

波動光学の風景

偏光編・干渉編

本宮佳典 著

試し読み



Advanced Communication Media
アドコム・メディア株式会社

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、2009年5月号から2010年3月号までに掲載された分をまとめたものである。偏光関係の基本的な概念とエリプソメトリーの動作、および干渉計測の原理について紹介する。

光の強度と色は目で見て容易に知覚できるが、偏光に対して目にはほとんど感度がない。偏光に関わる現象に興味を向けることは、後回しになりがちであろう。例えば虹についても、色の並びや、主虹と副虹の間の暗帯の記述はよく目にするが、強い偏光に言及されているものは少ない。しかし、昆虫などには偏光を区別するものもある。偏光が有用な情報の担体になることは大いに期待される。実際、近年の偏光関連技術の発展を背景に、多くの応用分野で偏光が活用されるようになってきた。

偏光については、すでに媒質編（第12章）で、平面波の表式が2つの独立な偏光モードの重ね合わせの形になることを見てきた。偏光編では、平面波の一般的な偏光状態を表すジョーンズベクトル、偏光素子の作用を表すジョーンズ行列、部分偏光や非偏光も含めて扱うことのできるストークスパラメーターとミュラー行列、偏光状態や偏光素子の作用を幾何学的に表現するポアンカレ球などを紹介する。また、偏光を用いた代表的な測定器であるエリプソメーターについて、基本的な仕組みや動作原理、データ解析の基本的な考え方などを紹介する。

偏光に関わる現象そのものも興味深いが、偏光を理論的に扱うための諸概念や理論体系も、巧妙で興味深いものである。それが、偏光を応用した光学系の動作を理解するための、見通しよく有効な手段となってい

ることも、ぜひ実感していただきたい。

干渉編は第58章のみである。干渉計測は応用分野が幅広く、対象や目的に応じた工夫が重ねられて、素子、光学系からデータ処理に至るまで多様な技術が発展してきた。したがって、具体的な事例を幅広く紹介したいとも考えたが、その幅広さと筆者の浅学のため構想まともならず、章を起すには至らなかった。ここではウィーナー・ヒンチンの関係を用いて光源スペクトルと可干渉距離の関係を導いたが、フーリエ分光法も含めた各種の干渉計測技術を見通しよく理解するための重要な基礎であると考えている。

偏光計測も干渉計測も幅広く利用され、確立した基本的な技術として活用されている一方で、今もさまざまな発展の続く、活気ある技術分野でもある。読者がこれらの分野、あるいはこれらの応用分野への関心を深める上で、本書が少しでも役に立つなら、著者として何よりの喜びである。

なお、偏光編の中の第54章から第57章では、場の時間発展を表すための位相因子として、他の章で使用している $\exp(-i\omega t)$ ではなく、 $\exp(i\omega t)$ を用いた。表記の統一の観点からは本意でないが、偏光計測関係分野の慣習に配慮したものである。ネブラスカで1968年に開催されたエリプソメーターの国際会議で位相の符号等、表記の習慣の統一が図られたことがあり、それに従う文献や装置が多い。当初、その会議では $\exp(-i\omega t)$ が提案されたが、マイクロ波以下の周波数の電磁理論分野と表記を合わせるべきとの強い意見に押されたようである。その後の量子物理分野との関わりの深さを思うと、表記統一の判断の難しさや影響の大きさがうかがわれるようである。

第 46 回	48.	ジョーンズベクトル
第 47 回	49.	ジョーンズ行列
第 48 回	50.	光ディスクの複屈折測定
第 49 回	51.	ストークスパラメーター
第 50 回	52.	ミュラー行列
第 51 回	53.	ポアンカレ球
第 52 回	54.	消光型エリプソメーター
第 53 回	55.	回転検光子型エリプソメーター
第 54 回	56.	回転補償子型エリプソメーター
第 55 回	57.	エリプソパラメーターと膜構造
第 56 回	58.	干渉計とコヒーレンス長

波動光学の風景……◆46

48. ジョーンズベクトル



直進する平面波の偏光状態を表す便利な記法として、1941年に R. C. Jones によって導入されたジョーンズベクトルがある¹⁾。本章では、ジョーンズベクトルと偏光状態との関係について説明する。波長板、偏光板、旋光性媒質など偏光状態を変化させる素子の作用は、ジョーンズベクトルに作用する行列として表現できる。そのような行列はジョーンズ行列と呼ばれる。ジョーンズ行列については、次章で説明する。

屈折率が n の媒質中を z 軸方向に伝搬する平面波を考える。マクスウェル方程式

$$\text{rot } \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (48-1)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (48-2)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 0 \quad (48-3)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0 \quad (48-4)$$

に対して、 z 方向に進む、角周波数が ω の平面波の形の解

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \\ E_{z0} \end{pmatrix} \exp(ikz - i\omega t) \quad (48-5)$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{x0} \\ H_{y0} \\ H_{z0} \end{pmatrix} \exp(ikz - i\omega t) \quad (48-6)$$

を仮定する。これが解となるために必要な、7つの未知

の定数 $k, E_{x0}, E_{y0}, E_{z0}, H_{x0}, H_{y0}, H_{z0}$ に対する条件を求める。まず、式(48-3), (48-4)に代入すると $E_{z0}=0, H_{z0}=0$ が求まる。次に、式(48-1), (48-2)に代入すると、

$$kH_{y0} = n^2 \varepsilon_0 \omega E_{x0} \quad (48-7)$$

$$kH_{x0} = -n^2 \varepsilon_0 \omega E_{y0} \quad (48-8)$$

$$kE_{y0} = -\mu_0 \omega H_{x0} \quad (48-9)$$

$$kE_{x0} = \mu_0 \omega H_{y0} \quad (48-10)$$

の関係が求まる。ただし、 $\varepsilon = n^2 \varepsilon_0$ とした。

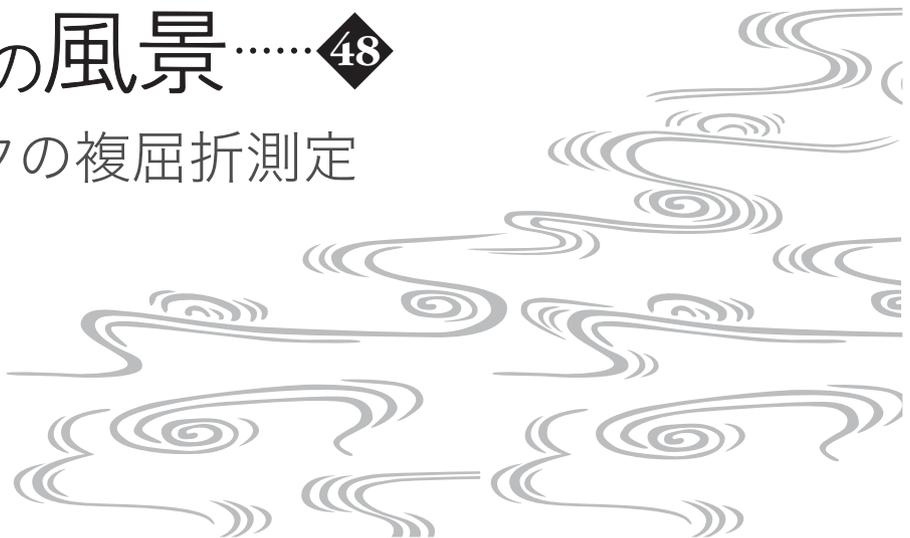
式(48-7), (48-10)は共に E_{x0} と H_{y0} の関係を与える式である。自明な解 ($E_{x0}=0, H_{y0}=0$) 以外の解が存在するのは、 k がある特定の値をとるときに限られる。その値は、式(48-7), (48-10)を連立し、 E_{x0} と H_{y0} が非零との条件から求まり、

$$k = n \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \omega \quad (48-11)$$

となる。式(48-8), (48-9)からも同じ k が求まる。この k の値では、式(48-10)と式(48-7)は等価になり、 E_{x0} と H_{y0} の一方が決まれば他方も決まる。また、式(48-8)と式(48-9)も等価となり、やはり E_{y0} と H_{x0} の一方から他方が決まる。結局、7つの未知定数のうち、独立に選べるのは2つである。そこで、自由度を失うことなく独立なパラメーターとして E_{x0} と E_{y0} をとることができる。パラメーター E_{x0}, E_{y0} は一般に複素数である。因子として $\exp(ikz - i\omega t)$ を乗じてから実部をとったものが物理的な電場の x, y 成分になる。

波動光学の風景……◆48

50. 光ディスクの複屈折測定



光ディスク基板の複屈折の測定原理をジョーンズ行列を使って紹介する。ジョーンズ行列が偏光状態を記述するのに便利なことを実感しやすい例になると思う。

光ディスクの再生装置では、図 50-1 のように、レーザー光を基板ごとに記録面に集光し、微小な記録マークによる反射光の変化を検出して信号を再生する。高い記録密度を実現するために、集光点の光スポットは限界近くまで小さく絞り込まれる。そのために理想に近い精度の光学系が用いられるが、基板にもそれに見合う光学的特性が必要である。

光ディスクの基板にはポリカーボネートなどの透明樹脂が用いられる。所定の屈折率を有する等方的で一様な材料であることが望ましいが、材料特性や製造プロセスなどの条件によっては材料に異方性が生じ、複屈折と呼ばれる現象が生じる。複屈折とは、結晶、その他の異方性物質に入射して屈折する光が、偏光方向によって異なる光路をとる現象をいう。異方性のために、電場の向き

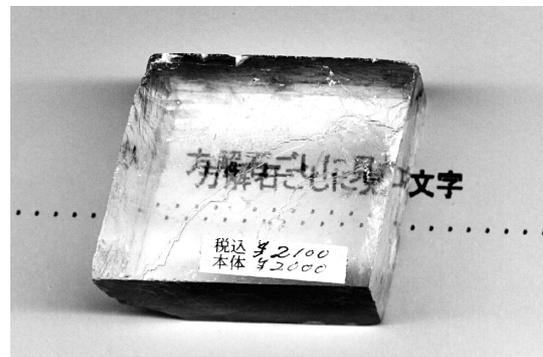


図 50-2 方解石ごしに見た文字

によって分極率が異なり、偏光状態によって媒質の屈折率が異なるように振る舞うものと理解できる。方解石ごしに文字を見ると、異なる光路に対応して文字が二重に見えるなどの現象(図 50-2)が、複屈折の典型的な例としてよく知られている。光ディスクの基板に複屈折があると、再生光が乱されるため、再生信号の劣化の要因になる。

そこで、DVD などの光ディスクの規格では、基板の複屈折に対する評価指標としての「複屈折」が定義され、その測定法と許容範囲が規定されている。この場合の「複屈折」は、物理現象としての複屈折の意味ではなく、工業規格として定義された評価指標の名称である。許容範囲については「透明基板の複屈折は、附属書 B によって測定したとき、100nm 以下とする。」^{1),2)}、あるいは同様の文言で「…、60nm 以下とする。」³⁾などの形で規定される。複屈折の測定法と定義について以下で紹介する。

図 50-3 に基板複屈折測定のための光学系の模式図を示す。レーザーから出た光ビームは偏光子で直線偏

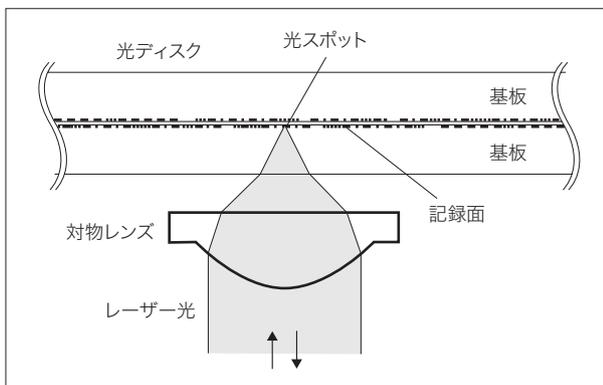
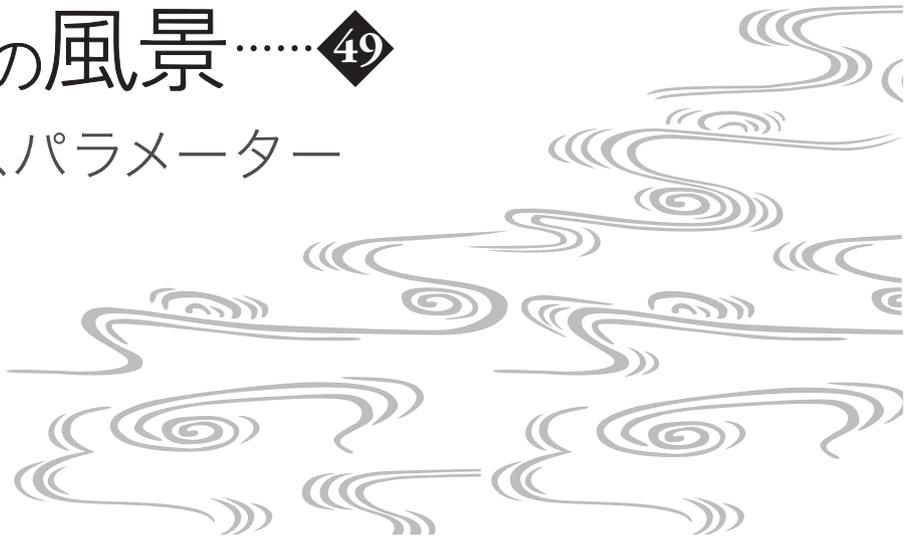


図 50-1 レーザー光による光ディスク記録面へのアクセス

波動光学の風景……◆49

51. ストークスパラメーター



すでに見てきたように、周波数と伝搬方向の規定された平面波は、その伝搬方向と直交する2つの方向の電場成分の複素振幅で状態が完全に決まる。ジョーンズベクトルは、その2つの複素振幅を成分とするベクトルである。したがって、ジョーンズベクトルを使えば、周波数と伝搬方向の規定された平面波の任意の偏光状態を区別して記述することができる。

しかしながら、太陽光や白熱電球などの偏光状態はジョーンズベクトルでは表せない。例えば、太陽光から波長フィルターを使って特定周波数成分の光を取り出し、ピンホールやレンズを組み合わせて直進光に整えたものを考える。この光は、周波数と伝搬方向の規定された平面波のように見える。しかし、この偏光状態をジョーンズベクトルで表せないことは、次のように考えれば分かる。例えば、偏光板をどの向きに挿入しても透過光の強度はほぼ一定になると考えられる。ジョーンズベクトルで、そのような性質を持つものは円偏光しかない。しかし、太陽光が円偏光でないことは4分の1波長板を通して直線偏光にならないことから分かる。つまり太陽光の偏光状態は、ジョーンズベクトルでは表せない。

ジョーンズベクトルで表すことができないこのような状態は、中心となる角周波数 ω に近い種々の角周波数 ω_m ($m=1, 2, 3, \dots$) を持つ多数の平面波が重なった状態であると考えることができる。すなわち、光の場合は

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \sum_m \begin{pmatrix} A_{xm} \exp(-i\delta_{xm}) \exp(-i\omega_m t) \\ A_{ym} \exp(-i\delta_{ym}) \exp(-i\omega_m t) \end{pmatrix} \quad (51-1)$$

のように表されるものと考えられる。

例えば太陽光から、中心波長 λ が 600nm で波長幅(全幅) $\Delta\lambda$ が 0.01nm の光を取り出したら、日常感覚では非常に単色性のよい光と考えられる。しかし、このときの周波数幅を見積もると、

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \nu_H - \nu_L \\ &= \frac{c}{\lambda - (\Delta\lambda/2)} - \frac{c}{\lambda + (\Delta\lambda/2)} \\ &\approx \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{3 \times 10^8 \times 0.01 \times 10^{-9}}{(600 \times 10^{-9})^2} \approx 8 \times 10^9 (\text{Hz}) \end{aligned} \quad (51-2)$$

となる。これは、光強度の測定に費やす時間の逆数(=原理的に区別可能な周波数差)と比べて非常に大きな値である。すなわち、概念的には区別されるべき多数の周波数成分の強度の総和を測定していることになる。ジョーンズベクトルで表されるのは、その個々の周波数成分の偏光状態である。多くの成分からなる光に対して測定される偏光特性は、個々の成分の偏光特性の統計的な平均値である。そのような統計的な特性を表すのに便利なパラメーターがストークスパラメーターである。

式(51-1)は、変形して、

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} &= \sum_m \begin{pmatrix} A_{xm} \exp(-i\delta_{xm}) \exp[-i(\omega_m - \omega)t] \\ A_{ym} \exp(-i\delta_{ym}) \exp[-i(\omega_m - \omega)t] \end{pmatrix} \exp(-i\omega t) \\ &= \begin{pmatrix} A_x(t) \exp[-i\delta_x(t)] \\ A_y(t) \exp[-i\delta_y(t)] \end{pmatrix} \exp(-i\omega t) \end{aligned} \quad (51-3)$$

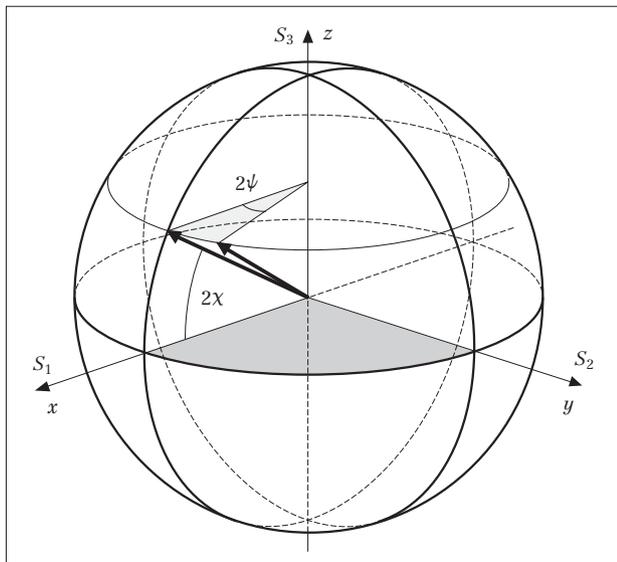


図 53-5 ポアンカレ球面による偏光状態の表現 (2)
(χ と ψ による表現)

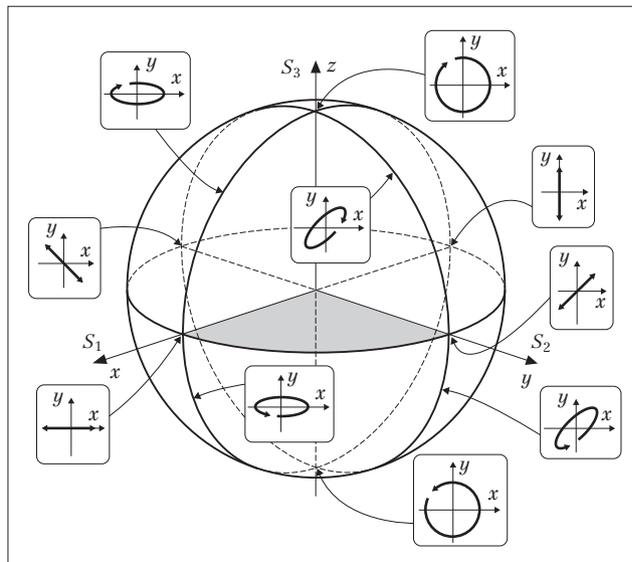


図 53-6 ポアンカレ球と偏光状態

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\psi & -\sin 2\psi & 0 \\ 0 & \sin 2\psi & \cos 2\psi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\chi \\ 0 \\ \pm \sin 2\chi \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 \\ (\cos 2\psi)\cos 2\chi \\ (\sin 2\psi)\cos 2\chi \\ \pm \sin 2\chi \end{pmatrix} \quad (53-18)$$

となる。すなわち図 53-5 のポアンカレ球面上では、先に示した点を S_3 軸(z 軸)のまわりに角度 2ψ だけ回転した点になる。式(53-7)~(53-9)の対応する成分と等しいと置けば、

$$(\cos 2\psi)\cos 2\chi = \cos 2\alpha \quad (53-19)$$

$$(\sin 2\psi)\cos 2\chi = (\sin 2\alpha)\cos(\delta_y - \delta_x) \quad (53-20)$$

$$\sin 2\chi = (\sin 2\alpha)\sin(\delta_y - \delta_x) \quad (53-21)$$

との関係式が得られる。条件として $0 \leq \alpha_\eta \leq \alpha_\xi$ としたので、 $\sin 2\chi$ の符号は $\sin \chi$ の符号と等しく、したがって $\sin(\delta_y - \delta_x)$ の符号と等しい。このため、式(53-21)では複号は必要なくなる。このように、 S_3 の符号は $\sin \chi$ の符号と等しく、 x, y 面での回転の向きに対応する。

式(53-20)を式(53-19)で割ると、

$$\tan 2\psi = (\tan 2\alpha)\cos(\delta_y - \delta_x) \quad (53-22)$$

となる。式(53-22)、および式(53-21)は、第 48 章の式(48-38)、(48-48)に相当する。

以上示してきたように、完全偏光の状態が式(53-3)や図 53-1 で表されるとき、ストークスパラメーターは式(53-7)~(53-9)で与えられ、ポアンカレ球上の位置は α, δ を使って図 53-2 のように表される。また、完全偏光の状態が図 53-3 で表されるとき、ストークスパラメーターは式(53-18)で与えられ、ポアンカレ球上の位置は χ, ψ を使って図 53-5 のように表される。これらの関係が導かれたので、ポアンカレ球上の各点の表す偏光状態は一通り説明したことになる。図 53-6 に代表的な偏光状態とポアンカレ球面上の位置の対応を示した。

電場の y 成分の振幅と x 成分の振幅との比も、ポアンカレ球に関して図形的に表現される。すなわち、

$$\begin{aligned} \frac{E_y}{E_x} &= \frac{a_y}{a_x} \exp[-i(\delta_y - \delta_x)] \\ &= (\tan \alpha)\exp(-i\delta) \\ &= \xi - i\eta \end{aligned} \quad (53-23)$$

とすると、

$$\xi = (\tan \alpha)\cos \delta \quad (53-24)$$

$$\eta = (\tan \alpha)\sin \delta \quad (53-25)$$

波動光学の風景……◆54

56. 回転補償子型エリプソメーター



回転検光子型エリプソメーターは、基本的に偏光子と検光子があれば構成できるため、広い波長範囲で動作させるのに有利であった。ただし、右回りと左回りの区別がつかないことと、 Δ が 0° あるいは 180° に近いときに Δ の決定精度が低下する問題があった。前章ではこれに対して、補償子の挿入により、右回りと左回りの区別をつけられること、さらに Δ が 0° や 180° の試料に対して、補償子で位相差を付加して測定すれば、 Δ の決定精度を改善することも可能であることを示した。た

だし、 Δ の決定精度を確保するためには、広い波長範囲にわたって安定で正確に作用する補償子が必要である。

広い波長範囲にわたって安定で正確に作用する補償子(4分の1波長板)を実現することは、必ずしも容易ではないが、近年では実用的な補正技術が開発されてきている¹⁾。補償子を回転する構成のエリプソメーターでは、別素子を挿入することなく、信号から直接、右回りと左回りを区別することができる²⁾。本章では、その動作原理を紹介する。また、位相変調型エリプソメーターについても簡単に紹介する。

図56-1に、回転補償子型エリプソメーターの構成を模式的に示した。偏光子Pと検光子Aを固定して補償子Cを回転させ、その回転角の関数として光検出器出力を測定する。

このとき、試料Sに入射する光のジョーンズベクトルは、 E を実数として、

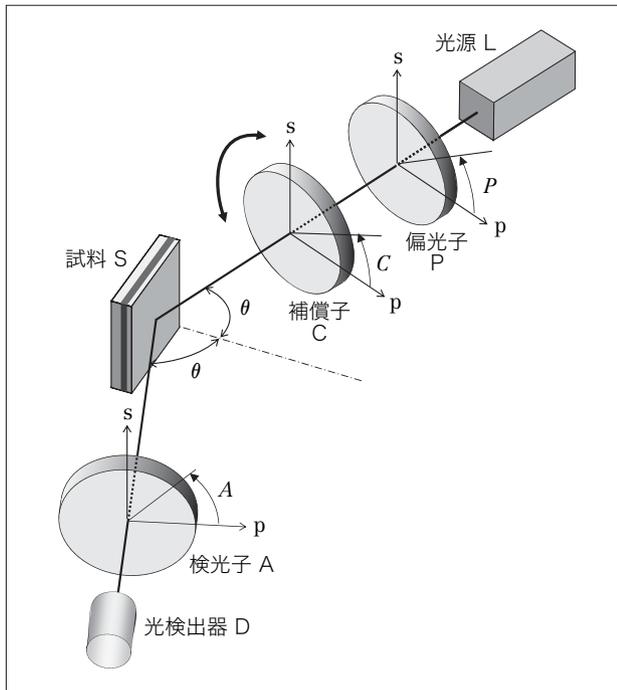


図 56-1 回転補償子型エリプソメーターの構成。P と A を固定し、D の出力を C の回転角の関数として測定する。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} E_{ip} \\ E_{is} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \cos C & -\sin C \\ \sin C & \cos C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos C & \sin C \\ -\sin C & \cos C \end{pmatrix} \\
 &\times \begin{pmatrix} E \cos P \\ E \sin P \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} \cos C & i \sin C \\ \sin C & -i \cos C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \cos(P-C) \\ E \sin(P-C) \end{pmatrix} \\
 &= E \begin{pmatrix} \cos C \cos(P-C) + i \sin C \sin(P-C) \\ \sin C \cos(P-C) - i \cos C \sin(P-C) \end{pmatrix} \quad (56-1)
 \end{aligned}$$

と書くことができる。このときの電場ベクトルの軌跡は、 $\exp(i\omega t)$ を掛けて実部をとれば分かる。すなわち、入射

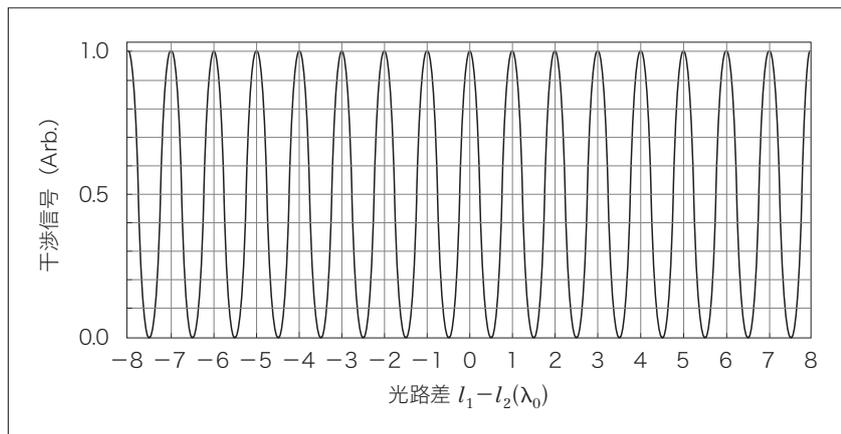


図 58-3 干渉信号の例 ($L_c=1 \times 10^6 \lambda_0$ の場合)

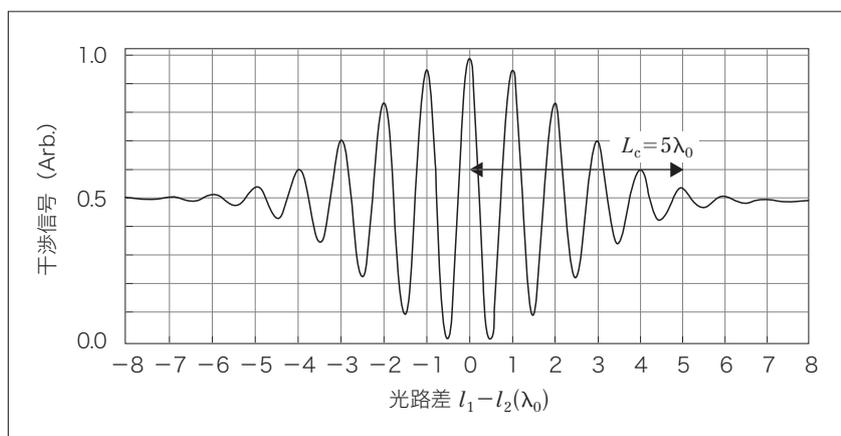


図 58-4 干渉信号の例 ($L_c=5 \lambda_0$ の場合)

式(58-23)で $L_c \rightarrow \infty$ とした極限が、式(58-5)である。

式(58-23)で表された、光路差と信号の関係の例を図 58-3、58-4 に示す。横軸は光路差で、中心波長 λ_0 を単位として測った値とする。図 58-3 は光源の単色性が高く、コヒーレンス長が長い場合に相当する。図 58-4 は逆に光源のスペクトル幅が広く、コヒーレンス長が短い場合の例である。後者はコヒーレンス長が波長の 5 倍とした例で、5 波長程度以上の光路差に対して急激に干渉効果が弱まる事が分かる。

光源にレーザーなどの単色性のよい光源を用いると、両光路の光路差が大きくても、あるいは大きく変化しても一定の干渉信号が得られる。測長用などではそのような光源が使われる。逆に広帯域の光を使う場合、光路差が 0 に近くないと干渉信号が得られない。この場合、例えば被検物が多層構造であっても、注目する境界面から一定以上離れた面からの反射光は干渉信号に寄与しないようにできる。用途に応じて適切な光源

を選ぶことが必要である。

図 58-1 のマイケルソン干渉計の両光路には、それぞれに反射鏡がある。一方の光路を参照光路として固定すると、干渉信号は、もう一方の反射鏡の位置に依存したものになる。レーザー光のように単色性の高い光源も使われるが、波長帯域幅の広い光源を使う干渉計でもよく使われる構成である。広帯域光源の場合、参照光路の反射鏡を光路に沿って動かすと、検査側光路上の対応位置(光路差が 0 になる位置)に光を反射する構造があるときにだけ干渉信号が検出される。この原理によって被検物内部の層構造を検知するのが OCT (optical coherence tomography) の原理である。

また、式(58-8)から分かるように、一方の鏡を可動鏡として走査すると、光源の光の振幅 $u(t)$ の自己相関関数が求まる。これをフーリエ変換すると光源のスペクトルが求まる。これがフーリエ変換分光器(フーリ

エ分光器)の原理で、赤外域で広く用いられている。

以上、マイケルソン干渉計を例に干渉計の原理を説明したが、ほかにもマッハ・ツェンダー干渉計(図 58-5)、フィゾー干渉計(図 58-6)などが典型的な形として広く用いられる。また、これらのバリエーションも多い。いずれも光源の光を 2 つに分け、異なる光路を経た後に重ね合わせるという基本的な動作は共通であり、光路差と信号の関係も基本は同じである。とはいえ、各方式それぞれに特徴がある。マッハ・ツェンダー干渉計は試料を透過する光を使って干渉信号を取得するのに便利である。フィゾー干渉計は両光路の大部分が共通であり、そのため温度や気流の変化、振動などの外乱があっても、両光路に共通する影響はキャンセルする。したがって動作が安定である。ただし、両光路の光路差が大きいため、単色性の高い光を使う必要がある。

本章では、一本の光線に対する干渉信号を測定する系を想定して説明したが、断面積の大きな光ビームと

■ 事項

	頁	カラム	行		頁	カラム	行
位相変調型エリプソメーター	45	右	下2	ジョーンズベクトル	2	左	8
位相変調器	46	左	4	進相軸	9	右	4
ウィーナー・ヒンチンの関係	56	右	10	水晶	10	右	下1
エリプソパラメーター	50	左	6	ストークスパラメーター	19	左	下8
エリプソメーター	33	左	4	ストークスベクトル	23	左	9
円二色性	11	右	17	旋光性媒質	10	右	下9
円偏光	5	右	下8	ゾーン	36	右	下6
円偏光二色性	11	右	17	速軸	9	右	4
OCT(optical coherence tomography)	58	右	17	対角化	3	右	1
回転検光子型エリプソメーター	38	右	下4	対称行列	3	右	1
回転検光子法	38	左	下3	楕円偏光	4	左	9
回転方向	5	右	下6	楕円率	14	左	2
回転補償子型エリプソメーター	43	右	11	ダブルパス測定法	13	左	5
可干渉距離	57	右	下4	短径	4	右	18
干渉計	55	左	8	遅軸	9	右	4
完全偏光	22	右	5	遅相軸	9	右	4
行列式	5	左	1	長径	4	右	18
クラマース・クローニツヒの関係	11	右	19	直線偏光	5	右	下9
検光子	35	左	下8	直交行列	3	右	1
広義のジョーンズベクトル	19	左	9	DVD	12	右	8
光弾性	46	左	5	∠	33	左	13
コヒーレンス長	57	右	下5	電子ボルト	53	右	7
固有値	3	右	2	転置行列	3	左	下7
固有ベクトル	11	左	下6	透過軸	20	右	下8
砂糖	10	右	下1	特性方程式	3	右	2
自己相関関数	56	右	3	2分の1波長板	9	右	下10
自然光	22	右	2	波長板	9	左	9
4分の1波長板	10	左	9	パワースペクトル	56	右	11
消光型エリプソメーター	34	右	下4	PCSA型	35	左	下9
消光比	8	右	4	PBS	16	右	3
消光法	33	左	下12	光ディスク	12	左	1
ジョーンズ行列	8	左	9	非偏光	22	右	2

索引

■ 事項

	頁	カラム	行
ファラデー効果	11	左	2
ファラデーローテーター	11	左	6
フィゾー干渉計	58	右	下 14
フーリエ変換分光器	58	右	24
複屈折	12	左	下 3
複屈折	12	右	11
Ψ	33	左	13
部分偏光	22	右	7
プランク定数	53	右	16
分光エリプソメーター	37	右	3
分光エリプソメーター	47	左	11
偏光	22	右	4
偏光子	35	左	下 8
偏光制御素子	19	右	10
偏光板	8	左	下 13
偏光ビームスプリッター	16	右	3
ポアンカレ球	28	左	9
補償子	35	左	下 5
補償板	55	左	下 2
マイケルソン干渉計	55	左	8
マッハ・ツェンダー干渉計	58	右	下 15
ミュラー行列	24	右	5
4分の1波長板	10	左	9

■ 人名

	頁	カラム	行
Arago	11	人物	1
Arago	17	人物	14
Bartholin	49	人物	1
Biot	11	人物	13
Born	6	左	7
Donné	17	人物	13
Drude	53	右	下 13
Faraday	11	左	2
Fizeau	11	人物	下 3
Fizeau	17	人物	14
Fizeau	58	右	下 14
Foucault	11	人物	下 3
Foucault	17	人物	1
Fourier	6	人物	14
Helmholtz	60	人物	12
Jones	1	左	2
Khinchin	59	左	4
Laplace	11	人物	12
Lissajous	17	人物	11
Mach, E	60	右	4
Mach, L	58	右	下 15
Malus	6	人物	1
Michelson	60	人物	1
Monge	6	人物	9
Morley	60	人物	下 6
Napoleon	6	人物	15
Poincaré	32	人物	1
Poisson	11	人物	9
Wiener	59	左	4
Wolf	6	左	7
Wollaston	22	人物	1
Zehnder	58	右	下 15

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 偏光編・干渉編

2013年10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, 2013

ISBN978-4-910636-14-6 C3042 ¥4000E

©Yoshinori Hongu 2013

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。