繊維集合体のふく射伝播

山田 純

東京工業大学工学部機械知能システム学科

〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1

断熱材などに利用される繊維集合体について、集合体のふく射伝播に与えるふく射物性の影響について述べた。また、集合体のふく射物性を、それを構成する個々の繊維の物性から導く関係式を示した。さらに、その関係式を用いて、繊維径や配向が集合体のふく射伝播に与える影響を示した。

1. はじめに

14, 5年ほど前になるが、大学生の間にダウンジャケットが流行したことがある。羽毛の入った防寒着である。化繊の中綿をもつ防寒着と比較して、軽くて暖かいというのが、その商品の宣伝文句であったように記憶している。

当時はまだ、伝熱学を学んでいなかった私にとって、「何故、軽くて暖かい？」という問題についてはさほど興味は感じなかった。暖かさの理由が、「その繊維の細さにある」と、なにかの雑誌に書かれていたことだけを覚えていた。

その後しばらくして、防寒着に繊維集合体がいられる理由が、集合体中の気体の対流伝熱の抑制のためであることを学んだ。そして、それと同時に、羽毛が暖かいという理由が「繊維を細くすることによって、対流がより効率的に抑制できる」と説明されていることも知った。

この説明はおおよそ正しいであろう。しかし、対流伝熱が抑制されて小さい場合には、気体の熱伝導とふく射による熱移動も少なくない。ならば、「繊維径は対流以外の伝熱様式には影響しないのか？」という疑問が湧いてくる。気体の熱伝導は繊維径に依存しないまでも、ふく射伝熱は繊維径に影響されると思われる。それでは、「どう影響する？」

本稿では、このような疑問に答えることを目的に、繊維集合体のふく射伝播について述べることにする。

2. ふく射伝播が重要な役割を担う 繊維集合体

繊維集合体を利用される分野は非常に広い。ここで

は、ふく射伝播が重要な役割を担う繊維集合体を利用した断熱材について述べることにする。

繊維集合体を用いた断熱材は、ビルや住居壁の壁の内側、防寒着の中綿や各種熱機器などで使用されている。このような断熱材では、はじめに述べたように、分散繊維がそれを取りまく気体の対流を抑制するため、伝導およびふく射による熱移動の割合が大きくなっている。

高温環境でふく射伝熱が重要になることは予測できるが、実際には、常温近辺でもふく射による熱移動はかなり大きい。図1は、対流伝熱が起らない場合について、繊維集合体における熱移動の寄与割合を示したものである[1]。ここでは、ふく射による熱移動の大きさを気体熱伝導と比較するために、ふく射熱伝導率の形で整理している。この図から、空隙率が大きいとき、ふく射による熱移動が半分近くを占める場合があることが分かる。

断熱材に利用される繊維集合体の空隙率が大きいことを考えれば、ふく射は、その伝熱において重要な役割を担っているといえる。このため、断熱性能の向上を目指したふく射伝熱の抑制など、繊維集合体のふく射伝播を積極的に制御しようとする工夫がいろいろと考えられている。そのいくつかを示しておく。

繊維集合体のふく射伝播の制御に関する工夫は、衣服材料によくみられる。これは、他の用途の断熱材以上に、より軽量、より薄くという要求が強いからだと思われる。

まず、ふく射伝播を抑制する目的では、中綿に、反射性の強いアルミ箔を混入した防寒着が商品化されていた。体内から放射される赤外線を反射し、保温効果が高めることができるとされている。

また、ロサンゼルスオリンピックにおけるアメリカ

Fig. 1 Heat Transfer in a Fibrous Medium[1]

のマラソン選手が、銀色のウェアを着用していた。これは太陽からのふく射を反射するため、という話を聞いたことがある。

ふく射伝熱の制御を試みた工夫に、太陽熱を蓄え、逃がさない繊維「ソーラーα」がデサントとユニチカの両者で共同開発されている。これは炭化ジルコニウム(ZrC)の粉末をナイロンやポリエステル繊維に混入したもので、この繊維からなる集合体は、太陽光など短い波長においてふく射をよく吸収し、体内から放射される赤外線のように長い波長のふく射をよく反射する性質をもつ。この繊維を用いた衣服は非常に暖かいとされている[2]。

衣服材料の以外にも、ふく射伝播を抑制する工夫がある。例えば、建材や熱機器などに使用される断熱材には、その片側にアルミ箔をもつものがある。これは、繊維集合体から放射されるふく射を抑える、あるいは、集合体に入射するふく射を抑える働きをしている。

このように繊維集合体では、ふく射伝播を積極的に制御しようとする試みが数多くなされている。そし

て、その効果についても多くの研究がなされてきた。しかし、それらの結果は、ふく射伝播を専門に研究している極僅かの研究者、技術者の間でしか、知られていないようである。

そこで次章では、ごく簡単な場合に限定し、これらの繊維集合体のふく射伝播がどのような方程式に支配されるか、また、どのような物性に支配されるかを述べることにする。

3. 散乱吸収性媒体のふく射伝播

3.1 ふく射輸送方程式とふく射物性

繊維集合体は粒子分散媒体などの散乱吸収性媒体と同様、次のふく射輸送方程式で取り扱うことが多い。

$$\frac{di(s, \Omega)}{ds} + \beta \cdot i(s, \Omega) = (1 - \omega)\beta i_b(s) + \frac{\omega\beta}{4\pi} \int_{\Omega' \rightarrow \Omega} \Phi(\Omega' \rightarrow \Omega) i(s, \Omega') d\Omega' \quad (1)$$

ここで、 $i(s, \Omega)$ は、位置 s におけるふく射強さ（単位立体角あたりのふく射エネルギー流束）であり、 Ω はその進行方向を表わす。また、 $i_b(s)$ は位置 s における黒体ふく射強さを表わしている。

ふく射の輸送方程式は、扱う場によって多少異なる形で表されることもあるが、ふく射物性が一様な散乱吸収性媒体では、上の式で表せる。なお、この式の各項の意味および導出法については、文献[3]、[4]などに詳しく述べられているので、ここでは、この式中のふく射物性について述べる。

輸送方程式に現れるふく射物性は、減衰係数 β 、アルベド ω 、そして、相関数 $\Phi(\Omega' \rightarrow \Omega)$ の三つである。それぞれの意味は次の通りである。

まず、減衰係数 β は媒体中でのふく射の減衰を表す物性値で、図2に示すように、ふく射が微小距離 Δs 進む間に減衰される量を定めるものである。その減衰量 Δi は、以下の式で与えられる。

$$\Delta i = \beta \Delta s \cdot i \quad (2)$$

微小距離の極限を考えて積分すると、この式から有名なBeerの法則、

$$i = i_0 e^{-\beta s} \quad (3)$$

が導かれる。ここで、 s は幾何学距離、 i_0 は、 $s=0$ におけるふく射強さである。

さて、このふく射の減衰には、ふく射が媒体に吸収されて熱に変わる場合と、散乱によってふく射の進む

Fig. 2 Extinction of Radiation in an Absorbing & Scattering Medium

方向が変わる二つの場合がある。前者では、ふく射エネルギーは熱エネルギーに変わるので減少するが、後者の場合には、ふく射はその向きが変えられるだけで、ふく射エネルギーは保存される。アルベド ω は、ふく射の減衰が後者の散乱によって起こる割合を表す物性値である。例えば、 $\omega=1$ の場合には、ふく射の減衰は散乱によってのみ起こることを表す。

相関数 Φ は散乱されるふく射の、各方向における強さを定める物性値である。ふく射がどの方向にも等しく散乱される場合（等方散乱）を1として、それに対する比で表される。

これらのふく射物性を理解するには、ごく簡単な系に関して、ふく射物性がふく射伝播特性に与える影響を知ることが近道であろう。以下、その影響について述べることにする。

Fig. 3 Physical Model

3.2 ふく射伝播特性に与えるふく射物性の影響

図3に示す無限平板状の散乱吸収性媒体に垂直にふく射が入射する系を対象に、そのふく射伝播に与える減衰係数とアルベドの影響を、式(1)の輸送方程式より導いた。

計算にあたっていくつかの仮定を行った。

- (1) 散乱は等方性とする． ($\Phi(\Omega' \rightarrow \Omega)=1$)
- (2) 媒体内部でふく射の発生はない． ($i_b(s)=0$)
- (3) 媒体界面でのふく射の反射はない。

この計算方法については、文献[5]などに述べられているので、ここでは、結果だけを示すことにする。

図4は減衰係数に対する半球透過率 T_{nh} を、アルベドをパラメータに示している。ここで半球透過率 T_{nh} は、入射するふく射エネルギー流束 q_0 に対する、透過ふく射エネルギー流束 q_t の比、 q_t/q_0 である。

半球透過率は、減衰係数の増加にともなって減少する。このことは、媒体の減衰が大きければ、それだけふく射の抑制ができることを示している。また、アルベド ω の違いに着目すると、アルベドが大きく（媒体の散乱性が強く）なるにしたがって、透過率が増加するのが分かる。これは、ふく射が散乱を繰り返しつつ媒体を伝播し、透過ふく射のエネルギーを増加させるためである。

以上の計算結果は、ふく射を抑制するには減衰係数がいかに大きければ、いけないことを示している。媒体の散乱性が強い場合には、たとえ減衰係数が大きくても、ふく射は媒体を透過してしまう。

Fig. 4 Radiation Transfer in an Absorbing & Scattering Media

4. 繊維径，配向が集合体のふく射伝播に与える影響

前章では，繊維集合体を含む散乱吸収性媒体について，ふく射物性がふく射伝播に与える影響を示してきた。しかし，それでは，どのような繊維でできた集合体が大きな減衰係数をもつのか，また，繊維径が変わると集合体のふく射物性がどう変わるのか，などについては分からない。これらを明らかにするには，集合体を構成する繊維個々のふく射に関する性質と，集合体のふく射物性の関係を知ることが重要である。以下では，その関係を導く方法について概説する。

4.1 繊維のふく射物性

図5は，円形断面をもつ滑らかな繊維による散乱を示している。入射ふく射の大部分は，この繊維と入射ふく射のなす角できまる円錐面に沿って散乱されることが知られている[6]。

このような繊維のふく射性質を表す物性に，減衰断面積 $C_{ext}(\xi_0)$ や散乱断面積 $C_{sca}(\xi_0)$ などがある。単位長さあたりの繊維について，それぞれ，次のように定義される。

$$C_{ext}(\xi_0) = \frac{\text{単位時間に減衰されるふく射エネルギー}}{\text{単位時間，単位面積に入射するふく射エネルギー}}$$

$$C_{sca}(\xi_0) = \frac{\text{単位時間に散乱されるふく射エネルギー}}{\text{単位時間，単位面積に入射するふく射エネルギー}}$$

この減衰断面積を用いれば，エネルギー流束 q_0 のふく射が繊維に入射するとき減衰される全エネルギー Q は

Fig. 5 Scattering by a Fiber

$$Q = C_{ext} q_0 \quad (4)$$

与えられる。

なお，減衰および散乱断面積はふく射の波長 λ ，繊維の径 d ，繊維素材の複素屈折率 m に依存する(m については4.3節で簡単に触れる)。上で述べた円形断面をもつ繊維の場合には，その値は電磁気学的考察から導ける[6], [7]。

4.2 繊維のふく射物性と集合体のふく射物性

集合体のふく射物性とこれらの断面積の関係は次の方法で導かれる。

ふく射が微小距離 Δs を進む間に減衰するふく射エネルギー Δi は，集合体の減衰係数を用いて，既に式(2)で表されることを示した。

一方，この減衰量は繊維の減衰断面積からも表せる。粒子や繊維分散媒体におけるふく射の減衰は，粒子あるいは繊維にふく射があたって生じる。単位長さの繊維がどれだけふく射を減衰するかは上の式で与えられるので，ふく射が進む微小距離 Δs に，繊維がどれだけ，どの向きに並んで存在するかが分かれば，そのふく射の減衰量を知ることができる。

すなわち，集合体中での繊維の分散状態（体積充填率，繊維配向）を知れば，単位長さあたりのふく射の減衰量を通じて，減衰係数と減衰断面積は関係づけられる。詳しい導出法については，文献[8]に述べられているので，ここでは，減衰係数 β とアルベド ω の結果だけを示しておく。

$$\beta(\Omega) = \frac{4f_v}{\pi d^2} \int_{\Omega'=2\pi} C_{ext}(\Omega, R_f) P(R_f) dR_f \quad (5)$$

$$\omega(\Omega) = \frac{\int_{\Omega'=2\pi} C_{sca}(\Omega, R_f) P(R_f) dR_f}{\int_{\Omega'=2\pi} C_{ext}(\Omega, R_f) P(R_f) dR_f} \quad (6)$$

ここで， Ω ， R_f は，それぞれ，ふく射の進行方向，繊維の配向方向を表わす単位ベクトル，また， f_v は繊維集合体の体積充填率である。

また， $P(R_f)$ は配向分布に関する密度関数で，小森・牧嶋ら[9]によって定義された関数である。例えば，繊維がどの方向にも無秩序に配向されているような場合には，密度関数は

$$P(R_f)=1/2\pi \quad (7)$$

で与えられる。これは次の考察より導かれる。

空間における全方向の立体角は 4π であるので、無秩序に配向される繊維が、ある方向に向く確立密度は $1/4\pi$ となる。小森・牧嶋らの定義では、繊維に向きがないとしているため、その半分の $1/2\pi$ となる。

なお、繊維集合体のふく射物性に関しては、前に述べたように、散乱の方向別強さを定める相関数もあるが、これについては省略する。

さて、以上の関係式を用いれば、繊維集合体のふく射物性に与える配向、繊維径の影響について検討することができる。以下、いくつか計算結果を示すことにする。

4.3 繊維素材の複素屈折率、配向が集合体のふく射物性に与える影響

図6は、繊維配向が集合体の減衰係数に与える影響を示している。ここで取り扱った繊維配向は、身近によくみられる二つの配向である。3次元的に無秩序な配向と、繊維は全てある平面に平行ではあるが、その向きが無秩序な配向の二つである。前者を3次元配向繊維集合体、後者を2次元配向繊維集合体と呼ぶことにする。

同図の横軸は、2次元配向繊維集合体の、配向面に対して垂直な軸に関する天頂角を示している。また、パラメータは、繊維素材の複素屈折率 $m (=n - \kappa i)$ で、こ

Fig. 6 Effect of Fiber Orientation on Extinction Coefficient

Fig. 7 Effect of Absorption Index on Albedo

の実部 n は通常よく用いられる屈折率を表わしている。また、虚部 κ は消費係数と呼ばれ、その値は繊維素材におけるふく射の吸収性を表す。図中の $m=1.5-0.001i$ は吸収性の小さい繊維を、 $m=1.5-1.0i$ は吸収性の大きい繊維を表わしている[3], [4]。

2次元配向の集合体では、配向の影響が現れて、配向面とのなす角に依存して減衰係数が変化している。また、図6から、配向面に垂直な方向での減衰係数が、3次元配向の集合体より大きいことがわかる。この傾向は、広い波長範囲で、また、物性の異なる繊維素材についても見られる。

図7は、消費係数 κ に対するアルベド ω の大きさを示している。図に示される消費係数に対するアルベドの依存性は、繊維の散乱特性によって説明することが

Fig. 8 Effect of Fiber Diameter on Hemispherical Transmittance

できる。繊維は消衰係数が小さいとき透明で、強い散乱性を示す（アルベドが大きい）が、消衰係数の増加にしたがって、繊維内部に浸透した光が吸収されるため、吸収性が強く（アルベドが小さく）なる。しかし、さらに消衰係数が増加すると、繊維表面における反射が大きくなり散乱性が強くなる。集合体のアルベドは、この繊維のふく射に対する特徴がそのまま反映されている。

4.4 繊維径、配向が集合体のふく射伝播に与える影響

繊維の配向や繊維径がふく射伝播に与える影響について述べる。対象とする系は、図3で示した、平板状の繊維集合体に垂直にふく射が入射する系である。この系において、サイズパラメータに対して求めた半球透過率の計算結果を図8に示す。

サイズパラメータは、ふく射の波長 λ と繊維径 d の比を表している。いま波長を一定とすると、これは繊維径に比例する。また、図中の計算条件 $f_v \cdot L/\lambda$ は、繊維集合体の充填率（重量）一定の条件にあたる。

配向、繊維素材の物性にかかわらず、繊維径が大きくなると透過率は大きくなる。これは、式(5)からも分かるように減衰係数が繊維径にともなって小さくなるためである。同一重量では、繊維径の細い集合体の方がふく射をよく抑える。

繊維素材の吸収性に着目すると、吸収性の大きい繊維($m=1.5-1.0i$)の方が、半球透過率は小さくなっている。繊維素材の吸収性が強い場合には、集合体のアルベドは小さく、図4で示したように、半球透過率は小さくなる。

図8に見られるように、配向が半球透過率に与える影響も少なくない。3次元配向繊維集合体よりも、2次元配向繊維集合体の方が半球透過率は小さい。これは、入射光方向の減衰係数が、2次元配向集合体の方が3次元配向の集合体よりも大きいためである。

5. おわりに

断熱材などに利用される繊維集合体について、集合体のふく射物性がふく射伝播に与える影響、また、繊維径や配向が集合体のふく射物性、ふく射伝播に与える影響について述べてきた。これにより、冒頭に述べた疑問に対する一つの答えが得られたと思う。

しかし、ここでは、吸収による繊維の加熱や、加熱繊維からの放射については触れていない。これらを含

めると現象はもう少し複雑になる。第2章で述べた、ふく射伝熱の制御に関する、工夫の効果を知るには、繊維の吸収、放射を考慮しなければならない。しかし、その場合にも、まず、ふく射伝播の詳細な把握が必要である。本稿が繊維集合体のふく射伝播に関して、なにがしかのイメージをつかむのに役立てば幸いである。

参考文献

- [1] Bankvall, C. G., 1973, "Heat Transfer in Fibrous Materials," Journal of Testing and Evaluation, Vol.1, No.3, pp.235-243
- [2] 繊維のはなし, 1989, 繊維学会編, 日刊工業新聞社
- [3] Siegel, R and Howell, J. R., 1981, "Thermal Radiation Heat Transfer (Second Edition)," Hemisphere, New York.
- [4] Ozisik, M. N., 1973, "Radiative Transfer and Interaction with Conduction and Convection," Welbel & Peck, New York.
- [5] Chandrasekhar, S., 1960, "Radiative Transfer," Dover
- [6] Kerker, M., 1969, "The scattering of Light," Academic Press, New York, pp.255-263.
- [7] 山田 純, 黒崎 晏夫, 1993, "サイズパラメータが大きい条件下での繊維集合体のふく射伝播," 日本機械学会論文集(B編) Vol.59, No.566, pp.253-260
- [8] 山田 純, 黒崎晏夫, 1992, "配向を考慮した繊維集合体のふく射伝ばモデルとその評価," 日本機械学会誌(B編), Vol.58, No.555, pp.169-176
- [9] 小森尚志, 牧島邦夫, 1976, "繊維集合体の繊維配向分布について," 繊維学会誌, Vol.32, No.9, pp.370-375.

Radiation Transfer in Fibrous Media

Jun YAMADA
Department of Mechanical
and Intelligent Systems Engineering
Tokyo Institute of Technology
O-okayama 2, Meguro, Tokyo 152

The effect of radiative properties on radiation transfer in absorbing and scattering media are first discussed, and the formulations for deriving the radiative properties of the fibrous medium from those of fibers are shown. Using the formulations, the effect of fiber orientation and fiber diameter on the radiation transfer in fibrous media is shown.

(Received Dec. 6, 1993)