

シリカゲル粒子充填層の太陽光 に対する分光散乱・吸収特性

Spectral Scattering-Absorbing Characteristics
of a Silica-Gel Packed Bed for Solar Radiation

吉 田 篤 正*
Atsumasa YOSHIDA
大 西 一 夫**
Kazuo OHNISHI
牧 野 俊 郎***
Toshiro MAKINO

Abstract

A fundamental investigation is made to evaluate the performance of a desiccant cooling system in which the solar energy is directly utilized for the regeneration of moisture adsorbent. Spectral measurement is carried out for scattering-absorbing characteristics of a silica-gel packed bed for the solar radiation. A new idea is adopted for the measurement of diffusely reflected and transmitted radiation through the packed bed. In order to determine the spectra of scattering and absorption coefficients, the experimental results are analyzed by using a four-flux model of radiation transfer. Discussion is made on the dependence of these coefficients on water content, representative size, shape and color of the particles.

Key Words : Absorption, Desiccant Cooling, Flux Model, Packed Bed, Radiative Property, Scattering, Silica-Gel, Solar Radiation, Spectral Measurement, Water Content

1. 緒 言

太陽エネルギーを利用する除湿冷房システムの考え方は、2つに大別される。そのひとつは、ソーラ・コレクタを用いて熱の形に変換した太陽光のエネルギーを吸湿材に導き、これを吸湿材の乾燥・再生過程の水分脱着熱として用いる間接利用方式⁽¹⁾である。他のひとつは、吸湿材を太陽光にさらしてその光のエネルギーを直接に乾燥・再生に用いる直接的な方式⁽²⁾である。このうち、直接方式は単純で効率のよい方式であると考えられるが、その有効性を立証するには、あらかじめ吸湿材の太陽光に対するふく射性質を明らかにしなければならない。

シリカゲル粒子は、安全で安価の吸湿材であり、この直接方式のための有望な材料である。ところが、この粒子はふく射の半透過散乱・吸収性媒質であり、ま

た、その粒子充填層の性質はひとつずつの粒子の性質では代表されない複雑さをもつ。すなわち、ふく射半透過性の粒子の表面や内部の微視構造における散乱・吸収に加えて、粒子群におけるふく射の多重反射・吸収が、充填層の総括的なふく射散乱・吸収性質を特徴づける。数値計算に基づく希薄な粒子系のふく射性質に関する研究⁽³⁾は多かったが、この雑多な材料についてその性質を実験的に明らかにするには、さらに工学的な視点からの工夫が必要である。

* 京都大学工学部 助手
Department of Engineering Science, Faculty of Engineering, Kyoto University, Instructor

** 京都大学大学院 学生
Department of Engineering Science, Faculty of Engineering, Kyoto University, Graduate Student

*** 京都大学工学部 助教授
Department of Engineering Science, Faculty of Engineering, Kyoto University, Associate Professor

本論文では、まず、この問題に対して、ふく射輸送の4流束モデルが適切であることを述べる。このモデルによるふく射の半透過散乱・吸収性媒質の特性記述法の詳細をとりまとめ、このモデルに対応する実験手法として、回転楕円体面鏡を用いる実験法⁽⁴⁾を示す。シリカゲル粒子充填層の、太陽エネルギーの主要な波長域における散乱・吸収係数のスペクトル特性の概要を調べるとともに、粒子の含水率・形状・代表径・色が粒子充填層のふく射特性に及ぼす影響を明らかにする。

2. ふく射輸送の4流束モデル

2.1 モデルの考え方

ふく射輸送の流束モデルは、拡散性のふく射流束に対するKubelka-Munk⁽⁵⁾の2流束モデルに始まるものである。このモデルでは、ふく射散乱性の媒質内におけるふく射輸送の角度特性を近似的に表し、ふく射の1次元的な流れに注目する。シリカゲル粒子充填層におけるような、電磁波の回折と巨視的な多重反射・吸収の複合現象について、流束モデルが適用されるための条件は、1次元的なふく射輸送が実現すること⁽⁶⁾と、系が巨視的には均質な連続媒質と見なされることの2点である。4流束モデルは、上記の2流束モデルを、指向性の強いふく射流束の入射にも対応できるように改めたものであり、多くのふく射性質研究の実験系、あるいは太陽光や天空からの入射に対する半透過散乱・吸収性媒質の特性の記述に有利である。このモデルは、等方散乱・等方性拡散流束の仮定とともに実験値の解析に用いられるとき、ふく射強度の角度特性をより詳細に考慮した場合に比べて、散乱係数や吸収係数に関して異なる結果を与えることがある。しかし、このモデルで求められた係数は、このモデルとともにふく射予測に用いられるとき、十分によい予測を与える⁽⁷⁾。

2.2 基礎方程式

図1に、4流束モデルの概念図を示す。均質で等方的な半透過散乱・吸収性媒質の無限平行平板層内での1次元的なふく射輸送を考える。媒質の自己ふく射はないとする。媒質内におけるふく射流束を、平行流束(添字:C) F_c^+ , F_c^- と拡散流束(添字:D) F_D^+ , F_D^- に分けて考える。ここで、添字+,-は流束の向きを表す。これらの流束は、図の $z=const.$ の平面上の単位面積を単位時間によぎるふく射のエネルギーである。平行流束についての吸収係数、前方散乱係数、後方散

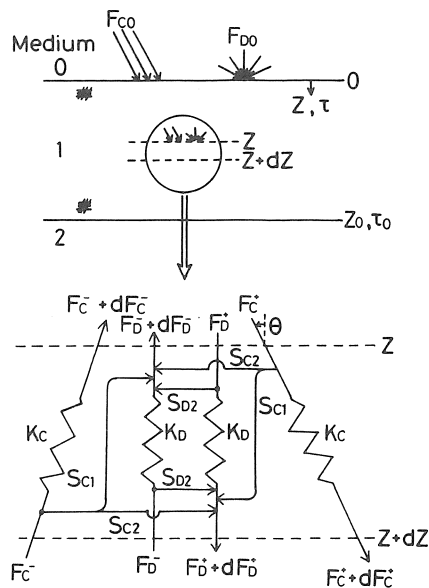


図1 4流束モデルの概念図

乱係数をそれぞれ K_c , S_{c1} , S_{c2} とし、拡散流束に関する吸収係数、後方散乱係数をそれぞれ K_D , S_{D2} とすると、基礎方程式は、

$$dF_c^+/dz = -K_c F_c^+ - S_{c1} F_c^+ - S_{c2} F_c^+ \quad (1)$$

$$dF_c^-/dz = K_c F_c^- + S_{c1} F_c^- + S_{c2} F_c^- \quad (2)$$

$$dF_D^+/dz = -K_D F_D^+ - S_{D2} F_D^+ + S_{D2} F_D^- + S_{c1} F_c^+ + S_{c2} F_c^- \quad (3)$$

$$dF_D^-/dz = K_D F_D^- + S_{D2} F_D^- - S_{D2} F_D^+ - S_{c1} F_c^- - S_{c2} F_c^+ \quad (4)$$

である⁽⁸⁾。ただし、ふく射の平行流束は z 軸に対して角度 θ で進むものとし、平行流束についての吸収係数などは、 z 軸方向の単位距離あたりの値であるとする。

いま、媒質は等方散乱性であり、拡散流束は等方的であると仮定する。このとき、 $\mu = \cos \theta$ として、上式の各係数は、本来の定義 ($\theta = 0^\circ$) の吸収係数 K 、散乱係数 S との間に、

$$K_c = K / \mu \quad (5)$$

$$S_{c1} = S_{c2} = S / (2\mu) \quad (6)$$

$$K_D = 2K \quad (7)$$

$$S_{D2} = S \quad (8)$$

なる関係がある。ここで、拡散流束については、その有効伝搬距離 dz_D が、 $dz_D = 2 dz$ であることが考慮されている。減衰係数 K_e 、散乱アルベド ω 、光学長 τ は、それぞれ、

$$K_e = K + S \quad (9)$$

$$\omega = S / (K + S) = S / K_e \quad (10)$$

$$\tau = K_e z \quad (11)$$

である。これらの量を用いると基礎方程式は、

$$dF_C^+/d\tau = -(1/\mu)F_C^+ \quad (12)$$

$$dF_C^-/d\tau = (1/\mu)F_C^- \quad (13)$$

$$dF_D^+/d\tau = -(2-\omega)F_D^+ + \omega F_D^- + (\omega/2\mu)F_C^+ + (\omega/2\mu)F_C^- \quad (14)$$

$$dF_D^-/d\tau = (2-\omega)F_D^- - \omega F_D^+ - (\omega/2\mu)F_C^- - (\omega/2\mu)F_C^+ \quad (15)$$

となる。その一般解は、

$$F_C^+(\tau) = C_1 \cdot \exp(-\tau/\mu) \quad (16)$$

$$F_C^-(\tau) = C_2 \cdot \exp(\tau/\mu) \quad (17)$$

$$F_D^+(\tau) = C_1 A \cdot \exp(-\tau/\mu) + C_2 B \cdot \exp(\tau/\mu) + C_3 (1+\beta) \cdot \exp(-2\beta\tau) + C_4 (1-\beta) \cdot \exp(2\beta\tau) \quad (18)$$

$$F_D^-(\tau) = C_1 B \cdot \exp(-\tau/\mu) + C_2 A \cdot \exp(\tau/\mu) + C_3 (1-\beta) \cdot \exp(-2\beta\tau) + C_4 (1+\beta) \cdot \exp(2\beta\tau) \quad (19)$$

である。ただし、 β, A, B は、

$$\beta = (1-\omega)^{1/2} \quad (20)$$

$$A = (2\mu+1)\omega / (8\mu^2\beta^2-2) \quad (21)$$

$$B = (2\mu-1)\omega / (8\mu^2\beta^2-2) \quad (22)$$

であり、 $C_1 \sim C_4$ は境界条件により決定される定数である。

2.3 境界条件

図2に示す一般的な境界条件を考える。半透過散乱・吸収性の媒質1の全光学長は $\tau_0 (=K_e \cdot z_0)$ であり、媒質0から媒質1には平行流束 F_{C0} と拡散流束 F_{D0} が入射する。媒質2からのふく射の入射はないものとする。このとき、

$$F_C^+(0) = (1-R_{C01})F_{C0} + R_{C10}F_C^-(0) \quad (23)$$

$$F_C^-(\tau_0) = R_{C12}F_C^+(\tau_0) \quad (24)$$

$$F_D^+(0) = (1-R_{D01})F_{D0} + R_{D10}F_D^-(0) \quad (25)$$

$$F_D^-(\tau_0) = R_{D12}F_D^-(\tau_0) \quad (26)$$

である。ここで、 R_{Cij} と R_{Dij} ($i, j = 0, 1, 2$)は、それぞれ平行流束(添字:C)と拡散流束(添字:D)が媒質*i*から媒質*j*に進むときの、媒質境界における指向入射-正反射率と半球等強度入射-半球反射率である。その反射率は、状況に応じて、付録A-1に示すように与えられる。また、式(16)~(19)の係数 $C_1 \sim C_4$ は、境界条件(23)~(26)に対して、付録A-2に示すように決定される。

以上の式を用いると、境界の反射率と層の厚さが既知のとき、媒質の任意の位置 $z (= \tau/K_e)$ での各流束 $F_C^+(\tau), F_C^-(\tau), F_D^+(\tau), F_D^-(\tau)$ が、媒質の物性値である屈折率 n と散乱係数 S , 吸収係数 K の関数として記述される。

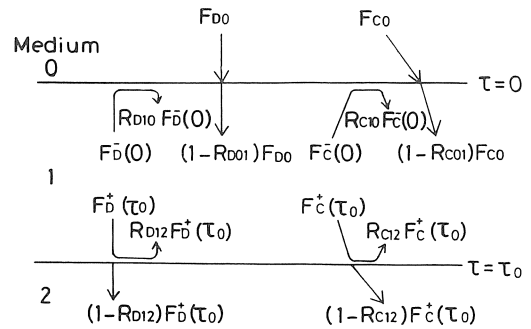
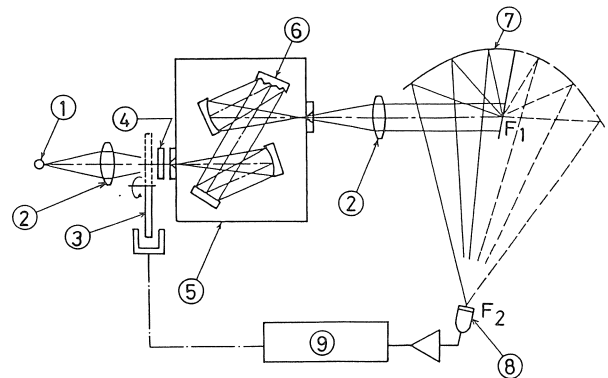
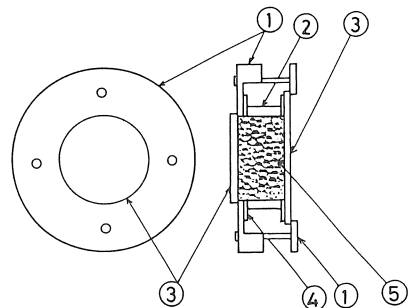


図2 一般的な境界条件の概念図



- 1 light source
- 2 lens
- 3 optical chopper
- 4 optical filter
- 5 monochromator
- 6 grating
- 7 ellipsoidal mirror
- 8 detector
- 9 lock-in-amplifier

図3 実験装置(光学系)の概要



- 1 body frame
- 2 acrylic pipe
- 3 optical window
- 4 packing rubber with aluminium foil
- 5 specimen

図4 試料セルの概要

3. 実験および解析

3.1 実験装置

実験装置の概要を図3に示す。ハロゲン光源①のふく射光束は、レンズ②・光学チョップ③・光学フィル

タ④を経て分光器⑤に入射し、回析格子⑥により単色光に変換される。レンズ②を経た直径30mmの平行光束が、図の F_1 の位置に置かれる試料セルに、約 10° の入射角をとって入射する。この程度の入射角に対する反射・透過特性は、垂直入射に対する特性に等しいとみてよい。本研究では、この入射条件を垂直入射と呼ぶ。回転楕円体面鏡⑦⁽⁴⁾は、基になる完全な回転楕円体面鏡の口径160mmの金蒸着表面鏡であり、試料セルが第1焦点 F_1 に一致するように実線または破線の位置に設置する。実線の位置に設置されるとき、楕円体面鏡は、試料セルにおける垂直入射-垂直反射成分と拡散反射成分の半分を捕える。破線の位置に設置されるときには、楕円体面鏡は、試料セルにおける垂直入射-垂直透過成分と拡散透過成分の半分を捕える。いずれの場合にも、捕えられた流束のすべてが、その楕円体面鏡の第2焦点 F_2 に置かれたシリコン・フォトダイオードあるいは焦電セルの検知器⑧(直径10mm)で検知される。検知器は、その直径と同程度の試料面の中央部の小面積部分からの反射あるいは透過光を検出する。実験の波長域は、太陽エネルギーの主要な波長域である $0.4\sim 2.2\mu\text{m}$ である。

試料セルは図4に示すもので、2枚のガラス窓③の間に試料層⑤を設ける、内径28mm、光路長15mmの気密性アクリル円筒である。窓の屈折率と吸収係数のスペクトルは既知である。試料セルの外側面にはアルミニウム箔を貼る。このセルでは内部の雰囲気制御され、アクリル円筒部②を交換することによって層の厚さが調整される。アクリル円筒は本実験の波長域のうち散乱が支配的な短波長側のふく射を透過し、また円筒の内径は、1次元流束モデルの条件⁽⁶⁾のためには必ずしも十分に大きくないが、アルミニウム箔での反射は実質的に幅の広い試料層を実現して、これらの実験条件の不備の影響を緩和する。

3.2 実験方法

この実験装置を用いて、まず、アルミニウム光学鏡面の参照面とシリカゲル粒子試料を充填したセルについて反射測定を行う。それぞれの場合の検知器出力を E_r 、 E_s とすれば、つぎの反射率 R_{exp} が計算される。

$$R_{exp} = R_{nr} \cdot E_s / E_r = R_{ns} + (H/2) \cdot R_{ds} \quad (27)$$

ここで、 R_{nr} はアルミニウム鏡面の垂直反射率であり、その値は既知の光学定数スペクトル⁽⁹⁾から計算される。 R_{ns} と R_{ds} は、それぞれ試料セルの垂直入射-半球反射率 R_h の垂直反射成分と拡散反射成分であり、 $R_h = R_{ns} + R_{ds}$ である。 H は、焦点 F_1 の周囲部から反射されるふく射が検知器に入射する影響を考慮する

ための補正係数である。即ち、平行光束と拡散光束とで測定対象となる領域の面積がわずかに異なることを補正するための係数である。反射の角度特性が既知のアルミニウム蒸着拡散面を用いてあらかじめ求めておく。つぎに、試料セルを置かない場合と置いた場合について透過測定を行う。それぞれの場合の検知器出力を E_r' 、 E_s' とすれば、つぎの透過率 T_{exp} が計算される。

$$T_{exp} = E_s' / E_r' = T_{ns} + (H/2) \cdot T_{ds} \quad (28)$$

ここで、 T_{ns} と T_{ds} は、それぞれ試料セルの垂直入射-半球透過率 T_h の垂直透過成分と拡散透過成分であり、 $T_h = T_{ns} + T_{ds}$ である。補正係数 H は反射測定の場合と同一のものである。以上の実験を各波長点で行う。

3.3 解析方法

本実験における入射条件は、平行流束のみが試料へ垂直に入射する場合($F_{D0} = 0$, $\mu = \cos 10^\circ$)である。式(27),(28)の R_{ns} 、 R_{ds} 、 T_{ns} 、 T_{ds} は、

$$R_{ns} = R_{C01} + (1 - R_{C10}) F_C^-(0) / F_{C0} \quad (29)$$

$$R_{ds} = (1 - R_{D10}) F_C^-(0) / F_{C0} \quad (30)$$

$$T_{ns} = (1 - R_{C12}) F_C^+(\tau_0) / F_{C0} \quad (31)$$

$$T_{ds} = (1 - R_{D12}) F_D^+(\tau_0) / F_{C0} \quad (32)$$

と書ける。ここで、 R_{C01} 、 R_{C10} 、 R_{D10} 、 R_{C12} 、 R_{D12} は試料セルのガラス窓における多重反射を考慮して付録A-1の方法で計算できる。したがって、散乱係数 S 、吸収係数 K の値を与えれば、実験値 R_{exp} 、 T_{exp} に対応する R_{calc} 、 T_{calc} を計算することができる。シリカゲル粒子充填層の散乱係数 S 、吸収係数 K は、実験値 R_{exp} 、 T_{exp} とそれに対応する計算値 R_{calc} 、 T_{calc} の2乗偏差、

$$\delta = (R_{exp} - R_{calc})^2 + (T_{exp} - T_{calc})^2 \quad (33)$$

が最小になるように決定する。

3.4 供試試料

供試試料は、フジ・シリカゲル(富士デヴィソン化学㈱)粒子である。その化学組成は、 SiO_2 99.6wt.%、その他(Al_2O_3 、 Na_2O など) 0.4wt.%である。この粒子は、化学的構造・吸着特性の違いによってA型とB型に分類される。本実験では、おもにA型のものを用いる。球型と破碎型の2種の形状のものがある。小粒(mesh10~40)、中粒(mesh5~10)、大粒(mesh6up)の3種の粒度のものがある。白色と青色の2色のものがある。青色シリカゲルは白色のものを塩化コバルトで着色したものであり、乾燥時には青色、含水率が8~10%以上ではピンク色を呈する。

シリカゲル粒子を気密容器に入れ、この容器に一定

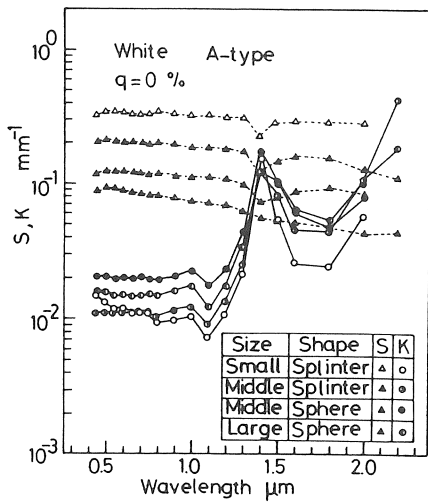


図5 乾燥した(含水率 $q=0\%$)白色シリカゲル粒子(A型)充填層の散乱係数 S ,吸収係数 K のスペクトルに及ぼす粒度・形状の影響

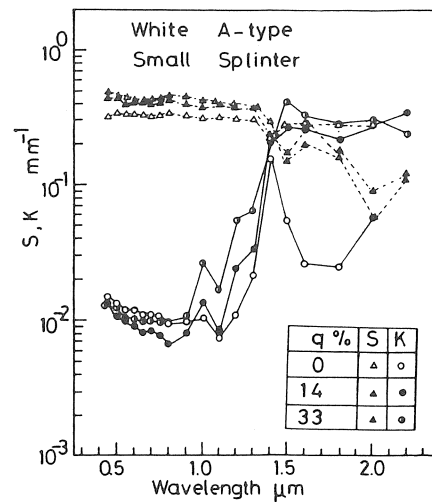


図6 白色シリカゲル粒子(A型・破砕型・小粒)充填層の散乱係数 S ,吸収係数 K のスペクトルに及ぼす含水率 q の影響

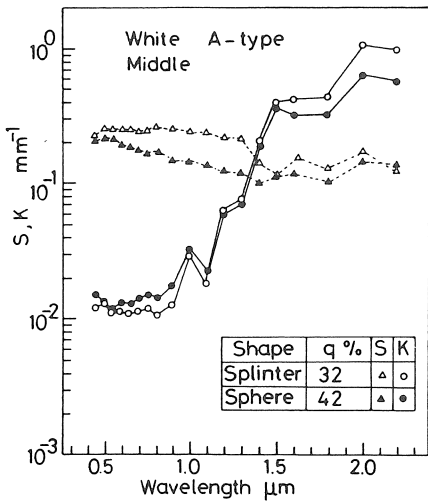


図7 白色シリカゲル粒子(A型・中粒)充填層の散乱係数 S ,吸収係数 K のスペクトルに及ぼす形状の影響(高含水率の場合)

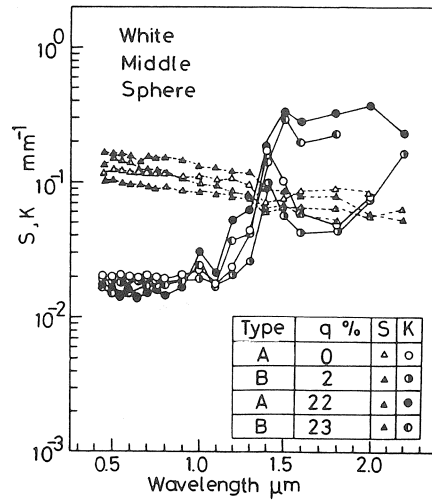


図8 A型とB型の白色シリカゲル粒子(球形・中粒)充填層の散乱係数 S ,吸収係数 K のスペクトルの比較

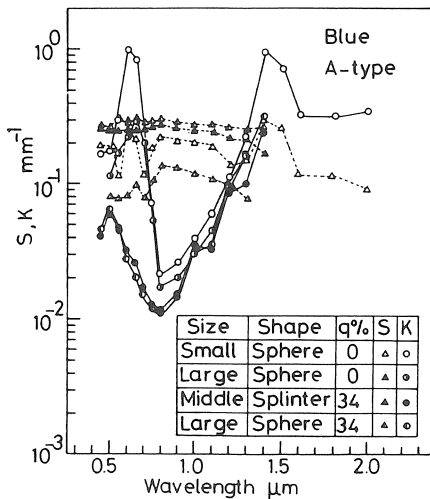


図9 青色シリカゲルの散乱係数 S と吸収係数 K のスペクトル

の湿度の空気をはば一定の流量流す。空気を通す時間とその湿度を調整することにより所定の含水率を実現する。ただし、含水率を0%にする場合は、後述の乾燥器中で粒子を強制的に乾燥する。この試料を図4の試料セルに充填し、実験を開始する。試料は、実験終了後、定温乾燥器中で170~190℃に2時間以上保って乾燥し、その後デシケータに移して室温まで冷却する。

実験時の試料の含水率 q は、乾燥作業の前後の重量 W_1, W_0 を測定し、次式、

$$q = (W_1 - W_0) / W_0 \times 100 \quad (34)$$

を用いて求める。ただし、実験中における含水率の変化は小さく無視できるとする。

4. 実験結果および考察

実験結果を図5～9に示す。図5は、乾燥した(含水率 $q=0\%$)白色シリカゲル粒子(A型)充填層の散乱係数 S と吸収係数 K のスペクトルであり、シリカゲル粒子層の特性を知るうえで基礎的なものである。図は、粒度と形状の異なる4種のものについての結果を与える。一般に、散乱係数は全波長域で大きく、その波長依存性は小さい。一方、吸収係数は、 $1.0\mu\text{m}$ 以下の波長域では小さく、波長依存性も小さいが、 $1.0\mu\text{m}$ 以上の波長域では強く波長に依存する。特に $1.4\mu\text{m}$ 付近の波長域には強い吸収帯が見られる。この吸収は、含水率が $q=0\%$ の場合にも消滅しない。OH-基あるいは強く結合した結晶水によるものである。散乱係数と吸収係数の大きさを比較すると、ほとんどの波長域で散乱係数の方が大きい。とくに $1.2\mu\text{m}$ 以下の波長域では、ふく射性質は散乱支配的であるといつてよい。その散乱係数は、粒度・形状に強く依存し、粒度が小さいほど、また、球型のものの場合に比べて破碎型のものの場合に大きい。

図6は、白色シリカゲル粒子(A型・破碎型・小粒)充填層について、層の含水率 q が散乱係数、吸収係数に及ぼす影響を示すものである。含水率が散乱係数に及ぼす影響は、図の全波長域で小さい。一方、含水率の吸収係数への影響は、 $1.0\mu\text{m}$ 以上の波長域で明瞭である。吸収係数は、吸着水の増加(含水率の増加)とともに増加する。水の吸収の小さい $1.0\mu\text{m}$ 以下の波長域では、吸収係数も含水率には依存しない。図7は、含水率がさらに高い場合の散乱係数、吸収係数の挙動を示すものである。乾燥時のスペクトル(図5)と比べると、球型のものと破碎型のもの間でスペクトルの差異が小さいのがわかる。また、ここには示していないが、含水率が高くなると、粒度の影響も小さくなる傾向がある。これは、含水率が増加し、粒子内部への吸収が限界を越えると、過剰の水が粒子の表面をぬらすようになり、粒子の表面での散乱特性における形状依存性を小さくするためと考えられる。

図8は、微視的構造・吸着特性の異なるA型とB型の粒子充填層について、その散乱係数と吸収係数のスペクトルを比較するものである。B型はA型に比べて細孔容積が2倍以上大きく、吸着は毛細管現象による。このため、高湿度での吸着力が優れている。逆にA型は、平均細孔直径が小さいという微視的構造から低湿度での吸着力が優れている。A型とB型の構造の違いが波長に比べて微細であるため、A型であるかB型であるかによる散乱係数と吸収係数スペクトルの差

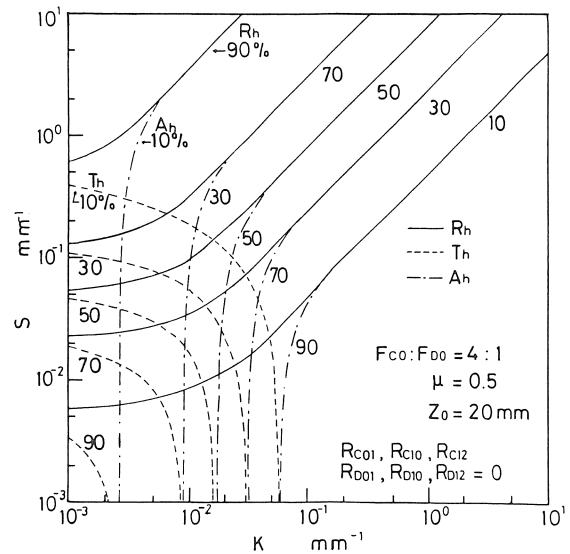


図10 半透過散乱・吸収性媒質層の散乱係数 S ,吸収係数 K と天空入射半球反射率 R_h ,半球透過率 T_h ,吸収率 A_h の関係

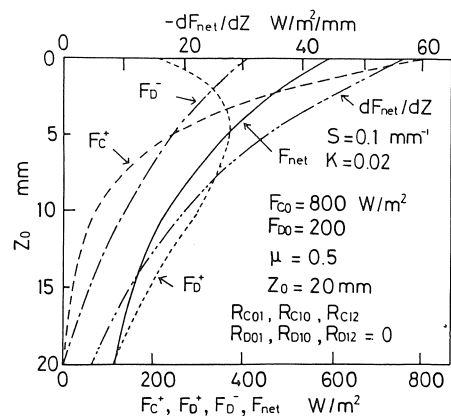


図11 半透過散乱・吸収性媒質層における総括ふく射流束 F_{net} ,各流束成分 $F_{c^+}, F_{p^+}, F_{b^+}$ および単位厚さの層が吸収するふく射エネルギー $-dF_{net}/dz$ の分布

異は、含水率の違いによる差異に比べて、はるかに小さい。

図9は、青色シリカゲルの散乱係数と吸収係数のスペクトルを示すものである。含水率 $q=0\%$ の場合には、その青色に対応して、吸収係数スペクトルは $0.60\sim 0.65\mu\text{m}$ の波長域に吸収のピークを示す。その吸収係数は、実験の全波長域で白色シリカゲルの値と比べて大きい。含水率が増加しピンク色を呈すると、吸収係数は $0.8\mu\text{m}$ 以下の波長域で減少するが、白色シリカゲルの場合と比べるとその値はなお大きい。ただし、色の影響は、 $1.0\mu\text{m}$ 以上の波長域では明瞭でない。また、その影響の程度は、いずれの粒度・形状のものでも、含水率が高い場合には明瞭ではない。散乱係数については、青色と白色シリカゲルの間に明瞭な差異は認められない。

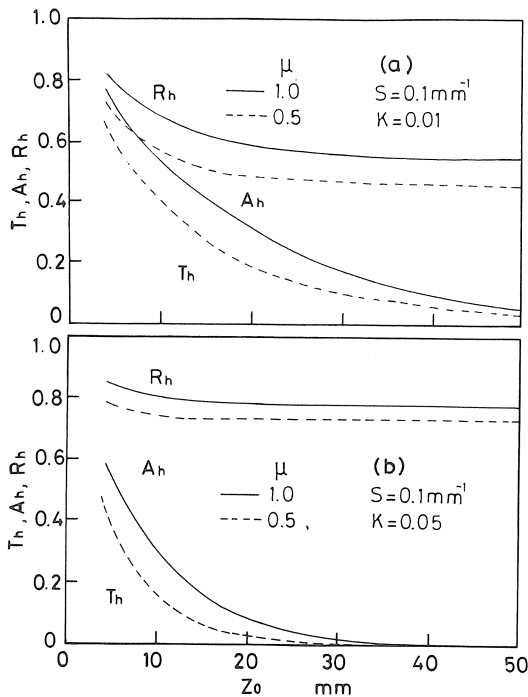


図12 半透過散乱・吸収性媒質層の厚さ z_0 と天空入射半球反射率 R_h 、半球透過率 T_h 、吸収率 A_h の関係 ($F_{C0} : F_{D0} = 4 : 1, R_{C01}, R_{C10}, R_{C12}, R_{D01}, R_{D10}, R_{D12} = 0$)

以上に示した図5～9の散乱係数と吸収係数のスペクトルは、さまざまなシリカゲル粒子充填層における太陽光吸収特性の評価に用いることができる。ここでは、ひとつの簡単なケースについて、本研究の与える散乱係数・吸収係数と巨視的な太陽光のエネルギーの反射・透過・吸収の関係を計算し、図示する。考察する系は、その両界面が半無限に厚く広い空気層に接する厚さ $z_0 = 20\text{mm}$ のシリカゲル粒子充填層である。その両界面でふく射は反射しないとする。この層に単色の平行流束 F_{C0} と拡散流束 F_{D0} が4 : 1の割合で入射する。この割合は晴天日の条件を表している。平行流束の入射角 θ は 60° ($\mu = 0.5$) とする。これは、エアマスが2の状態に相当する。この系は、たとえば、粒子充填層が金網の上に形成された場合を想定するものである。

図10は、この系の総括的な反射・透過・吸収特性を与える。すなわち、シリカゲル粒子の状態に応じて、図5～9のなかから散乱係数 S と吸収係数 K の1組のスペクトルを選び、各波長点での S と K の値を図10に用いれば、この図からは、その S と K に対応する天空入射半球反射率 $R_h (=R_{ns} + R_{ds})$ 、天空入射半球透過率 $T_h (=T_{ns} + T_{ds})$ と天空入射半球吸収率 $A_h (=1 - R_h - T_h)$ が読みとれる。この過程を波長ごとに繰り返し太陽光強度の重みを掛けて積算すれば、粒子充填

層の太陽光に対する特性が評価できる。また、式における μ (あるいは太陽高度) を緯度・季節に応じて適切に選び、 F_{C0} 、 F_{D0} を適切に選んでより現実的な計算を行うこともできる。あるいは、位置 z における総括的なふく射流束 F_{net} は、

$$F_{net}(z) = F_{C^+}(z) - F_{C^-}(z) + F_{D^+}(z) - F_{D^-}(z) \quad (35)$$

であり、 dF_{net}/dz は、位置 z における単位厚さの層が吸収するふく射エネルギーを与えるので、これを計算すれば、粒子層の深さに応じた吸収エネルギー割合を評価することもできる。図11は図10と同じ入射条件、粒子層厚さの同様の系についてふく射流束 F_{net} 、その流束成分 F_{C^+} 、 F_{D^+} 、 F_{D^-} および単位厚さあたりに吸収されるふく射エネルギー $-dF_{net}/dz$ の厚さ方向の分布を示すものである。 F_{C0} 、 F_{D0} の値は夏季の晴天日を想定した値である。 $S=0.1$ 、 $K=0.02\text{mm}^{-1}$ の値は、太陽光の分光分布の極大値を示す波長に近い波長領域での乾燥した白色シリカゲル(球形・中粒)粒子層の散乱係数、吸収係数を代表するものである。このように、本研究で求められた散乱係数 S と吸収係数 K を4流束モデルへ適用すれば、任意の厚さのシリカゲル粒子充填層における太陽ふく射エネルギーの反射・透過・吸収特性を容易に評価できる。図12は(a) $S=0.1$ 、 $K=0.01\text{mm}^{-1}$ 、(b) $S=0.1$ 、 $K=0.05\text{mm}^{-1}$ の場合の粒子層厚さ z_0 と天空入射半球反射率 R_h 、半球透過率 T_h 、吸収率 A_h の関係を示す。

5. 結 言

種々の含水率・形状・粒径・色のシリカゲル粒子を対象として、その充填層の反射率と透過率のスペクトルを測定した。その結果をふく射輸送の4流束モデルを用いて解析し、主要な太陽ふく射の波長域での散乱係数と吸収係数のスペクトルを求めた。得られたおもな結論を以下にまとめる。

(1) ふく射輸送については、 $1.2\mu\text{m}$ 以下の波長域では散乱が支配的である。それ以上の波長域では吸収が無視できず、含水率が高い場合には吸収が優勢である。

(2) 含水率が低い場合には、散乱係数は形状・粒径の影響を受ける。吸収係数は色の影響を大きく受ける。含水率が増加するにつれて、白色シリカゲルの場合には、 $1.0\mu\text{m}$ 以上の波長域で吸収係数が顕著に増加し、青色シリカゲルの場合には、色の変化に対応して、 $0.8\mu\text{m}$ 以下の波長域で、逆に、吸収係数が減少する。

(3) 含水率が高い10%以上の場合には、散乱係数と吸収係数の粒径・形状・色による差は小さい。

謝 辞

本研究を始めるにあたってご指導いただいた京都大学故国友孟先生に感謝いたします。また、貴重な助言をいただきました大阪工業大学齊藤義和先生に感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) Z. Lavan, W. M. Worek and J. B. Monnier, Cooled Bed Solar - Powered Desiccant Air Conditioning, Proceedings of the 16th Inter-society Energy Conversion Engineering Conference, 2 (1981 - 8), 1654 - 1661, Atlanta, Georgia.
- (2) Y. Saito, Regeneration Characteristics of Adsorbent in the Integrated Desiccant/Collector, Solar Engineering 1987, 2 (1987), 861 - 866, Hemisphere, New York.
- (3) for example, T. Kunitomo, H. M. Shafey and T. Teramoto, Theoretical Study on Radiative Properties of a Painted Layer Containing Spherical Pigment (Case of Normal Incidence), Bulletin of the JSME, 22-173 (1979), 1587.
- (4) N. Terada, K. Ohnishi, M. Kobayashi and T. Kunitomo, Spectral Radiative Properties of a Living Human Body, International Journal of Thermophysics, 7-5 (1986), 1101.
- (5) P. Kubelka and F. Munk, Ein Beitrag zur Optik der Farbanstriche, Zeitschrift für Technische Physik, 12 (1931), 593.
- (6) A. L. Crosbie and J. W. Koewing, Two-Dimensional Radiative Transfer in a Finite Scattering Planar Medium, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 21-6 (1979), 573.
- (7) T. Makino, Present Study on Thermal Radiation Properties and Characteristics of Materials, International Journal of Thermophysics, accepted.
- (8) A. Ishimaru, Wave Propagation and Scattering in Random Media, 1 (1978), 191 - 201, Academic Press, New York.
- (9) J. M. Bennett and M. J. Boody, Computational Method for Determining n and k for a Thin Film from the Measured Reflectance, Transmittance, and Film Thickness, Applied Optics, 5-1 (1966), 41.

付 録

(A-1)

媒質 j の平行平板層 (厚さ z_0) が媒質 i と k に接している系において、一様に偏光したふく射の平行流束が入射角 θ_i で媒質 i から非散乱性の媒質 j に入射するとき、この系の総括的な反射率 $R_{cij}(\theta_i)$ は、

$$R_{cij}(\theta_i) = R_{ij} + \{(1 - R_{ij})(1 - R_{jk})R_{ij} \cdot \exp(-2K_j z_0 / \cos \theta_j)\} / \{1 - R_{ij} \cdot \exp(-2K_j z_0 / \cos \theta_j)\} \quad \dots (A1)$$

で与えられる。ただし、 K_j は、媒質 j の吸収係数である。 R_{ij} と R_{jk} は、それぞれ ij 界面と jk 界面における界面反射率であり、Fresnel の式で与えられる。

$$R_{ij} = [\{(n_i \cos \theta_i - n_j \cos \theta_j) / (n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j)\}^2 + \{(n_j \cos \theta_i - n_i \cos \theta_j) / (n_j \cos \theta_i + n_i \cos \theta_j)\}^2] / 2 \quad \dots (A2)$$

$$R_{jk} = [\{(n_j \cos \theta_j - n_k \cos \theta_k) / (n_j \cos \theta_j + n_k \cos \theta_k)\}^2 + \{(n_k \cos \theta_j - n_j \cos \theta_k) / (n_k \cos \theta_j + n_j \cos \theta_k)\}^2] / 2 \quad \dots (A3)$$

θ_j , θ_k はそれぞれ媒質 j, k 内でのふく射の伝播方向であり、Snell の式で与えられる。

$$n_i \sin \theta_i = n_j \sin \theta_j = n_k \sin \theta_k \quad \dots (A4)$$

n_i , n_j , n_k はそれぞれ媒質 i, j, k の屈折率である。

この系に、一様に偏光したふく射の(完全)拡散流束が媒質 i から非散乱性の媒質 j に入射するとき、この系の総括的な反射率 R_{Dij} は、

$$R_{Dij} = \int_0^{\pi/2} R_{cij}(\theta_i) \sin^2 \theta_i d\theta_i \quad \dots (A5)$$

である。

(A-2)

式(23) ~ (26)の境界条件に対して、 $C_1 \sim C_4$ は、

$$C_1 = Q \cdot \exp(\tau_0 / \mu) F_{C0} \quad \dots (A6)$$

$$C_2 = QR_{C12} \cdot \exp(-\tau_0 / \mu) F_{C0} \quad \dots (A7)$$

$$C_3 = -(1/P) \cdot [Q\{YM_2 \cdot \exp(2\beta\tau_0) - XN_1\} F_{C0} - (1 - R_{D01})M_2 \cdot \exp(2\beta\tau_0) F_{D0}] \quad \dots (A8)$$

$$C_4 = (1/P) \cdot [Q\{YN_2 \cdot \exp(-2\beta\tau_0) - XM_1\} F_{C0} - (1 - R_{D01})N_2 \cdot \exp(-2\beta\tau_0) F_{D0}] \quad \dots (A9)$$

となる。ただし、

$$Q = (1 - R_{C01}) \cdot \exp(-\tau_0 / \mu) / \{1 - R_{C10} R_{C12} \cdot \exp(-2\tau_0 / \mu)\}, \quad V_1 = A - R_{D10} B,$$

$$V_2 = A - R_{D12} B, \quad W_1 = B - R_{D10} A, \quad W_2 = B - R_{D12} A,$$

$$M_1 = (1 + \beta) - R_{D10}(1 - \beta), \quad M_2 = (1 + \beta) - R_{D12}(1 - \beta),$$

$$N_1 = (1 - \beta) - R_{D10}(1 + \beta), \quad N_2 = (1 - \beta) - R_{D12}(1 + \beta),$$

$$P = M_1 M_2 \cdot \exp(2\beta\tau_0) - N_1 N_2 \cdot \exp(-2\beta\tau_0),$$

$$X = W_2 + R_{C12} V_2, \quad Y = V_1 \cdot \exp(\tau_0 / \mu) + R_{C12} W_1$$

$$\cdot \exp(-\tau_0 / \mu) \quad \dots (A10)$$

である。

(平成元年1月26日, 原稿受理)