衛星による海洋観測のための大気補正に関する研究

A Study on Thy Atomospheric Correction for the Satellite Cbservation for Oceans

*佐々木保徳, 浅沼 市男, 宗山 敬
Yasunori SASAKI, Ichio ASANUMA, Kei MUNHEYAMA

Abstract: A semi-deductive method to estimate the path radiance and restore the actual sea surface radiance at lower altitude levels has been reported previously. This article discusses how to apply the method to observations of the sea at satellite levels.

In our atmospheric model it is assumed that the attenuation of radiation by the scattering is from aerosol particles and air molecules and only ozone contributes to the absorption of radiation.

It is also assumed that the whole visible path radiances can be predicted indirectly from the upwelling radiance at 670 nm. In the case that the aerosol radiance at 670 nm varies proportionally with the total aerosol content, a constant which relates them can be introduced. In the previous paper the value of this constant was determined from the sea-truth and air-truth data.

Finally this method is applied to the CZCS image of Yellow Sea for the retrieval of surface chlorophyll distribution.

概 要: 本論文は、前回報告した低高度レベルでのパスラディアンスの推定法、および海面放射輝度の回復法を、人工衛星高度まで拡張する過程について述べている。

現在、人工衛星（特にNIMBUS-7 CZCS）レベルでの大気補正法として提案されている方法は、主として帰納的方法であるが、本論文は、半演繹の立場に立つ大気補正法について述べている。

ここで用いた大気モデルでは、放射の消散に寄与する大気物質のうち散乱物質として空気分子およびエアロゾル粒子を、また吸収物質としてオゾンのみを仮定した。

また、全可視域でのパスラディアンスは、670nmにおける上向放射輝度から間接的に推定できるものとした。そして、670 nm におけるエアロゾル粒子によるパスラディアンスは、全エアロゾル量に比例するものとして、両者を比例的に結びつける係数を導入した。

さらに、この方法を、テストケースとして黄海のNIMBUS-7 CZCSデータに応用し、クロロフィル分布の解析を試みた。

1. はじめに

パスラディアンスの推定法は、大別すると二通りとなる。すなわち、演繹的方法と帰納的方法である。パスラディアンス推定の方法として、いくつか提案されているが、それらのほとんどは、帰納的方法もしくはそれに近いものである。

演繹的方法によるパスラディアンス推定のためのアルゴリズムの開発が難しい理由は、大体以下のとおりであろう。

(1) 太陽直達光が天空光へ移行する過程、太陽直達光と天空光がパスラディアンスへ移行する過程、およ

び大気物質の吸収、散乱によりこれらの放射が消散する過程を正確に記述することが難しい。

(2) 上記の過程において関与するパラメーター（例えば、エアロゾル粒子、水蒸気、オゾンなどの光学的特性と分布、下向放射の角度分布と組成など）の数が多いため、各々の代表的な特性や数値の決定、相互の関係の決定が難しい。すなわち、現在の大気光学の知見、測定技術からは、大気物質、およびそれらに起因する光学的現象などに関する諸量を、各々独立に分離して正確に決定することが難しい。

(3) 大気物質の変化は時間的、空間的に大きいため、追跡が難しく、それらの変化に応じて特性や数値を選ぶことが難しい。

大気中での放射の挙動を演繹的に最も詳細に記述したものの一つとして、代表的なものに Chandrasekhar⁶⁾

* 海洋科学技術センター

「写真測量とリモートセンシング」vol. 22, No 2, 1983

による放射伝達の理論があるが、個々のパラメーターの特性や数値の決定となると、やはり非常に困難を伴う。

現在用いられている大気補正法の中で、CZCSのための最も代表的な帰納的方法の一例¹⁰⁾¹²⁾を挙げると、それは以下に要約する過程から成っている。

- (1) 実海域において、衛星による観測と同期して、衛星センサーの各チャンネルにおける海面の上向放射輝度および大気透過率を観測する。
- (2) 衛星センサーが観測した全上向放射輝度と、実海域にて観測した海面上向放射輝度および大気透過率をもとに、各チャンネル毎のエーロゾルによるパスラディアンスを求める。
- (3) (2)で求めたエーロゾル・パスラディアンスから、ある基準チャンネルと他の各々のチャンネル間のエーロゾル・パスラディアンス比を求める。
- (4) 衛星画像中の任意のピクセルにおいて、基準チャンネルでの上向放射輝度から大気のレーリー散乱による放射輝度を差し引いて得られるエーロゾル・パスラディアンスに、(3)で得たエーロゾル・パスラディアンス比を乗ずる。これにより、各々のチャンネルにおけるエーロゾル・パスラディアンスが求まる。

CZCSにおいては、基準チャンネルとして第4チャンネル(670 nm)が選ばれる。また、全画像中のエーロゾル・パスラディアンス算出の基準となるエーロゾル・パスラディアンスは、クロロフィル濃度が0.25 mg/m³以下であることが予め知られている海域に対応するピクセルの670 nmでの上向放射輝度から求められる。理由は、クロロフィル濃度が低い場合の海水中からの上向光をゼロと仮定すれば、この海域に対応するピクセルの上向放射輝度は、大気のレーリー散乱とエーロゾル粒子のミー散乱に基づくパスラディアンスであるとみなしてさしつかえないためである。

この方法によれば、太陽直達光および天空光がパスラディアンスに移行する過程、これらの放射が消散する過程などについてはほとんど議論せず、ほぼブラックボックスとして取り扱うため、応用の上からは便利であると言える。

これに対して、演繹的な立場から開発された、人工衛星レベルで利用可能な大気補正のアルゴリズムはまだ見ない。この方面からのアプローチは、単に帰納的方法の逆の方法であるということにとどまらず、複雑なパスラディアンス生成の過程を詳細に分析すること

により、多くの有用な知見を与えるものである。

このような観点から、われわれは、前回報告した低高度レベルでのパスラディアンスの推定法、および海面の固有放射輝度の回復法を、人工衛星レベルまで拡張する過程につき考察し、一部の人工衛星データ(NIMBUS-7 CZCX)に応用したのでここに報告する。

2. 方 法

以下に述べる解析のために、次の仮定を設けた。

- (1) 大気の曲率は考慮しない。
- (2) 大気中での放射の消散は、散乱および吸収に起因する。散乱物質としては空気分子およびエーロゾル粒子、また、吸収物質としてはオゾンを考える。また、ここでは大気中の水蒸気による影響が小さい場合を考える。
- (3) 大気中の放射散乱物質による太陽直達光の前方散乱分は、天空光に移行する。
- (4) 大気中の任意の点の微小大気に対して、太陽直達光に直交する平面へ下向きに入射する天空光は(3)の過程で生じたものとし、すべて太陽直達光に平行に入射する平行光束におきかえて取り扱う。また、これ以外の天空光は考慮しない。
- (5) パスラディアンスは著しく小さくなく、大気中の放射散乱物質による散乱は1回散乱で近似できる。
- (6) 海面粗度は、上向放射輝度に対して何らの効果も及ぼさない。
- (7) 大気は、エーロゾル粒子の粒度分布、成分、形状、屈折率のうえからは均質とし、単に数濃度のみ変化する。

また、以下の解析において用いる変数および定数を次にまとめた。

λ : 波長

z : 高度

Z_{∞} : 人工衛星高度

Z : 大気上面高度

I_o^{λ} : 太陽定数

I^{λ} : z において微小大気素片へ下向きに入射する全放射照度

θ_o : 太陽の天頂角

θ_r : 微小大気素片による人工衛星方向への散乱光が鉛直方向からなす角(z での衛星天頂角に等しい)

ϕ : 微小大気素片における透過太陽直達光と人工衛星方向への散乱光がなす角 (微小大気素片による散乱光の散乱角)

ξ : 太陽に対する人工衛星の方位角

dL_s^λ : 微小大気素片により (θ_r, ξ) の方向へ散乱される放射の放射輝度

dL_p^λ : dL_s^λ の人工衛星センサー到達成分

L_p^λ : 人工衛星センサーが観測するパスラディアン

$n_i'(z)$: 大気中の i 種放射散乱物質の鉛直密度分布関数

$n_i(z)$: Z から z までの大気中の i 種放射散乱物質の累積分布関数

$m_i'(z)$: 大気中の i 種放射吸収物質の鉛直密度分布関数

$m_i(z)$: Z から z までの大気中の i 種放射吸収物質の累積分布関数

τ_i^λ : 大気中の i 種放射散乱物質の質量散乱係数

κ_i^λ : 大気中の i 種放射散乱物質の質量吸収係数

ϵ_i : 大気中の i 種放射散乱物質の後方散乱率

$P_i(\phi)$: 微小大気素片中の i 種放射散乱物質の散乱位相関数

H : 大気のスケーラハイト

H_A : エロゾル粒子のスケーラハイト

q_A : 海面から Z までの全エロゾル量

a : 空気分子のレーリー散乱の波長依存性指数

b : エロゾル粒子のミー散乱の波長依存性指数

α : q_A と 670nm におけるエロゾル・パスラディアンとの比

L_T^λ : 人工衛星センサーが観測する全上向放射輝度

L_R^λ : 人工衛星センサーが観測する, 空気分子のレーリー散乱によるパスラディアン

L_A^λ : 人工衛星センサーが観測する, エロゾル粒子のミー散乱によるパスラディアン

$L_{V_0}^\lambda$: 海面の固有放射輝度

t^λ : 海面から Z までの大気透過率

R : 空気分子に関するパラメーターを示す添字

M : エロゾル粒子に関するパラメーターを示す添字

O_3 : オゾンに関するパラメーターを示す添字

高度 z において, 微小大気素片中の質量 $dm_i(z)$ の放射散乱物質による (θ_r, ξ) 方向への全散乱光強度は

第1図 大気中での放射の散乱過程

$$dL_s^\lambda = I^\lambda \cdot \frac{1}{4\pi} \sum_i dm_i(z) \cdot \tau_i^\lambda \cdot P_i(\phi) \quad \dots\dots\dots (1)$$

となる。

ここで, 仮定(2)によって, (1)式は

$$dL_s^\lambda = I^\lambda \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \left\{ n_R'(z) \cdot \tau_R^\lambda \cdot P_R(\phi) + n_M'(z) \cdot \tau_M^\lambda \cdot P_M(\phi) \right\} dz \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ただし, $dm_i(z) = n_i'(z) \cdot dz$ である。

一方, 仮定(3)および(4)により,

$$\begin{aligned} I^\lambda &= I_0^\lambda \cdot \exp \left[- \left\{ \sum_i \tau_i^\lambda \cdot \epsilon_i \cdot \int_Z^z n_i'(x) \cdot \frac{dx}{\cos \theta_0} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sum_i \kappa_i^\lambda \cdot \int_Z^z m_i'(x) \cdot \frac{dx}{\cos \theta_0} \right\} \right] \\ &= I_0^\lambda \cdot \exp \left[- \left\{ n_R(z) \cdot \tau_R^\lambda \cdot \epsilon_R + n_M(z) \cdot \tau_M^\lambda \cdot \epsilon_M \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + m_{O_3}(z) \cdot \kappa_{O_3}^\lambda \right\} / \cos \theta_0 \right] \quad \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

である。ただし, $n_R(Z)$, $n_M(Z)$ および $m_{O_3}(Z)$ はいずれもゼロである。

(2)式および(3)式から, (θ_r, ξ) 方向への散乱光の放射輝度は,

$$dL_s^\lambda = \frac{I_0^\lambda}{4\pi} \cdot \left\{ n_R'(z) \cdot \tau_R^\lambda \cdot P_R(\phi) + n_M'(z) \cdot \tau_M^\lambda \cdot P_M(\phi) \right\}$$

$$\times \exp \left[- \left\{ n_R(z) \cdot \tau_R^\lambda \cdot \varepsilon_R + n_M(z) \cdot \tau_M^\lambda \cdot \varepsilon_M + m_{O_3}(z) \cdot \kappa_{O_3}^\lambda \right\} / \cos \theta_0 \right] dz \quad \dots\dots\dots(4)$$

となる。

さらに、 dL_s^λ が dL_p^λ となる過程は、

$$\begin{aligned} dL_p^\lambda &= dL_s^\lambda \cdot \exp \left[- \left\{ \sum_i \tau_i^\lambda \cdot \varepsilon_i \cdot \int_Z^z n'_i(x) \cdot \frac{dx}{\cos \theta_r} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \sum_i \kappa_i^\lambda \cdot \int_Z^z m'_i(x) \cdot \frac{dx}{\cos \theta_r} \right\} \right] \\ &= dL_s^\lambda \cdot \exp \left[- \left\{ n_R(z) \cdot \tau_R^\lambda \cdot \varepsilon_R + n_M(z) \cdot \tau_M^\lambda \cdot \varepsilon_M + m_{O_3}(z) \cdot \kappa_{O_3}^\lambda \right\} / \cos \theta_r \right] \quad \dots\dots\dots(5) \end{aligned}$$

である。ここで後方散乱率を用いているのは、前方散乱成分は隣接するピクセルに対して滲み効果として寄与するというを考慮したためである。

結局、(4)式と(5)式から

$$\begin{aligned} dL_p^\lambda &= \frac{I_o^\lambda}{4\pi} \cdot \left\{ n'_R(z) \cdot \tau_R^\lambda \cdot P_R(\phi) + n'_M(z) \cdot \tau_M^\lambda \cdot P_M(\phi) \right\} \\ &\quad \times \exp \left[- \left\{ n_R(z) \cdot \tau_R^\lambda \cdot \varepsilon_R + n_M(z) \cdot \tau_M^\lambda \cdot \varepsilon_M + m_{O_3}(z) \cdot \kappa_{O_3}^\lambda \right\} \cdot \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \right] dz \\ &\quad \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

となる。

ところで、大気については一般に、

$$n_R(z) = H \cdot \exp(-z/H) \quad \dots\dots\dots(7)$$

$$n'_R(z) = -\exp(-z/H) \quad \dots\dots\dots(8)$$

と与えられる。

一方、大気中のエロゾル粒子の鉛直分布は、大気の分布より複雑であるが、比較的粒径の大きい粒子については、やはり(7)式と同様な指数関数で表わすことができるという報告⁹⁾がある。そこで、全粒径にわたり指数関数型分布に従うものとするれば、エロゾル粒子に関しては、次の式が得られる。

$$n_M(z) = q_A \cdot \exp(-z/H_A) \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$n'_M(z) = -\frac{q_A}{H_A} \cdot \exp(-z/H_A) \quad \dots\dots\dots(10)$$

さらに、大気中の全オゾンの中で高度 8km 以下の大気中に存在するオゾンが占める割合は約 8%¹⁷⁾である。このため、パスラディアンズを生じる空気分子とエロゾル粒子の大部分は、オゾンより下層に存在すると考えてよい。したがって、(6)式において $m_{O_3}(z) \doteq 1$ とおき、 $\kappa_{O_3}^\lambda$ を大気中の全オゾンによる鉛直方向の吸収係数としてさしつかえない。

以上から、(7)式～(10)式を(6)式に代入し、整理すると、

$$\begin{aligned} dL_p^\lambda &= \frac{I_o^\lambda}{4\pi} \cdot \left[- \left\{ \tau_R^\lambda \cdot P_R(\phi) \cdot \exp(-z/H) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{q_A}{H_A} \cdot \tau_M^\lambda \cdot P_M(\phi) \cdot \exp(-z/H_A) \right\} \right] \\ &\quad \times \exp \left[- \left\{ H \cdot \tau_R^\lambda \cdot \varepsilon_R \cdot \exp(-z/H) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + q_A \cdot \tau_M^\lambda \cdot \varepsilon_M \cdot \exp(-z/H_A) \right\} \cdot \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \right] \\ &\quad \times \exp \left[- \left\{ \kappa_{O_3}^\lambda \cdot \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \right\} \right] \cdot dz \\ &\quad \dots\dots\dots(11) \end{aligned}$$

が得られる。結局、人工衛星センサーが観測するパスラディアンズは、(11)式を z について 0 から Z まで積分することにより与えられる。(11)式はこのままでは積分できない。計算機により画像処理を行うさいに、計算機に余裕があれば、数値積分を行えばよい。ここでは以下のようにして積分を簡略化する。

まず、大気のエロゾル粒子と並行して分布するものとして、 $H=H_A=1$ km とおく。(実際、パスラディアンズを評価するための数式は多数提案されているが、両者の相対的分布関係にまで言及した例は認められない。) したがって、 τ_R^λ については、1 大気あたりの値を用いるものとする。これにより、(11)式は以下のようにして積分できる。すなわち、

$$\begin{aligned} L_p^\lambda &\doteq \frac{I_o^\lambda}{4\pi} \cdot \exp \left[- \left\{ \kappa_{O_3}^\lambda \cdot \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \right\} \right] \cdot \\ &\quad \int_Z^0 \left[- \left\{ \tau_R^\lambda \cdot P_R(\phi) + q_A \cdot \tau_M^\lambda \cdot P_M(\phi) \right\} \cdot \exp(-z) \right. \\ &\quad \times \exp \left[- \left\{ \left(\tau_R^\lambda \cdot \varepsilon_R + q_A \cdot \tau_M^\lambda \cdot \varepsilon_M \right) \cdot \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \cdot \exp(-z) \right\} \right] dz \quad \dots\dots\dots(12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{I_o^\lambda}{4\pi} \cdot \exp \left[- \left\{ \kappa_{O_3}^\lambda \cdot \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \right\} \right] \cdot \\ &\quad \frac{C}{D} \cdot [1 - \exp(-D)] \quad \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

ただし、

$$C = \tau_R^\lambda \cdot P_R(\phi) + q_A \cdot \tau_M^\lambda \cdot P_M(\phi) \quad \dots\dots\dots(14)$$

$$D = (\tau_R^\lambda \cdot \varepsilon_R + q_A \cdot \tau_M^\lambda \cdot \varepsilon_M) \cdot \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \quad \dots\dots\dots(15)$$

である。なお、 C および D の計算は、前回報告⁵⁾した次の式によるものとする。

$$C = \tau_R^{670} \cdot \left(\frac{670}{\lambda} \right)^a \cdot P_R(\phi) + \alpha \cdot \tau_M^{670} \cdot \left(\frac{670}{\lambda} \right)^b \cdot$$

$$\begin{aligned} & \times (L_T^{670} - L_R^{670} - t^{670} \cdot L_{UO}^{670}) \cdot P_M(\phi) \dots\dots\dots(16) \\ D = & \left\{ \tau_R^{670} \cdot \left(\frac{670}{\lambda} \right)^a \cdot \varepsilon_R + \alpha \cdot \tau_M^{670} \cdot \left(\frac{670}{\lambda} \right)^b \right. \\ & \times (L_T^{670} - L_R^{670} - t^{670} \cdot L_{UO}^{670}) \cdot \varepsilon_M \\ & \times \left(\frac{1}{\cos \theta_o} + \frac{1}{\cos \theta_r} \right) \dots\dots\dots(17) \end{aligned}$$

また、任意の波長での海面放射輝度に対する大気の影響による鉛直方向透過率は、次の式で与えられる⁵⁾

$$\begin{aligned} t^\lambda = & 1 - \left\{ \tau_R^{670} \cdot \left(\frac{670}{\lambda} \right)^a \cdot \varepsilon_R + \alpha \cdot \tau_M^{670} \cdot \left(\frac{670}{\lambda} \right)^b \right. \\ & \left. (L_T^{670} - L_R^{670} - t^{670} \cdot L_{UO}^{670}) \cdot \varepsilon_M + \kappa_{O_3}^\lambda \right\} \dots\dots\dots(18) \end{aligned}$$

散乱角 ϕ については、その補角を $\alpha(=\pi-\phi)$ とするとき、次の関係があり、これによって求める。

$$\begin{aligned} \cos \alpha = & \cos \theta_o \cdot \cos \theta_r + \sqrt{1 - \cos^2 \theta_o} \\ & \times \sqrt{1 - \cos^2 \theta_r} \cdot \cos \xi \dots\dots\dots(19) \end{aligned}$$

なお、パスラディアンズが比較的小さい場合について、(11)式を数値積分してえた L_p^λ の値と、(13)式によりえた L_p^λ の値との比較を行った。その結果、CZCSのチャンネル1～3にそれぞれ相当する443 nm, 520 nm および 550 nm のいずれの波長とも、両者の差は小さく(数%以下)、(13)式を用いてさしつかえないと考えられる。

計算にあたっては、 τ_R^{670} , $\alpha \cdot \tau_M^{670}$, a , b , ε_R , ε_M , $P_R(\phi)$ および $P_M(\phi)$ については、それぞれ前報⁵⁾と同じ値を用いた。 $\kappa_{O_3}^\lambda$ には、Ny Tsi-Ze and Choong Shin-Piaw³⁾ および G. Colange³⁾ などによる値を用いた。

$\alpha \cdot \tau_M^{670}$ は、実際には下向入射光の角度分布に依存するため、太陽高度に依存する。しかし、 $\alpha \cdot \tau_M^{670}$ の値を決定したときの太陽高度と CZCS による観測時の太陽高度との差に対応する大気物質の散乱位相関数の変化量はわずかであるため無視した。

また、海表面における下向光の鏡面反射成分の寄与は無視した。

クロロフィル濃度は次式¹¹⁾により求めた。

$$\begin{aligned} & [\text{クロロフィル濃度}] \\ = & 0.505 \left(\frac{L_{UO}^{550}}{L_{UO}^{443}} \right)^{1.269} \quad (\text{mg}/\text{m}^3) \dots\dots\dots(20) \end{aligned}$$

3. 結果および検討

写真1は、この方法を CZCS データに応用して推定

写真1 黄海における表層クロロフィル分布

した1980年2月16日の黄海のクロロフィル分布を示したものである。ここでは、670 nm における海面放射輝度 L_{UO}^{670} を $0.1 \mu\text{W}/\text{cm}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr}$ 程度と仮定した。ただし、この値はわれわれがこの時期に東京湾において観測した値であり、実際にはさらに高いことが予想される。黄海は、黄河、その他の河川や大気中から供給される黄土を主体とする無機性懸濁物濃度が非常に高いためである。特に渤海および山東半島近辺の渤海海峡にかけては、黄河からの河川流出物が拡散するため、当海域の中でも無機懸濁物濃度が特に高い海域とされている。さらに、第2図に示すように、水深が非常に浅いため海底の影響なども強く受ける。

したがって、 L_{UO}^{670} は $0.1 \mu\text{W}/\text{cm}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr}$ より大きく、また場所により異なることが予想される。そのため、 L_{UO}^{670} を全海域にわたり一定と仮定することは妥当性を欠くおそれがある。なお、写真中の下方の黒い部分は

第2図 渤海および黄海

雲である。

この方法によりパスラディアンスを推定するうえで最も重要な問題は、次の3点であると考えられる。すなわち、

- (1) パスラディアンスの生成の過程で関与する大気物質の選択と寄与率の評価
- (2) 多重散乱の評価
- (3) エロゾル粒子の散乱位相関数の評価であろう。

(1)に関しては、パスラディアンスの生成の過程で、直接的に関与するのは散乱物質である。ただし、散乱前の入射光や散乱光自身の消散は、パスラディアンスの大きさに直接的に反映するため、吸収物質の影響があることは事実である。大気中の吸収物質の中で特に大きい吸収効果をもつのは、水蒸気（散乱効果ももつ）およびオゾンである。当面、われわれは、水蒸気量が著しく多い場合は除いているが、これは散乱物質と比較した場合、消散効果がやや小さいことと、水蒸気量を評価するうえで適当な波長域が可視域にないためである。また、散乱物質にも大なり小なり吸収効果が存在する。このような事実が、パスラディアンスの生成の過程の記述を一層複雑にしていると言える。これら表裏一体の両効果をより適切に取り扱うことができるようになれば、パスラディアンスの生成過程を表わすより良いモデルが得られるはずである。

(2)に関しては、多重散乱の効果が反映されなければならないパラメーターは τ_R^{670} と τ_M^{670} である。 τ_R^λ は、1回散乱を仮定したL. V. King¹⁸⁾のデータから計算により τ_R^{670} を求め、 $\tau_R^{670} \cdot (670/\lambda)^a$ から求めた。これをL. Elterman⁴⁾による次式

$$\tau_R^\lambda = \frac{\beta}{1013.0} \cdot 0.0838 \lambda^{-(3.916+0.074\lambda+0.05/\lambda)} \dots (2)$$

で計算した値と比較し、ほぼ同じ値となることを認めた。ただし、 β は現地気圧(mb)である。 τ_M^λ については、 $\alpha \cdot \tau_M^{670}$ を実験的に求め、各波長での値 $\alpha \cdot \tau_M^\lambda$ に換算して用いているため、実際の大気中での多重散乱効果が加味されていて、現実に即した値であると言える。

(3)に関しては、まだ不確定要素が多い。理由は、特にエロゾル粒子の特性の変化が大きいためである。一般に、エロゾル粒子は陸起源粒子と海洋起源粒子とに大別される。そして、それぞれに対する散乱位相関数もいくつか提案されているが、代表的なものにP. Y. Deschamps⁸⁾らの散乱位相関数とTassan¹⁵⁾の二項

Heney-Greenstein関数とがある。前者は陸起源粒子に限られるが、後者はパラメーターの選び方によりいずれの粒子にも用いることができる。しかし、実際にはエロゾル粒子を厳密に分類することは難しく、散乱位相関数の選択も難しい。東京湾上の大気中のエロゾル粒子にあっては、むしろ陸起源と考える方が妥当であると判断されるため、ここではP. Y. Deschampsらの散乱位相関数を用いている。

4. おわりに

これまでいくつか発表されている大気中での放射伝達理論の中で、演繹的記述としてほぼ完全な形に近いもの⁶⁾も認められるが、実際に応用となると困難な点も少なくない。

われわれも、演繹的な立場から大気補正法を考えてきたが、実際的でかつ完全に演繹の方法は不可能に近い。それは、本文中で述べたように、経験や実測に頼らざるを得ない部分が少なくないためである。われわれが半演繹と呼んでいるのは、このためである。

われわれは、ここに述べた大気補正法を用いて黄海、その他の海域のCZCSデータを解析中であるが、今のところデータ処理上特に不都合な点は認められていない。当面、われわれが直面している問題は、海域における670nmでの海面放射輝度分布をどう仮定するかということである。平均的な海面放射輝度が得られていない海域が多いため、ある程度の仮定はやむを得ない。

なお、衛星データの処理のうえからは、 $\alpha \cdot \tau_M^{670}$ の値を衛星データ自身から決定する方が望ましいため、これにつき検討中である。

参考文献

- 1) 日本リモートセンシング研究会：リモートセンシング・ノート，原理と応用，技報堂，昭和50年11月，pp.18～21.
- 2) 森山，他：REMOTE SENSING，キャノン(株)，昭和49年10月，pp.259～294.
- 3) 和達，土屋，安田，江森，飯坂，長尾：リモートセンシング，朝倉書店，昭和51年8月，pp.132～164.
- 4) 村山信彦：これからの気象観測，地上観測から宇宙からの気象観測まで，東京堂出版，昭和58年1月，pp.52.
- 5) 佐々木保徳，浅沼市男，宗山敬，江森康文，安田嘉純(1982)：パスラディアンスの推定法に関する実験的研究，写真測量とリモートセンシング，Vol.21, No.4, pp.4～11.

- 6) Chandrasekhar, S.: Radiative Transfer, Dover Publications, Inc., 1960.
- 7) Curran, R. J., (1972): Ocean Color Determination through a Scattering Atmosphere, *Applied Optics*, Vol. 11, No. 8, pp. 1857–1866.
- 8) Deschamps, P. Y., M. Herman et D. Tanre, (1981): Influence de l'atmosphère en télédétection de ressources terrestres Modélisation et Possibilités de correction, *Signatures spectrales d'objets en télédétection*, Avignon, 8–11 Sept. 1981, pp. 543–558.
- 9) Fraser, R. S., (1975): Interaction Mechanism, –Within the Atmosphere–, *Manual of Remote Sensing*, Vol. 1, Theory, Instruments and Techniques, R. G. Reeves, A. Anson and D. Landen, American Society of Photogrammetry, 1975, pp. 181–233.
- 10) Gordon, H. R., (1978): Removal of Atmospheric Effects from Satellite Imagery of the Oceans, *Applied Optics*, Vol. 17, No. 10, pp. 1631–1636.
- 11) Gordon, H. R. and D. K. Clark, (1980): Atmospheric Effects in the Remote Sensing of Phytoplankton Pigments, *Journal of Boundary–Layer Meteorology*, Vol. 18, pp. 299–311.
- 12) Gordon, H. R., (1981): A Preliminary Assessment of the NIMBUS-7 CZCS Atmospheric Correction Algorithm in a Horizontally Inhomogeneous Atmosphere, *Oceanography from Space*, J. F. R. Gower, Plenum Press, New York and London, 1981, pp. 257–265.
- 13) Hovis, W. A., (1981): The NIMBUS-7 Coastal Zone Color Scanner (CZCS) Program, *ibid.*, pp. 213–224.
- 14) Smith, R. C. and W. H. Wilson, (1981): Ship and Satellite Bio–Optical Research in the California Bight, *ibid.*, pp. 281–294.
- 15) Sturm, B., (1981): Ocean Color Remote Sensing and Quantitative Retrieval of Surface Chlorophyll in Coastal Waters Using NIMBUS-7 CZCS Data, *ibid.*, pp. 267–280.
- 16) Herman, B., (1978): Atmospheric Scattering, *The Infrared Handbook*, W. L. Wolfe and G. J. Zissis, Office of Naval Research, Department of Navy, 1978, Chapter 4.
- 17) LaRocca, A. J., (1978): Atmospheric Absorption, *ibid.*, Chapter 5.
- 18) King, L. V., (1913): On the Scattering and Absorption of Light in Gaseous Media, with Applications to the Intensity of Sky Radiation, *Philosophical Transactions of Royal Society of London*, Vol. 212, pp. 375–443.
- 19) Kneizys, F. X., E. P. Shettle and W. O. Gallery, (1981): Atmospheric Transmittance and Radiance: the LOWTRAN 5 Code, *Proceedings of the Society of Photo–Optical Instrumentation Engineers*, Vol. 60, pp. 116–124.
- 20) Muneyama, K., Y. Sasaki, M. Fuchimoto and Y. Takahashi, (1980): Measurement of Spectral Upward Radiance at Several Altitudes over the Sea and Atmospheric Correction of the Radiation by Water Vapor Quantity, *Proceedings of the Fourteenth International Symposium on Remote Sensing of Environment*, pp. 1267–1272.
- 21) Sasaki, Y., I. Asanuma and K. Muneyama, Estimation of Path Radiances and Restoration of Upwelled Visible Radiation from the Sea Surface at Aircraft Altitudes. (to be published)
- 22) Sørensen, B. M., (1979): Recommendations of the International Workshop on Atmospheric Correction of Satellite Observation of Sea Water Color, 20–22, March, 1979, Ispra, Italy, pp. 1–53.
- 23) Thekaekara, M. P., (1974): Extraterrestrial Solar Spectrum, 3000–6100Å at 1–Å Intervals, *Applied Optics*, Vol. 13, No. 3, pp. 518–522.
- 24) International Association of Meteorology and Atmospheric Physics Radiation Commission: Standard Procedures to Compute Atmospheric Radiative Transfer in a Scattering Atmosphere, Boulder, Colorado, U. S. A., 1977.
- 25) Wilson, W. S., (1982): Private Communication.