



Title	海中照度に及ぼす散乱光の影響
Author(s)	川名, 吉一郎; KAWANA, Kichiichiro
Citation	北海道大學水産學部研究彙報, 23(2), 82-93
Issue Date	1972-08
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/23472
Type	departmental bulletin paper
File Information	23(2)_P82-93.pdf



海中照度に及ぼす散乱光の影響

川名 吉一郎*

Effect of the Scattered Light on Underwater Irradiance

Kichihiro KAWANA*

Abstract

Underwater irradiances were measured in situ by a specially designed irradiance meter and compared with theoretical results.

The meter is able to measure the spectral irradiance distribution, which is separated every about 30 m μ interval in visible light region by interference filters. Desaturation of the band because of a large angle of incidence is avoided by a collimating tube placed between the filter and an irradiance plate, which limits the angle of incidence on the filter to 6°. An opal glass is attached in front of the irradiance plate so as to collect the light flux in accordance with cosine law.

An error in measurement of the downward irradiance remains less than a few percents, however in the case of upward measurement the error increases to almost 15% due to the surface of the glass, because it is not satisfactorily a perfect diffusing one.

Measurements were carried out at Funka Bay (42°-04'N, 141°-09'E) and distributions of spectral irradiance were obtained. The maximum transmittance in the distribution appeared near 500 m μ in every water depth and the light longer than 600 m μ decreased rapidly in the surface layer. The optical characteristics of this water may be regarded as a typical coastal water ranked seventh type according to Jerlov's classification which was made by means of spectral transmittances of downward irradiance.

With a simple model considering the second-order scattering, the pattern of the downward irradiance was theoretically obtained. In this calculation the volume attenuation coefficient and the volume scattering function were assumed as a constant from the surface layer to the deep layer.

The theoretical values were not necessarily the same with the measured values, and the difference in both values had a tendency to increase with depth. It will be necessary to consider multiple scattering more than the second-order, because the scattering phenomena in the sea are very complicated.

まえがき

大気中より海中に透過されてきた光エネルギーは海水や懸濁物等によって吸収、散乱されながら順次深い層へと伝播されてゆく。これら吸収された光や散乱光の変動は海中に於ける照度変動の原因となっているため、海中の照度を考える上で散乱光の大きさを求めることは基礎的な重要問題である。この散乱光は主として海水や懸濁粒子等の光学的特性、さらにまた入射光の進行方向によって左右さ

* 北海道大学水産学部北洋水産研究施設
(*Research Institute of North Pacific Fisheries, Faculty of Fisheries, Hokkaido University*)

れる。これら海水や懸濁粒子の光学的特性は光の波長によって変化し、また水塊や深さ等によっても大きく変化するが、さらに入射光の進行方向は時間的に太陽の高度や天候状況によって左右する。このように海中の光の変動は多くの複雑な要因によって支配されるため、海中照度の測定はできるだけ同一場所で短時間に行なわなければならない。この論文では波長幅を狭く分割した感度の良い照度計を用いて北海道南東部に位置する噴火湾で照度の測定を行い、一方測定された照度と同じ波長で測定した海水の体積散乱関数を用いて散乱光の強さの変動を理論的に求めた。そしてこれら現場に於ける海中照度の測定結果と理論的に算出した結果とを比較検討してみた。

測定方法及び測定結果

ここで使用した照度計は Fig. 1 に模式的に示した。受光部には光電子増倍管を用い、440~660 μ m の可視域を7枚の干渉フィルターによって約 30~40 μ m 間隔に分光させている。干渉フィルターの波長特性は Fig. 2 に示したが、フィルターの波長幅はそれぞれ 5~10 μ m の間にある。構造及び測定方法は太田¹⁾によってその詳細が報告されているので、それらのことについては省略し、著者が検討した精度について述べる。

受光面にはオパールガラスを使用して拡散面としているが、この面は必ずしも満足されうる完全拡

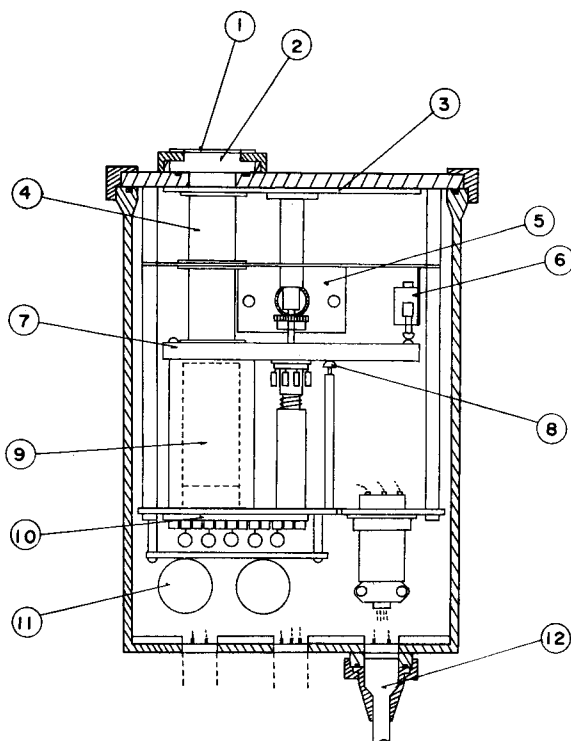


Fig. 1. Sectional diagram of the irradiance meter.

1. opal glass; 2. window of watertight enclosure; 3. apparatus for exchanging neutral filters; 4. collimating tube; 5. motor and gear system; 6. micro-switch; 7. apparatus for exchanging interference filters; 8. signal system; 9. photomultiplier tube; 10. resistores of photomultiplier tube; 11. silicagle; 12. capture

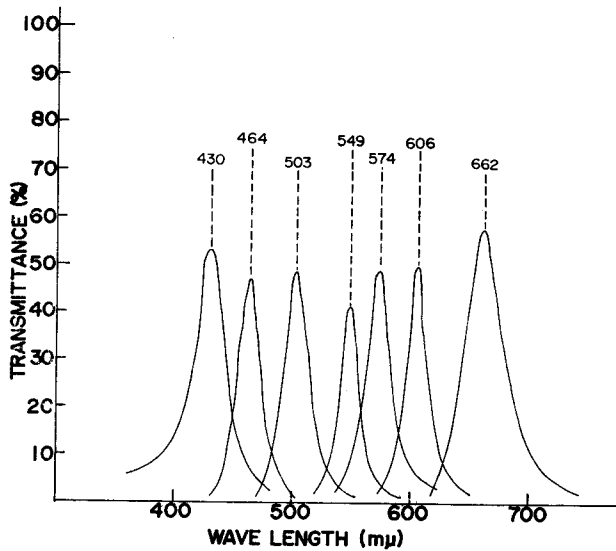


Fig. 2. Characteristic curves of wavelength for the interference filter used in the irradiance meter.

散面でないため、機構的に測定誤差を避けることができない。いま照度計の受光面に安定した平行光線を入射させ、その入射角を変えてみる。もし受光面が完全拡散面であるならば云う迄もなく受光面に直交する光に対する任意入射角 (θ) の相対感度は cosine law にしたがうはずである。Fig. 3 はこの測定結果を示したもので、白丸は実測値、実線が完全拡散面としたときの任意入射角 (θ) に対する相対感度曲線である。照度 E は輝度分布 $N(\theta, \phi)$ を (1) 式で数値積分することより求まる。

$$E = \sum \sum N(\theta, \phi) \cdot \cos \theta \cdot \Delta \omega \quad (1)$$

ここで $\Delta \omega$ は立体角である。そこで Tyler²⁾ がバンドオライエ湖で測定した輝度分布の測定結果を用いて、この受光面の測定誤差を算出した。それによると、太陽高度が 56.6° で海面からの深さが $4.24 m$ の所で、下向きの照度の測定値は実際の値よりもわずか 4.5% 少ない程度だが、上向きの照度については約 15.3% も少なく測定される傾向があった。上向きの光エネルギーを測定する時には上記の誤差を考慮する必要がある。

なお受光面からの光を干渉フィルターに直交させるために、円筒形のコリメーティング・チューブを挿入しているが、このチューブによって干渉フィルターの上面に達する光はフィルターの垂直軸に対して 6° 以内となった。

Fig. 4 及び Fig. 5 はそれぞれ噴火湾 ($42^\circ-04'N, 141^\circ-09'E$) に於ける下向き及び上向きの照度の測定結果である。いずれもそれぞれの波長に於ける海面直下の照度を 100% としたときの照度比を横軸に、測定深度を縦軸とっている図である。測定した日は雲の影響が少くない晴天でしかも波もおだやかな日であった。また測定時の太陽高度は 32.25° であった。測定の行なわれた海域は海岸線より約 6 マイルしか離れていない様な沿岸であり、水深も浅く約 $200 m$ 前後である。従って照度のスペクトル分布は典型的な沿岸のパターンとなり、表層から深い層を通じて最も透過率の大きな光は約 $550 m\mu$ の付近に存在し、 $600 m\mu$ 以上の長波長の光は海面近くの極く表層で吸収されてしまっている。Jerlov^{3),4)} は海中照度のスペクトル分布を光学的特性の異なる海域で測定した結果をもとにして、その透過率の違いを光学的な water type として大きく 2 つに分類している。即ち oceanic

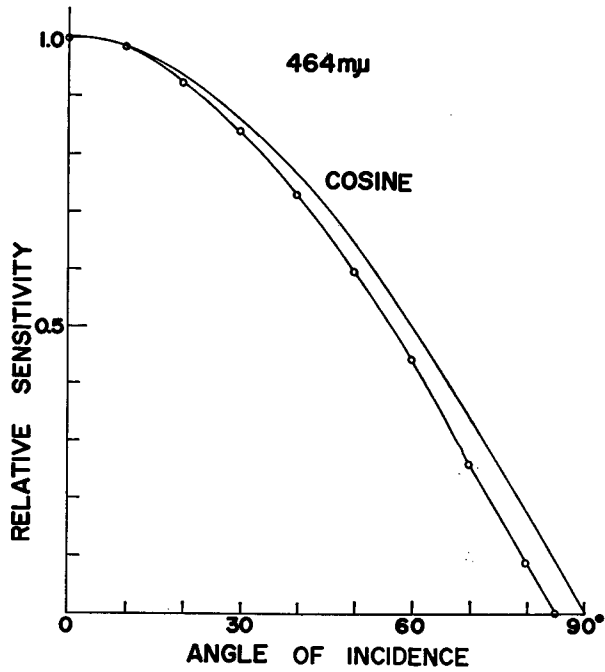


Fig. 3. Relative collector response versus angle of incidence for collector. The solid curve is a plot of $\cos \theta$ versus θ ; i.e., the response perfect cosine collector. The solid circles are the relative measured response of the collector.

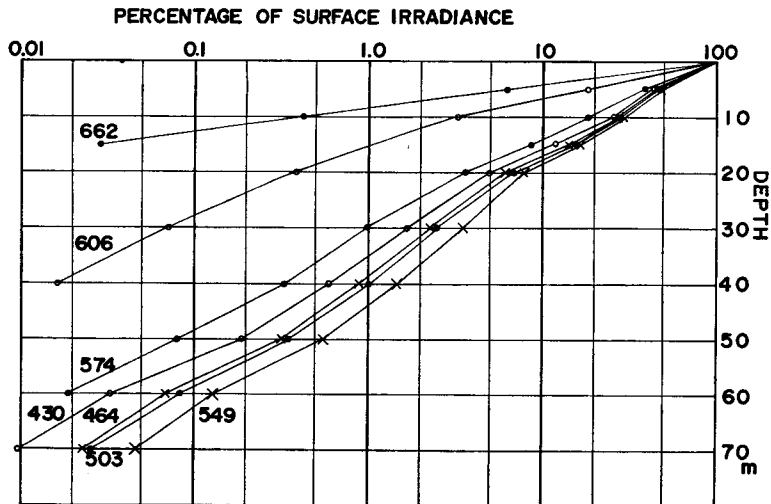


Fig. 4. Vertical distribution of downward irradiance in percent of surface irradiance, the numerical values in the figure show the wavelength in $m\mu$.

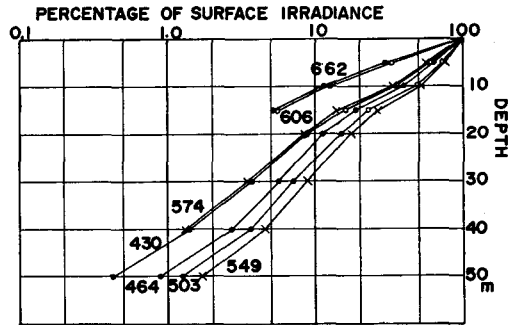


Fig. 5. Vertical distribution of upward irradiance in percent of surface irradiance, the numerical values in the figure show the wavelength in $m\mu$.

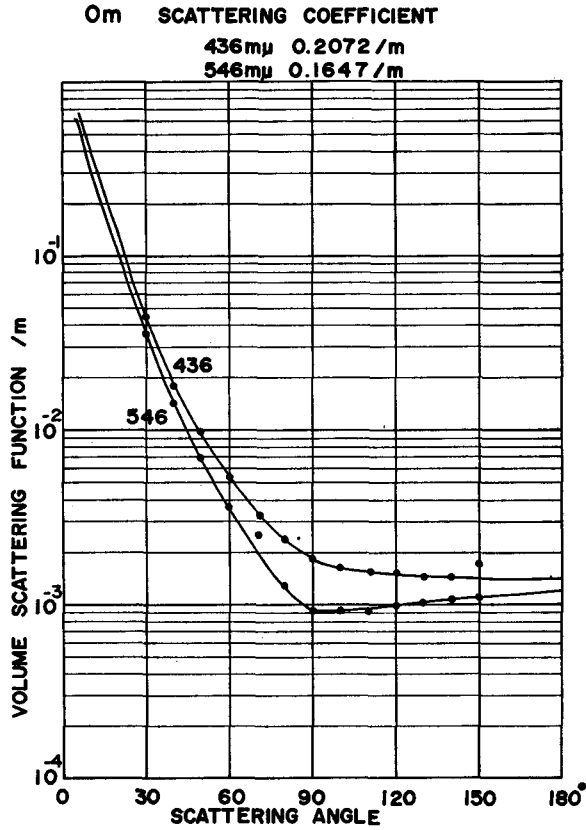


Fig. 6. Volume scattering function and total scattering coefficient for sampled water at 0 m, for peak wavelength 435 $m\mu$ and 546 $m\mu$. Solid circles show the measured values, solid lines indicate the calculated values.

type 及び coastal type である。この oceanic type を透過率の違いによってさらに 3 type にまた coastal type については 9 type にまで分類している。この Jerlov が分類した water type と比較してみると、噴火湾の光学的 water type は coastal type の 7-9 type の付近に相当している。

一方この測定の際同時に各層より採水を行ない、実験室に持ち帰り散乱計（島津製 PG-21 型）で体積散乱関数の測定を行なった。Fig. 6 は表層水の 436 m μ と 546 m μ の波長の体積散乱関数の対数値を縦軸に、散乱角を横軸にとって図示したもので、黒丸に測定値を示す。前方散乱については散乱関数 ($\beta(\theta)$) と散乱角 (θ) との間に (2) 式、一方後方散乱については (3) 式の実験式を仮定した⁹⁾。

$$\ln\beta(\theta) = A + B \cdot \theta + C \cdot \theta^2 \quad (2)$$

$$\ln\beta(\theta) = D + E \cdot \theta \quad (3)$$

ここで A, B, C, D, E はそれぞれ常数である。これらの常数は測定値から最小自乗法により決定した。体積散乱係数 (s) は (4) 式で示される。

$$s = 2\pi \int_0^\pi \beta(\theta) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \quad (4)$$

この体積散乱係数の算出にあたっては θ を 1° 間隔ごとにとって数値積分した。

Fig. 7 は体積散乱係数の垂直変化を示したもので、BT より読み取った水温の垂直分布を附記した。Fig. 7 から明らかなように、体積散乱係数と水温の垂直変化はやや一致した傾向がみられ、50 m 層まではほぼ一様である。このような傾向は、Fig. 4 及び Fig. 5 に示した下向き及び上向きの照度の垂直変化が波長ともほぼ直線に近いパターンを示した原因となったものであろう。

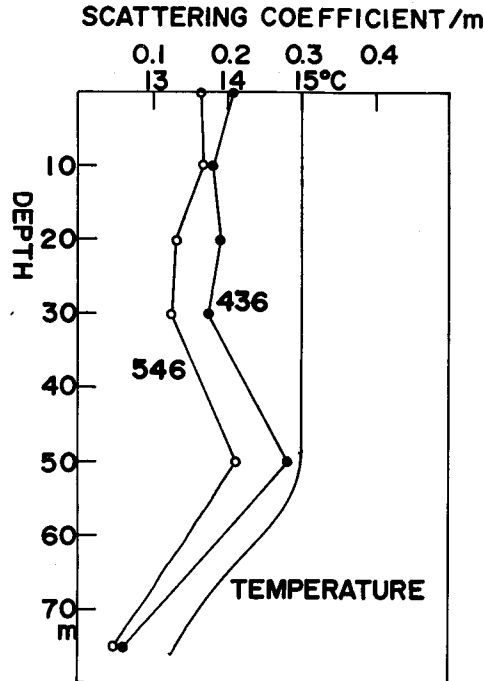


Fig. 7. Vertical distribution of temperature (solid line) and the scattering coefficient for peak wavelength 436 m μ (solid circles) and 546 m μ (open circles).

理論計算

海中照度の深さによる減衰のパターンは、既に多数の人々によって理論的に計算する試みがなされている。その中で比較的簡単でまた計算しやすいのは指向性のある1次散乱光を扱っている Jerlov⁶⁾の理論であろう。この理論を用いて杉森⁷⁾らは天頂方向、水平方向及び天底方向の輝度の計算を行なっている。この論文は理論的には Jerlov の散乱理論を2次散乱にまで拡張し、海水の光学的特性については測定値を使用して下向きの照度を計算した。即ち、海中の光として太陽光だけによる散乱光を仮定し、海水の光学的特性(消散、散乱係数)は海面より深い層まで均質とすると、ある任意の深さ z に於ける海中の下向きの照度 ($E(z)$) は次の式で示される。

$$E(z) = \text{直接太陽光}(E_D(z)) + \text{1次散乱光}(E_1(z)) + \text{2次散乱光}(E_2(z))$$

ここで直接太陽光 ($E_D(z)$) は海水の体積消散係数によって減衰される項であり、海面直下の下向きの照度を E_0 、体積消散係数を c 、太陽光の屈折角を j とすると、簡単に次のように示される。

$$E_D(z) = E_0 \cdot e^{-c \cdot z \cdot \sec j} \tag{5}$$

また $E_1(z)$ 、 $E_2(z)$ は海水中の散乱によって増加する項であり、この散乱光は Fig. 8 に示した簡単なモデルから算出してみる。即ち1次散乱光は海中の微小物体 dv_1 による散乱光であり、2次散乱光はこの1次散乱光がさらに、 dv_2 で散乱されると仮定する。

a. 1次散乱光

深さ z_0 の dv_1 に於ける太陽方向の照度は

$$dE(z_0) = E_0 \cdot \sec j \cdot e^{-c \cdot \sec j \cdot z_0}$$

である。この dv_1 から、入射太陽光 j に対して α_1 の方向(水平角 θ_1 、鉛直角 ϕ_1)に散乱した散乱光の放射強度 (dI_1) は

$$dI_1 = E_0 \cdot \sec j \cdot e^{-c \cdot \sec j \cdot z_0} \cdot \beta(\alpha_1) \cdot dv_1$$

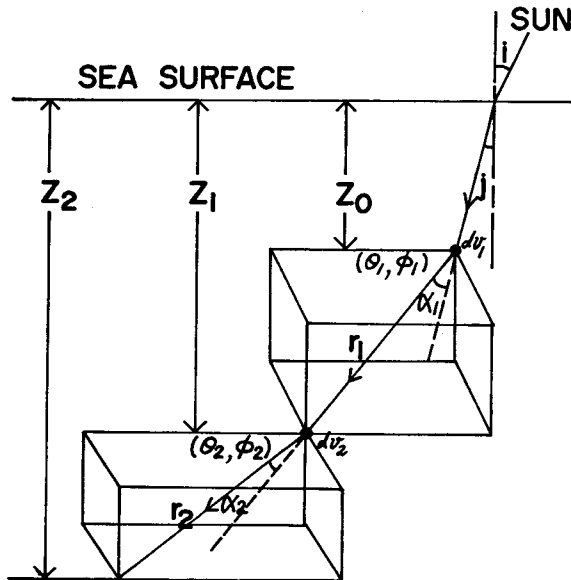


Fig. 8. Schematic diagram showing the irradiance up to the second-order scattering.

であるから、この放射強度 (dI_1) の z_1 に於ける照度 $dE_1(\alpha_1)$ は

$$dE_1(\alpha_1) = E_0 \cdot \sec j \cdot e^{-c \cdot \sec j \cdot z_0} \cdot \beta(\alpha_1) \cdot dv_1 \cdot e^{-c \cdot \gamma_1 / \gamma_1^2} \quad (6)$$

となる。ここで $\beta(\alpha_1)$ は α_1 方向の体積散乱関数

$$\left. \begin{aligned} dv_1 &= \gamma_1^2 \cdot d\omega_1 \cdot d\gamma_1, & d\omega_1 &= \sin \theta_1 \cdot d\theta_1 \cdot d\phi_1 \\ z_0 &= z_1 - \gamma_1 \cdot \cos \theta_1 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

である。 z_1 に於いて α_1 方向から散乱されてきた1次散乱光は(7)式を(6)式に代入し、下向きの場合 ($0 < \theta_1 < 1/2 \cdot \pi$) は γ_1 について0から $z \cdot \sec \theta_1$ まで、上向きの場合 ($1/2 \cdot \pi < \theta_1 < \pi$) は0から無限大まで積分することにより求められる。

1. 下向きの場合 ($0 < \theta_1 < 1/2 \cdot \pi$)

$$dE_1(\alpha_1) = E_0 \cdot \sec j \cdot \beta(\alpha_1) \cdot e^{-c \cdot \sec j \cdot z_1} \cdot \int_0^{z_1 \sec \theta_1} e^{c(\sec j \cdot \cos \theta_1 - 1)} \cdot d\gamma_1 \cdot d\omega_1$$

もし $j \neq \theta_1$ なら

$$dE_1(\alpha_1) = E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \frac{e^{-c \cdot \sec j \cdot z_1} - e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot z_1}}{c \cdot (\sec \theta_1 - \sec j)} \cdot d\omega_1 \quad (8)$$

もし $j = \theta_1$ なら

$$dE_1(\alpha_1) = E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot z_1} \cdot z_1 \cdot d\omega_1 \quad (9)$$

2. 上向きの場合 ($1/2 \cdot \pi < \theta_1 < \pi$)

$$dE_1(\alpha_1) = E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \frac{e^{-c \cdot \sec j \cdot z_1}}{c(\sec \theta_1 - \sec j)} \quad (10)$$

下向きの1次散乱光 ($E_1(z)$) は(8)および(9)に $\cos \theta_1$ をかけて θ_1 について0から $1/2 \cdot \pi$ まで、 ϕ_1 について0から 2π まで積分することにより求められるから、

$$E_1(z) = E_0 \cdot \sec j \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{\beta(\alpha_1) \cdot \sin \theta_1 \cdot (e^{-c \cdot \sec j \cdot z} - e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot z})}{c \cdot (\sec \theta_1 - \sec j)} \cdot d\theta_1 \cdot d\phi_1 \quad (11)$$

となる。ただし $\theta_1 = j$ については

$$= E_0 \cdot \sec j \cdot \int_0^{2\pi} \beta(\alpha_1) \cdot \sin \theta_1 \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot z} \cdot z \cdot d\theta_1 \cdot d\phi_1$$

となる。

b. 2次散乱光

2次散乱光は海中の微小物体 dv_1 で α_1 方向 (θ_1, ϕ_1) に散乱された1次散乱光が再び dv_2 で α_2 方向 (θ_2, ϕ_2) に散乱されると仮定すると、先と同様に Fig. 8 の深さ z_2 に於ける照度は、

$$dE_2(\alpha_2) = dE_1(\alpha_1) \cdot \beta(\alpha_2) \cdot e^{-c \cdot \gamma_2} \cdot d\gamma_2 \cdot d\omega_2 \quad (12)$$

である。ここで

$$\gamma_2 = (z_2 - z_1) \cdot \sec \theta_2, \quad d\gamma_2 = -\sec \theta_2 \cdot dz_1$$

z_2 に於いて α_2 方向から散乱されてきた2次散乱光は、(12)式の $dE_1(\alpha_1)$ に、 $0 < \theta_1 < 1/2 \cdot \pi$ の場合は(8)式(ただし $j = \theta_1$ の場合は(9)式)を、 $1/2 \cdot \pi < \theta_1 < \pi$ の場合は(10)式を代入し、 γ_2 について0から $z_2 \cdot \sec \theta_2$ まで積分することにより求められる。

1. $0 < \theta_1 < 1/2 \cdot \pi$ で $j \neq \theta_1$ の場合

$$dE_2(\alpha_2) = E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \cdot \sec \theta_2 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \beta(\alpha_2) \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot z_2}$$

$$\times \frac{1}{c \cdot (\sec \theta_1 - \sec j)} \cdot \int_0^{x_2} (e^{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec j) \cdot x_1} - e^{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec \theta_1) \cdot x_1}) \cdot dx_1 \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2$$

ここで $\beta(\alpha_2)$ は α_2 方向の体積散乱関数, $d\omega_2 = \sin \theta_2 \cdot d\theta_2 \cdot d\phi_2$

$$F = \frac{E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \sec \theta_2 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \beta(\alpha_2)}{c \cdot (\sec \theta_1 - \sec j)}$$

とおくと,

もし $\theta_1 \neq \theta_2, \theta_2 \neq j$ なら

$$dE_2(\alpha_2) = F \cdot \left\{ \frac{e^{-c \cdot \sec j \cdot x_2} - e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2}}{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec j)} - \frac{e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot x_2} - e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2}}{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec \theta_1)} \right\} \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2 \quad (13)$$

もし $\theta_1 \neq \theta_2, \theta_2 = j$ なら

$$dE_2(\alpha_2) = F \cdot \left\{ x_2 \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2} - \frac{e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot x_2} - e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2}}{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec \theta_1)} \right\} \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2 \quad (14)$$

もし $\theta_1 = \theta_2, \theta_2 = j$ なら

$$dE_2(\alpha_2) = F \cdot \left\{ \frac{e^{-c \cdot \sec j \cdot x_2} - e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2}}{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec j)} - x_2 \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2} \right\} \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2 \quad (15)$$

2. $0 < \theta_1 < 1/2 \cdot \pi$ で $j = \theta_1$ の場合

$$dE_2(\alpha_2) = E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \cdot \sec \theta_2 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \beta(\alpha_2) \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2}$$

$$\times \int_0^{x_2} e^{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec \theta_1) \cdot x_1} \cdot dx_1 \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2$$

$$G = E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \cdot \sec \theta_2 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \beta(\alpha_2) \quad \text{とおくと}$$

もし $j = \theta_1, \theta_1 \neq \theta_2$ なら

$$dE_2(\alpha_2) = \frac{G}{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec \theta_1)} \cdot \left\{ \frac{e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2} - e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot x_2}}{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec \theta_1)} + x_2 \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_1 \cdot x_2} \right\} \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2 \quad (16)$$

もし $j = \theta_1, \theta_1 = \theta_2$ なら

$$dE_2(\alpha_2) = \frac{G \cdot x_2^2 \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2}}{2} \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2 \quad (17)$$

3. $1/2 \cdot \pi < \theta_1 < \pi$ の場合

$$dE_2(\alpha_2) = E_0 \cdot \sec j \cdot \sec \theta_1 \cdot \sec \theta_2 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \beta(\alpha_2) \cdot e^{-c \cdot \sec \theta_2 \cdot x_2} \cdot \frac{1}{c \cdot (\sec \theta_1 - \sec j)}$$

$$\times \int_0^{x_2} e^{c \cdot (\sec \theta_2 - \sec j) \cdot x_1} \cdot dx_1 \cdot d\omega_1 \cdot d\omega_2$$

$$= \frac{E_0 \cdot \sec j_1 \cdot \sec \theta_1 \cdot \sec \theta_2 \cdot \beta(\alpha_1) \cdot \beta(\alpha_2)}{c \cdot (\sec \theta_1 - \sec j) \cdot (\sec \theta_2 - \sec j)} \cdot e^{-c \cdot \sec j \cdot x_2} \quad (18)$$

下向きの2次散乱光 ($E_2(z)$) は, (13), (14), (15), (16), (17) 及び (18) 式にそれぞれ $\cos \theta_2$ をかけ, θ_1 については0から π , ϕ_1 については0から 2π , θ_2 については0から $1/2 \cdot \pi$, ϕ_2 については0から 2π

まで積分することより求められる。

$$E_2(z) = \int_0^{2\pi} \cdot \int_0^{\pi} \cdot \left\{ \int_0^{1/2\pi} \cdot \left(\int_0^{1/2\pi} dE_2(a_2) \cdot \sin \theta_1 \cdot d\theta_1 + \int_{1/2\pi}^{\pi} dE_2(a_2) \cdot \sin \theta_1 \cdot d\theta_1 \right) \cdot d\phi_1 \right\} \\ \times \sin \theta_2 \cdot \cos \theta_2 \cdot d\theta_2 \cdot d\phi_2 \quad (19)$$

ここで体積消散係数 (c) について実測されていないが、次のような方法によって求めることができる。即ち Morison⁹⁾ の方法によってまず吸収係数を求め、これに測定された体積散乱係数を加える方法である。

いま海面からの深さ z に於ける吸収係数は理論的に次のようになる⁹⁾。

$$a(z) = \frac{1}{h(z)} \cdot \frac{dH(z)}{dz} \quad (20)$$

ここで

$$dH = dH(z, +) - dH(z, -)$$

$dH(z, +)$, $dH(z, -)$ は上向きの, 下向きの照度

$h(z)$ は z に於ける scalar irradiance

従って $dH(z, +) \ll dH(z, -)$ のときは次のようになる。

$$a(z) = - \frac{dH(z, -)}{h(z)} \cdot \frac{1}{dz}$$

一方下向きの照度による diffuse attenuation coefficient ($K(z, -)$) は次のように定義されているから、

$$K(z, -) = - \frac{1}{H(z, -)} \frac{dH(z, -)}{dz}$$

従って (20) 式は

$$a(z) = \frac{H(z, -)}{h(z)} \cdot K(z, -) = \frac{K(z, -)}{D(z, -)} \quad (21)$$

となる。ここで $D(z, -)$ は distribution function である。

結果と考察

現論的な計算は海水の体積散乱関数を測定することのできた波長 (436 m μ と 546 m μ) について試みた。理論計算に必要な体積散乱関数 ($\beta(\theta)$) は Fig. 6 に示した 0 m の測定値を用い、体積消散係数については (21) から求めた。ここで (21) 式の distribution function ($D(z, -)$) は Tyler⁹⁾ のペンドオライエ湖に於ける測定によれば下向きの光について 1.3 であり、しかもこの値は深さや大気中の天候状態によっても変化していない。したがってこの値が代表的な天然水の distribution function と考えられる。そこでこの論文でも $D(z, -)$ については Tyler の測定値を採用し、 $K(z, -)$ について照度の測定結果から得た測定値を用いて体積消散係数 (c) を求めた。その結果、0 m に於ける 436 m μ の c は 0.285/m となり、546 m μ については 0.243/m となった。1 次散乱光 ($E_1(z)$) は (11) 式を θ 及び ϕ について 1° 間隔ごとにとり、また 2 次散乱光 ($E_2(z)$) は (19) 式を 10° 間隔ごとにとりそれぞれ数値積分した。なお計算に使用した計算機は北海道大学大型計算機センターの FACOM 230-60 である。Fig. 9 及び Fig. 10 はそれぞれ 436 m μ 及び 546 m μ についての理論的計算結果である。図の DIRECT は理論で述べた直接太陽光 ($E_D(z)$) に相当し、FIRST SCA は 1 次散乱光 ($E_1(z)$)、SECOND SCA は 2 次散乱光 ($E_2(z)$) また TOTAL は下向きの照度 ($E(z)$) に相当す

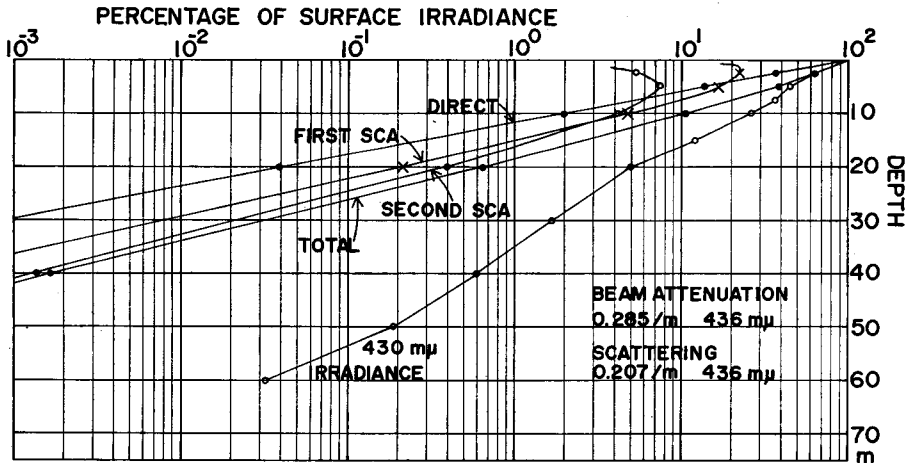


Fig. 9. Comparison of the measured irradiance for peak wavelength $436 \mu\text{m}$ with calculated each order scattering and total irradiance.

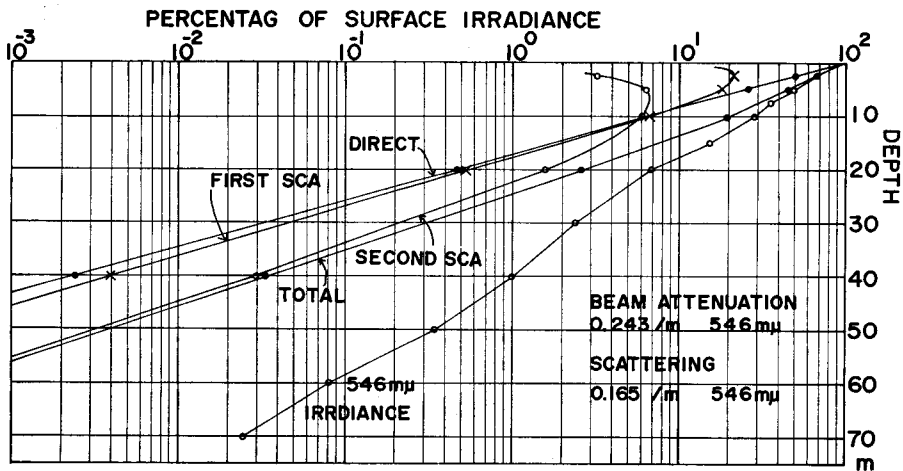


Fig. 10. Comparison of the measured irradiance for peak wavelength $546 \mu\text{m}$ with calculated each order scattering and total irradiance.

る。Fig. 9 及び Fig. 10 から明らかなように、1次散乱光、2次散乱光はともに海面下数 m の深さで最大を示し、海面 約 10 m までは1次散乱光の方が2次散乱光より 大である。しかもこの深さまでは直接太陽光の方が散乱光よりも大きい傾向を示している。しかしさらに深さが増すと、散乱光の方が直接太陽光よりも大きくなると同時に1次散乱光と2次散乱光の強さは逆転し、その差は深さとともに増大してゆく。

一方理論的に求めた照度 ($E(z)$) と測定値とを比較してみると、海面下数 m の深さまではやや一致した傾向が見られるが、それより深い層では両者は大きく異っている。しかもその差は深さとともにますます増大している。これは理論計算では測定領域の光学的特性が海面より深い層まで均質であると仮定していることや空光の変動を考慮していないことにも大きな原因があるが、同時に現場の海

中に於ける散乱状態が多重散乱であり、ここで理論的に求めてきた2次散乱光よりもさらに高次の散乱光が大きな影響をあたえているのではなからうか。この高次散乱光の計算は複雑であるが、統計的な処理によってさらに考察を加えてゆく予定である。

この報告を終わるにあたり、終始御指導、御助言を賜わった北海道大学水産学部井上直一教授、梶原昌弘助教授に厚く感謝いたします。また、観測にご協力いただいた同学部竹田仁技官、同大学大学院生仲村俊毅氏、並びに同学部観測船「うしお丸」の乗組員各位に心から御礼申し上げます。

文 献

- 1) 大畑邦彦 (1910). 海中照度の研究. 昭和 45 年 (昭和 44 年度) 北海道大学大学院水産学研究科修士学位論文.
- 2) Tyler, J.E. (1960). Radiance distribution as a function of depth in an underwater environment. *Bull. Scripps. Inst. Oceanogr. Univ. Calif.*, 7, 363-412.
- 3) Jerlov, N.G. (1951). Optical studies of ocean water. *Rept. Swedish Deep-Sea Expedition*, 3, 1-59.
- 4) Jerlov, N.G. (1968). Optical Oceanography. *Elsevier Oceanogr. Ser.* 5, p. 194. *Elsevier Publ. Co.*
- 5) Spilhaus, A.F., Jr., (1968). Observation of light scattering in sea water. *Limnol. Oceanogr.*, 13, 418-422.
- 6) Jerlov, N.G. and M. Fukuda (1960). Radiative distribution in the upper layers of the sea. *Tellus*, 12, 348-355.
- 7) Sugimori, Y. and Hasemi, T. (1961). Estimation of Underwater Scattering Radiances up to the Third Order. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, 27, No. 2, 73-80.
- 8) Morison, R.E. (1970). Experimental studies on the optical properties of sea water. *Jour. Geophys. Res.*, 75, 612-628.
- 9) Tyler, J.E. and Preisendorfer, R.W. (1960). Transmission of energy within the sea. *M.N. Hill ed. The Sea*, 1, 416-428, *Interscience Publ.*