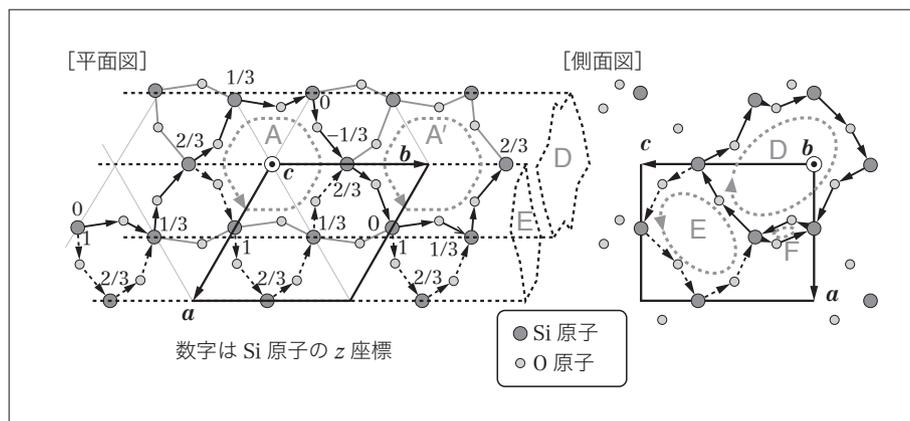


図 14-16 b 軸を軸とする螺旋構造

これらは b 軸方向の軸を持つ大小の空洞の位置を示す。軸は図 14-13 の b 軸方向の 2 回回転軸と 2 回螺旋軸であり、軸の z 座標はそれぞれ $1/6$, $2/3$ である。

図 14-16 に、 b 軸に平衡な軸を持つ空洞の柱状領域 D と E, F の形状を示す。壁面の Si-O-Si の螺旋構造を矢印で示した。領域 D については、平面図から分かるように、半周期は A の螺旋と経路を共有し、次の半周期は隣接する A' の螺旋と経路を共有する。このことから、 b 軸の遠方から見た側面図では右回り（時計回り）の螺旋となる。領域 D の螺旋は、1 ピッチが格子周期の 2 倍であり、2 重螺旋の構造になっている。領域 A の螺旋と比べると、螺旋の向きは逆であるが、2 重螺旋で断面積が大きい点は類似している。なお、領域 D の螺旋の中心軸は 2 回回転軸であるが、領域 A の螺旋の中心軸は 3 回螺旋軸である。

領域 E については、側面図から分かるように、 $1/3 \leq z \leq 2/3$ の範囲では領域 D と経路を共有している。また、 $2/3 \leq z \leq 1$ の範囲は D と同形の柱状領域と経路を共有するなどして周囲の領域と接している。また、領域 D とは逆に、左回り（反時計回り）の螺旋となる。中心軸は 2 回螺旋軸である。

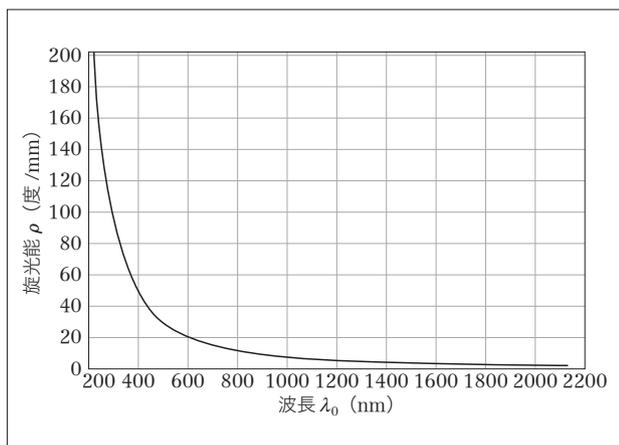
領域 F は領域 D に挟まれた小さな隙間のような位置である。

なお、当然ながら、 b 軸方向だけではなく、3 回螺旋操作で移動する位置にも、これらと等価な柱状の空洞が存在する（例えば、 a 軸に平行な柱状の空洞なども存在する）。

旋光性を、螺旋構造で理解しようとするとき、微小なコイル状の良導体が散在していれば、印加される電磁場への応答も考えやすい。しかし現実の結晶では、原子の結合の連鎖が、立体的な網の目のように縦横に張り巡らされている。そのため、左回りや右回りの、大小の二重一重の螺旋状の部分が縦横に走っており、形状だけから動作や特性を説明することは難しそうである。しかし、現象として右旋性があるという結論を知っていると、図の E の空洞の効果が優位に作用すると解釈してよいと思われる。

例えば、 b 軸方向に電場が振動し、 c 軸方向に進行する平面波を考えてみる。電場が b 軸方向を向いていると、図 14-16 の矢印の向きに電流が流れ、E の空洞では電流のはたらきで、 b 軸方向に微弱な磁場が生じる。元の平面波は、図の上方（ $-b - 2a$ 方向）に磁場が向いているが、それに b 軸方向の弱い磁場が加わると、図の平面図で時計回りに磁場が回転することになる。これは、旋光性の観点からは右旋性と呼ばれる性質である。すなわち、右水晶 $P3_221$ (ITA: No. 154) が右旋性を有することと整合すると推測される。なお、磁場が b 軸方向を向いているときは、磁場の変化を妨げる向きに誘導電流が流れ、 b 軸と逆向きに分極が生じ、電場（図の下方を向く）が時計回りに少し回転する。さらに 120 度ずつ回転した方向の螺旋構造も同様に電場と磁場に作用して、偏光面が回り続ける。

以上、本章は水晶が一軸結晶となる三方晶系の構造を持つことと共に、鏡映対称性がなく、螺旋構造を有する


 図 141-1 水晶の旋光能^{4), 5)}

向は z 軸方向のみに限定されていた。結晶光学では、あらゆる伝搬方向の平面波を想定して、電磁波のモードを考える。そこで、第 140 章で見た水晶を参考に、旋光性のある材料の中の光の伝搬モードを考えてみる。

単色光に対する一様な線形媒質のマクロな光学特性は、等方的で旋光性のない媒質であれば、誘電率と透磁率によって記述される。電磁場の角周波数を ω とし、場の時間発展を表す位相因子を $\exp(-i\omega t)$ とすると、媒質の特性は、

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \chi \mathbf{E} = (\epsilon_0 + \chi) \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{E} \quad (141-13)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \chi_m \mathbf{H} = (\mu_0 + \mu_0 \chi_m) \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (141-14)$$

によって表される (χ, χ_m は ω の関数：必要な第 121 章を参照)。特に光の周波数域では \mathbf{M} は無視できることが多く、式 (141-14) の代わりに

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (141-15)$$

として扱われることが多い。

異方性のある材料では、電場 \mathbf{E} とそれによって誘起される分極 \mathbf{P} とは平行とは限らず、また、磁場 \mathbf{H} とそれによって誘起される磁化 \mathbf{M} も平行とは限らない。さらに、螺旋状の (点対称でない) 構造を有する材料では、磁場 \mathbf{H} によって誘起される分極や、電場 \mathbf{E} によって誘起される磁化が現れる。

こうした場合に、 \mathbf{E} や \mathbf{H} によって誘起される \mathbf{P} や \mathbf{M} に対して、

は、テンソルを使って与えられ、

$$\mathbf{P} = \chi \mathbf{E} + \xi \mathbf{H} \quad (141-16)$$

$$\mathbf{M} = \zeta \mathbf{E} + \chi_m \mathbf{H} \quad (141-17)$$

となる。これらを用いると、 \mathbf{D}, \mathbf{B} と \mathbf{E}, \mathbf{H} の関係は、

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \chi \mathbf{E} + \xi \mathbf{H} = \epsilon \mathbf{E} + \xi \mathbf{H} \quad (141-18)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \zeta \mathbf{E} + \mu_0 \chi_m \mathbf{H} = \mu_0 \zeta \mathbf{E} + \mu \mathbf{H} \quad (141-19)$$

となる。ただし、 $\epsilon, \xi, \zeta, \mu$ は材料のマクロな光学特性を特徴づけるテンソルであり、それぞれ 3 行 3 列の行列で

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (141-20)$$

$$\xi = \begin{pmatrix} \xi_{xx} & \xi_{xy} & \xi_{xz} \\ \xi_{yx} & \xi_{yy} & \xi_{yz} \\ \xi_{zx} & \xi_{zy} & \xi_{zz} \end{pmatrix} \quad (141-21)$$

$$\zeta = \begin{pmatrix} \zeta_{xx} & \zeta_{xy} & \zeta_{xz} \\ \zeta_{yx} & \zeta_{yy} & \zeta_{yz} \\ \zeta_{zx} & \zeta_{zy} & \zeta_{zz} \end{pmatrix} \quad (141-22)$$

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (141-23)$$

のように表される。

なお、第 122 章でも述べたように、本稿の \mathbf{M} を μ_0 倍した量を \mathbf{M} とする定義もある。その場合は、式 (141-14) や (141-19) の代わりに $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}$ となり、式 (141-19) の最右辺の μ_0 は消える。

ここで、水晶の場合を考える。水晶は三方晶系に属し、空間群の属する結晶点群は $32(D_3)$ である (第 140 章の図 140-9 を参照)。ミクロに見ると 3 回回転軸はないが、マクロに見ると z 軸に平行な 3 回回転軸があり、 x 軸方向に 2 回回転軸もある。したがって、誘電率テンソル ϵ は z 軸のまわりの $\theta = 120^\circ$ の回転操作を表す行列

$$T_c = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1/2 & -\sqrt{3}/2 & 0 \\ \sqrt{3}/2 & -1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (141-24)$$

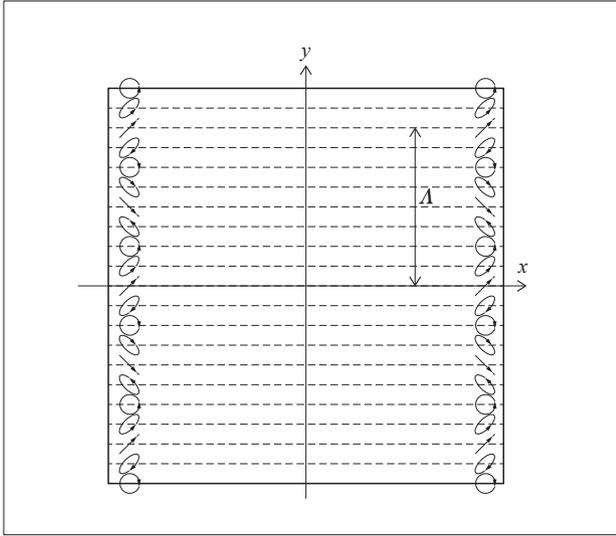


図 142-4 バビネの補償板通過後の偏光モードの空間分布

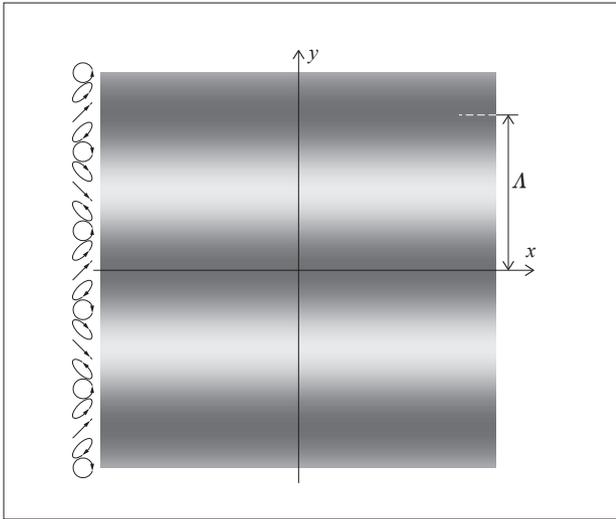


図 142-5 検光子通過後の光の強度分布

$$\delta\phi(y, \Delta y) = \delta\phi\left(y - \frac{\Delta y}{2}, 0\right) \quad (142-17)$$

と変形すると見やすい。プリズムを Δy だけ移動すると、位相差の分布は y 方向に $\Delta y/2$ だけ移動する。図 142-6 に、 $d_1 = d_2$ で位相差が 0 となる位置の移動量を示した。

ここで、図 142-2 の試料の位置に、速軸あるいは遅軸が x 軸方向に向いた移相子を挿入することを考える。このとき、観測されるパターンの一例を図 142-7 に模

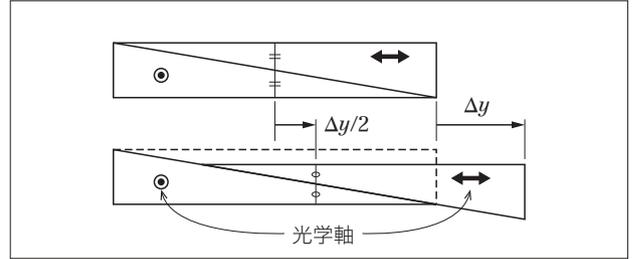


図 142-6 プリズム 1 を移動する効果

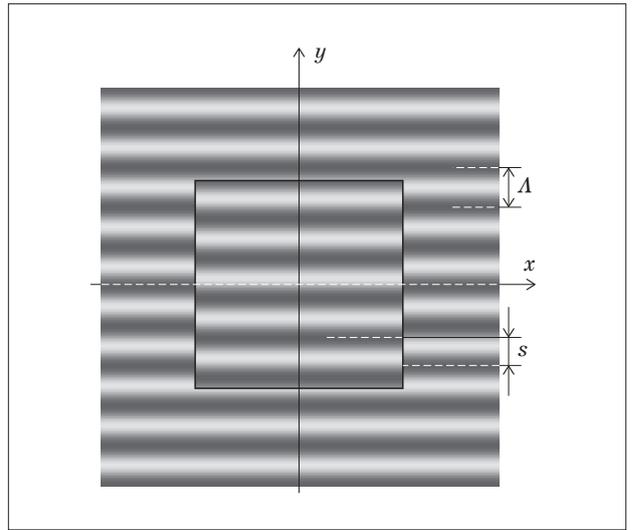


図 142-7 検光子通過後の光の強度分布 (試料挿入時)

式的に示した。補償板のみの部分と、移相子が重なる部分では、明暗の位相がずれる。このずれの大きさ s を測定することで、移相子による位相シフト量を求めることができる。

なお、速軸あるいは遅軸が正しく x 軸方向に向いていないと、明暗のコントラストが低下する。コントラストを指標にして移相子の向きを調整することができる。

以上のように、素子面の広い領域にわたって、縦横の位相差の制御された光の場ができることから、試料や素子の偏光特性を簡便に把握できて、便利に使われてきた。

しかしながら、測定用の機器で用いる素子としては、近年あまり使われていない。光学素子メーカーのカatalogなどを見ても、多く見かける素子ではない。直線偏光成分 E_x と E_y が所望の位相差を持つ領域が、特定の y 座標を持つ直線状の領域に限られてしまうためである。ま

$$S = (\mathbf{u}_1, \mathbf{u}_2, \mathbf{u}_3, \mathbf{u}_4) = \begin{pmatrix} e_{x1} & e_{x2} & e_{x3} & e_{x4} \\ h_{y1} & h_{y2} & h_{y3} & h_{y4} \\ e_{y1} & e_{y2} & e_{y3} & e_{y4} \\ -h_{x1} & -h_{x2} & -h_{x3} & -h_{x4} \end{pmatrix} \quad (144-47)$$

で定義する。行列 S を用いると、 Δ は対角化できて、

$$S^{-1}\Delta S = A = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_4 \end{pmatrix} \quad (144-48)$$

となる。

行列 S を用いると、式 (144-43) は

$$\begin{pmatrix} E_x(z) \\ H_y(z) \\ E_y(z) \\ -H_x(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_{x1} & e_{x2} & e_{x3} & e_{x4} \\ h_{y1} & h_{y2} & h_{y3} & h_{y4} \\ e_{y1} & e_{y2} & e_{y3} & e_{y4} \\ -h_{x1} & -h_{x2} & -h_{x3} & -h_{x4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1(z) \\ M_2(z) \\ M_3(z) \\ M_4(z) \end{pmatrix} \\ \Rightarrow \Psi(z) = SM(z) \quad (144-49)$$

となる。

部分反射を考える境界面の近傍を、**図 144-3** に模式的に示した。図の左下方から入射光が媒質 1 の中を伝搬して中央の境界面に到達し、一部は右下方へ反射する。また、一部は透過して媒質 2 に進入し透過する。図では

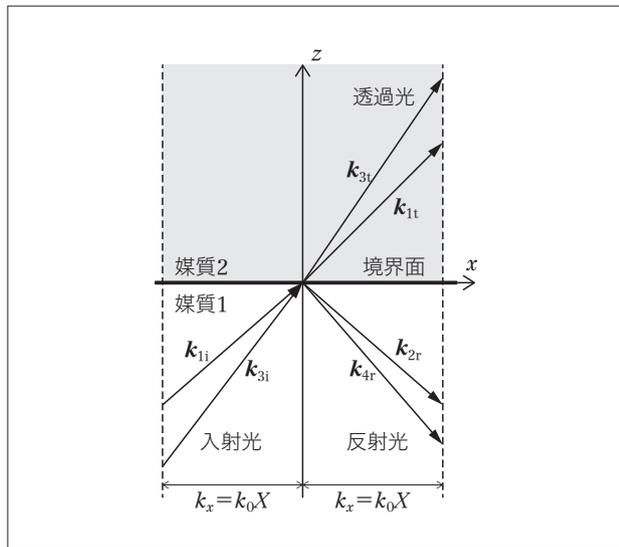


図 144-3 境界面における部分反射

媒質中の伝搬モードの内、 σ が 1 と 3 は、波数ベクトル \mathbf{k}_σ の z 成分が正のモードを表す。また、 σ が 2 と 4 は \mathbf{k}_σ の z 成分が負のモードを表す。また、媒質 2 の中では \mathbf{k}_σ の z 成分が負のモードは存在しないものとする。

この図に従って式 (144-49) の対応部分を書き出す。媒質 1 内部のモードの内、入射光の場合は σ が 1 と 3 のモードに対応する。入射光の電場については、境界面 ($z = 0$) において、

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} e_{x1} & e_{x3} \\ e_{y1} & e_{y3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_3 \end{pmatrix}_i = S_{ei} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_3 \end{pmatrix}_i \quad (144-50)$$

となる (行列 S_{ei} は、以下の式中の同様の行列と同様に、各式の中で定義されたものとする)。添え字の i は入射光を表す。入射光の磁場については、境界面 ($z = 0$) において、

$$\begin{pmatrix} H_y \\ -H_x \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} h_{y1} & h_{y3} \\ -h_{x1} & -h_{x3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_3 \end{pmatrix}_i = S_{hi} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_3 \end{pmatrix}_i \quad (144-51)$$

となる。

反射光の場合は、 σ が 2 と 4 のモードに対応する。電場については、境界面 ($z = 0$) において、

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_r = \begin{pmatrix} e_{x2} & e_{x4} \\ e_{y2} & e_{y4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_2 \\ M_4 \end{pmatrix}_r = S_{er} \begin{pmatrix} M_2 \\ M_4 \end{pmatrix}_r \quad (144-52)$$

となる。添え字の r は反射光を表す。反射光の磁場については、境界面 ($z = 0$) において、

$$\begin{pmatrix} H_y \\ -H_x \end{pmatrix}_r = \begin{pmatrix} h_{y2} & h_{y4} \\ -h_{x2} & -h_{x4} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_2 \\ M_4 \end{pmatrix}_r = S_{hr} \begin{pmatrix} M_2 \\ M_4 \end{pmatrix}_r \quad (144-53)$$

となる。

透過光については、媒質 2 の領域について式 (144-49) を構成し、 σ が 1 と 3 の前進波のモードから該当部分を抽出する。電場については、境界面 ($z = 0$) において、

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}_t = \begin{pmatrix} e_{x1} & e_{x3} \\ e_{y1} & e_{y3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_3 \end{pmatrix}_t = S_{et} \begin{pmatrix} M_1 \\ M_3 \end{pmatrix}_t \quad (144-54)$$

となる。添え字の t は透過光を表す。透過光の磁場については、境界面 ($z = 0$) において、

■ 事項

	頁	カラム	行		頁	カラム	行
α 形	46	左	下1	自形	46	左	9
移相子	38	左	3	4 面体	36	右	6
移相子	69	左	1	消光比	19	左	2
ウォラストンプリズム	9	右	下9	白雲母	29	左	8
右旋性	46	左	14	水晶	46	左	11
雲母	29	左	6	石英	46	左	8
エアギャップ	5	右	3	セナルモンプリズム	17	左	6
L/A 比	4	左	5	旋回ベクトル	63	右	11
オイラー角	79	左	7	旋光角	56	右	下15
カナダバルサム	2	右	5	旋光性	55	左	1
境界条件	91	左	8	旋光度	56	右	下13
供試品	19	右	2	旋光能	56	右	下7
供試品の消光比	20	右	13	多層膜	77	左	4
鏡像異性体	47	左	下9	逐次近似	18	右	8
極座標	18	左	下6	低温相	46	左	下1
空間群の属する結晶点群	47	右	13	透過率	19	左	1
クオーツ	46	左	9	トリディマイト	46	左	下3
グランタイプ	1	右	下1	ニコルタイプ	1	右	下2
グランテラープリズム	6	右	下12	二酸化ケイ素	46	左	8
グラントムソンプリズム	2	左	5	2 重螺旋	52	左	下3
グランフーコープリズム	5	右	1	2 重螺旋	53	左	11
グランレーザープリズム	7	右	1	8 面体	35	右	下1
クリストバライト	46	左	下3	波長板	69	左	4
系全体の消光比	20	右	6	バビネ・ソレイユの補償板	73	左	6
検光子	1	右	2	バビネの補償板	69	左	10
高温相	46	左	下1	PBS	9	左	下9
光学異性体	47	左	下8	左水晶	47	左	下2
光学軸	41	右	下14	標準偏光子	19	右	3
左旋性	46	左	14	部分反射	90	左	下4
3 層構造	37	左	2	不要光	20	左	3
CIF	29	左	下1	フレネルの式	78	左	3

■ 事項

	頁	カラム	行
β 形	46	左	下1
ベレックの補償板	73	右	下3
偏光子	1	左	下2
偏光ビームスプリッター	9	左	下10
偏光複像プリズム	9	右	6
偏光分離型	9	右	11
補償子	69	左	5
補償板	69	左	6
マイカ	29	左	6
右水晶	47	左	下2
4×4行列	91	右	下5
螺旋	49	左	2
螺旋の向き	54	左	下14
ロシオンプリズム	16	左	1
六角形	37	左	6

著者略歴

本宮佳典 (ほんぐう・よしのり), Yoshinori Hongu

1956年 神奈川県藤沢市生まれ
1975年 神奈川県立湘南高等学校卒業
1979年 東京大学理学部物理学科卒業
1984年 東京大学大学院理学系研究科物理学専攻博士課程修了 理学博士
同年, 株式会社東芝入社 光応用機器の研究開発に従事
2012年 東芝リサーチ・コンサルティング株式会社 シニアフェロー
2018年 株式会社東芝 研究開発センター (2021.10退職)
法政大学理工学部 (兼任講師) (2018.4~)



第20回 (2019年度) 応用物理学会業績賞 (教育業績) 受賞

「波動光学の風景」の情報は以下のURLで公開しています。 <https://www.adcom-media.co.jp/opluse/wave/>

波動光学の風景 結晶編 (3)

2021年5月25日初版発行

2023年2月1日第2版発行

著者 本宮 佳典
発行者 喜多 野乃子
発行所 アドコム・メディア株式会社

〒169-0073 東京都新宿区百人町2-21-27

電話 (03)3367-0571(代)

Advanced Communication Media Co. Ltd., Tokyo, Japan, 2021

ISBN978-4-910636-24-5 C3042 ¥3600E

©Yoshinori Hongu 2021

印刷/製本 ㈱ブックフロント

Printed in Japan

- ・本書に掲載する著作物の複製権・翻訳権・上映権・譲渡権・公衆送信権 (送信可能化権を含む) はアドコム・メディア㈱が保有します。
- ・**JCOPY** <出版者著作権管理機構 委託出版物>
本書の無断複製は著作権法上での例外を除き禁じられています。複製される場合は、そのつど事前に、出版者著作権管理機構 (電話 03-5244-5088, FAX 03-5244-5089, E-mail info@jcopy.or.jp) の許諾を得てください。