



光と物質の相互作用—IV

反 射 ・ 透 過

石 黒 浩 三

東京理科大学理工学部 〒278 野田市山崎 2641

(1987年12月2日受理)

Interaction of Light with Matter—IV

Reflection and Transmission

Kozo ISHIGURO

Faculty of Science and Technology, Science University of Tokyo,
2641, Yamazaki, Noda 278

1. は じ め に

光の媒質を構成している分子、原子と光との微視的な相互作用、また任意の媒質と真空との特性の差を示す巨視的な物理量として重要な役割を担っている屈折率に関する問題をわれわれはすでに取り扱ってきた。

極言すれば光と物質の相互作用という問題は広義の屈折率を媒介としてわれわれがどれだけ物質についての情報を知ることができるかということであると言えよう。

今回は反射・屈折の問題にピントをしばってみよう。

2. 反射現象のモデル

光線が異なった媒質の境界面に入射するとそこで不連続的に進路が変化をする。入射光線側から境界面に立てた法線の方角に対して 90° 以上進行方向が曲った光線を反射光線それ以下の光線を屈折光線と称する (図 1)。ニュートンの光学を初めとして通常光学の講義は光の反射・屈折現象を光の基本的な性質として認めるところから出発するが、本項ではもう少しつこんですでに知っている原子・分子のレベルの粒子と光波との相互作用をもとにすれば反射・屈折現象はどのように解釈されるかというような話題に興味をもつことにして話を始めよう。

静電気学では原点に置かれた電気的双極子 p がまわりにつくるスカラーポテンシャルを V とすれば、電界は $\mathbf{E} = -\text{grad } V$ で与えられる。図 2 の記号を使えば

$$\begin{aligned} E_r &= (1/4\pi\epsilon_0)(2 \cos \theta/r^3)p \\ E_\theta &= (1/4\pi\epsilon_0)(\sin \theta/r^3)p \end{aligned} \quad (1)$$

のように電界の強さは角度 θ によって変わり、また r^3 に比例して弱くなる。

$$p(t) = p_0 \exp(-i\omega t) \quad (2)$$

のように時間とともに振動する双極子の場合には \mathbf{E} も時間とともに変化をするようになる。また見方を変えれば双極子の大きさが変化することは荷電粒子が運動をすること、すなわち電流が流れることであるから、それに伴ってまわりの空間に磁界のできることも考えにいれることが必要となってくる。

われわれはビオ・サバルの法則によって、電流素片 $I ds$ があると図 3 のようにそのまわりには

$$\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi)(I ds/r) \quad (3)$$

で与えられるようなベクトルポテンシャルが生ずることを知っている。

電流を速度 v 、粒子密度 n 、電荷 q の荷電粒子の流れとし、電流の垂直断面積を S とおけば

$$I = nSq v \quad (4)$$

$$\lim_{ds \rightarrow 0} nSq ds = e \quad (5)$$

$$v = \frac{dl(t)}{dt} \quad (6)$$

$$\lim_{ds \rightarrow 0} I ds = e \frac{dl(t)}{dt} = \frac{d(el)}{dt} = \frac{dp(t)}{dt} \quad (7)$$

ただし、 $p(t) = el(t)$ は電気的双極子モーメントの大きさ。

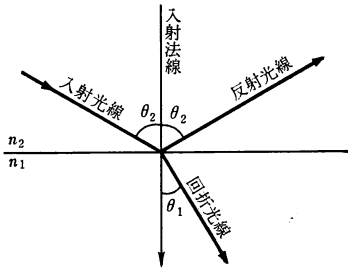


図1 反射・屈折の法則

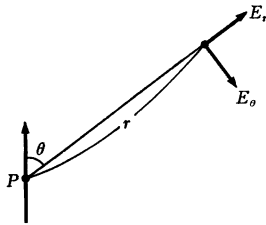


図2 電気的雙極子をつくる電界

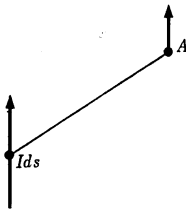


図3 電流素片をつくるベクトルポテンシャル

という対応をつけることができる。

また電荷保存則を考慮に入れれば V と A の間に

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -c^2 \operatorname{div} A \quad (8)$$

という関係が成立する。これらの関係を考慮にいれて我慢をして少し厄介な計算をすれば¹⁾

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} &= c^2 \nabla^2 V \\ \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} &= c^2 \nabla^2 A \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、 $c^2 = 1/\epsilon_0 \mu_0$ 。

のように V, A はともに波動方程式の解となり、また電界、磁界は

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \operatorname{grad} V \quad (10)$$

$$B = \operatorname{rot} A \quad (11)$$

によって与えられるというように整理をすることができ

表1 (12)式における数値例

r (nm)	$1/r^3$	$1/\lambda r^2$	$1/\lambda^2 r$
1	1	10^{-3}	10^{-6}
10	10^{-3}	10^{-5}	10^{-7}
10^2	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}
10^3	10^{-9}	10^{-9}	10^{-9}
10^6 (=1 mm)	10^{-18}	10^{-15}	10^{-12}
10^9 (=1 m)	10^{-27}	10^{-21}	10^{-15}

る。この A, V に電気的雙極子の場合の値を代入すれば

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \{p(r, t)/4\pi\epsilon_0\} (2/r^3 - 2i\kappa/r^2) \cos \theta \\ E_\theta &= \{p(r, t)/4\pi\epsilon_0\} (1/r^3 - i\kappa/r^2 - \kappa^2/r) \sin \theta \\ H_\phi &= (\epsilon_0^{1/2}/\mu_0^{1/2}) \{p(r, t)/4\pi\epsilon_0\} (-i\kappa/r^2 - \kappa^2/r) \sin \theta \\ E_\phi &= H_r = H_\theta = 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

$$p(r, t) = p_0 \exp i(\kappa r - \omega t) \quad (13)$$

$$\kappa = 2\pi/\lambda \quad (14)$$

がえられる。

大きさの感じをつかむために、光波の波長 $\lambda = 10^3 \text{ nm}$ の場合について、具体的な数値を入れてみると表1のようになる。

すなわち $r \approx \lambda$ の付近を見れば、 $1/r, 1/r^2, 1/r^3$ に比例する項の大きさはほぼ同程度であるが、 r がそれよりも小さくなると $1/r^3$ 項の寄与は $1/r$ 項に比し急速に大きくなり、逆に r が大きくなると $1/r^3$ 項は $1/r$ 項に比し急速に小さくなる。

ここで求めた電界、磁界のでき方をもう少し丁寧に追ってみると、 $1/r^3$ 項はクーロン電界であり、 $1/r$ 項は電気的雙極子をつくっている荷電粒子の加速度運動に由来していることは比較的わかりやすい。 $1/r^2$ 項のでき方の物理的解釈はやりにくいですが、振動している p の位相情報が注目している点に到着するまでの時間的な遅れが一役かっていることは確かである。 $1/r^3, 1/r^2$ に比例する電界、磁界の力線(等位相線ではない)には p の時間的な変化に伴って p から広がってゆく周期と p に収束してゆく周期が交互に生じ、遠方まで伝播してゆくことはない。等位相線の伝播速度を $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 、 p の振動数を $\nu = 3 \times 10^{14} \text{ 1/s}$ とすれば、力線の広がってゆく範囲はせいぜい $r \approx 0.5 \times 10^{-6} \text{ m}$ の程度である。これに反し $1/r$ に比例する電界、磁界の力線は放出された後は再びもとに戻ることなくどこまでも伝播してゆく。これが光波である。

媒質粒子が励起されて電気的雙極子となる微視的な過程に重要な影響を及ぼすのは $1/r^3, 1/r^2$ 項の準静的な電

界, 磁界であって, これには注目している場所の近くの媒質の構造が敏感に反映されている. 電気的雙極子はこのような情報をもって励起されるからこれから放出される光波には当然これらの情報がついている. 分光学的な手法で観測される, 発光スペクトル, 吸収スペクトル, Brillouin 散乱, Raman 散乱また散乱光強度の時分解相関法などの手法によってえられる情報にはこのような媒質の微視的な構成要素に関する情報が豊富に含まれているのである.

これに反して本項の主題である反射・透過は媒質を巨視的な立場に立って考察することによって扱うことのできる現象であって, 光波を使いきなす場合に好むと好まざるとかかわらずつき合ねばならない媒質の性質である. 今日の原子論, 分子論では光波が放出される過程を, 光が入射していない時には媒質粒子はエネルギー的に安定な基底状態にあるが, 光の刺激によって, より多くのエネルギーをもった励起状態となるという第一段階過程とその励起状態から再び基底状態に戻るときにエネルギーを光波として放出する第二段階過程とにわけて考えている. この第二段階が自然に起こるのが自然放射あるいは自発放射であり, 入射光の刺激によって生ずるのが誘導放射である.

この場合に第一段階と第二段階がお互いに独立であってこの二つの過程が, いわば二呼吸の二次過程現象として構成されている場合と, 第一段階と第二段階がお互いに独立ではなく, いわば一呼吸の間に全過程が完結する一次過程の場合とがある. 前者の場合に入射光と放射光の位相の間に直接の結びつきはなく入射光と放射光は互いにインコヒーレントな関係にあるとみなされる. これに反し後者の場合には入射光と放射光の位相は互いに密接に結びついておりコヒーレントな関係にあるとして扱うことができる. 誘導放射の場合には放射光は誘導光とコヒーレントな関係にあるがここでいう一次過程現象ではない. 誘導放射では入射光子と放射光子は別のものであるのに対し, 一次過程現象では入射光子がそのまま放射光子になるとみなすことができるといえば気分はわかっていただけようか. 分光学的で扱う微視的な現象は主として前者であるのに対し, 反射・透過現象を支配しているのは後者なのである.

3. 反射の生ずる機構

真空中から注目している媒質の境界面に垂直に光が入射したとする. 媒質粒子と入射光の相互作用によってどのようにして屈折率という巨視的な物理定数が形成され

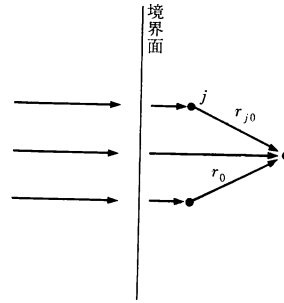


図 4 媒質粒子のつくる電界の作用

るのかを考察する方法としてよく知られた Ewald の方法²⁾をもとに少し粗っぽいが次のような考察をしてみよう (図 4).

j 番目の媒質粒子に入射する光 E_j によってこれとコヒーレントな光を放射する電気的雙極子

$$p_j = \alpha_j E_j \quad (15)$$

ができたとする. 媒質内注目点までの境界面からの垂直距離を r_0, p_j から注目点までの距離を r_{j0}, p_j から放出された光が r_0 に到着したときの電界を E_{j0} とおけば r_0 点における光は, 境界面から直接 r_0 に到着する光の電界を $E(r_0)$ として

$$\begin{aligned} E'(r_0) &= E(r_0) + \sum_j E_{j0} \\ &= E(r_0) + \chi E'(r_0) \end{aligned} \quad (16)$$

$\sum E_{j0}$ の位相は $E(r_0)$ と異なっているであろうことを考慮しながら整頓をすれば

$$E'(r_0) = T E_0(r_0) \exp(i \delta_0) \quad (17)$$

のように書けるであろう.

時間項までもいれてまとめれば

$$E'(r_0, t) = T E_0 \exp i(\kappa r_0 + \delta_0 - \omega t) \quad (18)$$

となるが, $\delta_0 = \kappa(n-1)r_0$ とおけば

$$\begin{aligned} E'(r_0, t) &= T E_0 \exp i(\kappa n r_0 - \omega t) \\ &= T E_0 \exp i 2\pi \{(n/\lambda)r_0 - \nu t\} \end{aligned} \quad (19)$$

と書けるようになることが予想される²⁾.

この $E'(r_0, t)$ が境界面を透過して注目している媒質を伝播してゆく光であると解釈をすることができるが, その波長は真空中の波長 λ ではなく, λ/n となっているのである. (波長) \times (振動数) = (位相速度) であるから, コヒーレント条件からみて振動数 ν は媒質によらず一定であることを自明の原理として認めれば, 媒質の中で波長が λ/n になるということは, 媒質中の光の伝播速度 v が真空中の光速 c よりも遅くなり

$$v = c/n \quad (20)$$

となるということに対応している. 通常の光学は経験法

則としてこのような巨視的な物質定数 n すなわち屈折率が存在することを経験法則として認めるところから出発する。

また、エネルギー透過率は垂直入射の場合 nT^2 で与えられるがこれは通常1より小さい。これが1より小さいということは、境界面で一部の光が反射されてもとの方向へ戻ってゆくことに対応している。これが反射光である。

4. 反射率・透過率

前章で屈折率概念成立のシナリオを紹介したが、これでは均質な媒質内境界面から離れた任意の場所に入射波の進行方向に垂直な面を考えたとき、なぜこの面から反射波が発生することがなく前進する波だけがつくりだされるのかの説明にはなっていない。(真空中の場合前進する波だけがあることは自明のこととしておく)。ここでは、光波(電磁波)に伴って当然エネルギーと運動量が運搬されてゆくが媒質粒子との衝突の際には、力学における弾性衝突との類推から、その一部分が媒質粒子に移されさらに媒質粒子から放出される電磁界に移されるというならぬのからくりがあるはずだということだけを指摘しておく。電磁波に伴って r_0 点の所の単位面積に単位時間あたり運搬されてくるエネルギーを dW/dt 、運動量を dP/dt 、ポインティング・ベクトルの大きさを $S(r_0, t) = |\mathbf{E} \times \mathbf{H}|$ とすれば、

$$dW/dt = S, \quad dP/dt = S/c \quad (21)$$

である。

任意の媒質中を伝播している光波の一つの等位相波面上の注目した点で波面に法線をたて、この法線と相隣の波面との交点で次の法線をたてるという操作を繰り返していつてつくれる直線あるいは曲線を“光線”と呼ぶことにする。均質な媒質中での光線は直線である。今後等位相波面の伝播というかわりに光線に沿って光が伝わるという言い方も使用するがこの場合には光線という線路の上をエネルギーの粒が次々に走って行く模型あるいは等位相波面に相当するような規則的な繰返しパターンが走ってゆく模型を思い浮かべていただきたい。

図1のように境界面に屈折率 n_2 の媒質から n_1 の媒質に平行光線が入射すると境界面で反射屈折が生ずる。入射光線と境界面の交点で境界面にたてた法線を入射法線、入射法線と入射法線の作る平面を入射面と名付け、入射法線の正方向を入射光線方向とつくる角が鋭角の方向とし、この角 θ_2 を入射角と名付ける。

(1) 屈折光線、反射光線は共に入射面内にある。

(2) 入射角と反射角は相等しい。

(3) 屈折角を θ_1 とすれば、スネルの法則に従って $n_2 \sin \theta_2 = n_1 \sin \theta_1$ が成立する。

というのが反射、屈折の法則である。時には境界面そのものを入射面と称することがあるし、また通常は照角と呼んでいる θ_2 の余角すなわち $(\pi/2) - \theta_2$ のことを入射角と呼んでいる論文も最近ではしばしば見かけるから注意していただきたい。

反射の法則は反射角の代わりに $\theta_1 = \pi - (\text{反射角})$ を使用し、 $n_1 = -n_2$ とおくことによって屈折の法則(3)の中に含めることができる。

また、反射光、透過光(屈折光)の振幅はいわゆるフレネルの式で与えられるがここでは、結果だけをまとめておく。

光波の電界成分ベクトルが

入射面内にある場合を P 偏光

入射面の法線方向の場合を S 偏光

と名付け、区別をすることが必要な場合にはそれぞれ添字 P, S をつけることとする。

P 偏光, S 偏光それぞれの電界に関する

振幅反射率を γ_P, γ_S

振幅透過率を t_P, t_S

とおけば

$$\left. \begin{aligned} \gamma_P &= \tan(\theta_2 - \theta_1) / \tan(\theta_2 + \theta_1) \\ t_P &= 2 \sin \theta_1 \cos \theta_2 / \sin(\theta_2 + \theta_1) \cos(\theta_2 - \theta_1) \\ \gamma_S &= -\sin(\theta_2 - \theta_1) / \sin(\theta_2 + \theta_1) \\ t_S &= 2 \sin \theta_1 \cos \theta_2 / \sin(\theta_2 + \theta_1) \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

と書くことができる。

$$\theta_2 + \theta_1 = \pi/2 \quad (23)$$

すなわち $\tan \theta_2 = n_1/n_2$ のときには $\gamma_P = 0$ となる。これがブリュースター角である。

5. 全反射と複素数屈折率

境界面に入射する平面波の電界成分を

$$E_2(x_2, z_2, t) = E_{20} \exp i \{ (2\pi/\lambda) n_2 l_2 - \omega t \} \quad (24)$$

また境界面を透過した波の同様な成分を

$$E_1(x_1, z_1, t) = E_{10} \exp i \{ (2\pi/\lambda) n_1 l_1 - \omega t \} \quad (25)$$

とし図5のように、入射光線と境界面の交点を座標系の原点、入射法線方向を z 軸、入射面を (x, z) 面に選べば、境界面上での位相の連続を自明の原理として

$$\left. \begin{aligned} n_2 l_2 &= -(n_2 x_2 \sin \theta_2 + n_2 z_2 \cos \theta_2) \\ n_1 l_1 &= n_1 x_1 \sin \theta_1 + n_1 z_1 \cos \theta_1 \\ n_2 \sin \theta_2 &= n_1 \sin \theta_1 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

と書くことができる(屈折率と光線の長さとの積を光学

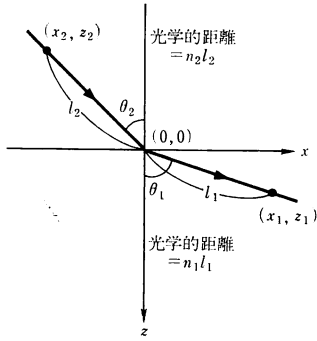


図 5 入射・屈折光線と光学的距離

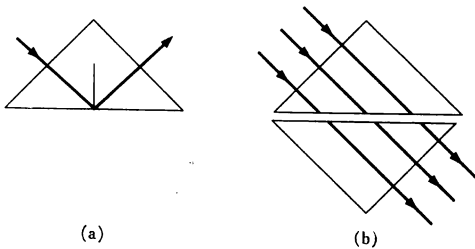


図 6 直角プリズム斜辺での全反射 (a) と直角プリズムでの漏洩波 (b)

的距離と名付ける)。通常はこれで実験的経験とよく一致する結果がえられるのであるが、特別の場合として $n_2 > n_1$ の場合に $\sin \theta_2 > n_1/n_2$ となるように θ_2 を選んでみると少し厄介な現象が生ずる。

この場合には $\sin \theta_1 > 1$ となるから、屈折の法則を満足することのできる $\sin \theta_1$ は存在しない。すなわち屈折の法則に従うような屈折光線は存在しない。したがってエネルギー保存則が成立しているかぎり、全反射現象が生ずるはずである。具体的にはたとえば図 6(a) のような屈折率 $n_2 = 1.52$ の直角プリズムの斜辺に入射角 $\theta_2 = 45^\circ$ で光線を入射させると確かに全反射が生じているから、ここまでは境界面における位相の連続の原理に基づく理論と実験の一致はみごとである。それでは幾何学的なプリズムの斜面から外側には少しも光波はしみだしていないのであろうか。図 6(b) のように今のプリズムの下に別の直角プリズムを斜辺が互いに平行に向かいあうように置き、間隔を狭めて間隔が光波の波長程度以下になると入射光は斜面を透過して下のプリズムの中に進んでゆくのを実測されるようになる。これは光波は全反射面の下方にも少しはしみだしていることを示す現象であると解釈される。したがって透過波は存在しないとす上の論理にはどこかに見落としがあるはずである。

もう一度屈折の法則を再検討してみよう。屈折の法則を導き出すために暗黙のうちに前提条件として境界面を通過した後どこまでも伝播してゆくことのできるモードの光波についてのみ考慮すればよいことを自明の原理として使っているのではないか。上にたどった論理が実験と矛盾したように見えるのはこのためではないかと考えて実験と矛盾しない論理を組み立てて見よう。

媒質粒子と入射光の相互作用の考察で、われわれは $1/r^2$, $1/r^3$ に比例して遠方までは伝播しない成分のあることを知っている。上に求めた $E_1(x_1, z_1, t)$ の式にはこのことが考慮されていない。この効果について考えるまえにまず、境界面より下の媒質が光吸収性の媒質であって、減衰率 α を導入して右辺の振幅 E_{10} を $E_{10} \exp(-\alpha l_1)$ と書き換えて扱うことが必要な場合の考察をしておく。ただし、 l_1 の方向による α の異方性は無視する。 $-1 = i^2$ と書けるから

$$\begin{aligned} & \exp(-\alpha l_1) \exp i \{ (2\pi/\lambda) n_1 l_1 \} \\ & = \exp i \{ (2\pi/\lambda) (n_1 + i k_1) l_1 \} \end{aligned} \quad (27)$$

$$\text{ただし、} \alpha = (2\pi/\lambda) k_1$$

とおいて $E_1(x_1, z_1, t)$ の式を書きなおせば

$$E_1(x_1, z_1, t) = E_{10} \exp i \{ (2\pi/\lambda) \Delta_1 - \omega t \} \quad (28)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= x_1 N_1 \sin \theta_1 + z_1 N_1 \cos \theta_1 \\ N_1 &= n_1 + i k_1 \end{aligned} \quad (29)$$

となる。さらに境界面における位相の連続からえられる屈折の法則はこの場合にも当然成立するから

$$n_2 \sin \theta_2 = N_1 \sin \theta_1 \quad (30)$$

となるが、左辺は実数であるのに対し右辺の N_1 は複素数であるから $\sin \theta_1$ も複素数でなければいけない。

$$\sin \theta_1 = a - i b \quad (31)$$

とおけば

$$\begin{aligned} N_1 \sin \theta_1 &= (n_1 + i k_1)(a - i b) \\ &= n_1 a + k_1 b + i(k_1 a - n_1 b) \\ &= n_2 \sin \theta_2 = \text{実数} \end{aligned} \quad (32)$$

したがって、

$$\begin{aligned} k_1 a - n_1 b &= 0 \\ a &= \{ n_1 / (n_1^2 + k_1^2) \} n_2 \sin \theta_2 \\ b &= \{ k_1 / (n_1^2 + k_1^2) \} n_2 \sin \theta_2 \end{aligned} \quad (33)$$

が成立しなくてはならない。この場合には

$$\begin{aligned} (N_1 \cos \theta_1)^2 &= N_1^2 - N_1^2 \sin^2 \theta_1 \\ &= N_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2 \\ &= n_1^2 - k_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2 + i 2 n_1 k_1 \end{aligned} \quad (34)$$

がえられる。このような計算をしてみるとおもしろいことに気がつく。すなわち、複素数屈折率の概念を導入す

ることによって $(N_1 \cos \theta_1)^2$ のような複素数関数が必要になったのであるが、このような公式ができてみるとこの公式は k_1 が十分に小さくて無視できる場合にも一人歩きをはじめることができるのではないかということである。

$k_1 \approx 0$ とおけば、 $n_2 \sin \theta_2 > n_1$ の場合には

$$(N_1 \cos \theta_1)^2 = n_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2 < 0$$

$$N_1 \cos \theta_1 = i k'$$

$$N_1 \sin \theta_1 = N_1 a$$

$$= (N_1/n_1) n_2 \sin \theta_2$$

$$= n_2 \sin \theta_2$$

$$N_1 = n_1$$

$$k' = \{n_2^2 \sin^2 \theta_2 - n_1^2\}^{1/2}$$

となり、

$$E_1(x_1, z_1, t) = E_{10} \exp i \{ (2\pi/\lambda) \Delta_1 - \omega t \} \quad (35)$$

ただし、

$$\Delta_1 = x_1 n_1 a + i z_1 k' \quad (36)$$

がえられるから、もう一度整理をすれば

$$\begin{aligned} E_1(x_1, z_1, t) &= E_{10} \exp \{ - (2\pi/\lambda) z_1 k' \} \\ &\times \exp i \{ (2\pi/\lambda) x_1 n_1 a - \omega t \} \\ &= E_{10} \exp \{ - (2\pi/\lambda) z_1 k' \} \\ &\times \exp i \{ (2\pi/\lambda) n' l_1 - \omega t \} \end{aligned} \quad (37)$$

ただし、 $n' l_1$ は透過光が存在するとしたときの光学的距離であって形式的には

$$n' l_1 = n' x_1 \sin \theta' + n' z_1 \cos \theta' \quad (38)$$

と書ける量である。しかるに今考えている現象の場合には $n' l_1 = x_1 n_1 a$ であるから、 $\cos \theta' = 0$ 、すなわち $\theta' = \pi/2$ でなくてはならない。したがって $n' \sin \theta' = n' = n_1 a$ がえられる。すなわち全反射が生じている場合には透過光は境界面に沿ってこれと平行にすれすれに透過媒質の中を屈折率を n' と思って走り、境界面から少し離れるとその振幅は消衰係数 k' で急速に減衰するのである。

$$n' = n_1 a = n_2 \sin \theta_2 \quad (39)$$

であるから、 n' という屈折率は入射角によって変化をしている。図7のように、入射光線側の媒質中に幅 AB の入射光を考えた場合に B を出発した光線が C 点に到着

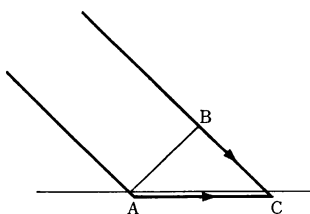


図7 入射波と漏洩波の位相と光学的距離の関係

したときの位相と、A点で境界面を透過した光線が境界面に沿ってこれと平行にA→Cの道を通ってC点に到着したときの位相がちょうど一致するように、入射角が変化をするとそれに応じて自動的に変化をする屈折率が境界面よりも下の媒質の表面につくり出されていると解釈をすることができる。境界面に沿って走るとこの光波をエバネッセンス波(漏洩波)と称する。Evanescence というのはラテン語の *evanescere*、すなわちむなしくもはかなく消えさるという意味だそうである。

n' は媒質の微視的な構成とどのようにかかわっているかの解釈には定説はないようであるが電気的双極子放射の中、 $1/r$ に比例する成分は境界面で全反射しているから大きな影響はもっていないと思われる。境界面近傍の入射光線側の媒質を構成している双極子から次々と常に供給されている近距離領域のみに影響の強い近距離電界が何らかの重要な作用をもっているであろう。

6. 反射光の位相

図8に示すように4章で与えた振幅反射率は反射光、入射光の変位の電界成分の大きさの比であって、それぞ

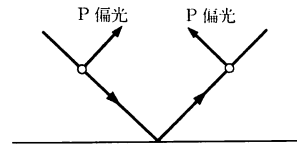


図8 P偏光とS偏光

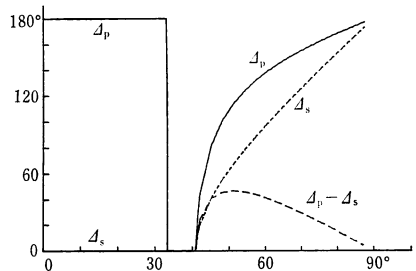
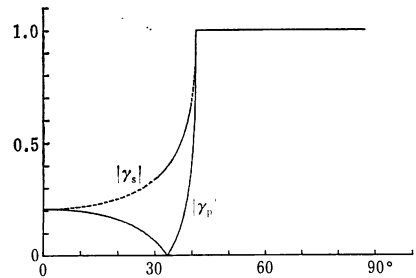


図9 振幅反射率 γ (上) と反射光の位相 Δ (下) の角度依存性

れの電界の正の方向は、観測者が入射面に対し垂直に光線の進行方向を向いて立って手を水平に上げたとし、

P 偏光に対しては、左手のさす方向

S 偏光に対しては、足から頭に向かう方向

であるとしているのである。透明な媒質の通常の反射の際の反射光のとびは 0 または 180° であって、P 偏光、S 偏光反射光の位相差は常に 180° となっていることは式の形と図からすぐに読みとれるであろう。

しかしこの簡単な規則は $k_1 \gg 0$ の場合、すなわち非常に吸収の強い媒質の場合や全反射の場合には残念ながら成立しなくなるのである。振幅反射率の公式は電磁気学の法則に従って境界面に平行な電界、磁界成分は連続であるということを利用して組み立てられたものであるから、入射光線側が透明媒質ならば屈折光線側の屈折率や屈折角は形式的には複素数になっても振幅反射率の公式はそのまま成立すると考えてさしつかえない。

$$\gamma_s = -N_1 n_2 \sin(\theta_2 - \theta_1) / N_1 n_2 \sin(\theta_2 + \theta_1)$$

$$= (n_2 \cos \theta_2 - N_1 \cos \theta_1) / (n_2 \cos \theta_2 + N_1 \cos \theta_1) \tag{40}$$

$$\begin{aligned} \gamma_p &= N_1 n_2 \tan(\theta_2 - \theta_1) / N_1 n_2 \tan(\theta_2 + \theta_1) \\ &= (N_1 / \cos \theta_1 - n_2 / \cos \theta_2) / (N_1 / \cos \theta_1 + n_2 / \cos \theta_2) \end{aligned} \tag{41}$$

のように γ_s, γ_p を変形すれば、

吸収の強い媒質の場合には

$$\begin{aligned} N_1 &= n_1 + i k_1 \\ (N_1 \cos \theta_1)^2 &= n_1^2 - k_1^2 - n_2^2 \sin^2 \theta_2 + i 2 n_1 k_1 \end{aligned} \tag{42}$$

全反射の場合には

$$N_1 = n_1 \tag{43}$$

$$N_1 \cos \theta_1 = i(n_2^2 \sin^2 \theta_2 - n_1^2)^{1/2}$$

とおいてやればよい。これはさらに、

$$A = -(n_2^2 \sin^2 \theta_2 - n_1^2)^{1/2} \tag{44}$$

$$B = n_2 \cos \theta_2$$

とおいて

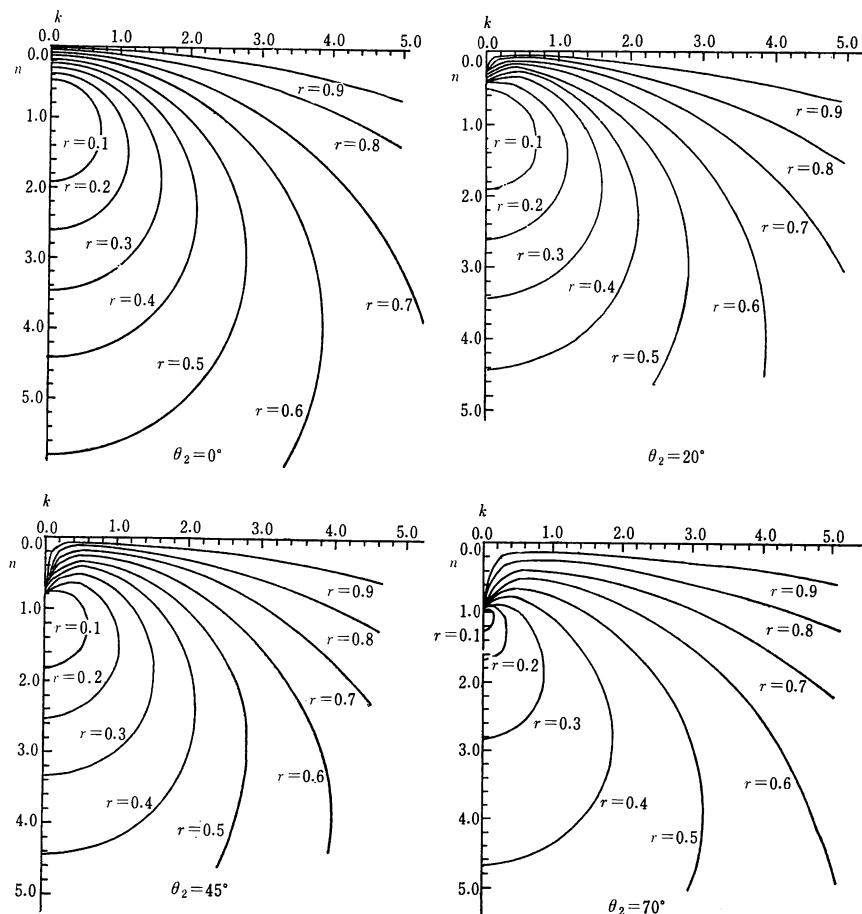


図 10 複素屈折率 ($n + ik$) とエネルギー反射率 (γ)

$$\left. \begin{aligned}
 \gamma_s &= (B-iA)/(B+iA) = \exp i \Delta_s \\
 \tan \Delta_s &= 2AB/(A^2-B^2) \\
 \gamma_p &= \{-i(n_1^2/A) - (n_2^2/B)\} / \{-i(n_1^2/A) + (n_2^2/B)\} \\
 &= \exp i \Delta_p \\
 \tan \Delta_p &= 2(An_2^2)(Bn_1^2) / \{(An_2^2)^2 - (Bn_1^2)^2\}
 \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

と書くことができる。

とくに, $n_2=1.520$ の透明な媒質の中から空気中に光が出てゆく場合の γ と Δ の入射角依存性を具体的に計算をして図9に示しておく。ただし, 空気の屈折率 $n_1=1.000$ とする。とくに 55.5° 付近の入射角で2回反射させるとP偏光とS偏光の反射光の間の位相差を 90° にすることができる。これがフレネルの rhomb として知られている $1/4$ 波長板であって雲母の複屈折性を利用したものよりも波長の変化の影響をうけにくい。

7. 複素数屈折率をもつ物質の反射率

吸収の強い媒質の場合の反射率は前節で説明したように複素数屈折率 $N_1=n_1+ik_1$ を導入し, 屈折角は形式的にスネルの法則で与えられるとして, (40), (41)式によって計算することができる。ここでは自然光が空気から N_1 の媒質に入射した場合のエネルギー反射率 γ は

$$\gamma = (|\gamma_s|^2 + |\gamma_p|^2) / 2 \quad (46)$$

で与えられるとして計算した結果を図示しておく (図10)。ただし, $\theta_2=0$ の垂直入射の場合は Male & Blaisse の方法^{3,4)}で描いたものである。

このグラフには $n < 1.0$ の領域も含まれている。 $n < 1.0$ ということは位相速度が真空中の光速よりも速いことを意味している。たとえば二光束干渉計で干渉縞をつくり, その一方の光路に薄い銀膜を挿入したときの干渉縞の変位を測定することによって, 確かに銀膜を通過する際の位相速度は真空中の光速よりも速く, $n \approx 0.2$ であることを知ることができる。このことは一見光速度

よりも速く伝播する物理現象は存在しないという相対論の原理に反するようであるが, 位相速度というのは, いわば形式的な図形の移動する速度であって相対論で考えているような物理的なエネルギーの伝播を伴う現象ではないから, $n < 1.0$ ということは別に相対論の原理と矛盾することではないのである。光によって運搬されるエネルギーの伝播速度は位相速度 ω/k ではなく, 群速度 $d\omega/dk$ であるがこれは別の言葉でいえば光子の走る速度であるともいえる。実際に銀膜を通過する光子の速度は, たとえば強度干渉計を使えば現在の技術で測定可能ではなくであるが, 最近いささか不勉強の筆者はこのような論文は未見である。ご教示いただきたいと願っている。

文 献

[一般的な光学テキスト]

光学の優れたテキストをすべてあげておくというのではなく, 筆者が座右の書として知りたい事項があったとき, まず気楽に手をのばす書という観点からいくつかをあげておく。当然のことながら原著がその中にふくまれるのはお許しいただきたい。

- 久保田 広: 光学 (岩波書店, 1964), 波動光学 (岩波書店, 1971)
- 辻内順平: 光学概論 I, II (朝倉書店, 1979)
- M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics* (Pergamon Press, 1965)
- 田幸敏治, 辻内順平, 南 茂夫 (編): 光学的測定ハンドブック (朝倉書店, 1981)
- 箱田光一: レーザー物理入門 (岩波書店, 1983)
- 田幸敏治, 大井みさほ: レーザー入門 (光学技術シリーズ 12) (共立出版, 1985)
- 石黒浩三: 光学, 2版 (共立全書) (共立出版, 1977)
- 石黒浩三: 光学 (基礎物理学選書 21) (裳華房, 1982)
- 1) 高橋秀俊: 電磁気学 (裳華房, 1959).
- 2) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics* (Pergamon Press., 1965) p. 100.
- 3) Male & Blaisse: J. Phys. Rad., 2 (1950) 305-480.
- 4) 石黒浩三, 佐々木泰三, 野村貞夫: 東大教養学部紀要, 10, No. 2 (1960) 207.

講義 『光と物質の相互作用』

- I 「光と原子・分子」(尾中龍猛) 17巻1号 pp. 26-34
- II 「光と固体」(尾中龍猛) 17巻2号 pp. 87-95
- III 「光吸収」(尾中龍猛) 17巻3号 pp. 133-141