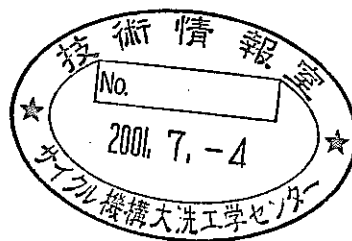




ナトリウム燃焼時の輻射伝熱に関する研究
— モデル化とその検証及び輻射物性値測定法検討 —
先行基礎工学分野に関する平成12年度報告書
(共同研究報告書)



2001年5月



北海道大学

本資料は、先行基礎工学分野に関する研究として、北海道大学と核燃料サイクル開発機構との共同研究の成果として作成されたものです。

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4-49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184

Japan

©核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

北海道大学 (Hokkaido University)

2001

ナトリウム燃焼時の輻射伝熱に関する研究
—モデル化とその検証及び輻射物性値測定方法検討—
先行基礎工学分野に関する平成12年度報告書（共同研究報告書）

李 炳熙¹、工藤 一彦²

要旨

ナトリウム燃焼時には、反応生成物である多量のエアロゾル粒子群を含むため、燃焼領域近傍では輻射による熱輸送の定量評価が重要となる。そこで本研究では、エアロゾル粒子群の光学物性値と寸法、個数密度、発熱量の統計的・空間的分布に基づき、輻射伝熱量を評価することを目的とし、モデルの構築及び光学物性値測定手法に関する研究を平成12～14年度の3ヶ年にわたり実施する。

平成12年度は、実験条件（粒子群の粒径分布等）と実験結果（透過量）から光学物性値を推定することを目的に、モンテカルロ法を用い、一次元のエアロゾル粒子群の光学物性値、粒径分布等の統計的・空間的分布が与えられた時の、この粒子群を通過する輻射透過量を評価するプログラムを作成した。

本プログラムを用い、粒子群のサイズパラメータ（粒子径(D)と波長(λ)との関係： $=\pi D/\lambda$)が評価誤差に与える影響を評価した結果、サイズパラメータの大きさにより、測定項目として透過エネルギー強度の角度分布が必要となるが、概ね3%以内の精度で粒子群の光学物性値を評価することが可能であることが確認された。

¹ 哈爾濱工業大学 能源科学与工程学院

² 北海道大学大学院 工学研究科機械科学

Research on radiative heat transfer in sodium combustion
- Modeling, verification and development a radiative properties measuring method -
(Report of the JNC cooperative research scheme on the nuclear fuel cycle)

Li Bingxi¹

Kudo Kazuhiko²

Abstract

A quantitative evaluation of a radiative heat transfer is important in sodium combustion because a large amount of aerosol particles, which are produced as a result of the combustion, exists in a combustion region. In this study, a development of radiation model with aerosols and optical property measurement has been carried out for the purpose of evaluating radiative heat transfer based on a optical property, diameter, number density and statistical and spatial distribution of aerosol particles.

In 2000 research, one dimensional analysis program of the Monte Carlo method has been developed. This program evaluates a radiative transmission intensity based on an optical property and a statistic and spatial diameter distribution of airborne particles. Using this program, an optical property can be estimated from experimental conditions (e.g. diameter distribution) and results (radiative transmission intensity).

As a result of numerical analyses which evaluate an influence of a size parameter (relation between a particle diameter[D] and wavelength[λ]: $=\pi D/\lambda$) on the accuracy evaluation, an optical property can be estimated within 3% accuracy though an angle distribution measurement of radiative transmission intensity is necessary when the size parameter becomes large.

¹ School of Energy science & Engineering, Harbin Institute of Technology

² Department of Mechanical Engineering, Hokkaido University

目 次

1. はじめに	1
2. 解析モデル	2
2.1 与えられた条件	2
2.2 エネルギー方程式	2
2.3 モンテカルロ法の適用	4
3. 解析結果	7
4. 結言	21
参考文献	22

目次

【2章】	
Fig. 2.1 Analytical Model	6
Fig. 2.2 分散 1.0 の対数正規分布	6
【3章】	
Fig. 3.1(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=1.0-ki$)	10
Fig. 3.1(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=2.0-ki$)	10
Fig. 3.1(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=3.0-ki$)	10
Fig. 3.2(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=1.0-ki$)	11
Fig. 3.2(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=2.0-ki$)	11
Fig. 3.2(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=3.0-ki$)	11
Fig. 3.3(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=1.0-ki$)	12
Fig. 3.3(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=2.0-ki$)	12
Fig. 3.3(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響 ($f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{v1}=600K, m=3.0-ki$)	12
Fig. 3.4 半球透過エネルギーに及ぼす水蒸気の分圧の影響 ($f_v=0.0005, D=1.0E-6m, T_{v1}=800K, m=1.0-ki$)	13
Fig. 3.5 The phase function of single particle by Mie theory and diffusely scattering ($m=1.0-1.0i$)	13
Fig. 3.6 The effects of complex refractive index on phase function of single particle	14
Fig. 3.7 The effects of complex refractive index on extinction and scattering efficiency	15
Fig. 3.8 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{v1}=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-0.5i$)	16

Fig. 3.9 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=2.0\mu m, m=1.5-0.5i$)	16
Fig. 3.10 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-0.5i$)	17
Fig. 3.11 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-1.0i, \delta=0-10^\circ$)	17
Fig. 3.12 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-1.0i, \delta=30-40^\circ$)	18
Fig. 3.13 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5\mu m, m=1.5-1.0i$)	18
Fig. 3.14 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0\mu m, m=2.0-2.0i$)	18
Fig. 3.15 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0, m=2.0-2.0i$)	19
Fig. 3.16 The maximum errors of hemispherical transmittance and transmitted energy ($T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0\mu m, m=2.0-2.0i$)	20

主な記号：

- D ： 粒子の直径 m
 e_ν ： 単色放射エネルギー流束 W/m^2
 f_i ： 粒径分布関数
 f_v ： 粒子群の体積割合
 h_{gp} ： 気体粒子間対流熱伝達率 $W/(m^2 \cdot K)$
 K_ν ： 実在気体の単色吸収係数 $(1/m)$
 m ： エアロゾル粒子を構成する物質の複素屈折率 $(n-ki)$
 (n ： 屈折率、 k ： 減衰係数)
 N_i ： $D_i \sim D_i + \Delta D$ の粒径の粒子個数密度 $(1/m^3)$
 N_p ： 粒子個数密度 $(1/m^3)$
 Q ： 単位時間の伝熱量 W/m^2
 Q_a ： 正味壁面熱流束 W/m^2
 Q_{ext} ： 減衰効率因子
 Q_{sca} ： 散乱効率因子
 R ： $0 \sim 1$ の間の値をとる一様乱数
 R_d ： 要素相互間のエネルギー交換係数
 T ： 温度 K
 ε ： 放射率
 τ ： 半球透過率
 λ ： 波長 m
 η ： 天頂角 rad
 θ ： 方位角 rad
 ν ： 波数 m^{-1}
 σ_s ： 減衰係数 m^{-1}
 σ_a ： 吸収係数 m^{-1}

添字

- b ： 黒体
 c ： 対流伝熱
 g ： 気体
 in ： ふく射の吸収
 out ： ふく射の放射
 p ： 粒子
 r ： ふく射伝熱
 w ： 壁面

1. はじめに

液体ナトリウムを冷却材としている高速増殖炉では、冷却材が空気雰囲気中に漏洩した際にナトリウム火災を生じる。従ってナトリウム火災時における建屋健全性評価は非常に重要である。一般にナトリウムによる燃焼では、反応領域では発光を伴う強い発熱が生じる。ここで反応領域周辺には反応生成物である多量のエアロゾル粒子群を含むため、燃焼領域とその周囲に存在する構造物の間での伝熱は、このようなエアロゾル粒子群を通したふく射伝熱となる。また床ライナ温度や床でのナトリウム燃焼量の評価に際し、液体ナトリウム表面からのふく射伝熱の定量化は極めて重要である。このためには、燃焼によって生じた酸化ナトリウムエアロゾル粒子の光学物性値を知る必要がある。

粒子群の光学物性値の決定手法には、Willis⁽¹⁾、Wyatt⁽²⁾の散乱強度の測定と Mie 散乱モデルによる決定方法、Yuen⁽³⁾ら、Tien⁽⁴⁾ら、Milham⁽⁵⁾ら、Chippett⁽⁶⁾らによる透過率測定からの決定方法がある。しかしこれらの方法は、Mie 散乱理論の応用モデルとして Beer-Lambert 法則⁽⁷⁾或いは Kramers-Kronig⁽⁸⁾ の関係式を用いて複素屈折率を求めているが、散乱効果或いは粒子群における多重散乱効果が含まれていないため、計算モデルで実際のふく射エネルギーの透過挙動を正確に模擬することは困難である。

今までの、エアロゾル群の透過率、吸収率、反射率などの測定によるエアロゾル粒子の光学物性値の決定手法があまり好ましい結果が得られなかった原因の一つは、計算モデルが実際のふく射エネルギーの透過挙動を正しく反映できなかったこと、また一つは一定の光学物性値からは単一の透過率、吸収率及び反射率が求められる（順問題）のに対し、一定の透過率、吸収率、反射率を与えるのに必要な単一の光学物性値を求めること（逆問題）が難しいこと、すなわち物性値逆問題の適切性によるものである。

本研究では、エアロゾル粒子群の光学物性値を、エアロゾル粒子群のふく射伝ば特性の測定と逆解析手法の併用により推定する手法の確立と、これを利用して粒子の直径分布、個数密度、発熱量の統計的空間分布が与えられた時の、ふく射伝熱量を評価するモデルの構築の二つを目的とする。

この目的を達成するにあたり、本手法は酸化ナトリウムエアロゾルと水蒸気を含有した空気中での 1 次元ふく射伝熱に関する非灰色解析基礎モデルを開発し、ふく射エネルギーの透過率および透過エネルギー強度の角度（天頂角）分布が実験的に求められることを想定し、この実験値からどのくらいの精度でエアロゾル粒子の複素屈折率が評価できるかに関して検討を行った。この評価では、粒子群中のふく射エネルギー透過時の Mie 散乱による多重散乱効果を正確に模擬できる、モンテカルロ法を用いたふく射エネルギーの透過・散乱特性の解析結果と、対応した実験結果を比較することで、その光学物性値を同定した。次にこの結果に対し、サイズパラメータ ($X=\pi D/\lambda$)、複素屈折率の実数部と虚数部の値の大きさが、このような物性値逆問題に及ぼす影響を調べた。

解析に用いた系は一定の温度差を持つ二つの無限平行平板と、これには含まれたエアロゾル粒子群からなり、粒子群の粒径分布は分散 1.0 の対数正規分布とした。

2. 解析モデル

2.1 与えられた条件

解析は、Fig.2.1 に示したように、高温壁（液体ナトリウムプール表面に相当）から放射されたふく射エネルギーの、一定の厚さを持つ酸化ナトリウムエアロゾル群と水蒸気含有の空気層の透過を取り扱うこととした。壁面及び粒子から放射されるふく射エネルギーの波長は Plank の法則に従うこととした

壁面温度 $T_{w1}=600\text{K}, 800\text{K}; T_{w2}=0\text{K}$

壁面放射率 $\epsilon_w: 0.65$

粒 径： 平均粒径 0.25, 0.5, 1.0, 2.0, 5.0, 10.0 (μm) を持つ対数正規分布

$D=\exp(\eta+\sigma u)$ 、 η -期待値、 σ -分散、 u -標準正規乱数

平均粒径 $E(D)=A B^{0.5}$ 、 $A=\exp(\eta)$ 、 $B=\exp(\sigma^2)$

Fig.2.2 に、分散 $\sigma=1.0$ の対数正規分布を示す。

エアロゾル粒子の体積割合 $f_v=5.0\times 10^{-4} \sim 1.0\times 10^{-1}$

水蒸気体積割合： $V_{\text{H}_2\text{O}}=2.0, 7.0, 15.0\text{ Vol}\%$

エアロゾル層の厚さ： 2.5 mm

複素屈折率 m : $m=n-ki$ ($n=1.0\sim 3.0, k=0.25\sim 3.0$)

2.2 エネルギー方程式

単位体積あたりの微小要素のエネルギー保存は以下の式で表される。

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = -\nabla q_r + Q_h \quad (1)$$

ガス中で気体と粒子との対流伝熱、壁面、水蒸気および粒子の間のふく射伝熱のみ考えると、以下の式で表される。

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = -\nabla q_r \quad (2)$$

ここで、系を Fig.2.1 のようにエアロゾル群はこれら壁面に垂直方向に 1 次元的に 18 個の要素に分割し、各分割要素を気体と粒子に分けて取り扱うとすると、気体要素、粒子要素および壁面要素におけるエネルギー式は以下の式で表される。

気体要素：

$$Q_{r,in,g} = Q_{r,out,g}(\infty) + Q_{c,gp} \quad (3)$$

粒子要素：

$$Q_{r,in,p} + Q_{c,gp} = Q_{r,out,p}(\infty) \quad (4)$$

壁面要素：

$$Q_{r,in,w} = Q_{r,out,w}(\infty) + Q_a \quad (5)$$

ここで、気体要素内で放射されたふく射エネルギー

$$Q_{r,o,g}(\infty) = 4 \int_0^{\infty} K_v(\nu) e_{bv}(\nu) d\nu \quad (6)$$

粒子要素内で放射されたふく射エネルギー

$$Q_{r,out,p}(\infty) = 4 \int_0^{\infty} \sigma_a e_{bv}(\nu) d\nu \quad (7)$$

壁面要素から放射されたふく射エネルギー

$$Q_{r,out,w}(\infty) = \varepsilon_w \int_0^{\infty} e_{bv}(\nu) d\nu \quad (8)$$

気体から粒子への対流伝熱量

$$Q_{c,gp} = h_{gp} \pi D_p^2 N_p (T_g - T_p) \quad (9)$$

要素 i ($i = g, p, w$) が他の気体、粒子、壁要素から放射されたふく射エネルギーを吸収した量

$$Q_{r,in,i} = \left(\sum_{gas} Rd_{g \rightarrow i} \cdot Q_{r,out,g}(\infty) + \sum_{particle} Rd_{p \rightarrow i} \cdot Q_{r,out,p}(\infty) + \sum_{wall} Rd_{w \rightarrow i} \cdot Q_{r,out,w}(\infty) \right) \quad (10)$$

また σ_a は粒子群の吸収係数 (1/m) で、粒子のサイズパラメータ、体積割合と複素屈折率があたえられると、下記の式により求められる。

$$\sigma_a(\nu) = \frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^n (Q_{ext}(\nu) - Q_{sca}(\nu)) N_p f_i(D_i) D_i^2 \quad (11)$$

N_p 、 $f_i (= N_i/N_p)$ それぞれ粒子の個数密度と $D_i \sim D_i + \Delta D$ の粒径の個数割合である。減衰効率因子 Q_{ext} 、散乱効率因子 Q_{sca} は入射波長、粒子の直径及び複素屈折率があたえられると、Mie の散乱理論⁽⁹⁾により求められる。また、 n は ΔD の幅で分割した粒径の分割数である。 h_{gp} は粒子および気体間の対流熱伝達率 (W/m^2K) で、ヌッセルト数および気体の熱伝導率により求められる。 $K_\nu(\nu)$ は実在気体の単色吸収係数 (1/m) で Edwards らの指数型広域バンドモデルパラメータを用いた Elsasser⁽⁴⁾ の狭域バンドモデルにより求めることができる。

また、 $Rd_{i \rightarrow j}$ は各要素 i 内で放射されたふく射エネルギーが、要素 j に吸収される割合を示す要素相互間のエネルギー交換係数であり、モンテカルロ法によるエネルギー粒子の追跡によって求められる⁽¹⁰⁾。

2.3 モンテカルロ法の適用

各要素から多数のエネルギー粒子を下記の規則に従って射出し、そのエネルギー粒子が吸収される要素を決定することで、各要素間のふく射エネルギー交換係数（前章の Rd）を求める。

- (1) 波数
- ν
- を有するエネルギー粒子の飛行距離 S:

$$S = -\ln(1-R_s)/\beta(\nu) \quad (12)$$

ここで、 R_s は 0~1 の間の値をとる一様乱数である。

$$\beta(\nu) = K_\nu(\nu) + \sigma_e(\nu) \quad (13)$$

$$\sigma_e(\nu) = \frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^n (Q_{ext}(\nu) N_p f_i(D_i) D_i^2) \quad (14)$$

- (2) 各エネルギー粒子の要素内での射出位置:

$$z = z_i + \Delta z R_z \quad (\Delta z \text{ 要素の厚さ})$$

- (3) 各エネルギー粒子の射出方向 (
- θ
- 、
- η
-):

壁面:

$$\theta_\nu = 2\pi R_\theta \quad (15)$$

$$\eta_\nu = \cos^{-1} \sqrt{(1-R_\eta)} \quad (16)$$

気体および粒子:

$$\theta_{g,p} = 2\pi R_\theta \quad (17)$$

$$\eta_{g,p} = \cos^{-1}(1-2R_\eta) \quad (18)$$

- (4) 各エネルギー粒子が有する波数
- ν
- :

壁面および粒子:

$$\frac{\int_0^\nu e_{b\nu}(\nu) d\nu}{\int_0^\infty e_{b\nu}(\nu) d\nu} = R_\nu \quad (19)$$

気体:

$$\frac{\int_0^\nu K_\nu(\nu) e_{b\nu}(\nu) d\nu}{\int_0^\infty K_\nu(\nu) e_{b\nu}(\nu) d\nu} = R_\nu \quad (20)$$

- (5) エネルギー粒子の追跡:

壁面、気体、粒子の各要素から射出されたエネルギー粒子は式(12)で定められた飛行距離を進んだ後、その位置が燃焼ガスであれば、気体或いは粒子群により吸収されるか、粒子によって散乱されるかのいずれかとなるのである。各エネルギー粒子が吸収されるか散乱されるかは次の式で決められる。

$$\frac{K_v(\nu) + \sigma_a(\nu)}{\beta(\nu)} \leq R_s \quad (21)$$

の時は吸収、逆の場合は散乱されることになる。吸収の際は、気体と粒子のどちらに吸収されるかは次の式により決められる。

$$\frac{K_v(\nu)}{K_v(\nu) + \sigma_a(\nu)} \geq R_a \quad (22)$$

の時は気体要素に吸収され、逆の場合は粒子群により吸収される。エネルギー粒子が粒子群によって散乱されると判断されたとき、散乱位相関数 $\Phi(\phi, \theta)$ (Mie 散乱理論により求められる) を用いて、散乱後のエネルギー粒子の進行方向を決める。球形粒子では、 Φ は θ 方向には一様であるので、 θ は下式で求められる。

$$\theta = 2\pi R_\theta \quad (23)$$

散乱後のエネルギー粒子の進行方向 ϕ は下式で求められる。

$$\int_0^\phi \Phi(\phi) d\phi \geq R_\phi \quad (24)$$

ここで、 ϕ は散乱角、 θ は観察角である。壁面、気体、粒子の各要素から一定の数 P (少なくとも 10000 個以上) のエネルギー粒子を飛ばし、各要素に吸収される数 P_1 を求めることにより、エネルギー交換係数 $Rd (= P_1/P)$ を求めることができる。

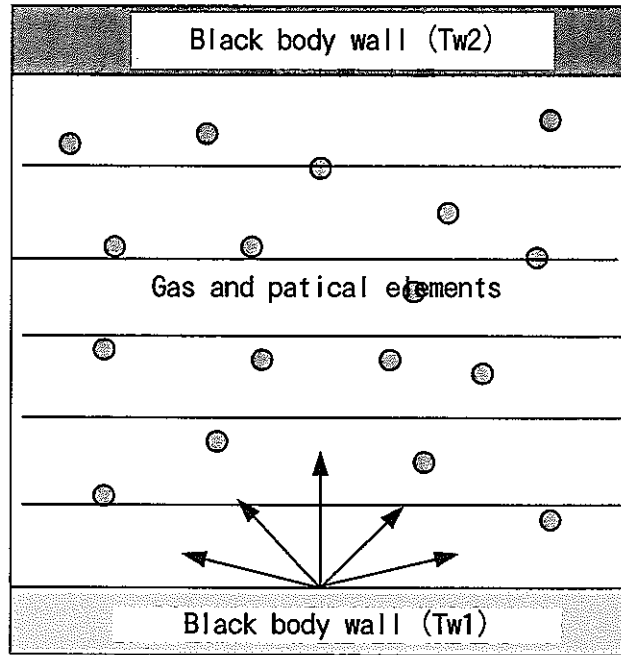


Fig.2.1 Analytical Model

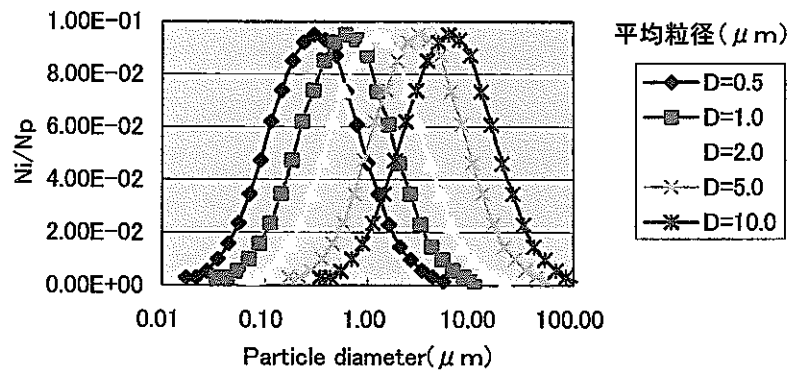


Fig.2.2 分散1.0の対数正規分布

3. 解析結果

解析にあたり、壁面からの放射されるふく射エネルギーの方向分布は Lambert 余弦則に従う分布とし、ガスは水蒸気と粒子群をそれぞれ壁垂直方向に 18 個の要素に分割し、壁面、気体（水蒸気）及び粒子群要素毎に 1 万個ずつのエネルギー粒子を飛ばした。

Fig.3.1-3 にそれぞれ $f_v=0.001, 0.005, 0.01$ の時の、600K の灰色壁（放射率 0.65）からのふく射に対するエアロゾル粒子群の透過率を示すが、 f_v が同じであると平均粒径 D が大きくなるにつれて、通過エネルギーが多くなるのがわかる。また、粒径が小さい時に粒子の複素屈折率がエネルギー透過に与える影響が強いのにに対し、粒径が大きい場合はその影響が小さいことが示されている。また粒子の屈折率 n が 1~3 と大きくなると、粒子の減衰係数 k の効果が小さくなるのがわかる。

Fig.3.4 に水蒸気分圧がエネルギー透過に及ぼす影響を示すが、エアロゾル濃度が割合小さい場合 ($f_v=0.0005$) でもその影響がほとんど見られないことが示される。これは、水蒸気の吸収がエネルギー透過に関する寄与が、粒子群に比べ非常に小さいからであろう。この結果から以下の解析では、水蒸気による吸収は無視することとする。

Fig.3.5 にサイズパラメータ X が粒子の散乱位相関数に及ぼす影響を示すが、サイズパラメータが大きくなるにつれて、入射方向に近い前方散乱が強くなり、散乱効果が小さくなるのがわかる。このことよりサイズパラメータが大きいエアロゾル群では、エアロゾル群の透過率或いは透過エネルギー強度の天頂角分布の測定値と複素屈折率の変化に伴う散乱効果の変化の解析結果との比較から、複素屈折率を特定の値に定めることは困難になることが推定される。また、サイズパラメータが Mie 散乱理論の適用範囲を超えた場合に用いられる幾何学散乱の場合（図中 Diffuse と示された結果）は、散乱アルベドは複素屈折率の変化により変化するものの、複素屈折率の変化により散乱位相関数の変化がないため、散乱効果の違いの解析はさらに困難になることが予想される。

Fig.3.6 に複素屈折率 ($m=n-ki$) の虚数項の値（減衰係数）の変化が散乱位相関数に及ぼす影響を示す。減衰係数が小さい時の方が、その変化が散乱位相関数に与える影響が大きいことが示されている。

Fig.3.7a,b,c に複素屈折率 ($m=n-ki$) 及び粒子の直径 D が減衰効率因子 Q_{ext} 、散乱効率因子 Q_{sca} に及ぼす影響を示す。ここで D は、分散 1.0 を持つ対数正規分布 (Fig.2.2) の平均直径を表し、減衰効率因子、散乱効率因子は Fig.2.1 に示した解析系における平均値である。この図より粒径が小さく、また複素屈折率の値が小さい場合に、複素屈折率の変化が減衰効率因子、散乱効率因子に及ぼす影響が大きいことがわかる。

これまで、エアロゾルの透過率、吸収率、反射率などの測定から粒子の光学物性値を求める逆問題解析が、あまり好ましい結果が得られなかった原因の一つは、計算モデルが実際のふく射エネルギーの透過挙動を正確に反映できなかったことがあげられる。またもう一つの原因としては、一定の光学物性値が与えられた時は順問題を解くことで、これに対

応した単一の透過率、吸収率及び反射率が求められるのに対し、一定の透過率、吸収率、反射率が与えられた時に逆問題を解いて、これに対応した単一の光学物性値を求めることが難しいこと、すなわち物性値逆問題の不適切性によるものである。そこで、粒子群における多重散乱効果を正確に模擬できるモンテカルロ法の解析を用いて逆問題を解いてその物性値を求め、サイズパラメータ、複素屈折率の実数部と虚数部の値の大きさが物性値逆問題の解の一意性に及ぼす影響を調べることにする。

Fig.3.8 に平均粒径 $0.5\mu\text{m}$ 、複素屈折率 $m=1.5-0.5i$ の時の、第 2 章に示した条件の系における半球透過率 τ_0 を基準値（実験値と見なす）とし、複素屈折率を変化させた場合の透過率 τ の、基準値に対する相対誤差 $(\tau - \tau_0) / \tau_0$ を示した。この結果より、平均粒径が $0.5\mu\text{m}$ と小さい場合、減衰係数 k の値がこのケースのように 0.5 と小さい時は、透過率の測定誤差が 3% 以内であれば、透過率の測定結果から物性値逆問題解析により、かなり狭い範囲 ($1.25 < n < 1.8$, $0.45 < k < 0.60$) で複素屈折率値を推定できる。これは上に述べたように、サイズパラメータが小さく、また減衰係数が小さい程、複素屈折率の変化が散乱挙動の変化に及ぼす影響、及び減衰効率因子、散乱効率因子の変化に及ぼす影響が強いからである。逆に言えば、平均粒径が小さく、また減衰係数が小さい粒子群においては、複素屈折率の値の変化が透過率に大きな影響を及ぼすので、この粒子群中のふく射伝熱の解析に関しては、かなり正確な複素屈折率の値が必要になることとなる。

Fig.3.9 に平均粒径 $2.0\mu\text{m}$ 、複素屈折率 $m=1.5-0.5i$ の時の半球透過率を基準値にした場合の、複素屈折率を変化した時の透過率の、基準値に対する相対誤差を示すが、同じく誤差を 3% 以内にした場合、得られた複素屈折率の値は Fig.3.8 の $D=0.5\mu\text{m}$ の場合より広がり、透過率の測定結果を用いた物性値逆問題解析だけでは、精度良く複素屈折率の値を求めることが困難であることがわかる。これはサイズパラメータの増加に伴い、入射方向に近い前方散乱が大部分を占め、複素屈折率の値の変化が散乱挙動に及ぼす影響が小さくなるためである。

Fig.3.10 には、平均粒径 $0.5\mu\text{m}$ 、複素屈折率 $m=1.5-1.0i$ の時の半球透過率を基準値とした場合、複素屈折率の変化に伴う透過率の基準値に対する相対誤差を示すが、Fig.3.8 に比べ、 3% の透過率誤差を許容した場合に得られる複素屈折率の値がかなり広がっていることが示される。これは、減衰係数の値が大きくなると、その値の変化がふく射透過特性に及ぼす影響が小さくなることによるものである。

Fig.3.11,12 に、平均粒径 $0.5\mu\text{m}$ 、複素屈折率 $m=1.5-1.0i$ の時の、天頂角が $0\sim 10$ 度及び $30\sim 40$ 度方向への透過エネルギー強度を基準値 E'_0 とした場合の、複素屈折率の変化に伴うこれらの方向の透過エネルギー強度 E' の基準値に対する相対誤差 $(E' - E'_0) / E'_0$ を示す。Fig.3.11,12 及び同じ粒径と複素屈折率に対応した半球透過率に関する Fig.3.10 を比較すると、 3% の測定誤差を許容した場合の推定複素屈折率の範囲はそれぞれ異なっている。そこで、半球透過率の測定及び複数の天頂角での透過エネルギー強度の測定結果に対する逆解析結果を重ね合わせると、Fig.3.13 (Fig.3.10,11,12 の場合の相対誤差の最大値でプロ

ットしたものの $Err = \max\{Err1, Err2, Err3\}$ に示されているように、複素屈折率の値が大きい場合でも、測定誤差が3%以内であれば、高い精度で複素屈折率を推定できることがわかる。

Fig.3.14 は、平均粒径 $1.0\mu\text{m}$ 、 $T_{w1}=800\text{K}$ 、複素屈折率 $m=2.0-2.0i$ の時の半球透過率を基準値とした場合、複素屈折率の変化に伴う透過率の基準値に対する相対誤差を示すが、Fig.3.8 に比べ、3%の透過率誤差を許容した場合に得られる複素屈折率の値がさらに広がっていることが示される。

これは複素屈折率の変化に伴う透過率の変化が小さいことを示し、よって、透過率だけで計算精度の高い複素屈折率を求めようとすると、相当高精度の実験値が要求されることになる。

Fig.3.15a,b,c は平均粒径 $1.0\mu\text{m}$ 、 $T_{w1}=800\text{K}$ 、複素屈折率 $m=2.0-2.0i$ の時の透過エネルギーの天頂角による分布を基準値とした場合、複素屈折率の変化に伴う透過エネルギーの天頂角による分布の基準値に対する相対誤差を示すものである。また Fig.3.16 には Fig.3.14 と Fig.3.15a,b,c を重ね合わせたもので、サイズパラメータが大きく、また複素屈折率の値が大きい場合でも、これらの重ね合わせにより、高い精度で複素屈折率を推定できることがわかる。

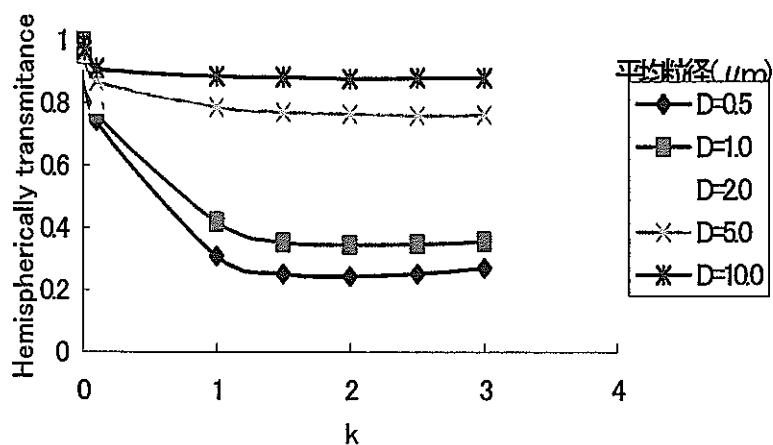


Fig.3.1(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=1.0-ki$)

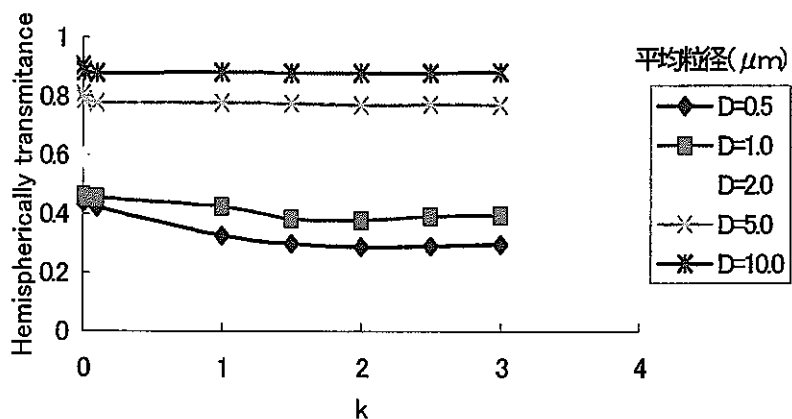


Fig.3.1(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=2.0-ki$)

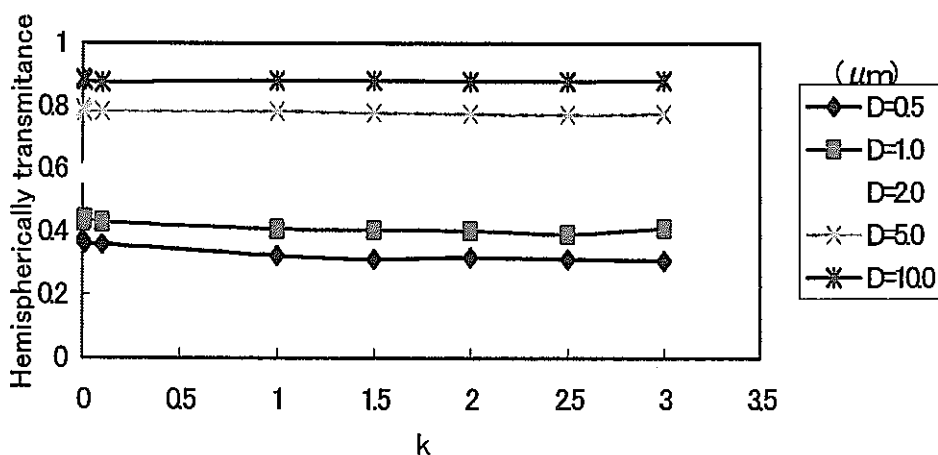


Fig.3.1(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.001, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=3.0-ki$)

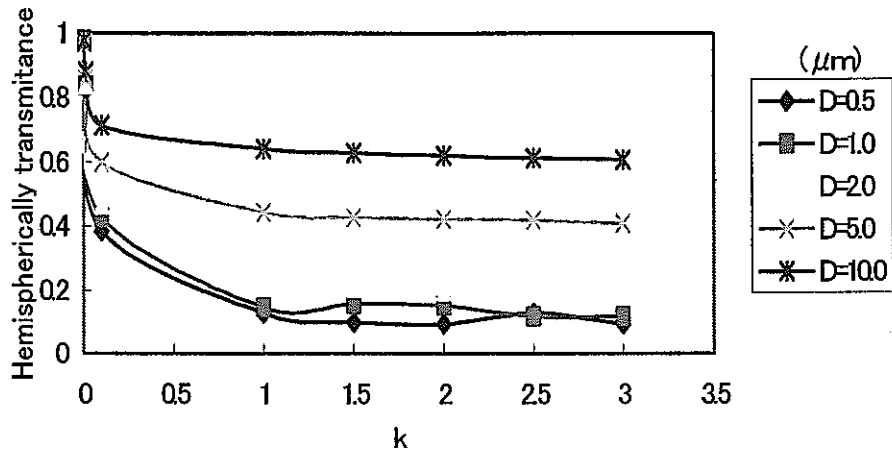


Fig.3.2(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=1.0-ki$)

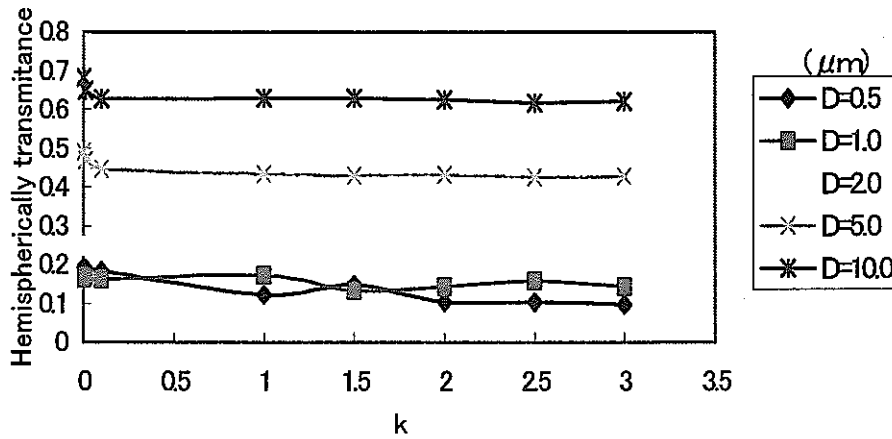


Fig.3.2(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=2.0-ki$)

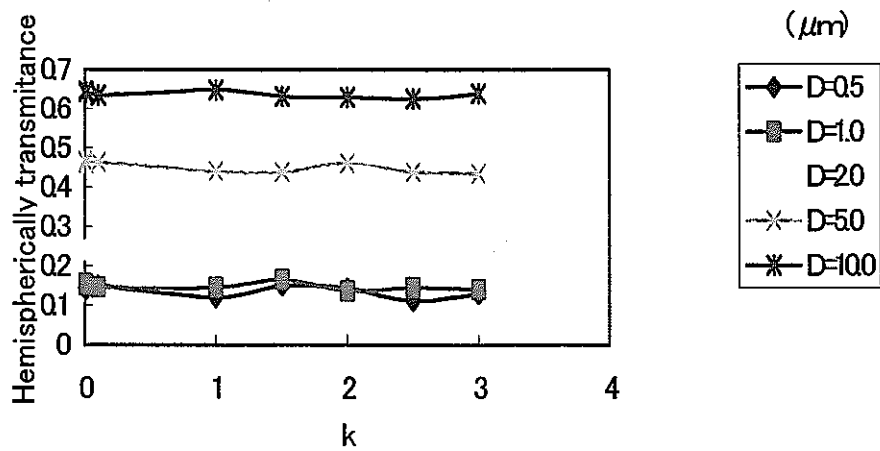


Fig.3.2(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.005, V_{H_2O}=0.07, T_{w1}=600K, m=3.0-ki$)

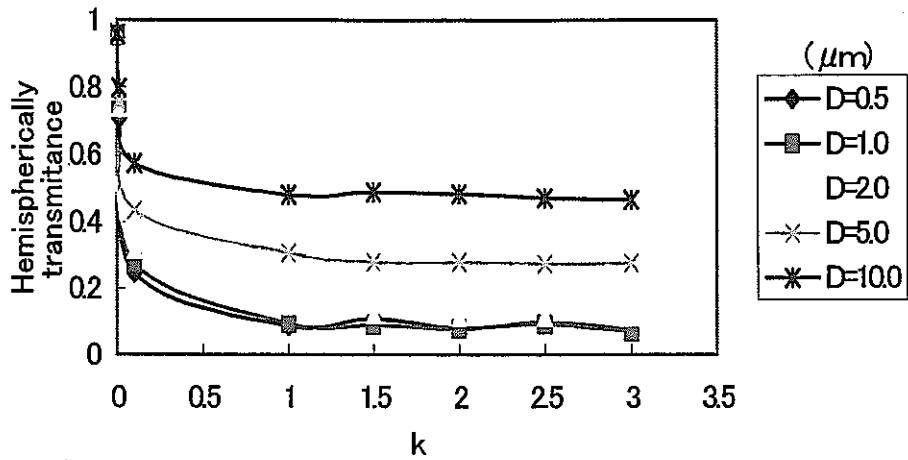


Fig.3.3(a) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=1.0\text{-ki}$)

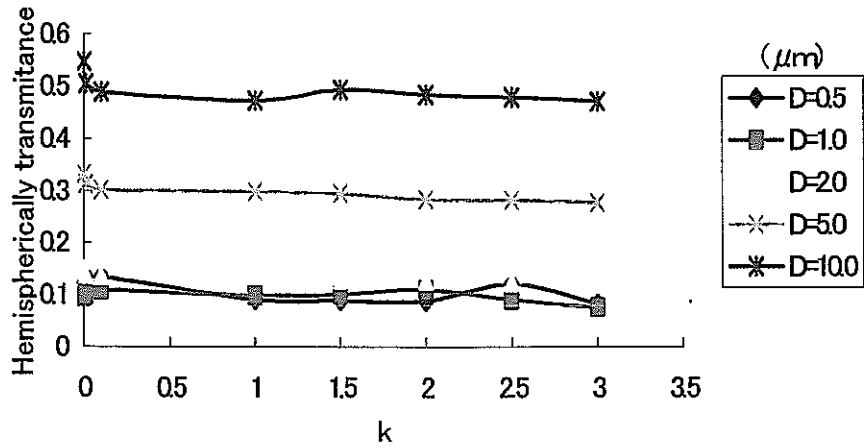


Fig.3.3(b) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=2.0\text{-ki}$)

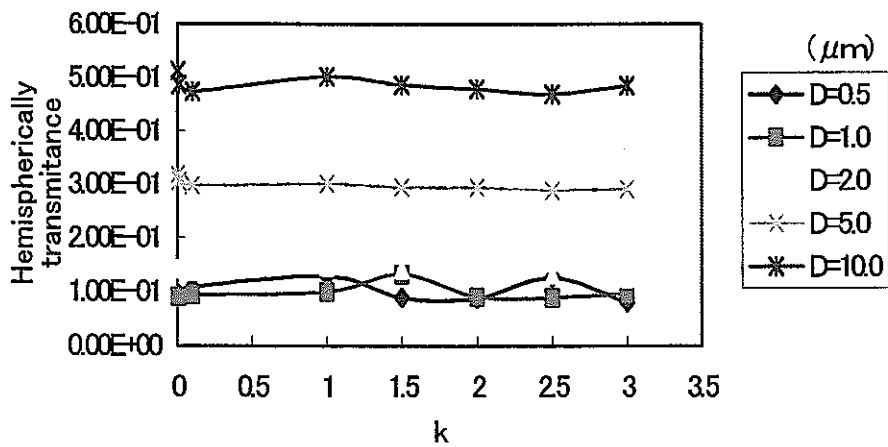


Fig.3.3(c) 半球透過率に対する複素屈折率の影響
 ($f_v=0.01, V_{H_2O}=0.07, T_{W1}=600K, m=3.0\text{-ki}$)

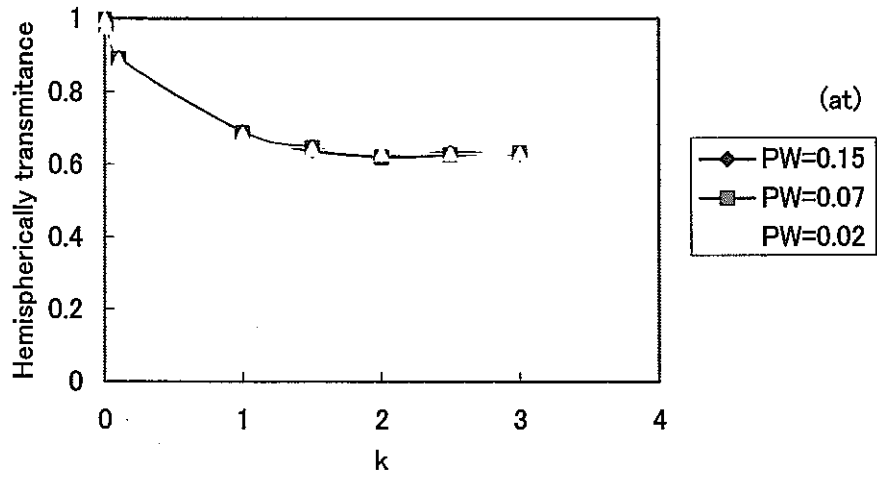


Fig.3.4 半球透過エネルギーに及ぼす水蒸気分圧の影響
 (fv=0.0005, D=1.0E-6m, Tw1=800K, m=1.0-ki)

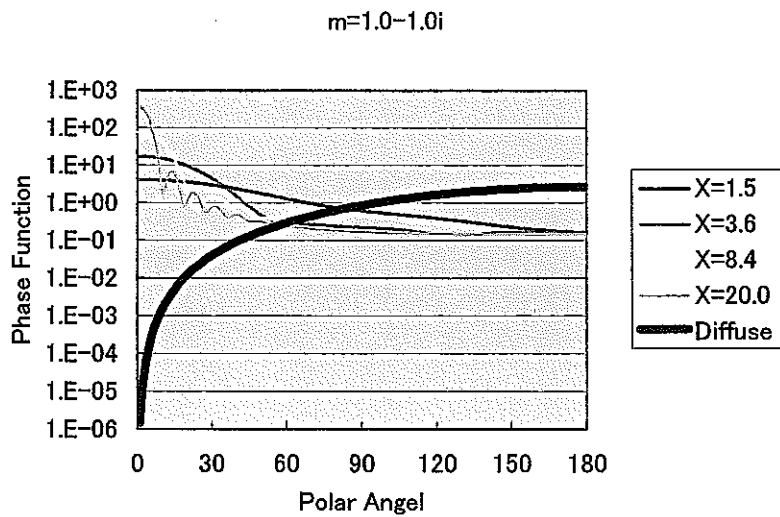


Fig.3.5 The phase function of single particle by Mie theory and diffusely scattering (m=1.0-1.0i)

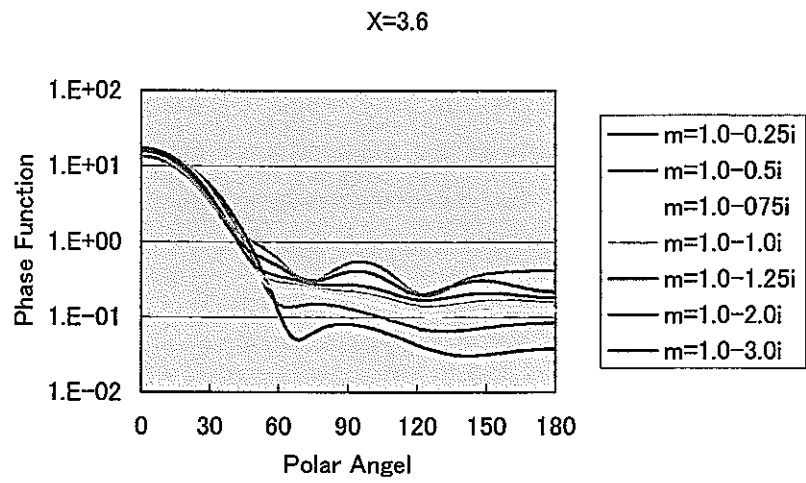


Fig.3.6 The effects of complex refractive index on phase function of single particle

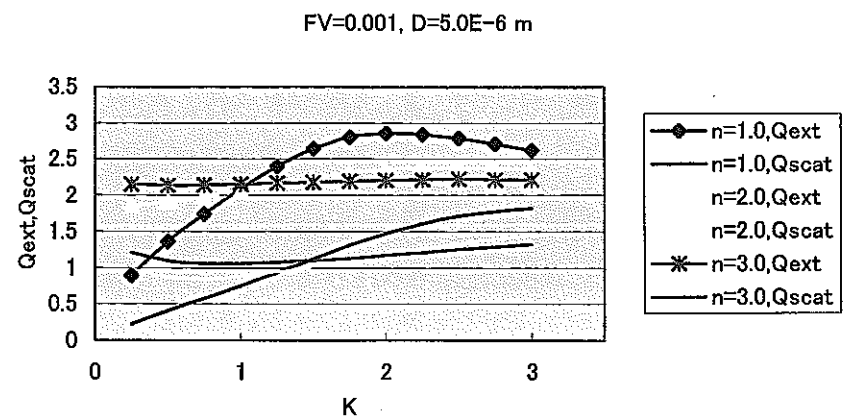
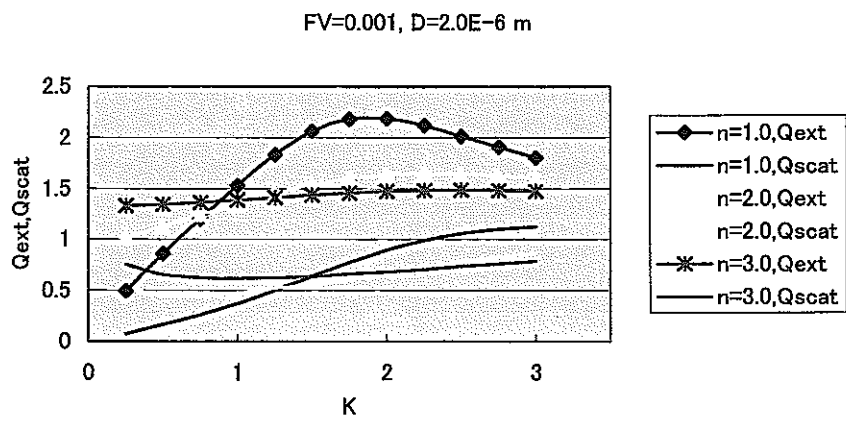
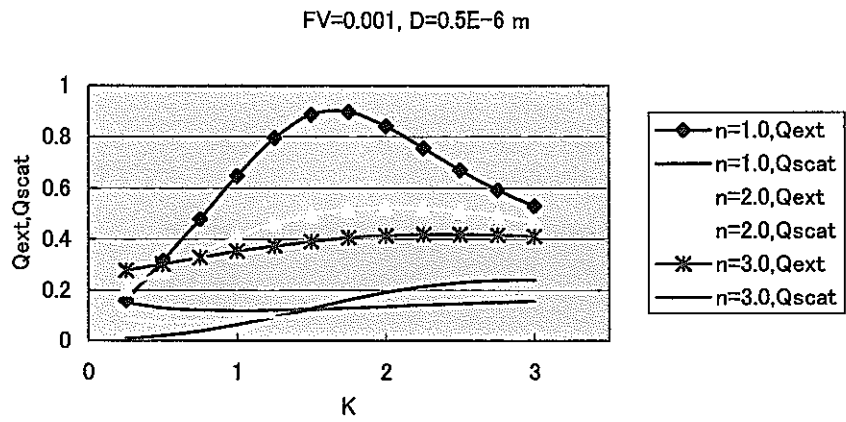


Fig.3.7 The effects of complex refractive index on extinction and scattering efficiency

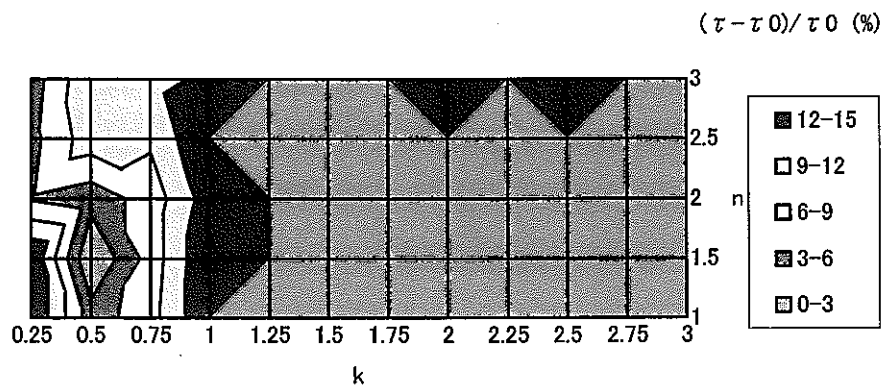


Fig.3.8 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-0.5i$).

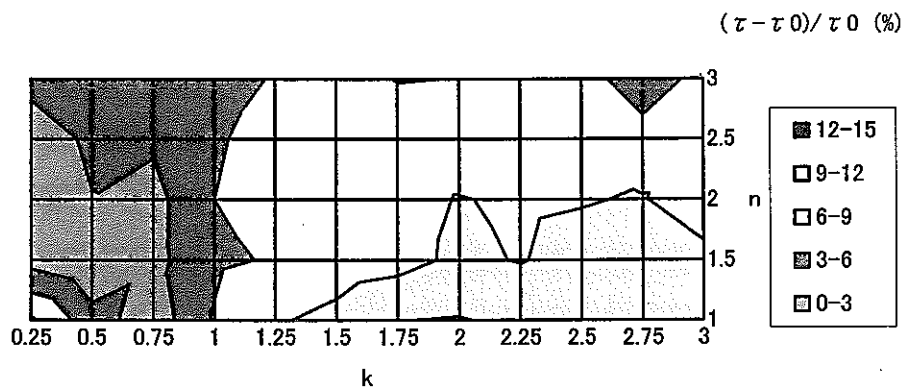


Fig.3.9 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=2.0 \mu m, m=1.5-0.5i$).

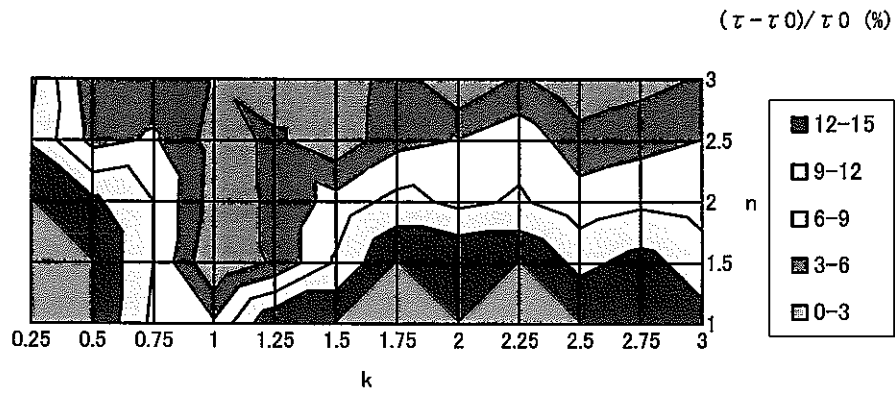


Fig.3.10 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5 \cdot 1.0i$).

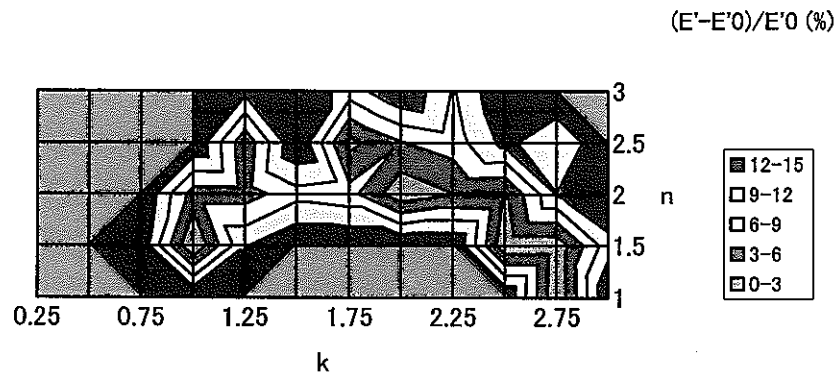


Fig.3.11 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5 \cdot 1.0i, \delta = 0 \cdot 10^\circ$).

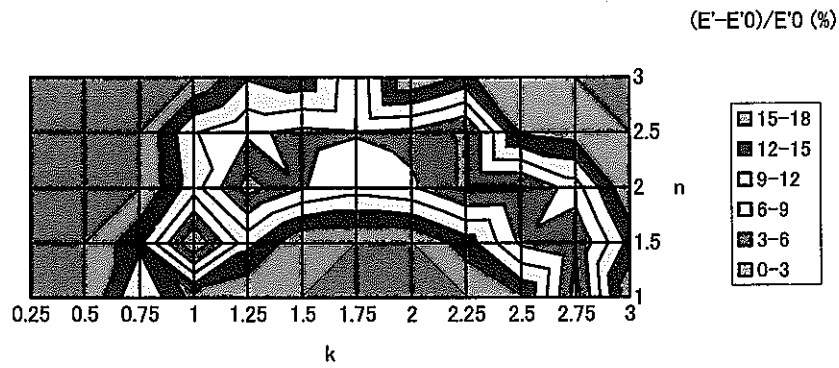


Fig.3.12 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-1.0i, \delta=30-40^\circ$).

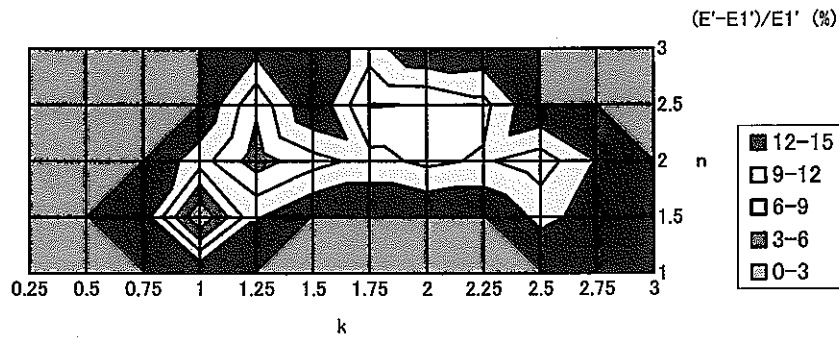


Fig.3.13 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=600K, f_v=0.001, D=0.5 \mu m, m=1.5-1.0i$).

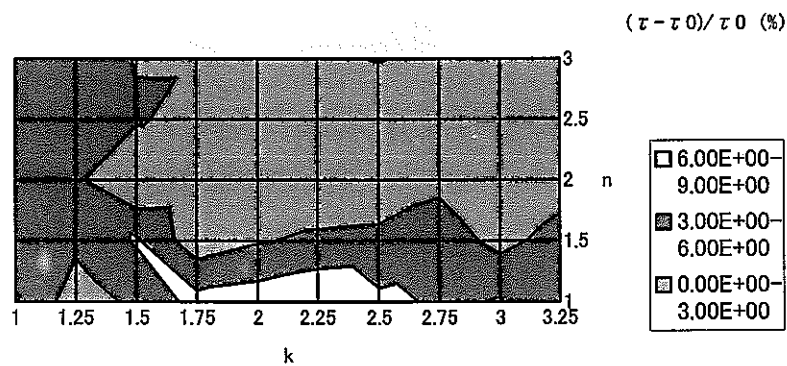
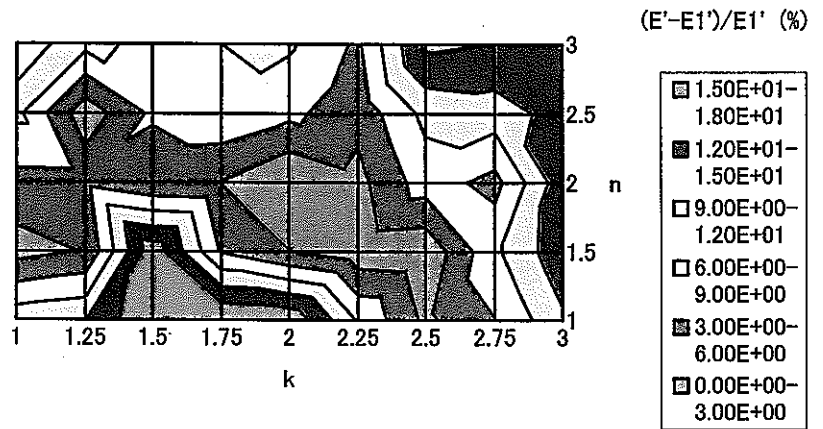
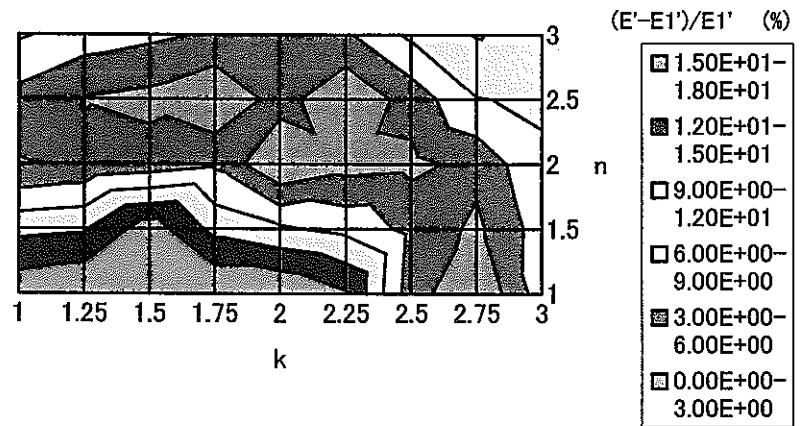


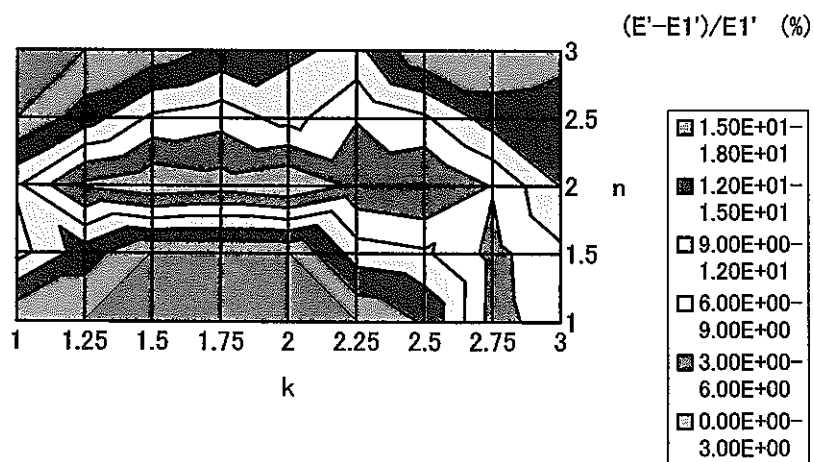
Fig.3.14 The effects of complex index of refraction on hemispherical transmittance ($T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0 \mu m, m=2.0-2.0i$).



(a) $\delta = 0 \sim 10^\circ$



(b) $\delta = 30 \sim 40^\circ$



(c) $\delta = 70 \sim 80^\circ$

Fig3.15 The effects of complex index of refraction on directional transmitted energy ($T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0, m=2.0-2.0i$).

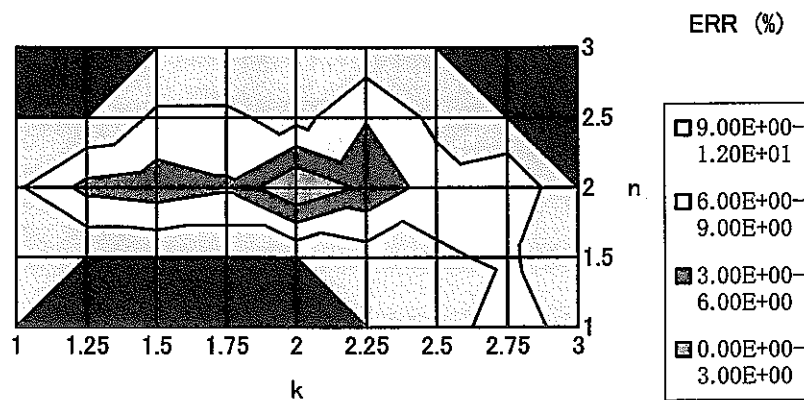


Fig.3.16 The maximum errors of hemispherical transmittance and transmitted energy ($T_{w1}=800K, f_v=0.001, D=1.0 \mu m, m=2.0-2.0i$).

4. 結言

エアロゾル粒子群に対する Mie 散乱理論とモンテカルロ法によるふく射エネルギー過率及び透過エネルギーの角度分布からの光学物性値逆問題解析を行い、以下のような結論を得た。

- (1) 粒子群におけるふく射エネルギーの散乱挙動を正確に模擬できるモンテカルロ法を用いた解析モデルによる、半球透過率及び透過エネルギーの角度分布の解析結果と、これらの測定値から、粒子の複素屈折率を求めることができることが示された。
- (2) サイズパラメータが小さい場合、また減衰係数の値が小さい場合、半球透過率の測定のみで、複素屈折率が求められる。
- (3) サイズパラメータが大きく、或いは減衰係数の値が大きい場合は、半球透過率及び透過エネルギー強度の角度分布の測定により、複素屈折率を求めることができる。

【参考文献】

- (1) C.Willis, "The complex refractive index of particles in flame", J.Phys., D:Appl.Phys.,1970,3(12),279-296.
- (2) P.J.Wyatt, "Some chemical, physical and optical properties of fly ash particles", Appl. Optics., 1980,19(6), 975-982.
- (3) W.W.Yuen, A.Ma, "Determination of optical properties by Two-dimensional scattering", J.Thermophys., 1992,6(1),182-184.
- (4) C.L.Tien, S.C.Lee, "Flame radiation", Prog.Energy Combust.Sci., 1982,8,14-59.
- (5) M.E.Milham, R.H.Frikel et al, "Determination of optical constants from extinction measurements", J.Opt.Soc.Am., 1981,71(9),1099-1106.
- (6) S.Chippet, W.A.Gray, "The size and optical properties of soot particles", Combust. Flame, 1978,31(2), 149-159.
- (7) S.G.Jennings, R.G.Pinnick, J.B.Gillespie, "Relation between absorption coefficient and imaginary index of atmospheric aerosol constituents", Appl. Optics., 1979,18(9), 1368-1671.
- (8) Van de Hulst, H.C., "Light scattering by small particles,(1957),276, dover Publications,Inc.
- (9) 谷口博, WEN JEI YANG, 工藤一彦, et al. "パソコン活用のモンテカルロ法による放射伝熱解析", コロナ社, 1995,pp.103 ~ 107.