

# 太陽えんぺい観測の解析法\*

## ——大気の屈折・吸収の計算——

高木 増美\*\*・近藤 豊\*\*

(1982年6月1日受理)

## A Method of Analysis in Solar Occultation Measurements

## ——Calculation of Refraction and Absorption in the Atmosphere——

By

Masumi TAKAGI and Yutaka KONDO

**Abstract:** On the basis of the solar occultation method we measured in recent years the densities of aerosol and ozone in the upper troposphere through the lower stratosphere by ballon-borne sun-photometers. A similar method is utilized in the plan of remote sensing of the global distribution of aerosol and ozone by EXOS-C satellite. To correlate with those observations we have improved the analytical procedures in obtaining the vertical profile of extinction coefficients from the observed data of optical depths. It is important in the procedures how estimate with accuracy the effect of refraction and absorption of the sunlight when it passes in the earth's limb atmosphere. The report describes a practical technique which is commonly applicable to the analysis of solar occultation measurements.

### 概 要

太陽えんぺい法 (Solar Occultation Method) により測定された光学的厚さから、消光係数の垂直分布を求めるための計算手続きを述べた。ここに報告する手順は、大気屈折、吸収の効果を従来の方法にくらべより一貫して計算するため、簡単で精度の高い結果が得られるものと期待できる。

---

\* 宇宙研特別事業費による研究論文

\*\* 名古屋大学空電研究所

## 1. 序

われわれはこの数年気球に放射計を搭載し、太陽えんぺい法にもとづいて成層圏、上部対流圏のエアロゾルやオゾンの測定を行って来た [6] [7]。同様な測定原理で、EXOS-C 衛星による上記成分のグローバルなリモートセンシングの計画も進行している。このような観測に対応するため、得られたデータからエアロゾル、オゾンの消光係数の垂直分布を求める方法について改善を進めて来たので、現段階での実際的な手法をまとめて示すことにする。

## 2. 光路の決定

太陽えんぺい法では、吸収に主に関与する大気成分は観測に用いる光の波長によって異なる。例えばオゾンの様な微量気体成分に特有な吸収帯からはずれた波長では、減光はエアロゾルのミー散乱と、大気分子のレイリー散乱によるものと考えればよい。このような場合に、エアロゾルの垂直分布を求める手順を例にとって図1に示した。

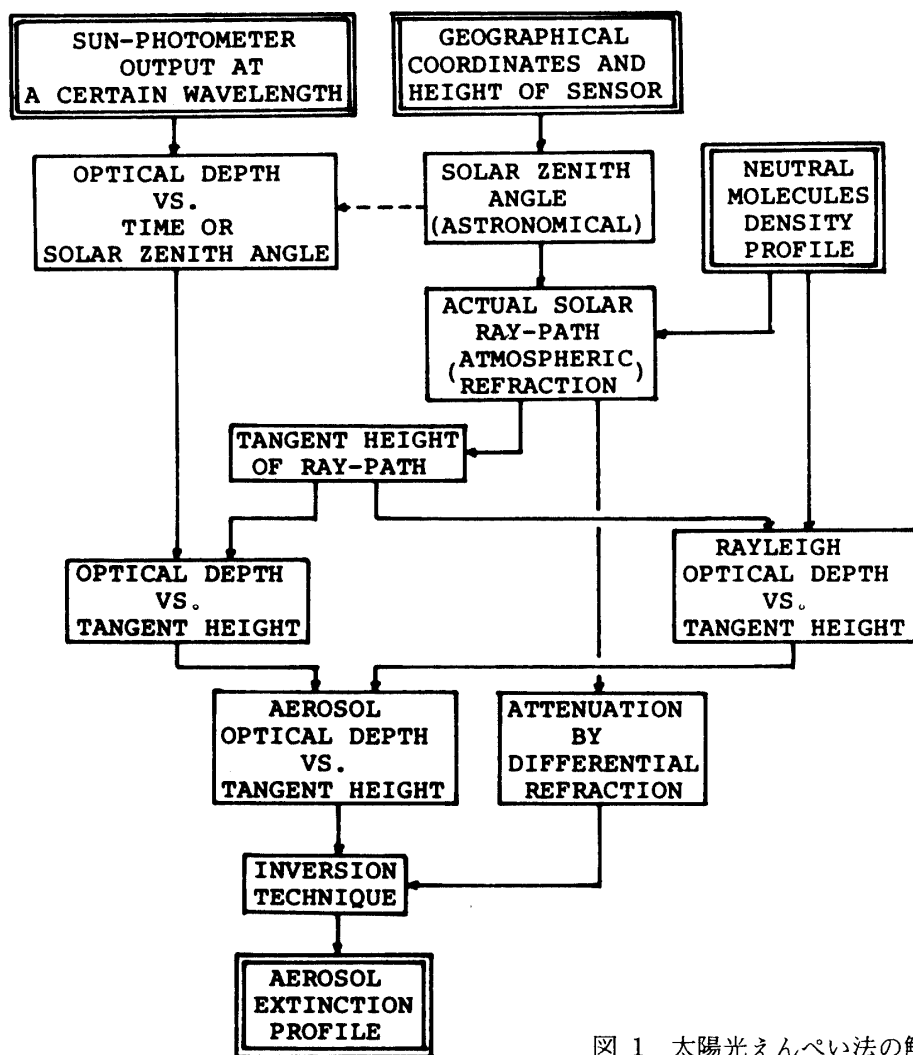


図1 太陽光えんぺい法の解析手順

太陽天頂角が  $\chi$  のとき、ある波長  $\lambda$  で測定された放射計出力から光学的厚さ  $\tau(\lambda, \chi)$  を得る。 $\chi$  は観測の日時、センサーの地理的位置から計算される。 $\tau$  から消光係数  $\beta(\lambda, z)$  の高度  $z$  に対する分布にひきなおすには、図 2 に示すような実際の屈折した光路を計算することがまず必要である。

太陽面上のある点から出た無限小幅の光束の光路を、大気による屈折の効果を入れて決定し、同時に光路に沿って大気密度あるいは必要に応じてその他組成成分の線積分値を求める。大気密度の垂直分布  $\rho(z)$ 、および測定の対象としている成分(例えばエアロゾル)以外で吸収を生じている成分の垂直分布は、独立な情報として与えられているものとする。観測時の位置関係を示した図 2 の中のパラメーターは次の通りである。

$R$ : 地球半径

$A$ : 観測装置の高度

$h$ : 実際の光路の接線高度

$H$ : 屈折がなかったとしたときの接線高度

$z$ : 光路上の任意の点の高度

$\chi$ : 天文学的太陽天頂角

$\psi$ : 装置からの見かけの太陽天頂角

$\omega$ : 屈折角,  $\omega = \chi - \psi$

$\varphi$ : 光路上の任意の点において、光路が鉛直線となす角

$\theta$ : 光路上の任意の点の位置を示す角距離。 $\theta$  は接線高度をとる位置を基準として、ここから出発するのが一般的取扱いをする上で有利である。

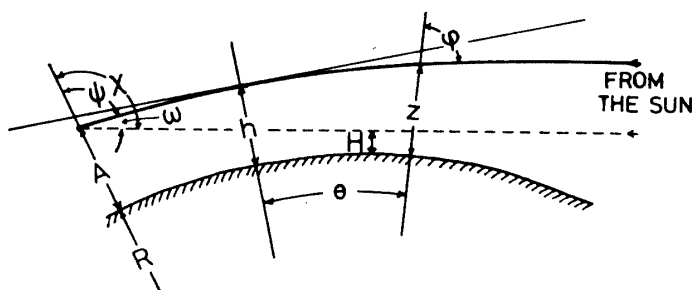


図 2 観測時の位置関係

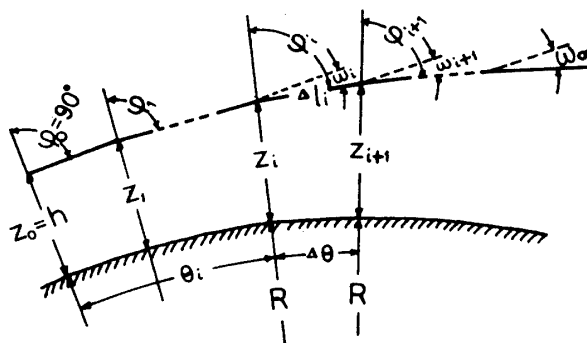


図 3 光路決定の計算手順

図3に示すように、ある微小な角度ステップ  $\Delta\theta$  を考え、 $\theta_i = i\Delta\theta$  ( $i=0, 1, 2, \dots$ ) で定義される  $\theta_i$  に対応する光路の高度を  $z_i$  ( $z_0=h$ ) とする。正弦定理により

$$z_{i+1} = (z_i + R) \frac{\sin \varphi_i}{\sin(\varphi_i - \Delta\theta)} - R \quad (1)$$

$$\Delta l_i = (z_i + R) \frac{\sin \Delta\theta}{\sin(\varphi_i - \Delta\theta)} \quad (2)$$

また Snell の法則により  $(z_i + R)n_i \sin \varphi_i$  の値は保存されるので、

$$\varphi_{i+1} = \sin^{-1} \left[ \frac{n_i}{n_{i+1}} \sin(\varphi_i - \Delta\theta) \right] \quad (3)$$

ただし、 $\Delta l_i$  は  $\Delta\theta$  に対応する光路の微小長、 $n_i, n_{i+1}$  はそれぞれ高度  $z_i, z_{i+1}$  における大気の屈折率である。屈折率は厳密には波長の関数である（付録参照）が、例えば可視、近赤外光を考えると波長依存性を無視して [11]、大気密度に対し

$$n_i = 1 + 2.77 \times 10^{-4} \cdot \rho(z_i) / \rho(z=0), \quad (\lambda = 0.6 \mu\text{m}) \quad (4)$$

をとれば光路追跡には充分である。

以上の式が光路追跡の基本であり、 $z_0=h, \varphi_0=90^\circ$  から出発し、逐次光路位置を決定して行くことができる。 $z_i$  まで進んだときの屈折角は

$$\omega_i = \varphi_i + \theta_i - 90^\circ \quad (5)$$

で与えられる。

また高度  $z_i$  における  $k$  種の大気組成成分（例えば大気分子、オゾン等、ある場合にはエアロゾル）の密度を  $\rho_i^k$  とすれば、 $z_0=h$  から  $z_i$  までの高度間の光路に沿った  $k$  種成分の密度線積分値は

$$M_i^k = \sum_{i=0}^{i-1} \rho_i^k \cdot \Delta l_i \quad (6)$$

となる（以下大気分子については単に  $M_i, \rho_i$  と記す）。

気球観測の場合、センサーの高度は通常まだ屈折吸収の圏内にある。そこで、 $z_i, z_{i+1}$  が気球高度  $A$  をはさむ高度に達したとき、 $\varphi_i, \varphi_{i+1}$  その他の値から補間することにより、接線高度より気球側での  $\varphi_A, \omega_A, M_A$  を得る。気球からの見かけの天頂角は  $\psi = 180^\circ - \varphi_A$  である。太陽側については、 $z_i$  がある設定値  $z_{\max}$ （精度の必要に応じてこれ以上で屈折吸収を無視できる高度で、通常 50 km をとれば充分である）を越えた所で計算を打ち切り、このときのそれぞれの値を  $\varphi_\infty, \omega_\infty, M_\infty$  とする。太陽から観測装置までの全光路に沿った全屈折角は  $\omega = \omega_A + \omega_\infty$ 、大気密度積分値は  $M = M_A + M_\infty$ 、また天文学的太陽天頂角は  $\chi = \psi + \omega$  である。

ロケット、衛星観測の場合のように、測器の高度が大気の吸収圏外にあるときは、単純に  $\omega = 2\omega_\infty, M = 2M_\infty$  をとればよい。

このようにして、接線高度  $h$  をパラメーターとして、 $\chi(h), \psi(h), M(h)$  の組を作ることができる。もちろん計算の手順として、気球から  $\psi$  をパラメーターとして出発し、 $h(\psi), \chi(\psi), M(\psi)$  を求めることもできるし、あるいは  $z_{\max}$  から適当にえらんだ  $\varphi(z_{\max})$  をパラメーターとして出発し、対応する  $h, \psi, \chi, M$  の組を作ることもできるが、上記の手順がもっとも簡単で一般性がある。

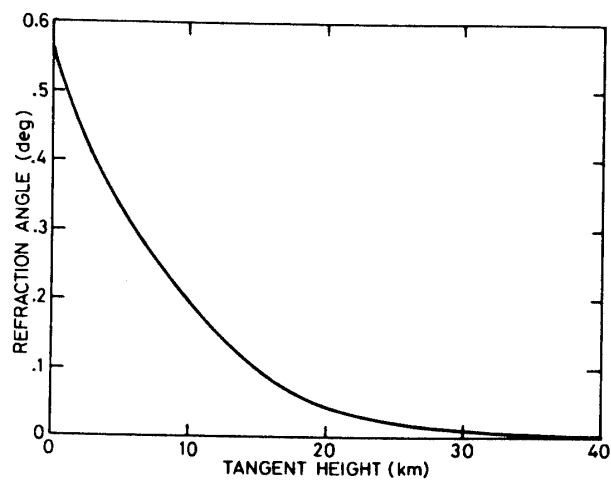
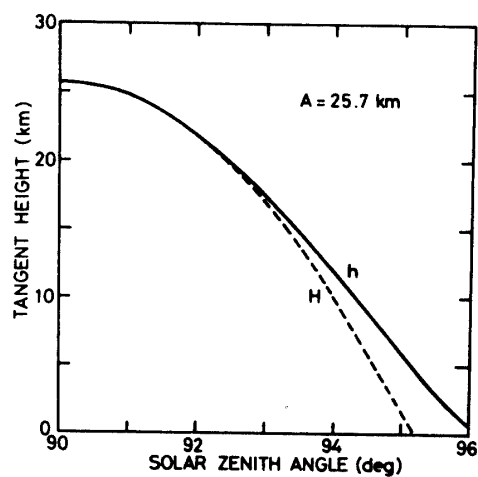
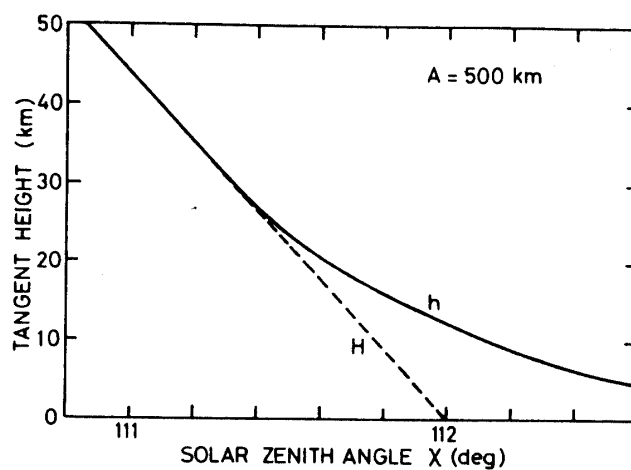


図4 接線高度から見た屈折角

図5 気球高度 ( $A=25.7$  km) からみて、屈折を無視したとき ( $H$ ) と、実際の光路 ( $h$ ) での接線高度の比較図6 衛星高度 ( $A=500$  km) からみて、屈折を無視したとき ( $H$ ) と、実際の光路 ( $h$ ) での接線高度の比較

標準大気を用いて計算した  $\omega_{\infty}$  に対する結果を図4に示した。地表面 ( $h=0$ ) から出発する光路では、屈折角は  $0.56^{\circ}$  ( $=34'$ ) 程度で、太陽の視直径  $32'$  にほぼ等しい。10 km の高度からみても、屈折角はなお  $0.20^{\circ}$  であり、屈折の効果を考慮しなければならないことが分る。

図5、図6はそれぞれ気球高度 (25.7 km) および衛星高度 (500 km) を例にとり、屈折がないとしたときの接線高度  $H$  と、実際の接線高度  $h$  がどれ位差ができるのかを示した。気球の場合でも屈折を無視したときの誤差は、10 km の高度で2 km 程度、そしてこの傾向は観測高度の高い衛星の場合に一層顕著になる。

### 3. 視野角の変化

太陽から出た平行光束が地表近くを通過する場合、大気密度の濃い低高度を通る光束の下側は、大気密度の薄い上側より余計屈折を受ける。つまり平行光束が屈折量の高度に対する差違のため発散し、光束密度が減少することになる。このことは、高空のセンサーから見た日没時の太陽像に上下方向の縮小が起り偏平に見えることと同等で、人工衛星から地平線上の太陽や月をとった写真でよく知られた事実である。

屈折のないときにセンサーから太陽面上のある微小領域  $\Delta S$  を見込む立体角  $\Delta \Omega$  が、大気による差分屈折のため  $\Delta \Omega'$  に変化したとすると、 $\Delta S$  からのセンサーにはいる光量は

$$D = \frac{\Delta \Omega'}{\Delta \Omega} \quad (7)$$

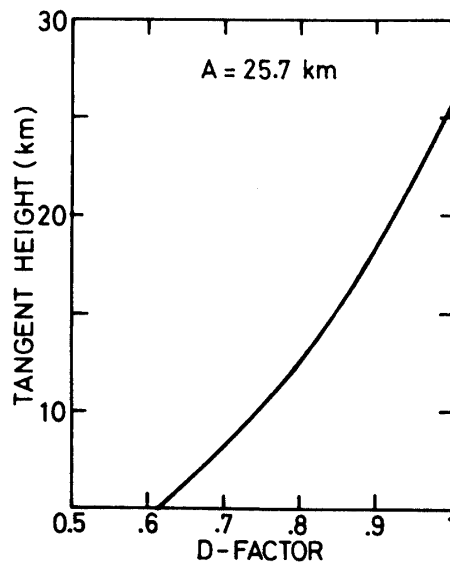
の係数で表わされる減少を受ける [2]。したがって太陽面全体がセンサーの視野にはいつている場合は、センサーに入射する光量はこの減少係数  $D$  を太陽全面にわたって積分平均した減少を受けることになる。

センサーの視野が十分に小さく、太陽面を部分的に見ているときは、センサーの実効的な太陽面上の視野範囲が光束の発散度に応じて (太陽が偏平に見えることに応じて) 拡がるため、もし太陽面上の輝度分布が一様ならば入射光量の減少はない。しかし実際には太陽面は周辺ほど暗くなるので、周縁部の光を取り扱うのはかなり複雑である。気球観測では、太陽面全体を視野においてもかなりの高度分解能が得られるので、指向精度に厳密さを要しない前者の方法をとっているが、衛星観測では必要な高度分解能を得るには太陽の一小部分を光源とすることが要求される (EXOS-C では太陽直径を約30分割する計画である) ので、周縁部の光を対象としない限り、この補正は考えなくてもよい。ここでは気球観測時の光量の補正法について述べる。

いま太陽面を地平線と平行に微小な帯状領域に分割して考える。その  $j$  番目の領域を  $\Delta \phi_j$  と、天文学的太陽天頂角の幅  $\Delta \chi_j$  を前節の計算結果にもとづいて導く。この領域からの光量の減少係数が

$$D = \frac{\Delta \phi_j}{\Delta \chi_j} \quad (8)$$

となることはあきらかであろう。  $A=25.7$  km のときの  $D$  の計算例を図7に示した。例えば10 km の接線高度を通るときは光量は約74%に減少し、その影響が重大であることが

図 7 減少係数  $D$  の接線高度に対する変化

分る。

#### 4. 光学的厚さの決定

太陽の大きさが有限であることを考慮して補正した上で、減光を生ずるすべての効果を表わすものとしての光学的厚さを求める。

前節においては、光路の決定と同時に、ある  $h$  あるいは  $\phi$  または  $\chi$  に対応する太陽面上の微小部分からの光路上での、 $k$  種成分の密度積分値  $M^k$  や減少係数  $D$  を求めたが、これらの値は当然太陽面上の異なる部分に対しそれぞれ異なる値をもつ。したがってここでは太陽面を  $m$  個に分割し、それぞれの部分の光強度を大気を通過する前と後で合計して比較することにする。太陽面上の輝度分布は、座標  $(x, y)$  の関数として波長ごとに与えられており [1], これを  $I(\lambda, x, y)$  とする。  $j$  番目の領域の明るさは

$$G_j(\lambda) = \iint_{s_j} I(\lambda, x, y) dx dy \quad (9)$$

ただし、 $s_j$  は  $j$  番目の領域を示す。全体の明るさは

$$G(\lambda) = \sum_{j=1}^m G_j(\lambda) \quad (10)$$

である。ところで  $j$  領域の光が大気を通過してセンサーに到達したときの強度は

$$H_j(\lambda) = G_j(\lambda) \cdot D(\chi_j) \cdot \exp\left[-\sum_k \sigma_k(\lambda) \cdot M_j^k\right] \quad (11)$$

ここに  $\sigma_k(\lambda)$  は  $k$  種成分の波長  $\lambda$  での吸光断面積である。全強度は

$$H(\lambda) = \sum_{j=1}^m H_j(\lambda)$$

となる。したがって

$$\frac{H(\lambda)}{G(\lambda)} = \exp[-\tau^*(\lambda)] \quad (12)$$

によって光学的厚さ  $\tau^*$  を定義すると,

$$\tau^*(\lambda) = -\ln \left[ \frac{\sum_j G_j(\lambda) \cdot D(\chi_j) \cdot \exp\{-\sum_k \sigma_k(\lambda) \cdot M_j^k\}}{\sum_j G_j(\lambda)} \right] \quad (14)$$

となる. 特にレイリー大気的光学的厚さは

$$\tau_R(\lambda) = -\ln \left[ \frac{\sum_j G_j(\lambda) \cdot D(\chi_j) \cdot \exp\{-\sigma_R(\lambda) \cdot M_j\}}{\sum_j G_j(\lambda)} \right] \quad (15)$$

である.  $\sigma_R(\lambda)$  はレイリー散乱断面積をあらわす. 実際の観測は単色光ではなく, 干渉フィルターによるある帯域  $\lambda_1 \sim \lambda_2$  の光量を測定しているのので, 吸収断面積としては

$$\langle \sigma_R(\lambda) \rangle = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sigma_R(\lambda) \cdot T(\lambda) \Phi(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda) \Phi(\lambda) \varepsilon(\lambda) d\lambda} \quad (16)$$

を用いなければならない. ここで  $T(\lambda)$  はフィルターの透過率,  $\Phi(\lambda)$  は太陽の放射束,  $\varepsilon(\lambda)$  は受光器の感度である.

## 5. 消光係数の垂直分布

特定の組成成分, 特にエアロゾルとオゾンの消光係数の垂直分布を求める手続きは下記の通りである. 800 nm より長い波長での光学的厚さはレイリー散乱とエアロゾルのミー散乱が寄与するが, より短い波長ではオゾン, 更に 500 nm 以下では  $\text{NO}_2$  も吸収をおこす.

観測から得られる光学的厚さ  $\tau_{ob}(\lambda)$  はすべての成分を含むので, 式(15)で定義した  $\tau_R(\lambda)$  を用いて

$$\tau_{A+G}(\lambda) = \tau_{ob}(\lambda) - \tau_R(\lambda) \quad (17)$$

により, エアロゾルと微量気体成分をあわせた光学的厚さが求まる. 接線高度をパラメータとして求められたこの値を, 例えば onion peeling 法 [4] [10] により逆変換すれば消光係数の高度に対する値  $\beta(\lambda, z)$  が得られる.

$\lambda > 800$  nm のとき, かくして得られた  $\beta(\lambda, z)$  はエアロゾルの消光係数を与える. より短い波長でエアロゾルの消光係数を求めるためには, オゾン更には  $\text{NO}_2$  の垂直分布についての情報が必要で,  $\tau_R$  の他, 気体成分の吸収に対応する  $\tau_{\text{O}_3}$ ,  $\tau_{\text{NO}_2}$  を差引く必要がある. 逆にエアロゾルの情報が既知であれば (例えば 800 nm 以上で得られた  $\tau_A(\lambda)$  から波長依存性を考慮して導くことができる), 600 nm 付近の観測で得られた  $\tau_{A+G}$  から  $\tau_A$  を差引いて  $\tau_{\text{O}_3}$  を求めることが可能で, この方法によるオゾン密度の垂直分布の決定は別報告 [7] に述べられている.

## 6. ま と め

ここに述べた方法は一貫して光路追跡に基礎を置いており, その点で Miller [8] の方法にくらべより高精度である. ここでは主として気球観測データを解析する上で必要となっ



た手続きについてまとめたが、基本的にはこれから実施しようとしている衛星観測にも同じ手法が適用できる。

### 付 録

計算に必要なレイリー散乱断面積は次式で与えられる。

$$\sigma_R(\lambda) = \frac{32\pi^3(n_s-1)^2}{3N_s\lambda^4} \cdot \delta$$

$$\delta = \frac{6+3\Delta}{6-7\Delta} \quad (\delta : \text{depolarizing factor})$$

$$N_s = 2.5474 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_s - 1 = \left[ 64.328 + \frac{29498.1}{146 - 1/\lambda^2} + \frac{255.4}{41 - 1/\lambda^2} \right] \times 10^{-6} \quad (\lambda \text{ の単位は } \mu\text{m})$$

$\delta$  の値については人により多少異った値を与えている。最近の2つの値とくらべると Penndorf の値は大きすぎる傾向がある。

文 献	発表年	$\Delta$	$\delta$	比
Penndorf [9]	1957	0.035	1.0608	1
Hoyt [5]	1977	0.0139	1.0235	0.965
Fröhlich, Shaw [3]	1980	0.0095	1.0160	0.958

### 参 考 文 献

- [1] Allen, C. W., Astrophysical Quantities, Athlone Press, 1976.
- [2] Born, M. and E. Wolf, Principles of optics, Pergamon Press, 1970.
- [3] Fröhlich, C. and G. E. Shaw, New determination of Rayleigh scattering in the terrestrial atmosphere, Appl. Opt., **19**, 1773-1775, 1980.
- [4] Fynat, A. L. and C. B. Smith, Remote sensing of the middle atmospheric aerosol, Pure Appl. Geophys., **118**, 35-57, 1980.
- [5] Hoyt, D. V., A redetermination of the Rayleigh optical depth and its application to selected solar radiation problems, J. Appl. Met., **16**, 432-436, 1977.
- [6] Kondo, Y., M. Takagi, and A. Iwata, Measurements of stratospheric aerosol by balloon borne sun-photometers, Bull. Inst. Space Astron. Sci., 1982 (submitted)
- [7] Kondo, Y., M. Takagi, and A. Iwata, Measurements of stratospheric ozone by Chappuis band attenuation, Bull. Inst. Space Astron. Sci., 1982 (submitted)
- [8] Miller, D. E., Stratospheric attenuation in the near ultraviolet, Proc. Roy. Soc., A, **301**, 57-75, 1967.
- [9] Penndorf, R., Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0  $\mu$  and their application to atmospheric optics, J. Opt. Soc. Am., **47**, 176-182, 1957.
- [10] Pepin, T. J., Inversion of solar extinction data from the Apollo-Soyuz test project stratospheric

aerosol measurement (ASTP/SAM) experiment, in Inversion Methods in Atmospheric Remote Sensing, Academic Press, 529-554, 1977.

- [11] Snider, D. E. and A. Goldman, Refractive effects in remote sensing of the atmosphere with infrared transmission spectroscopy, BRL Report, No. 1790, 1975.