

波動光学の風景

ミ ー 散 乱 編 (1)

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、2013 年 2 月号から 2013 年 8 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、ミー散乱の場の基本的な表式を導く。

ミー散乱モデルの標的粒子は、一様で等方的な材料からなる球体である。入射光は直線偏光の平面波である。粒子の大きさを無視しないモデルとしては最も単純なモデルであろう。しかし、透明材料に限らず、光吸収性の媒質や金属にも適用できること、直線偏光の組み合わせで光の多様な状態を表せることなどから、基礎としての一般性は高く、さまざまな現象を理解するための基礎ともなっている。

既刊の散乱編では、電磁場のポテンシャルとヘルツベクトルを紹介した。本編ではその延長として、デバイポテンシャルを導く。デバイポテンシャルは、ヘルムホルツ方程式をそれぞれ満たす 2 つのスカラー関数であり、入射光の場と標的球面の境界条件から見通しよく求めることができる。電磁場はデバイポテンシャルを微分して導くことができる。このように、デバイポテンシャルは便利で有用だが、やや抽象的ではある。そこで、マクスウェル方程式の球座標表現からの直接的な導出と、ヘルツベクトルの一例としての導出を示した。異なる道筋が同じ地点に至ることを見ると、土地勘を得やすい。背景の中に道筋を位置づけ、納得しながら理解できるのではないかと思う。

ミー散乱の理論には、特殊関数と呼ばれる一連の関数の幾つかが登場する。これらは、通常は物理数学や応用数学などの科目で系統的に扱われるため、光散乱関係の文献では読者に既知であることを前提とした説

明が多い。しかし、本編ではこれらの予備知識を持たない初学者を想定し、ミー散乱の理論に直接関係する範囲に限定して、数式の導出やその背景にある考え方、数式展開の方法などを丁寧に説明した。物理数学に堪能な読者には冗長な記述が多いかと思うが、本書の性格としてご理解いただきたい。

ミー散乱で登場する関数は、ミー散乱に限らず、球対称な系の振動や波動、拡散、散乱等の現象に付随してしばしば現れる代表的な特殊関数である。幅広く登場する関数として有用であると共に、特殊関数について系統的に学ぶ前の準備としても効果的であろう。特殊関数は個々の応用のために研究された関数が後に一般化され、体系づけられ、整理されたものという性格もあるからである。

ミー散乱は雲や霧などの気象に関わる光学現象、リモートセンシング、微小な液滴や粉体の計測、生体組織に関わる光学現象、近接場光学、光拡散部材の光学特性など、幅広い分野で重要な基本的知見の一つとされている。本編がそうした分野に関心のある読者の参考になればたいへん幸いである。

なお、本編で散乱光の場の具体的な表式に到達できているので、原理的には問題は解けている。しかしながら、ある程度の寸法の標的球に対して具体的な計算をしようとする、数値計算としての収束性や計算精度の観点からはまだ多くの場合に不十分である。続編の「ミー散乱編 (2)」では、漸化式など実際の計算をするために必要な基本的な手法や計算例を紹介するので、興味のある読者には併せてご利用いただきたい。

第 91 回	93.	球座標でのマクスウェル方程式
第 92 回	94.	デバイポテンシャル
第 93 回	95.	ヘルツベクトルとの関係
第 94 回	96.	球面調和関数
第 95 回	97.	球ベッセル関数
第 96 回	98.	平面波のデバイポテンシャル
第 97 回	99.	ミー散乱

波動光学の風景……◆91

93. 球座標でのマクスウェル方程式

一様な球状物体による平面波の散乱をマクスウェル方程式で扱ったモデルがミー散乱である。雲や霧や煙、あるいは微粒子の分散した溶液など、幅広い対象に適用される。ミー散乱の理論には、球面調和関数や球ベッセル関数などの特殊関数が登場するが、必要な範囲の数式を導きながらゆっくり見ていくことにする。本章ではまず、マクスウェル方程式を球座標で記述してみる。

ミー散乱のモデルを図 93-1 に示す。屈折率 n_1 の透明な媒質中に、複素屈折率 n_2 の媒質で形成された半径 a の球形の物体があるとする。どちらの媒質も等方的で一様な非磁性の媒質であるとする。球の中心に座標原点を置く。入射光は単色で、 x 軸方向に電場が振動し、 z 軸方向に進行する直線偏光の一様な平面波とする。場の時間発展は位相因子 $\exp(-i\omega t)$ で表すものとする。

与えられた入射平面波の場に対して、球面で境界条件

を満たすように、散乱波、球内部の波を求めることが必要である。そこで、場の方程式や入射波を見通しよく表すため、球座標を用いることにする。

球座標 (r, θ, φ) と直交座標 (x, y, z) は、

$$x = r \sin \theta \cos \varphi \quad (93-1)$$

$$y = r \sin \theta \sin \varphi \quad (93-2)$$

$$z = r \cos \theta \quad (93-3)$$

で関係づけられる。また、ベクトルを表現するための基底ベクトルは、 $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ の代わりに、

$$\mathbf{e}_r = \sin \theta \cos \varphi \mathbf{e}_x + \sin \theta \sin \varphi \mathbf{e}_y + \cos \theta \mathbf{e}_z \quad (93-4)$$

$$\mathbf{e}_\theta = \cos \theta \cos \varphi \mathbf{e}_x + \cos \theta \sin \varphi \mathbf{e}_y - \sin \theta \mathbf{e}_z \quad (93-5)$$

$$\mathbf{e}_\varphi = -\sin \varphi \mathbf{e}_x + \cos \varphi \mathbf{e}_y \quad (93-6)$$

を使う。図 93-2 にこれらの関係を示す。

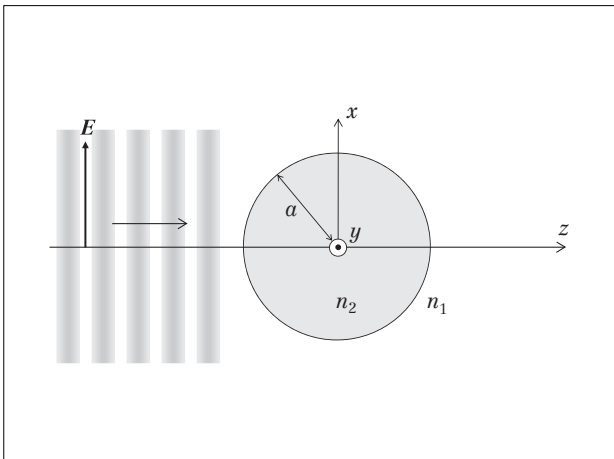


図 93-1 ミー散乱のモデルと座標系

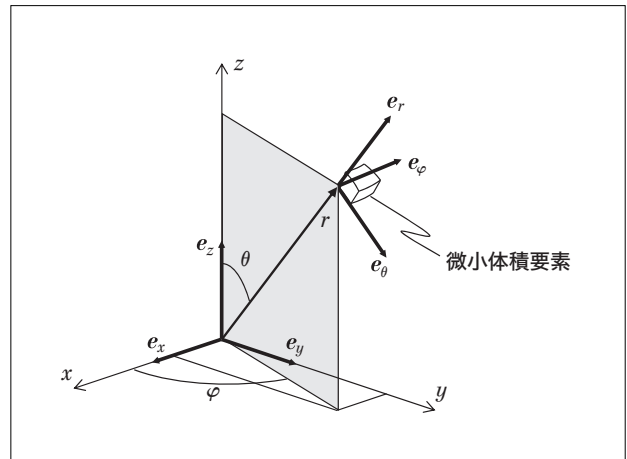


図 93-2 球座標の基底ベクトルと微小体積要素

波動光学の風景……◆92

94. デバイポテンシャル

時間発展が位相因子 $\exp(-i\omega t)$ で表される電磁場のマクスウェル方程式を球座標（球座標 r, θ, ϕ と直交座標 x, y, z 座標の関係を図 94-1 に示す）で表示すると、前章で見たように、

$$-i\omega\epsilon E_r = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta H_\phi)}{\partial \theta} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H_\theta}{\partial \phi} \quad \text{再掲 (93-38)}$$

$$-i\omega\epsilon E_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H_r}{\partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r H_\phi)}{\partial r} \quad \text{再掲 (93-39)}$$

$$-i\omega\epsilon E_\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial(r H_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \theta} \quad \text{再掲 (93-40)}$$

$$i\omega\mu_0 H_r = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta E_\phi)}{\partial \theta} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_\theta}{\partial \phi} \quad \text{再掲 (93-41)}$$

$$i\omega\mu_0 H_\theta = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_r}{\partial \phi} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r E_\phi)}{\partial r} \quad \text{再掲 (93-42)}$$

$$i\omega\mu_0 H_\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial(r E_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \quad \text{再掲 (93-43)}$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 E_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta E_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial E_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad \text{再掲 (93-44)}$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 H_r)}{\partial r} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta H_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H_\phi}{\partial \phi} = 0 \quad \text{再掲 (93-45)}$$

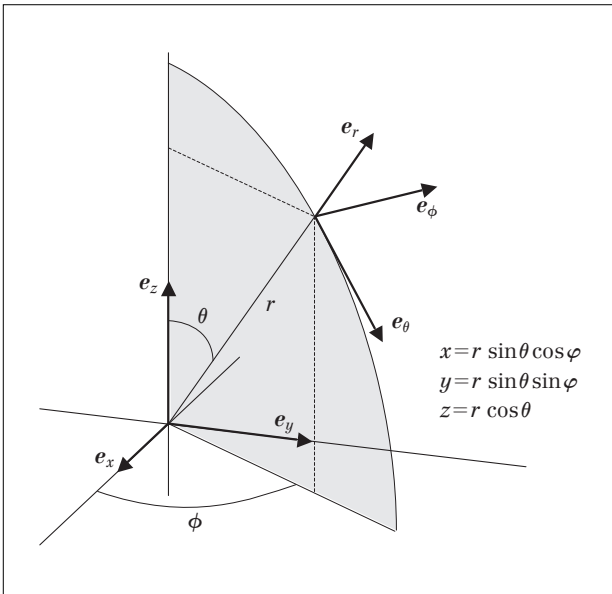


図 94-1 球座標

となる。

これらは、 $E_r, E_\theta, E_\phi, H_r, H_\theta, H_\phi$ の 6 つの関数の連立微分方程式であり、それぞれが相互に絡まり合って複雑な関係になっている。しかし、以下で見るように、付加条件として $H_r = 0$ を満たす解 (TM 波) と、 $E_r = 0$ を満たす解 (TE 波) とが存在する。そして、それらの和として必要な解を表すことができる。こうした付加条件を課して解を求めることができるため、解を見通しよく求めることができる¹⁾。

まず TM 波 (transverse magnetic wave あるいは electric wave), すなわち

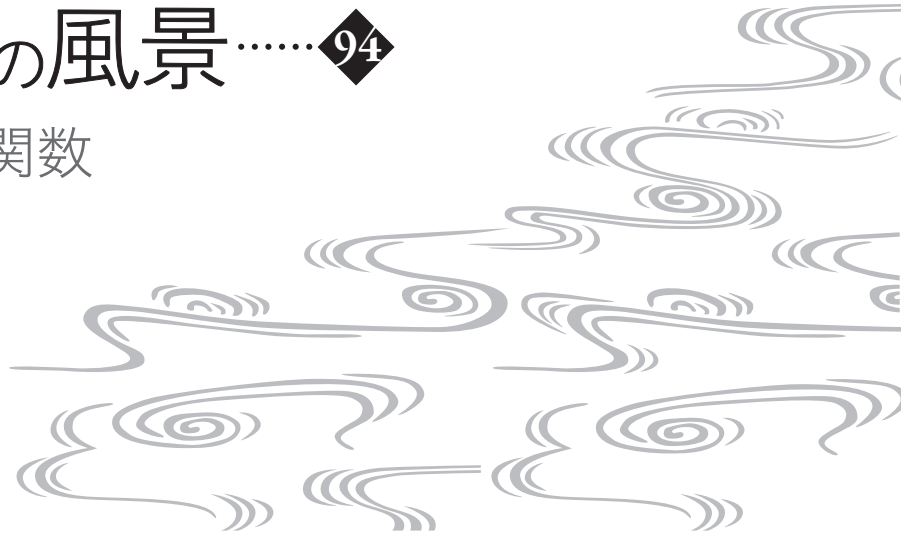
$$H_r = 0 \quad (94-1)$$

の場合を考える。

このときのマクスウェル方程式を改めて並べて書く
と、

波動光学の風景……◆94

96. 球面調和関数



ミー散乱（一様媒質の球による平面波の散乱）を扱うことなどを想定して、マクスウェル方程式を球座標で記述したところ、デバイポテンシャル Π に対するヘルムホルツ方程式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2(r\Pi)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \varphi^2} + k^2 \Pi = 0 \quad (96-1)$$

が導かれた [必要なら第 94 章の式(94-54), あるいは第 95 章の式(95-58)を参照]。式(96-1)は、ラプラシアン (∇^2) を使うと $\nabla^2 \Pi + k^2 \Pi = 0$ と書くこともできる。この方程式の解を変数分離法で求めるために、3 つの関数の積の形の解

$$\Pi(r, \theta, \varphi) = R(r) \Theta(\theta) \Phi(\varphi) \quad (96-2)$$

を仮定すると、各関数 R, Θ, Φ は、定数 α, β で関係づけられた 3 つの常微分方程式

$$\frac{d^2(rR)}{dr^2} + \left(k^2 - \frac{\alpha}{r^2} \right) rR = 0 \quad (96-3)$$

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(\alpha - \frac{\beta}{\sin^2 \theta} \right) \Theta = 0 \quad (96-4)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\varphi^2} + \beta \Phi = 0 \quad (96-5)$$

を解く問題に帰着した [必要なら第 94 章, 式(94-62)~(94-64)を参照]。導かれる解はラプラス演算子 (∇^2) の固有関数であり、漏れなく求めれば直交完全基底を構成

する。すなわち、任意の解は式(96-2)の形の解の線形結合として表せる。本章では、関数 Φ と Θ を求め、次章で関数 R を求める。

まず、式(96-5)を解くと、 a, b を任意定数とする一般解

$$\Phi(\varphi) = \begin{cases} a + b\varphi & (\beta = 0) \\ a \cos(\sqrt{\beta} \varphi) + b \sin(\sqrt{\beta} \varphi) & (\beta \neq 0) \end{cases} \quad (96-6)$$

が得られる。関数 Π が空間座標の 1 価関数である必要性から、関数 Φ に周期条件

$$\Phi(\varphi + 2\pi) = \Phi(\varphi) \quad (96-7)$$

を課すると、 β は整数 m を使って

$$\beta = m^2 \quad (m \in \text{integer}) \quad (96-8)$$

と表せることが必要であることが分かる。そこで、 $0 \leq m$ として、式(96-5)の解を、

$$\Phi(\varphi) = a_m \cos(m\varphi) + b_m \sin(m\varphi) \quad (96-9)$$

と表す。式(96-9)は、 $\beta = 0$ の場合も含む [式(96-6)の $\beta = 0$ の式に周期条件を課すと $b = 0$ となり、 $m = 0$ の場合がこれに対応する]。なお、 $\Phi(\varphi) = \exp(im\varphi)$ として負の m を考える流儀もあり、場の角運動量に注目するような問題ではその方が便利な場合が多い。

次に Θ が満たすべき方程式を求めるため、式(96-8)を式(96-4)に代入すると、

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} \left(\sin \theta \frac{d\Theta}{d\theta} \right) + \left(\alpha - \frac{m^2}{\sin^2 \theta} \right) \Theta = 0 \quad (96-10)$$

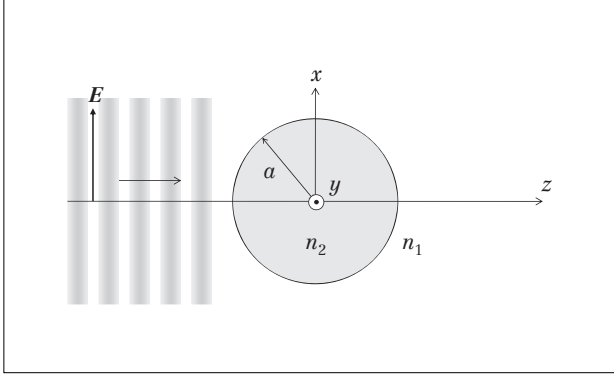


図 98-1 ミー散乱のモデルと座標系

$$E = \begin{cases} E^{(i)} + E^{(s)} & (a \leq r) \\ E^{(w)} & (r < a) \end{cases} \quad (98-5)$$

$$H = \begin{cases} H^{(i)} + H^{(s)} & (a \leq r) \\ H^{(w)} & (r < a) \end{cases} \quad (98-6)$$

のように表されるものとする [第 93 章, 式(93-55), (93-56) 参照]。ただし, 右肩の添え字(i)は入射光の場合, (s)は散乱光の場合, (w)は球内部の光の場をそれぞれ表すものとする。これらの場を導くデバイポテンシャルを, それぞれの領域で式(98-2)の形で表し, 媒質境界面 (半径 a の球面) で電磁場の境界面内方向成分が連続になるように, 未知定数 a_m, b_m および c_l, d_l を定めれば, 全体の解が求まる。基本的にはそのような方針で導出を進める。

まず, 入射光の場について, 未知定数を求める。入射光の電場は,

$$E^{(i)}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} E_x^{(i)} \\ E_y^{(i)} \\ E_z^{(i)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_0 \exp(ikz) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (98-7)$$

で表されるものとする。このとき, 電場の r 成分と磁場の r 成分は,

$$E_r^{(i)} = E_0 \sin \theta \cos \varphi \exp(ikr \cos \theta) \quad (98-8)$$

$$H_r^{(i)} = \frac{n_1}{Z_0} E_0 \sin \theta \sin \varphi \exp(ikr \cos \theta) \quad (98-9)$$

で与えられる [第 93 章, 式(93-49), (93-52)参照]。電磁場の θ, φ 成分もあるが, 未知定数を求めるためには

r 成分だけで十分なので, これらを使うことにする。

入射光のデバイポテンシャルを ${}^e\Pi^{(i)}, {}^m\Pi^{(i)}$ とすると, 電場と磁場の r 成分はそれぞれ

$$E_r^{(i)} = \frac{\partial^2 (r {}^e\Pi^{(i)})}{\partial r^2} + k^2 r {}^e\Pi^{(i)} \quad (98-10)$$

$$H_r^{(i)} = \frac{\partial^2 (r {}^m\Pi^{(i)})}{\partial r^2} + k^2 r {}^m\Pi^{(i)} \quad (98-11)$$

で与えられる [第 94 章, 式(94-46), (94-49)参照]。

関数 ${}^e\Pi^{(i)}$ を導くには, 式(98-10)の左辺に式(98-8)を代入して,

$$\begin{aligned} E_0 \sin \theta \cos \varphi \exp(ikr \cos \theta) \\ = \frac{\partial^2 (r {}^e\Pi^{(i)})}{\partial r^2} + k^2 r {}^e\Pi^{(i)} \end{aligned} \quad (98-12)$$

とする。この両辺を式(98-2)のような基本系で展開した形に変形し, 未知定数 a_m, b_m および c_l, d_l を定めれば ${}^e\Pi^{(i)}$ が求まる。

まず, 左辺を基本系で展開する。左辺の φ 依存性は $\cos \varphi$ の因子だけだから, a_m, b_m の内で a_1 以外は 0 である。一般性を失わずに $a_1 = 1$ とする。また, 原点が特異点にならないことから, d_l はすべての l について 0 である。したがって, 式(98-12)の左辺は,

$$\begin{aligned} E_0 \sin \theta \cos \varphi \exp(ikr \cos \theta) \\ = \sum_{l=0}^{\infty} c_l j_l(kr) P_l^1(\cos \theta) \cos \varphi \\ \Rightarrow E_0 \sin \theta \exp(ikr \cos \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} c_l j_l(kr) P_l^1(\cos \theta) \end{aligned} \quad (98-13)$$

という形に展開できるはずである。

ここで, このような形に展開するため, バウアーの公式 (Bauer's formula, Bauer formula)^{1)~4)}

$$\exp(i\rho \cos \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} i^l (2l+1) j_l(\rho) P_l(\cos \theta) \quad (98-14)$$

(補足 1 または 2 を参照) を用いる。

式(98-14)を式(98-13)の左辺の形に近づけるため, 両辺を θ で微分する。その準備のために, $P_l(\xi)$ の導関数を求めておく。ルジャンドルの陪関数の表式⁵⁾

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^e \Pi^{(i)} + r^e \Pi^{(s)}) = \frac{\partial}{\partial r}(r^e \Pi^{(w)}) \quad (99-18)$$

$${}^m \Pi^{(i)} + {}^m \Pi^{(s)} = {}^m \Pi^{(w)} \quad (99-19)$$

が満足されればよく、磁場については、式(99-5), (99-6)から分かるように、 $r=a$ において、

$$\frac{\partial}{\partial r}(r^m \Pi^{(i)} + r^m \Pi^{(s)}) = \frac{\partial}{\partial r}(r^m \Pi^{(w)}) \quad (99-20)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon({}^e \Pi^{(i)} + {}^e \Pi^{(s)}) &= \varepsilon_2 {}^e \Pi^{(w)} \\ \Rightarrow n_1^2({}^e \Pi^{(i)} + {}^e \Pi^{(s)}) &= n_2^2 {}^e \Pi^{(w)} \end{aligned} \quad (99-21)$$

が満足されればよい。これらに式(99-12)~(99-17)の表式を代入すると、係数 ${}^e A_l, {}^m A_l, {}^e B_l, {}^m B_l$ を決めるための式が得られる。

まず、 ${}^e \Pi$ にかかわる式(99-12), (99-14), (99-16)を式(99-18), (99-21)に代入すると、各 l に対応する項の係数が等しくなる必要があることから、

$$\begin{aligned} i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\partial}{\partial r} [r j_l(kr)]_{r=a} + {}^e B_l \frac{\partial}{\partial r} [r h_l^{(1)}(kr)]_{r=a} \\ = {}^e A_l \frac{\partial}{\partial r} [r j_l(k_2 r)]_{r=a} \end{aligned} \quad (99-22)$$

$$i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} n_1^2 j_l(ka) + {}^e B_l n_1^2 h_l^{(1)}(ka) = {}^e A_l n_2^2 j_l(k_2 a) \quad (99-23)$$

($l=1, 2, 3, \dots$) が得られる。

また、 ${}^m \Pi$ にかかわる式(99-13), (99-15), (99-17)を式(99-20), (99-19)に代入すると、各 l に対して、

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{k} i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{\partial}{\partial r} [r j_l(kr)]_{r=a} \\ + \frac{n_1}{k} {}^m B_l \frac{\partial}{\partial r} [r h_l^{(1)}(kr)]_{r=a} \\ = \frac{n_2}{k_2} {}^m A_l \frac{\partial}{\partial r} [r j_l(k_2 r)]_{r=a} \end{aligned} \quad (99-24)$$

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{k} i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} j_l(ka) + \frac{n_1}{k} {}^m B_l h_l^{(1)}(ka) \\ = \frac{n_2}{k_2} {}^m A_l j_l(k_2 a) \end{aligned} \quad (99-25)$$

($l=1, 2, 3, \dots$) が得られる。数式を見やすくするために、関数

$$\psi_l(\rho) = \rho j_l(\rho) \quad (99-26)$$

$$\xi_l^{(1)}(\rho) = \rho h_l^{(1)}(\rho) \quad (99-27)$$

を定義して使うと、式(99-22)~(99-25)から

$$i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \psi_l'(ka) + {}^e B_l \xi_l^{(1)'}(ka) = {}^e A_l \psi_l'(k_2 a) \quad (99-28)$$

$$i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} n_1 \psi_l(ka) + {}^e B_l n_1 \xi_l^{(1)}(ka) = {}^e A_l n_2 \psi_l(k_2 a) \quad (99-29)$$

$$i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \psi_l'(ka) + {}^m B_l \xi_l^{(1)'}(ka) = {}^m A_l \psi_l'(k_2 a) \quad (99-30)$$

$$\begin{aligned} i^{l-1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \frac{1}{n_1} \psi_l(ka) + {}^m B_l \frac{1}{n_1} \xi_l^{(1)}(ka) \\ = {}^m A_l \frac{1}{n_2} \psi_l(k_2 a) \end{aligned} \quad (99-31)$$

が得られる。ただし、 $k/n_1 = k_2/n_2$ などの関係を使って変形した。

散乱問題において、通常の興味の対象は散乱波である。すなわち、式(99-28), (99-29)から ${}^e A_l$ を消去して ${}^e B_l$ を求め、式(99-30), (99-31)から ${}^m A_l$ を消去して ${}^m B_l$ を求めればよい。数式は煩雑に見えるが、中学生が習う2元1次連立方程式と同じで、容易に求められる。すなわち、式(99-28)に $n_2 \psi_l(k_2 a)$ を乗じ、式(99-29)に $\psi_l'(k_2 a)$ を乗じて辺々引くと ${}^e A_l$ を消去できて、

$$\begin{aligned} {}^e B_l &= i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \\ &\times \frac{n_2 \psi_l'(ka) \psi_l(k_2 a) - n_1 \psi_l(ka) \psi_l'(k_2 a)}{n_2 \xi_l^{(1)'}(ka) \psi_l(k_2 a) - n_1 \xi_l^{(1)}(ka) \psi_l'(k_2 a)} \end{aligned} \quad (99-32)$$

が得られる。また、式(99-30), (99-31)から同様に

$$\begin{aligned} {}^m B_l &= i^{l+1} \frac{2l+1}{l(l+1)} \\ &\times \frac{n_2 \psi_l(ka) \psi_l'(k_2 a) - n_1 \psi_l'(ka) \psi_l(k_2 a)}{n_2 \xi_l^{(1)}(ka) \psi_l'(k_2 a) - n_1 \xi_l^{(1)'}(ka) \psi_l(k_2 a)} \end{aligned} \quad (99-33)$$

が得られる。これで係数 ${}^e B_l$ と ${}^m B_l$ が求まったので、散

■ 事項

	頁	カラム	行		頁	カラム	行
確定特異点	33	左	下 8	デバイポテンシャル	9	右	6
ガンマ関数	34	左	下 10	デバイポテンシャル	17	右	下 10
球座標	1	左	7	入射光の場合	6	左	下 4
球座標でのマクスウェル方程式	6	左	下 5	ノイマン関数	31	左	下 6
球ノイマン関数	32	左	6	バウアーの公式	40	右	下 7
球ベッセル関数	32	左	5	平面波	39	右	下 4
球面調和関数	25	左	下 12	ベッセル関数	31	左	下 6
境界条件	48	右	下 3	ベッセルの微分方程式	31	左	13
グリーン関数	14	左	下 9	ヘルツベクトル	17	左	5
初等関数	33	左	9	ヘルムホルツ方程式	12	右	下 13
真空のインピーダンス	51	右	13	ヘルムホルツ方程式	20	左	9
正規化	25	右	2	ヘルムホルツ方程式	22	左	3
正規直交基底	27	左	下 3	変数分離法	12	右	下 2
第 1 種球ハンケル関数	32	左	7	変数分離法	22	左	10
第 1 種球ベッセル関数	32	左	6	ミー散乱	47	右	下 6
第 1 種ハンケル関数	31	左	下 6	ラプラシアン	20	左	3
第 2 種球ハンケル関数	32	左	7	ルジャンドルの多項式	24	右	下 8
第 2 種球ベッセル関数	32	左	6	ルジャンドルの陪関数	24	右	18
第 2 種ハンケル関数	31	左	下 5	ルジャンドルの陪微分方程式	24	左	下 11
直交座標	1	右	4	ルジャンドルの微分方程式	24	左	下 10
直交性	25	右	2	レイリーの公式	43	左	10
TE 波	11	左	2	ローレンツ条件	16	右	下 3
TM 波	8	右	下 6	ロドリゲスの公式	24	右	下 10

■ 人名

	頁	カラム	行
Bessel	7	人物	下 3
Bessel	38	人物	12
Clebsh	38	人物	下 3
Debye	15	人物	1
Euclid	29	人物	17
Gauss	29	人物	16
Hesse	38	人物	14
Jacobi	7	人物	1
Jacobi	38	人物	9
Kirchhoff	38	人物	10
Lagrange	29	人物	15
Laplace	29	人物	15
Legendre	29	人物	1
Mie	52	人物	1
Neumann, C	38	人物	1
Neumann, F	7	人物	下 4
Neumann, F	38	人物	6
Richelot	38	人物	14
Sommerfeld	15	人物	10

■ 記号

	頁	カラム	行
div	3	右	4
grad	2	左	下 2
∇^2	5	左	下 3
rot	3	右	9

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 ミー散乱編 (1)

2014年9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, 2014

ISBN978-4-910636-19-1 C3042 ¥2600E

© Yoshinori Hongu 2014

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。