

第5回

6. 偏光に関する光学素子	82
6.1 結晶光学素子	82
6.1.1 直線偏光子	83
6.1.2 補償板(1/4, 1/2 波長板等)	87
6.2 結晶を用いない直線偏光子	93

6. 偏光に関する光学素子

異方性結晶を用いた様々な光学素子が考案されてきた。しかし、ランダム偏光の光から直線偏光を取り出す直線偏光子に限れば、現在では膜型二色性偏光子が用いられている。膜型偏光子は手軽で扱い易い。え、膜を石英板で挟むことによって強度、精度とも非常によくなっている。しかし、膜型偏光子が使用できない、紫外線や赤外線領域では今でも結晶偏光子が使用されている。また、レーザ光などエネルギー密度の高い光に対しても結晶偏光子は不可欠な存在になっている。この章では前章からの続きとして、まず、異方性結晶を用いた光学素子について述べ、次いで結晶を用いない偏光光学素子について述べる。

6.1 結晶光学素子

光学素子の材料として最も多く利用されているのは一軸性結晶の方解石 (Calcite CaCO_3) である。ここでは方解石結晶を一軸性結晶として用いた光学素子について述べるが、一軸性光学材料は結晶に限らない。透明プラスチックを一様に一方方向に引き延ばせば、高分子鎖が部分的にその方向に並ぶので一軸性光学材料になる。なお、この場合は分子鎖は分子軸方向に大きな分極率を持っているので n_e が n_o より大きくなるから正の一軸性結晶として振舞うことになるであろう。

方解石は紫外線 (230 nm) から赤外線 (2.3 μm) の波長領域で透明であるので、広い波長領域で利用できる。方解石結晶は図 6.1(a) に示すように平行六面体状に劈開し、劈開面は頂角が 78.08° と 101.92° の平行四辺形である。光学軸は結晶の 3 回対称軸と一致している。光学軸を含み、劈開面に垂直な面で結晶を切断すると図 6.1 (b) のような切断面になる。この時光学軸はもちろん面内に平行に走っている。この方解石を念頭

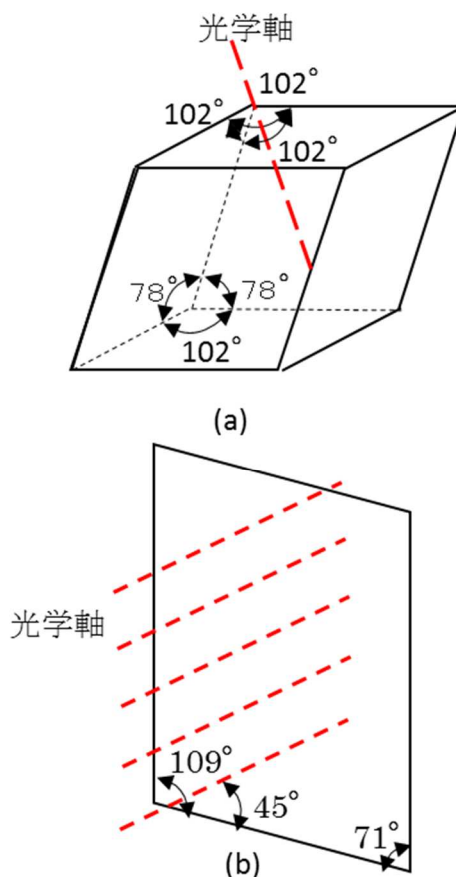


図6.1 方解石結晶

に置いて、5章で述べたことをもとに偏光に関係した幾つかの現象と光学素子について述べる。

6.1.1 直線偏光子(Linear Polarizer)

・常光線、異常光線の分離

一軸性結晶を用いて常光線と異常光線を分離するには、結晶中ではこれらの光線が分離しているの、それらを分離したまま取り出せばよい。また、この2つの光線を分離して取り出すことは、そのまま直線偏光した光を得ることをも意味している。なぜなら、常光線、異常光線とも固有の偏光を持つ直線偏光光線であつ、その偏光方向は互いに直行しているからである。

図6.2のような厚さ d の一軸性結晶平行平板に空中から境界面に垂直に光が入射した場合を考えてみよう。ただし、結晶の光学軸は図のように境界面とは θ だけ傾いているとし、入射光と光学軸が作る面(主断面という)は紙面に平行とする。垂直入射であるから屈折角も0で、結晶内でも波数ベクトルは境界面に垂直なままである。

入射した光のうち常光線(図では丸で示してある。偏光方向は紙面に垂直である。第5章5.5節参照)はそのまま直進し、平板を通り抜ける。一方、異常光線(図では棒線で示してある。偏光方向は紙面に平行である)の波数ベクトルは常光線と同じで境界面に垂直であるが、光線ベクトルは方向を変える。異常光線の光線ベクトルを以下に求める。

図に示したように、この場合は(5.55)式がそのまま使える。光線ベクトルが光学軸となす角を θ' とすると、 $\theta' = \theta + \varphi$ だから

$$\tan \varphi = \tan(\theta' - \theta) = \frac{\tan \theta' - \tan \theta}{1 + \tan \theta' \tan \theta}$$

となり、 $\tan \theta'$ に(5.55)式を代入して整理すると、

$$\tan \varphi = \frac{(n_o^2 - n_e^2) \cos \theta \sin \theta}{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta} \quad (6.1)$$

が得られる。方解石のような負結晶では $n_o > n_e$ であるから、光線は光学軸から離れる方向に進行する(図6.2)が、正結晶では光学軸方向にずれて進行する。

厚さ d の平板では $d \tan \varphi$ だけ入射光線からずれたところで再び外部に出射する。出射の際は境界面に垂直に出射するので出射後の光線は

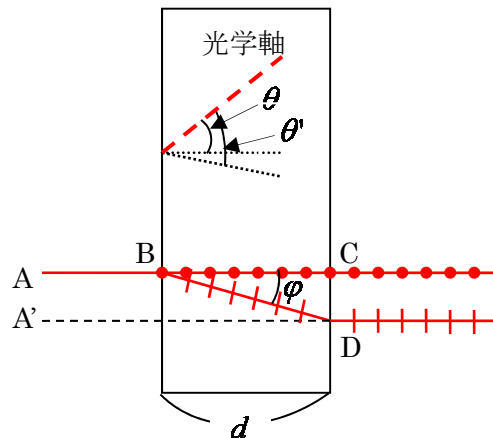


図 6.2 常光線と異常光線の分離

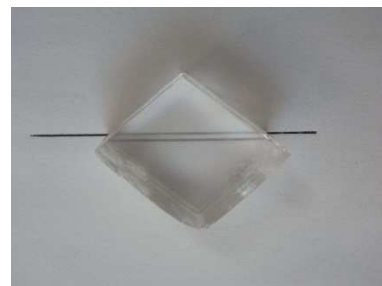


図 6.3 直線が2本に見える

$d \tan \phi$ だけ離れた2本の平行光線になる。これら2本の光線の偏光方向は互いに直交している。このことにより、もし入射光側に物体があるところの平板を通して物体を見ると、物体があたかもAとA'にあるかのように2重に見えることになる。図6.3の写真は方解石結晶の下にある1本の直線が結晶を通してみると2本に見える様子を示している。これが複屈折といわれる現象です。

・ロション偏光子(Rochon Prism)とウォラストン偏光子(Wollaston Prism)

ランダム偏光の光を2つの直線偏光に分けて取り出す偏光子である。

図6.4に示したようにロション偏光子(ロション・プリズムともいう。Rochon Prism)では光学軸はプリズム面に垂直(点線で示してある)あるいは平行(黒点)になっている。入射光をプリズム面に垂直に入射させる。第1のプリズム内では光は

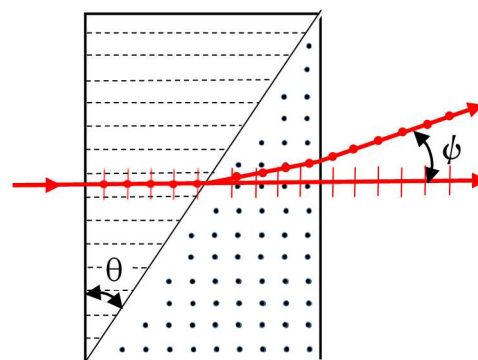


図 6.4 ロション偏光子

光学軸に沿って進むので偏光方向は光学軸に垂直になり、2つの光線は共に常光線である。第2のプリズムに入ると、第2プリズムの光学軸は紙面に垂直なので、光学軸に垂直に偏光した常光線(棒線)と平行に偏光した異常光線(赤点)に分かれる。紙面に平行に偏光した光線は第1プリズム、第2プリズムとも常光線として振舞う。2つのプリズムは同一材質なので、この偏光光線は同一屈折率中を進むことになるので、そのまま直進し、プリズム面に垂直方向に出射する。一方、第2プリズム内で異常光線になる、光学軸に平行に偏光した光(赤点)は境界面を境に常光線から異常光線に変わるから、

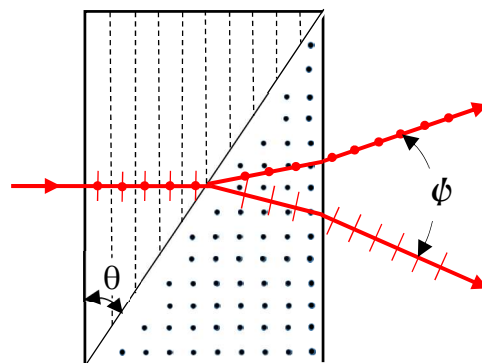


図 6.5 ウォラストン偏光子

屈折率もそれに従って変わるので、境界面で屈折の法則によって、第2プリズム内ではその進行方向を変える。このようにロション偏光子では常光線はまっすぐに進み、異常光線のみが曲げられる。曲げの角 ϕ はプリズムの切り出し角 θ によって決まる。偏光子から充分離れたところでは出射した常光線と異常光線は容易に分離できるから、ロション偏光子は直線偏光子としても用いることができる。特に紙面に平行に偏光した常光線は入射光と出射光が同一直線状にあるので使用しやすい。なお、ロション偏光子では図6.4に示したように光は常に左側から入射しなければならないことに注意しよう。

・ウォラストン偏光子(Wollaston Prismともいう)は図6.5に示すような構造をしている。

入射光はプリズムに垂直に入射する。第 1 プリズムに入射した光は光学軸に垂直に進むので偏光が光学軸に垂直な常光線(赤点)と平行な異常光線(棒線)となって進む。第 2 プリズムでは光学軸が紙面に垂直だから、プリズムの境界面を境に常光線は第 2 プリズムでは異常光線となる。一方、それまで異常光線であった光は第 2 プリズムでは常光線となる。それぞれは境界面で屈折するが、屈折方向は入射光に対して反対方向にずれる。曲げの角 ϕ はプリズムの切り出し角 θ によって決まる。ウォラストン偏光子では、図から容易に理解できるように、光の入射は左右どちらでもよい。

・ グラン・フーコー偏光子(Glan-Foucault Prism)、

グラン・トムソン偏光子(Glan-Tompson Prism)など

ランダム偏光の光から 1 つの直線偏光だけを取り出す偏光子である。

グラン・フーコー偏光子 (Glan-Foucault Prism ともいう)の構造は図 6.6 のようになっている。すなわち、面が光学軸に平行になるように結晶を直方体に切り出し、その直方体を頂角が θ の 2 つの同形三角柱に切り分け、さらに、各面を研磨したのち、向かい合わせに配置したものである。三角柱の隙間は何も入っていない中空のままである。

入射光はプリズム面に垂直に入射させる。プリズムに垂直に入射した光はプリズム内では光学軸に垂直に偏光した常光線(棒線)と平行に偏光した異常光線(赤点)とに分かれて進行する。方解石については、常光線の屈折率は 1.6584 で、異常光線の屈折率は 1.4864 である。第一のプリズムから光が空気中に出るとき、入射角が常光線では 37° より大きいと完全反射する。同様に異常光線では 42.5° で完全反射するから、プリズムの頂角(この角は境界面での入射角と等しい)を、例えば、 $\theta = 38.5^\circ$ (この角が小さいほど異常光線の透過率がよくなる。しかし、偏光子として作用するプリズムへの入射角範囲が狭くなる)にすれば、常光線はプリズムの境界面で完全に反射する。一方、異常光線は、その一部は境界面で反射するが、残りは屈折光となって空気中に出る。光路を直線に保つために、図のように同じプリズムを反転して配置する。これによって光はほぼ直線上を進行する。この偏光子では、光が偏光子に垂直に入射するとそのまま直線上を進行するので使い易い。また、2 つのプリズムの間が中空であるため、方解石の場合、紫外線(230nm)から赤外線 ($2.3 \mu\text{m}$) まで使用でき、また、高エネルギー密度の光にも耐えられる ($100\text{W}/\text{cm}^2$)。欠点はこのような光学軸配置の結晶を切り出すには大きな結晶が必要であることである。

図 6.6 の 2 つのプリズムをカナダバルサム (屈折率 $n=1.55$) で張り合わせた偏光子をグラン・トムソン偏光子 (Glan-Tompson Prism) という。この場合、接着剤であるカナダ

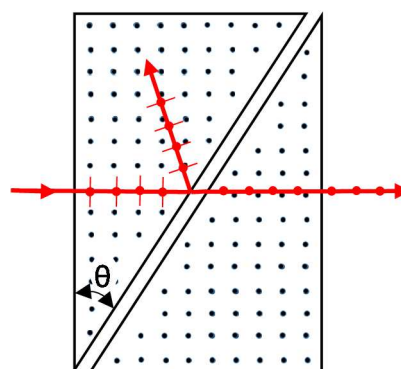


図 6.6 グラン・フーコー偏光子
 グラン・トムソン偏光子

バルサムの屈折率が常光線の屈折率に近いので完全反射をする入射角が大きくなる。そのためプリズムの頂角 θ を大きく取らなければならない。

上に述べたグラン・フーコー、グラン・トムプソン偏光子では直線偏光として取り出す透過光は両プリズムの境界面での反射、透過の光学配置が S 偏光配置 (19P 参照) になっている。S 偏光配置では境界での反射率が P 偏光配置に比べて大きい。グラン・フーコー、グラン・トムプソン偏光子では反射率が大きい S 偏光配置で 2 回反射する。そのため、透過光強度がその分少なくなる。この欠点を改良したのが図 6.7 のように光

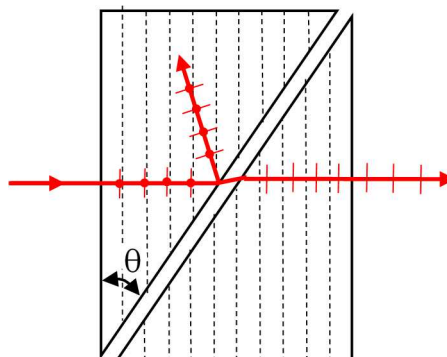


図 6.7 改良型グラン・フーコー偏光子

学軸を紙面に平行になるように切ったプリズムの組み合わせである。このプリズムでは透過光はグラン・フーコー偏光子と同じく異常光線であるがその偏光方向は入射面内にあるので P 偏光配置となっている。この配置での境界面における反射が 2 回あるので透過率が大幅に上がる。なお、このプリズムでは常光線が完全反射し、異常光線が透過するから、常光線の屈折率 n_o が異常光線の屈折率 n_e より大きくなければならない。それ故、改良型グラン・フーコー偏光子として使える結晶は、これまでと同じく負の結晶である。

上に述べた偏光子では光は光学軸に平行、あるいは垂直に進行するので、位相速度方向と群速度方向が同じ向きなので、それらを区別する必要がない。

・ニコル偏光子(Nicol Prism)

ニコル偏光子 (Nicol Prism ニコル・プリズムともいう) もランダム偏光の光から直線偏光を取り出す光学素子で、方解石や石英などの 1 軸性結晶で作られる。方解石で作られるニコル・プリズムの構造を図 6.8 に示す。

その作り方は、方解石の結晶(図 6.1(a))を、光学軸を含み、劈開面に垂直な面で切断する。その切断面は図 6.1(b)になる。この切断面に垂直な側面を削り、 71° から 68° にする。これをさらに 2 分して等しい直角三角柱を作り、その後カナダバルサムで 2 つの三角柱を図のように張り合わせる。

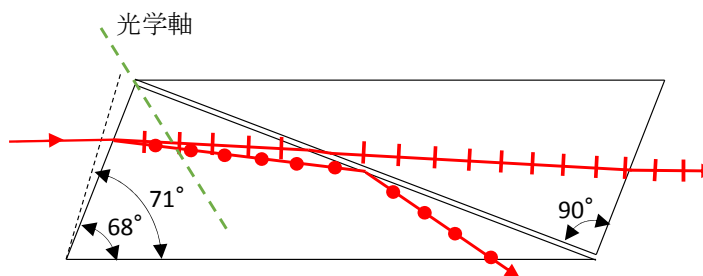


図 6.8 ニコル偏光子

長い側面に平行に入射した光線のうち、常光線(赤丸)はカナダバルサムとの境界面で完全反射する。一方、異常光線(棒線)は横移動をほとんど起こさずにプリズムを通過する。

ニコル偏光子では入射光に対してプリズム面が傾いている。これは実際に使用する場合には少し不便であるので現在ではほとんど使われていないが、膜型二色性偏光子が世に出るまで 100 年近くも使われてきた歴史的偏光子である。

6.1.2 補償板 (1/4 波長板、1/2 波長板など)

異方性結晶内では光波は速さの異なる 2 つの光線として伝搬する。結晶板の厚さが適当であれば、2 つの光線の光路差によって楕円偏光を直線偏光に変えることができる。逆に直線偏光を楕円偏光に変えることもできる。これは、結晶と直線偏光子を適当に組み合わせれば、任意の主軸方向や長短径の比を持った楕円偏光を自在に作り出すことができるを示している。このような結晶板は 2 つの光線の位相差を補償する作用があるため補償板 (Compensator) とされている。

・ 1/4 波長板 (Quarter-wave Plate)

楕円偏光の作成や検出に利用される、もっとも簡便な補償板は **1/4 波長板 (四分の一波長板)** である。これは結晶を平板状に切り出したもので、その平板の面は光学軸と平行で、端面は光学軸と直交するようにしてある (図 6.9)。また、平板の厚さは、光学軸 (点線) に平行に偏光した波(異常光線)と垂直に偏光した波(常光線)がこの平板を通過した後で、位相差が $\pi/2$ になるように調整してある。図では異常光線、すなわち、電場の振動

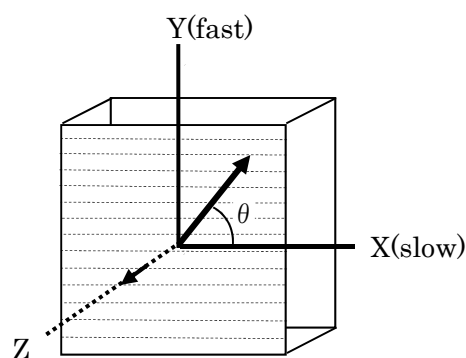


図 6.9 1/4 波長板

方向が光学軸 (X 軸) に平行な光の屈折率が常光線 (Y 軸方向に偏光している) のそれらに比べて大きい場合が示されている ($n_e > n_o$ 、正結晶の場合)。この場合は異常光線の位相速度は常光線の位相速度に比べて遅くなるので、異常光線の偏光方向 (光学軸) を **slow 軸** とし、それに垂直方向に偏光した常光線は速い位相速度を持つので、この軸を **fast 軸** とした (図 6.9)。負結晶の場合は異常光線の偏光方向 (光学軸) を **fast 軸** に取り、常光線の偏光方向を **slow 軸** とすればよい。重要なのは位相速度の差なので、ここでは遅い位相速度を持つ偏光に対する屈折率を n_s 、速い位相速度を持つ偏光に対する屈折率を n_f とする。 $n_s > n_f$ である。

平板の面を XY 面に、**slow 軸** を X 軸にとり、光は z のマイナスからプラス方向へ入射す

るとする。入射光は直線偏光で、その偏光方向は slow 軸に対して θ に傾いている場合を考える。この入射光は結晶内では、光学軸方向に偏光した光(これは異常光線として結晶内を伝播する)と、それに垂直に偏光した光(これは常光線として伝播する)に分かれて伝播する。これらの光が 1/4 波長板の背面に達したとき、入射直線偏光の振幅を a 、平板の厚さ d をとすると、

$$\begin{aligned} D_x &= a \cos \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s d\right) \\ D_y &= a \sin \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_f d\right) = a \sin \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s d + \delta\right) \end{aligned} \quad (6.2)$$

ただし、

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_s - n_f) d \quad (6.3)$$

である。結晶内では波の伝播方向 (\mathbf{k} 方向) に対しては横波を形成するのは電束密度 (電気変位) であるので \mathbf{D} で書いた。もし、位相差 δ が $\pi/2$ (これを波長に換算すると 1/4 波長) になるように結晶板の厚さ d を調整しておく、すなわち、

$$d = \frac{\lambda}{4(n_s - n_f)} \quad (6.4)$$

とすると、結晶を通り抜けた光の電場は、背面を原点として Z 方向に伝播する光となり、媒質は空中であるから、

$$\begin{aligned} D_x &= a \cos \theta \cos(\omega t - kz) \\ D_y &= a \sin \theta \cos\left(\omega t - kz + \frac{\pi}{2}\right) = -a \sin \theta \sin(\omega t - kz) \end{aligned} \quad \text{ただし、} k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (6.5)$$

となる。これは 3.2.2 節で述べたように、(3.8)式で表わされる偏光状態で、 $+\frac{\pi}{2}$ の位相差になっているので、右回り楕円偏光となる (21P のまとめ参照)。

(6.5) 式で $\cos^2(\omega t - kz) + \sin^2(\omega t - kz) = 1$ を用いて時間依存の項を消すと

$$\frac{D_x^2}{(a \cos \theta)^2} + \frac{D_y^2}{(a \sin \theta)^2} = 1 \quad (6.6)$$

電束密度 \mathbf{D} の先端が描く曲線は楕円になる。出射光の楕円偏光の軸は slow 軸と fast 軸に一致しており、その軸の長さは $a_x = a \cos \theta$, $a_y = a \sin \theta$ になっている。特に、入射光を $\theta = 45^\circ$ にとれば、右回り円偏光が得られる。なお、(6.5) 式で表される光波が空中へ出射するのであるが、空中では $D_x = \epsilon_0 E_x$, $D_y = \epsilon_0 E_y$ となるので、 \mathbf{D} と \mathbf{E} の偏光状態は同一となる。

入射光の偏光方向が slow 軸に対して $-\theta$ 、すなわち、光学軸からマイナス側に θ の場

合には、光が 1/4 波長板の背面に達したとき、

$$D_x = a \cos \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s d\right)$$

$$D_y = -a \sin \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_f d\right) = a \sin \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s d - \frac{\pi}{2}\right)$$
(6.7)

となるから、この場合は左回り楕円偏光になる。このようにして、入射光の偏光を光学軸 (Slow 軸) に対して $\pm \theta$ にとることによって、左右どちらまわりの楕円偏光でも作り出すことができる。

光の逆進の法則によって、逆に楕円偏光を 1/4 波長板に入射すると波長板から出射する光は光学軸に対して θ 傾いた直線偏光となる。楕円偏光の回転方向は θ の符号によって知ることができる。

円偏光； $\theta = 45^\circ$ にとると円偏光になる。すなわち、偏光子の透過軸を 45° に設定し、偏光子 (45°) + 1/4 波長板のセットで右回り円偏光を得ることができる (図 6.10)。偏光子を回転して透過軸を -45° (135°) にすれば左回りの円偏光が得られる。逆に円偏光を 1/4 波長板に入射すると波長板から出射する光は光学軸に対して 45° 傾いた直線偏光となっている。それ故、1/4 波長板+直線偏光子 ($+45^\circ$) のセットは左回り円偏光成分だけを直線偏光として取り出す光学素子となることがわかる。偏光子を 90° 回転して透過軸を -45° にすれば、右回りの円偏光だけを透過させる光学素子となる。一般に左右どちら回りの楕円偏光でも左右回りの円偏光の和に分解できるので、この光学素子を使えば楕円偏光から左 (或いは右) 回り円偏光成分だけを選択的に取り出す素子になっている。

楕円偏光が 1/4 波長板に入射した場合は、前ページで述べたこととまったく逆なことが起こるので、左右の楕円偏光は光学軸を挟んでそれぞれ反対側に傾いた直線偏光となって出射することになる。

楕円偏光の測定；入射した楕円偏光を、偏光子と 1/4 波長板を用いて、どのような楕円偏光であるかを決定することができる。上に述べたように楕円偏光は 1/4 波長板によって直線偏光に変えることができることを利用すればよい。6 (6.6) 式で述べたように、slow 軸、あるいは fast 軸から θ ずれた直線偏光は 1/4 波長板を通ると楕円偏光になり、その楕円の楕円軸は slow 軸、fast 軸に一致す。それ故、その逆過程ではだ円偏光が 1/4 波長板を通るとき、楕円軸と 1/4 波長板の slow 軸、ある

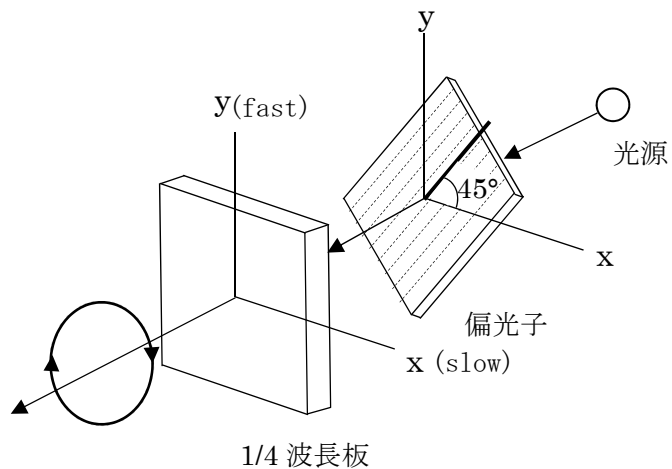


図 6.10 円偏光の作成

いは fast 軸が一致すると光は直線偏光となって出てくる。それ故、1/4 波長板と偏光子を独立に回転して、光が完全に消えるところを探せばよい。完全に消えたところは直線偏光になったことを示しているの、その時の 1/4 波長板の軸は楕円偏光の楕円軸に一致している。1/4 波長板の slow 軸と偏光子の透過軸とのなす角 θ から

$$\tan \theta = \frac{a \sin \theta}{a \cos \theta} = \pm \frac{a_y}{a_x} \quad (6.8)$$

より、楕円偏光の振幅 a_x , a_y の比が求まり、また、 θ の符号により左回り、右回りの楕円偏光の回転方向がわかる。偏光状態の一般的な測定法については第 7 章 3 節で詳しく述べる。

1/4 波長板の厚さは常光線と異常光線の屈折率の差と、使用する波長による ((6.4)式)。

波長が 590nm、結晶として水晶を使用した場合、表 5.1 から $n_o = 1.544$, $n_e = 1.553$ であるから (6.4) 式に代入すると、 $d = 16.4 \mu\text{m}$ となる。位相は 2π の倍数だけ変わってもよいから、結局 1/4 波長板の厚さとしては、 n をゼロまたは整数として、 $(16.4 + 16.4 \times 4n) \mu\text{m}$ になる。雲母は平板上に薄く劈開するのでこの補償板の材料としては適している。赤外線領域ではフッ化マグネシウム MgF_2 ($3 \sim 6 \mu\text{m}$) や硫化カドミウム CdS ($6 \sim 12 \mu\text{m}$) が使われている。また、最近ではポリビニールアルコールなどの高分子もよくつかわれている。なお、方解石の場合は屈折率差が大きいので結晶の厚さが非常に薄くなり、波長板を作成するのは困難である。

・ 1/2 波長板

(6.2)、(6.3)式に戻ろう。入射した光が結晶を出射するとき、異常光線と常光線との位相差が π の場合 (波長換算で 2 分の 1 波長)、この光学素子を 1/2 波長板(Half-wave Plate)という。このとき、平板の厚さは、

$$d = \frac{\lambda}{2(n_s - n_f)} \quad (6.9)$$

である。このような波長板に、slow 軸 (X 軸) に対して θ だけ傾いた直線偏光が入射した場合を考えてみよう、この入射光は結晶中では、波の伝搬方向 (\mathbf{k} 方向) に対して横波を形成するのは電束密度 \mathbf{D} であるから、結晶中の光波は

$$\begin{aligned} D_x &= a \cos \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s z\right) \\ D_y &= a \sin \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_f z\right) \end{aligned} \quad (6.10)$$

となって伝搬する。この光波が結晶の背面に達したとき、位相差 δ は π となるから、

$$D_x = a \cos \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s d\right)$$

$$D_y = a \sin \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s d + \pi\right) = -a \sin \theta \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} n_s d\right)$$
(6.11)

となるので、1/2 波長板から出射する光は slow 軸から $-\theta$ 傾いた直線偏光になる。1/2 波長板は直線偏光方向を 2θ 回す作用をする光学素子であることがわかる。

楕円偏光は長軸と短軸を座標軸にとれば、それらの成分を持つ、直線偏光の和として表される。1/2 波長板を通るとそれらの各直線偏光成分は slow 軸に対して対称な反対向きの偏光に変わるから、直線偏光の和も同様に反対側に移る。その時楕円偏光の回転方向も逆転する(図 6.11)。すなわち、1/2 波長板は楕円偏光の軸を 2θ 回し、かつ、偏光の回転方向を逆転する作用がある。図 6.11 では実線で

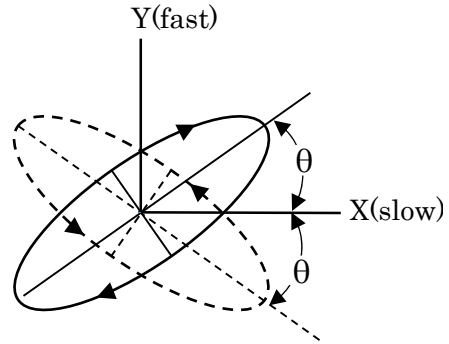


図 6.11 1/2 波長板は楕円偏光の主軸を 2θ 回転し、偏光の回転方向を逆転する

示される右回り楕円偏光が 1/2 波長板を通過した時、点線で示されるように楕円軸は slow 軸に対して反対側に θ 傾き、偏光の回転方向は左回りになる。この特別な場合として右回り円偏光は 1/2 波長板を通ると左回り円偏光になる。逆も成り立ち、左回り円偏光は右回り円偏光に変換される。

1/4 波長板、1/2 波長板の厚さは波長 λ に依存するため特定の波長を持った単色光に対してのみ使用できる。それ故、与えられた任意の波長に対してこれらの作用をさせるためには単純な平行平板ではなく、実質的に平板の厚さを変えられるものでなくてはならない。このために考案された光学素子について以下に述べる。

・バビネ補償板 (Babinet compensator)

この補償板は任意の位相差を実現することができる。その構造は図 6.12 で示すように、同形の細長い楔 (図では楔の角が大きく表示されているが実際は 2, 3 度である) を組み合わせたものである。楔における光学軸は図のように互いに垂直で、上面から入射する光は第 1 の楔で常光線と異常光線に分かれるが、第 2 の楔ではそれまで常光線であった光線は異常光線に、異常光線は常光線となる。なお、楔は接触面に沿って移動できるようになっているので厚さが可変の

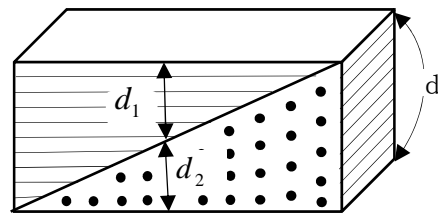


図 6.12 バビネの補償板

平行平板になっている。異常光線に対する屈折率を n_s とし、常光線の屈折率を n_f としよう。

紙面に平行でかつ補償板の面にも平行な方向を x 軸に、それに垂直な、楔の刃にそった方向を y 軸にとる。図のように第 1 の楔の厚さが d_1 、第 2 の楔の厚さが d_2 の点に上部から光が垂直に入射したとしよう。紙面に平行 (x 方向) に偏光した成分については補償板の下部に達した時の位相は

$$\delta_x = \frac{2\pi}{\lambda}(n_s d_1 + n_f d_2) \quad (6.12)$$

同様に紙面に垂直に偏光した成分 (y 方向) の位相は

$$\delta_y = \frac{2\pi}{\lambda}(n_f d_1 + n_s d_2) \quad (6.13)$$

となるので、補償板を出るときの位相差は

$$\delta = \delta_y - \delta_x = \frac{2\pi}{\lambda}(n_s - n_f)(d_2 - d_1) \quad (6.14)$$

となる。

入射光が上の平面上を x 方向に移動するとそれに従い、 d_1 、 d_2 は連続して変わり、結果として位相差も連続して変わる。 $d_1 = d_2$ の中央の点では位相差がゼロで、入射光はそのまま変化せず補償板から出射する。この補償板は y 方向に伸びた帯状 (正確には線状) の位相板になっている。

直線偏光子と検光子 (直線偏光子) を直交させ、光がとおらない配置にしておき、この偏光子と検光子の間にバビネの補償板を置く。このときバビネの補償板の光学軸を偏光子の偏光方向に対して傾けておく。この配置で検光子を通してみると帯状の暗い部分が等間隔で見られるであろう。暗部の位置では入射光の偏光と同じ向きの直線偏光が出射しているから入射光とバビネ補償板を出射した光の位相差が $2m\pi$, ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) の点である。それ故、隣り合う暗点の中間点はその波長における $1/2$ 波長板に相当する点であり、4 等分した点は $1/4$ 波長板に相当する点になる。このようにしてバビネの補償板は任意の波長に対して $1/4$ 波長板 (この場合は直線であるが)、 $1/2$ 波長板の作用を持たせることができる。しかし、材料として石英を用いた場合、楔の角度を $1, 2$ 度の程度の鋭角にしても黒点の間隔は 1mm 程度にしかない。

ソレイユ補償板 (Soleil Compensator)

バビネの補償板では求める位相差を与える領域は直線状であった。それに対してソレイユ補償板は平面全体が同一位相差を与える。その構造は図 6.13 のようになっている。2 個の楔 A、A'は接触面に沿って移動できるようになっている。バビネの補償板との違いは A、A'とも光学軸が互いに平行になっている点である。これにより、

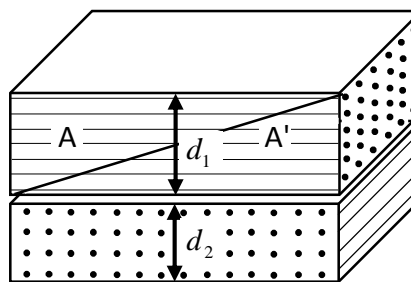


図 6.13 ソレイユの補償板

、面全体にわたって厚さ d_1 を連続して変えら

れる。A、A'に光学軸が直交する下部の平行平板は厚さが固定されている。これにより上部から入射する光の位相差は (6.14) 式と同じ表示ができて

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_s - n_f)(d_2 - d_1)$$

楔を動かすことによって d_1 を任意に変えることができるので、与えられた波長に対して 1/4 波長板や 1/2 波長板を実現できる。ここでも精度の良い補償板にするためには、常光線と異常光線の屈折率の差が小さいものを選ぶとともに、楔の頂角は小さな角度でなければならない。

6.2 結晶を用いない直線偏光子

ランダム偏光の光からある特定方向に電場が振動する直線偏光を取り出す方法には、すでに述べた結晶偏光子以外に、次のようなものがある。

・膜型二色性偏光子

市販されている偏光子のほとんどは膜状二色性偏光子である。この偏光子は光学測定機器ばかりでなく、液晶を使ったテレビ、携帯電話などの表示、サングラス等に広く利用されている。それ故、単に偏光子といえ、それはここで述べる膜状二色性偏光子を意味しているほどである。二色性(dichroism)とは入射光の偏光方向によって光の吸収が異なる、すなわち吸収異方性のことである。この二色性は結晶、分子単体どちらでも知られているが、特に一方向に長く伸びた軸性高分子には 2 色性を示すものが多数知られている。

膜状二色性偏光子の原理は、二色性高分子をその軸方向に整列させると、軸方向の偏光に対して吸収が強く起こり、それに対して軸に垂直方向の偏光に対しては吸収が少ないことを利用している。この意味では次に述べるグリッド偏光子と原理は同じであるといえる。高分子を整列させる方法としては高分子を適当な膜にしみこませ、その膜を引き延ばすとか、膜を引き延ばして基板に方向性を持たせ、その上に軸性高分子溶液を付けるなどの方法が行われている。

最もよく用いられている沃素含有膜状二色性偏光子の製法は、ポリビニールアルコールの膜に沃素を吸着させ、硼酸溶液に入れて沃素を架橋させる。これにより分子間のつながりを格子状にし、それを硬化させる。最後に保護カバーとしてプラスチックやガラスでこの膜を挟んで完成である。この膜は沃素が並んでいる方向、すなわち、伸延方向の偏光に対して強い光吸収があるが、そ

れに垂直方向の偏光に対してはほとんど吸収を示さない、強い二色性を示す。膜状二色性偏光子の透過スペクトルの例を図 6.14 に示す。この製品では保護カバーとしてプラスチック使用している。保護カバーとして研磨した石英板を使用し、さらにその表面には反射防止膜を付

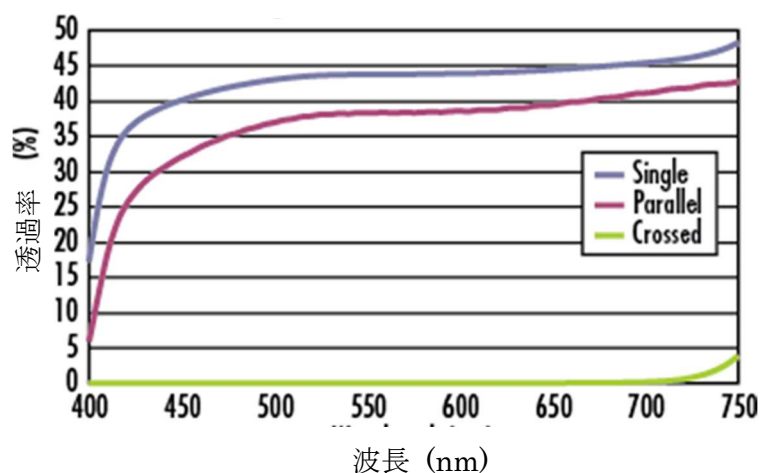


図 6.14 プラスチック偏光子の分光特性^{#)}

して透過率の向上をはかっているものもある。

^{#)} Edomond 社のプラスチック偏光子カタログより

結晶偏光子や膜型二色性偏光子は長波長の赤外線領域($\lambda > 5 \mu\text{m}$)では光が透過しないため、ほとんど使用できない。そこでこのような波長の赤外線領域ではグリッド偏光子 (wire-grid polarizer) やブリュースター角での全反射を利用した積層平板による偏光子が用いられる。

・グリッド偏光子 (Wire-grid Polarizer)

グリッド偏光子は細い金属線を等間隔に張ったもの、透明な基板上に金属を線状に蒸着したもの、あるいはフォトリソグラフィーによって非常に細い金属線を等間隔に形成したものなどが作成されている。これらの基本構造が図 6.15 に示されている。格子間隔 d は電磁波の波長に比べて十分小さく取る必要がある。図のような、平行かつ等間隔に並んだ金属線に電磁波が垂直に入射する場合を考える。入射電磁波の電場ベクトルが金属導線と平行な場合には金属中の自由電子は電場の作用によって電場に同期して振動するから、これに伴って導線内には電気双極子が発生する。入射光のエネルギーの一部は自由電子の運動によってジュール熱となり、金属に吸収される。残りは電気双極子放射によって 2 次波の散乱光となって放出される。導線が波長よりも十分短い間隔で等間隔に配置されていると各導線からの散乱光は互いに干渉して反射波になる。また、後方への散乱波は透過波と干渉して打ち消し合い、全体として導線方向に偏光した電磁波はグリッド格子によってブロックさ

れる。

一方、入射光の電場ベクトルが導線に対して垂直の場合には導体内の自由電子は細い導線の壁によってブロックされ、電子は狭い範囲に閉じ込められた状態になっているので、電磁波の周期が長い(波長が長い)場合、この方向にはほとんど加速されず、入射光は減衰せずそのまま透過する。このようにしてグリッド偏光子に電磁波が入射すると、電磁波の導線に垂直な偏光成分のみが透過することになり、偏光子として作用することになります。最近の微小加工技術の発展は著しいので、グリッド偏光子はさらに進展するものと予想される。

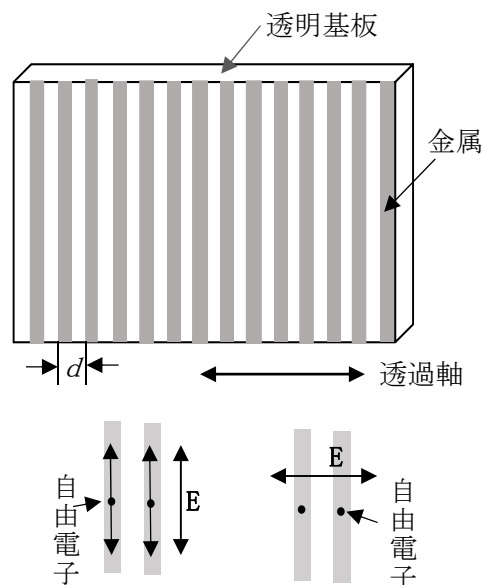


図 6.15 グリッド偏光子

・積層型偏光子 (Pile of Polarizing Plates)

第2章で述べたように異なる媒体の境界面で反射した光は部分偏光になる。結果として透過

光も部分偏光になっている。偏光の度合いは反射角や媒質による。光がブリュースター角で反射した場合は、入射面に電場が平行に振動する P 偏光の反射率はゼロになり、S 偏光のみが反射されるので、反射光は S 偏光のみの直線偏光になっている (図 6.16 参照)。一方、透過光は、ブリュースター角で入射しても S 偏光成分も透過するので、この S 偏光成分と完全透過した P 偏光成分とが混在する、いわゆる部分偏光になっている。偏光子として、反射・透過のこの性質を利用する場合、光路が偏光子を挿入しても直線に近いままである方が使い易い。このため、ブリュースター角で入射した場合、反射光は直線偏光になってはいないが、光路が変わるので使用には適さない。そこで透過光を利用することになるが、そのためには S 偏光成分を取り除く必要がある。S 偏光成分は反射するたびに取り除かれるので、薄い平板を数枚重ねてこれを行えばよい。例えば、光学ガラス BK7 ($n=1.5168$) を材料として用いると、ブリュースター角は 56.6° である。このとき S 偏光の反射率は 0.155 であるから、10 枚のガラス板を重ねて使うとすると、1 枚で 2 度反射するので P 偏光と S 偏光成分の比は $1:(1-0.155)^{20} = 1:0.034$ と

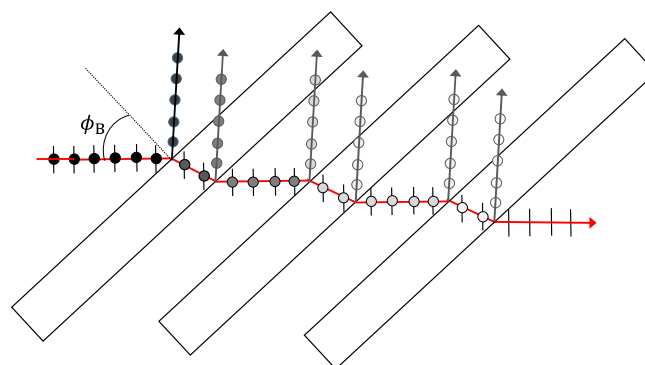


図 6.16 ガラス板による直線偏光

なり、出射光における P 偏光成分は 93.4%になる。偏光の純度を上げるためにはブリュースター角よりも大きな入射角を使えばよい。例えば 80°の入射角を使えば、5 枚の平板で 99%の P 偏光成分を持った直線偏光が得られる。しかし、この時の透過光の強度は入射光の P 成分強度のわずか 6.7%しかない。