

「光学入門」: 正誤表 (平成 24 年 1 月 30 日現在)

大津元一, 田所利康: 先端光技術シリーズ 1 「光学入門」～光の性質を知ろう～, 朝倉書店 (2008). の増刷に伴い, 下記修正を加えました. ご参照いただければ幸いです.

記

■ 口絵 14 紙箱分光器の見取り図

【旧】スリットの虚像 (右側) → 【改】のぞき窓

■ p.10, 8 行目

【旧】光の吸収過程, 放出過程を含む物質との相互作用を含まない

【改】光の吸収過程, 放出過程などの量子力学的な物質との相互作用を含まない

■ p.16, 4 行目

【旧】 $x=0, t=0$ のときの位相初期位相を δ とし, → 【改】 $x=0, t=0$ のときの位相を初期位相 δ とし,

■ p.16, (2.8) 式 位相の誤りを修正

$$\sin k(x - vt) = \sin k[x - v(t \pm \tau)] = \sin[k(x - vt) \pm 2\pi] \quad (2.8)$$

■ p.17, 5 行目～17 行目 (2.10) 式修正. 解説内容の修正

角周波数 ω を使って (2.6) 式を書き換えると次式が得られる.

$$\psi(x, t) = A \sin(kx - \omega t + \delta) \quad (2.9)$$

ここで, 初期位相を $\delta + \pi$ とした $A \sin(kx - \omega t + \delta + \pi) = -A \sin(kx - \omega t + \delta) = A \sin(\omega t - kx - \delta)$ は, (2.9) 式と上下が反転した正弦波であるので, 初期位相を $+\delta$ として書き直した次式も波動の表記に用いられる.

$$\psi(x, t) = A \sin(\omega t - kx + \delta) \quad (2.10)$$

(2.9) 式と (2.10) 式は, 相対的な位相差 π を除けば, x 軸正方向に進む同じ波動であり, どちらの表現もよく使用されるが, 後述する複素屈折率などの定義が異なってくるため, 明確に区別して使用する必要がある (付録 A. 6.1 参照). 例えば, (2.9) 式の形式で表した右回り円偏光は (2.10) 式の形式では左回りになり, 初期位相 δ に対する波動の初期位置は両者でその進退が逆になる. これらは, 波動の進行を光源側から観測するか, 検出器側から観測するかの違いに対応している. 本書では, 以降, (2.10) 式を使って波動を表すことにする.

■ p.18, (2.12) 式 式で r が落ちているのを修正

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} (r\psi) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (r\psi) \quad (2.12)$$

■ p.23, 図 2.11

左図 (a) 中の時計回りの矢印と θ を消去

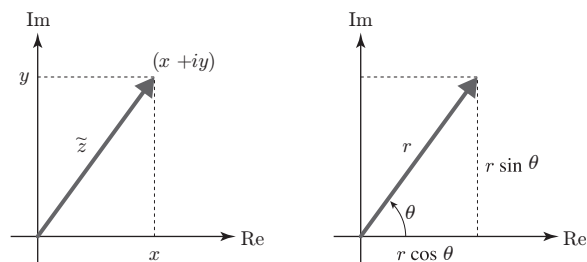


図 2.11 (a) 複素平面直交座標

(b) 極座標 (r, θ)

■ p.24, 図 2.12 (左)

図中の時計回りの矢印

【旧】 $\theta \rightarrow$ 【改】 $-\theta$

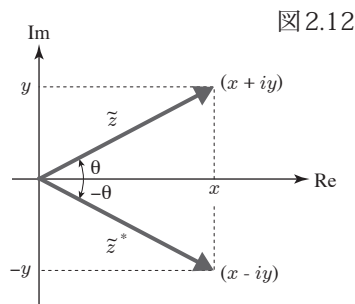


図 2.12

$$\tilde{z} = (x + iy) = r(\cos \theta + i \sin \theta)$$

$$\tilde{z} = re^{i\theta} = r(\cos \theta + i \sin \theta)$$

複素共役 \rightarrow 全ての i を $-i$ で置き換える

$$\tilde{z}^* = (x + iy)^* = (x - iy) = r(\cos \theta - i \sin \theta)$$

$$\tilde{z}^* = re^{-i\theta} = r(\cos \theta - i \sin \theta)$$

■ p.31, 4 行目~12 行目, 図 2.15

p.31 中央の式に合わせて図 2.15 および解説文中の変数の記述を修正: $dx, dy, dz \rightarrow d$

ここでは、一辺が d の立方体の小箱に対する x 軸方向の流れに注目しよう。位置 x における流入量を $A_x(x)$, $x + d$ における流出量を $A_x(x + d)$ とすると、その差 $A_x(x + d) - A_x(x)$ は x 軸方向の流量の増分に相当する。ここで、 $A_x(x + d) - A_x(x)$ を距離 d で割り、 $d \rightarrow 0$ ととると、

$$\lim_{d \rightarrow 0} \frac{A_x(x + d) - A_x(x)}{d} = \frac{\partial A_x}{\partial x}$$

となり、これが座標 x における流量の増分となる。
同様に、 y 軸方向、 z 軸方向の流量の増分も求めてすべて合計すると、(2.38) 式にたどりつく。つまり、 $\nabla \cdot \mathbf{A}$ は、座標 (x, y, z) にある無限小の小箱からのベクトル場 \mathbf{A} の湧き出しを意味している。

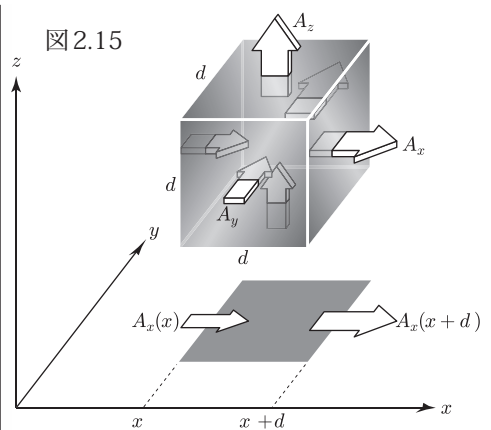


図 2.15

■ p.38, (2.49) 式 符号修正 (マイナスを消去)

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (2.49)$$

■ p.38, (2.51) 式 1 行目 符号修正 (2 式目: マイナスを消去, 3 式目: マイナスを付加)

$$B_x(z, t) = \int \frac{\partial E_y}{\partial z} dt = -\frac{E_{0y}\omega}{c} \int \sin \left[\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) + \delta \right] dt$$

$$= \frac{1}{c} E_{0y} \cos \left[\omega \left(t - \frac{z}{c} \right) + \delta \right] \quad (2.51)$$

■ p.40, 下から 6 行目 【旧】 パワーと考えるよ。 \rightarrow 【改】 パワーと考えるとよい。

■ p.44, 5 行目 【旧】 E_x が進むか, E_y が遅れるかして, \rightarrow 【改】 E_y が進むか, E_x が遅れるかして,

■ p.48, 下から 5 行目 文中式を修正 $(I \propto |E_{tx}|^2)$

■ p.48, 下から 2 行目

【旧】 グラン・テーラープリズム (Glan-Taylor Prism) \rightarrow 【改】 グラン・テーラープリズム (Glan-Taylor prism)

■ p.49, 図 2.30 右図 差し替え

※常光, 異常光の進み方を修正.

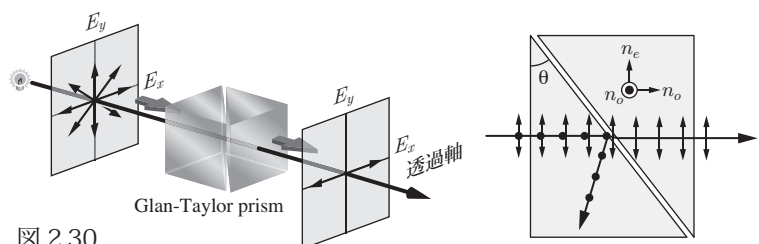
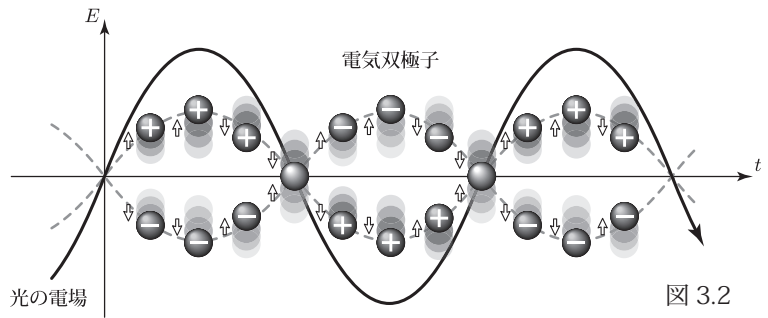


図 2.30

■ p.51, (2.77) 式 イコールを挿入

$$R(-\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (2.77)$$

■ p.56, 図 3.2 電気双極子の +/- の向きと電場の符号の向きが逆なのを修正



■ p.76, 9 行目 「句点」 → 「読点」

【旧】 ϵ_2 も 0 であり.

【改】 ϵ_2 も 0 であり,

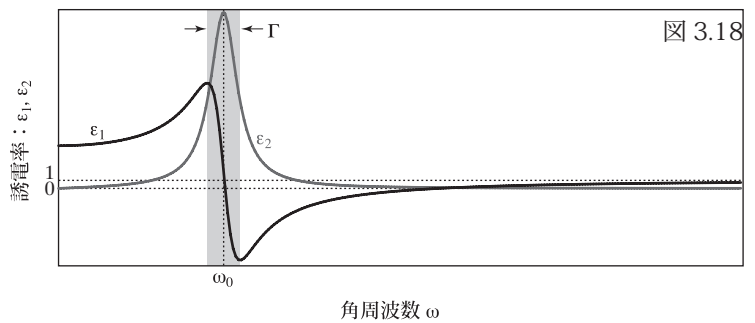
■ p.76, 10 行目

【旧】 ϵ_1 が大きくなると n も大きくなるのが理解できる.

【改】 n が大きくなると ϵ_1 も大きくなるのが理解できる.

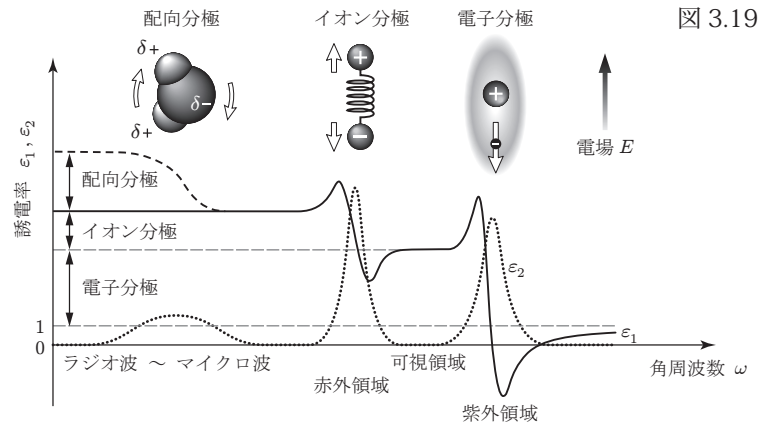
■ p.77, 図 3.18 差し替え

※高角周波数側で ϵ_1 が 1 に漸近するスペクトル形状を明示的に描くようにした.



■ p.78, 図 3.19

電気双極子の +/- の向きと電場の符号の向きが逆なのを修正



■ p.100, 10 行目

【旧】 θ_r と直交する方向に振動する.

【改】 透過光と直交する方向に振動する.

■ p.107, (4.25) 式

添え字を (A.36) 式, (A.37) 式に合わせる.

$$r_p = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)}, \quad r_s = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (4.25)$$

■ p.110, 3 行目

【旧】 水 ($n_{water} = 1.33$) / 空気 ($n_{air} = 1.0$) 界面で

【改】 水 ($n_{water} \approx 1.335$) / 空気 ($n_{air} = 1.0$) 界面で

■ p.110, 13 行目

【旧】 水 / 空気界面の臨界角は, $\theta_c = \sin^{-1}(n_{air}/n_{water}) = 48.75^\circ$ である.

【改】 水 / 空気界面の臨界角は, $\theta_c = \sin^{-1}(n_{air}/n_{water}) \approx 48.75^\circ$ である.

■ p.110, 図 4.29(a) 本文 p.110, 1.13 の変更に合わせて.

【旧】 臨界角: $\theta_c = 48.75^\circ \rightarrow$ 【改】 臨界角: $\theta_c \approx 48.75^\circ$

■ p.114, 図 5.2 y 軸, z 軸を書き足して座標定義を明らかにした.

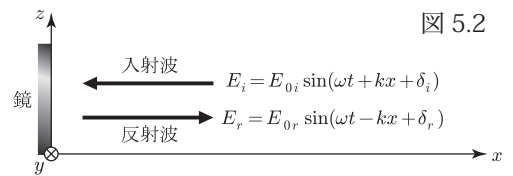


図 5.2

■ p.114, 下から 5 行目

【旧】 E_r は E_i に等しい. \rightarrow 【改】 E_{0r} は E_{0i} に等しい.

■ p.114, 14 行目 ~ p.115, 6 行目 式の修正とそれに伴う説明内容の修正

と表すことにする. ただし, $E_{0r}, E_{0i} > 0$ とし, E_i, E_r は z 軸方向にとる. 鏡表面の法線方向から入射された E_i は鏡表面 ($x = 0$) で反射され, 反射光 E_r は入射光 E_i と同じ光路を逆進する (図 5.2). このとき, 鏡の右側の全ての点で, 左方向に進む E_i と右方向に進む E_r が同時に存在することになる.

鏡に用いられる金属は (3.9) 式で示した電場遮蔽効果により, 金属表面における電場の接線成分 (z 軸成分) は常にゼロである. すなわち, 任意の時刻 t において, $E_{0i} \sin(\omega t + \delta_i) + E_{0r} \sin(\omega t + \delta_r) = 0$ となり, そのためには $E_{0r} = E_{0i}$, $\delta_r = \delta_i + \pi$ が成り立たなくてはならない. これは, 入射光が鏡表面で固定端反射し, 反射光の位相が π ずれることを意味している. また, 入射光の初期位相を $\delta_i = 0$ としても観測開始時刻 $t = 0$ がずれるだけで一般性は失われな

く改ページ
め, $\delta_i = 0$, $\delta_r = \delta_i + \pi = \pi$ と置いてよい. これらの条件から, 鏡面反射における入射光と反射光の合成波形 E は,

$$\begin{aligned} E &= E_i + E_r = E_{0i} [\sin(\omega t + kx) + \sin(\omega t - kx + \pi)] \\ &= E_{0i} [\sin(\omega t + kx) - \sin(\omega t - kx)] \end{aligned} \quad (5.8)$$

と表すことができる. 三角関数の恒等式

$$\sin \alpha - \sin \beta = 2 \sin \frac{1}{2}(\alpha - \beta) \cos \frac{1}{2}(\alpha + \beta)$$

■ p.115, (5.9) 式 成分を明記

$$E_z(x, t) = 2E_{0i} \sin kx \cos \omega t \quad (5.9)$$

■ p.117, (5.10) 式 ~ (5.11) 式 成分を明記

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial t} \quad (5.10)$$

(5.10) 式に (5.9) 式を代入して, t について積分すると,

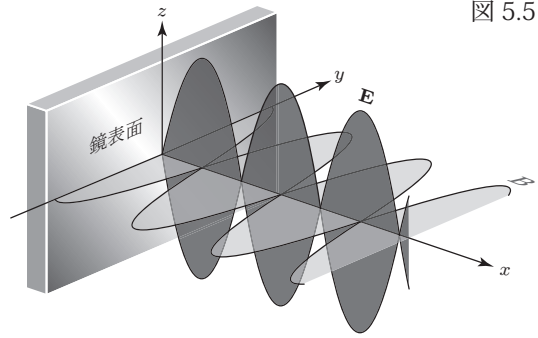
$$\begin{aligned} B_y(x, t) &= \int \frac{\partial E_z}{\partial x} dt = 2E_{0i} k \cos kx \int \cos \omega t dt \\ &= \frac{2E_{0i} k}{\omega} \cos kx \sin \omega t \end{aligned}$$

となる. ここで, $E_{0i} k / \omega = E_{0i} / c = B_{0i}$ を使って式を整理すると,

$$B_y(x, t) = 2B_{0i} \cos kx \sin \omega t \quad (5.11)$$

■ p.118, 図 5.5 座標を修正

図 5.5



■ p.126, 15 行目 (5.23) 式の後 【旧】 $z \ll d \rightarrow$ 【改】 $z \gg d$

■ p.138, 図 5.19

【旧】 図中の "v" (英文字バイ)

【改】 "v" (ギリシャ文字ニュー)

■ p.141, 図 5.21

E_r のカッコが短すぎる

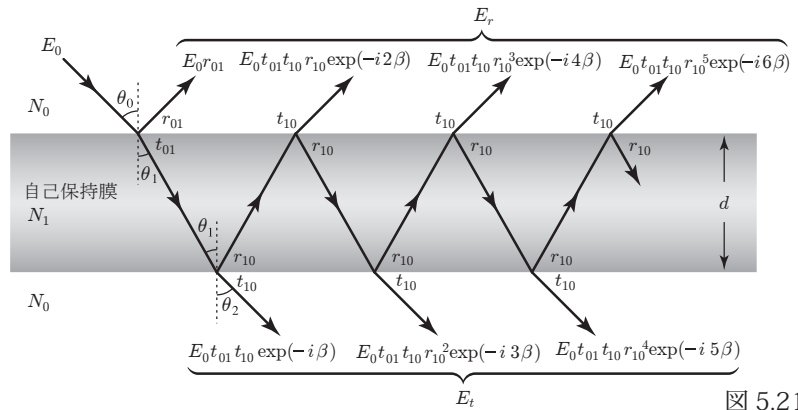


図 5.21

■ p.148, (5.58) 式

右辺第 1 項の分母の符号訂正

$$R_{AR} = \frac{r_{01}^2 + r_{12}^2 - 2r_{01}r_{12}}{1 + r_{01}^2 r_{12}^2 - 2r_{01}r_{12}} = \frac{(r_{01} - r_{12})^2}{(1 - r_{01}r_{12})^2} = 0 \quad (5.58)$$

■ p.156, 下から 1 行目~ p.157 1.5 (6.1) 式 (6.1) 式を球面波に修正, 解説文を式に合わせて修正.

$$\Delta u = a \Delta \sigma \frac{\exp [i(\omega t - kr)]}{r} \quad (6.1)$$

と書くことができる. ただし, r は P と Q の距離 \overline{PQ} で, a は 1 次波に対する 2 次波の振幅比を表す定数である. 点 P が Σ 上のどこにあっても, 2 次波は同位相で放射され, その振幅は r^{-1} に比例して減衰するので, 点 Q に到達する

<改ページ>

波動の位相は $\varphi(r, t) = (\omega t - kr)/r$ と表せる. フレネルは, 1 次波と 2 次波の進行方向がなす角 θ によって 2 次波の強度が決まるとして, 同一方向 ($\theta = 0^\circ$) で最大値 1, 逆方向 ($\theta = 180^\circ$) で 0 になる傾斜因子 (inclination factor) と呼ばれる関数 $K(\theta)$ を仮定した. (6.1) 式は, $K(\theta)$ を加えて次のように書き換えられる.

■ p.159, 15 行目 近似式の右辺第 3 項の符号修正

$$\sqrt{1+x} \approx 1 + (x/2) - (x^2/8) + \dots$$

■ p.159, (6.7) 式 3 行目, 第 3 項の分母 【旧】 $2z \rightarrow$ 【改】 z , 2 行目, 3 行目の最後の "+" を符号修正

$$\begin{aligned} r &= z \sqrt{1 + \left(\frac{x_2 - x_1}{z}\right)^2 + \left(\frac{y_2 - y_1}{z}\right)^2} \\ &\approx z + \frac{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2}{2z} - \dots \\ &= z + \frac{x_2^2 + y_2^2}{2z} - \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2}{z} + \frac{x_1^2 + y_1^2}{2z} - \dots \end{aligned} \quad (6.7)$$

■ p.170 (6.32) 式 係数を修正 (値が2倍)

$$\Delta\theta_h = 1.04\frac{\lambda}{a}, \quad \Delta\theta_0 = 2.44\frac{\lambda}{a} \quad (6.32)$$

■ p.175 l.8

【旧】 後側焦点面のある点光源列 → 【改】 後側焦点面に並んだ点光源列

■ p.177 図 6.23 キャプション 【旧】 ハレーション → 【改】 フレア

■ p.180 図 6.25 キャプション 【旧】 ハレーション → 【改】 フレア

■ p.189 l.8

【旧】 すなわち, 入射光が B で反射された瞬間の波面 \overline{AB} が C まで進む距離 \overline{AC} から, 反射光の波面 \overline{BD} の D から実際の反射位置 C までの距離差 \overline{DC} を引いたものが光路差になるので,

【改】 すなわち, 入射光の波面 \overline{AB} が C まで進む距離 \overline{AC} から, B における反射光波面 \overline{BD} と C における反射光波面の距離差 \overline{DC} を引いたものが光路差になるので,

■ p.193 l.7

【旧】 すなわち, 古典的な振動子モデルでは, 低角周波数側で放射強度が発散してしまい, 現実の放射分布と合わないものである.

【改】 すなわち, 古典的な振動子モデルでは, 高角周波数側で放射強度が発散してしまい, 現実の放射分布と合わないものである (レイリー・ジーンズ (Rayleigh-Jeans) の式).

■ p.194 (A.6) 式の右辺の分母 シングルコーテーション不要

【旧】 t' → 【改】 t

■ p.196 (A.14) 式 2 行目後半の $\exp\{\}$ 内の符号訂正

$$\begin{aligned} \langle \exp(i\omega t) \rangle_T &= \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \exp(i\omega t) dt = \frac{1}{i\omega T} \exp(i\omega t) \Big|_{t-T/2}^{t+T/2} \\ &= \frac{1}{i\omega T} \left[\exp\left\{i\omega\left(t + \frac{T}{2}\right)\right\} - \exp\left\{i\omega\left(t - \frac{T}{2}\right)\right\} \right] \end{aligned}$$

■ p.198 $R(\alpha)$, $R(-\alpha)$ に関する式 イコールを挿入

$$R(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}, \quad R(-\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$$

■ p.205 (A.57) 式 2 行目

【旧】 I_r → 【改】 I_t

$$\therefore I_t = I_0 \frac{(1 - r_{01}^2)^2}{(1 + r_{01}^4) - 2r_{01}^2 \cos 2\beta} \quad (A.57)$$

■ p.206 下から 1 行目

【旧】 t_{012} が求めることができる.

【改】 t_{012} を求めることができる.

■ p.210 下から 3 行目 「・・・振幅が発散してしまうことになる。」の後に次を挿入.

【改】 そのため，2つの異なる光学定数定義を混用してはならず，明確に区別して使用する必要がある.

以上

平成 24 年 1 月 30 日

著者 大津元一・田所利康

※「光学入門」のお問い合わせは，出版元の朝倉書店までお願いいたします.

〒 162-8707 東京都新宿区新小川町 6-29

株式会社 朝倉書店

電話 03 (3260) 0141 (代表)

FAX 03 (3260) 0180