ナトリウムミスト空間のふく射熱伝達*
(粒径分布をもつ粒子群の場合)吉野 智彦^{*1}, 服部 直三^{*2}Radiative Heat Transfer in a Gas Space Filled with Sodium Mist
(In Case of Polydispersed Sodium Mist Particles)Tomohiko YOSHINO and Naozo HATTORI^{*3}^{*3} Science University of Tokyo, Department of Mechanical Engineering,
2641 Yamazaki, Noda-shi, Chiba, 278-8510 Japan

Radiative heat transfer through a cover gas between upper wall and lower liquid sodium surface, filled with polydispersed sodium mist particles, is investigated numerically by Monte Carlo Method. Radiative properties of sodium mist such as extinction coefficient and scattering phase function are calculated using particle distributions for sodium mist by Mie theory. Using these properties the radiative heat flux is computed for the cover gas space of gray isotropic and nongray anisotropic scattering particles, respectively. The results obtained show that, the heat flux decreases with increasing concentration of sodium mist, however, the effect of sodium mist on total heat flux is relatively low.

Key Words: LMFBR, Radiative Heat Transfer, Radiative Heat Flux, Sodium Mist, Scattering and Absorption, Anisotropic Scattering, Nongray, Polydispersed Particles

1. ま え が き

液体ナトリウム冷却高速増殖炉(LMFBR)の炉容器上部遮へいプラグの熱設計には、高温のナトリウム液面からカバーガス空間を通して上部に伝わる伝熱量の正確な把握が必要である。しかし、カバーガス空間はナトリウム液面から蒸発したナトリウム蒸気とナトリウムミストで満たされ、これに自然対流、ふく射、凝縮などの伝熱が関与するため熱伝達機構は複雑である。

このようなカバーガス空間の熱伝達については、布留川⁽¹⁾らの全熱流束(自然対流、ふく射、凝縮による)を測定した実験的研究がある。全熱流束のうちふく射による熱流束については、カバーガス空間の減衰係数の測定値を用いて拡散近似から求めている。一方、カバーガス空間のふく射熱伝達に着目した研究がある。Truelove⁽²⁾はナトリウムミスト空間のふく射熱伝達を上下壁面を拡散反射として理論的に解析し、熱流束を算出している。また、Kamiuto-Kinoshita⁽³⁾は、工

藤・平田⁽⁴⁾によるカバーガス空間の濃度・粒径分布から求めたふく射物性値を用い、Barkstrom法により熱流束を計算している。

著者らは、前報⁽⁵⁾において単一粒径の粒子群からなるナトリウムミスト空間のふく射熱流束をモンテカルロ法(Monte Carlo Method)によって求め、ミスト粒子直径、光学厚さの熱流束に与える影響などを調べた。ここでは、粒径分布をもつナトリウムミスト粒子群からなる実際のカバーガス空間を想定し、ふく射熱流束の算出をモンテカルロ法によって行い、得られた結果を実験値と比較・検討した。

記 号

 a_λ : 吸収係数 C_p : 比熱 $\bar{d}$: 平均粒子直径 C_m : ミスト濃度 Gr : グラスホフ数 k : 熱伝導率 K_λ : 減衰係数 H : カバーガス空間の高さ L : 蒸発潜熱 m : 蒸気重量分率

* 原稿受付 2001年12月27日。

^{*1} 学生員, 東京理科大学大学院(〒278-8510 野田市山崎2641)。^{*2} 正員, 東京理科大学理工学部。

E-mail: hattori@rs.noda.tus.ac.jp

$N(R)$: 数基準粒径分布

Nu : ヌッセルト数

q_r : ふく射熱流束

$Q_{e,\lambda,R}$: 減衰率

$Q_{s,\lambda,R}$: 散乱率

R : 粒子半径

S_λ : 散乱係数

T : 温度

ε_H : 半球全ふく射率

ε : 垂直全ふく射率

η : 散乱角

$\bar{\kappa}$: 光学厚さ

λ : 波長

ρ_H : 半球反射率

σ : ステファン・ボルツマン定数

$\phi_\lambda(\eta)$: 散乱位相関数

添字

n : ナトリウム

m : ミスト

sat: 飽和蒸気

w : 壁

λ : 単色

同様に, 吸収係数 a_λ , 散乱係数 S_λ を求めることができる。散乱位相関数 $\phi_\lambda(\eta)$ は

$$\phi_\lambda(\eta) = \frac{\int_0^\infty \pi R^2 Q_{s,\lambda,R} N(R) \phi_{\lambda,R}(\eta) dR}{S_\lambda} \dots\dots (2)$$

で与えられる。ここに, 式(1), (2)における散乱率 $Q_{s,\lambda,R}$, 減衰率 $Q_{e,\lambda,R}$ および散乱位相関数 $\phi_{\lambda,R}(\eta)$ は

Table 1 Concentration of sodium mist C_m [g/m³]

T_w °C	$T_n=400$ °C	$T_n=500$ °C
200	4.04	25.54
250	2.11	12.03
300	1.12	5.46
350	0.57	2.29
400		0.48
450		0.01

Table 2 Mean particle diameter $\bar{d}$ [μm]

T_w °C	$T_n=400$ °C	$T_n=500$ °C
200	3.61	0.95
250	4.89	6.44
300	5.68	10.84
350	4.42	13.93
400		16.01
450		13.22

2. ナトリウムミストのふく射物性

ふく射熱流束の算出に先がけ, 計算に必要なふく射物性値を求める。図1に解析モデルを示す。図1において, 高温ナトリウム液面から蒸発したナトリウム蒸気は, 上壁近傍で冷却されミストを形成する。ミスト粒子は粒径分布をもち, 乱流自然対流により空間内に一様に分布すると考える。このような空間に対するナトリウムミストの減衰係数 K_λ は, ミスト空間の数基準粒径分布 $N(R)$ を用いて次式から求められる。

$$K_\lambda = \int_0^\infty \pi R^2 Q_{e,\lambda,R} N(R) dR \dots\dots\dots (1)$$

Fig. 1 Analytical model

Fig. 2 Extinction coefficient of sodium mist

Mie 理論から求めた。また、 $N(R)$ には工藤・平田⁽⁴⁾によるカバーガス空間のミスト濃度・粒径分布値を用いる。計算に用いたミスト濃度値 C_m を表 1 に、それらの値に対応するミストの平均粒子直径 $\bar{d}$ を表 2 にそれぞれ示す。平均粒子直径 $\bar{d}$ は次式

$$\bar{d} = 2 \left\{ \frac{\int_0^\infty R^3 N(R) dR}{\int_0^\infty N(R) dR} \right\}^{1/3} \dots\dots\dots (3)$$

から計算した。

図 2 は計算結果の一例で、ナトリウム液面温度 $T_n = 400, 500^\circ\text{C}$ における減衰係数 K_λ と波長 λ との関係を上壁温度 T_w について示したものである。図 2

から、 K_λ は $\lambda \leq 10 \mu\text{m}$ ではいずれの T_w に対してもほとんど波長依存性を示さず、その値は T_w が小さくなるほど大きくなることがわかる。これは T_w が小さくなると、ミスト濃度 C_m が大きくなることに対応している(表 1)。散乱位相関数 $\phi_\lambda(\eta)$ の計算結果を図 3 に示す。図 3 から、上壁温度 T_w が大きくなると前方性散乱の強度が増すことがわかる。これは表 2 からわかるように、 T_w が大きくなると、これに対応して平均粒子直径 $\bar{d}$ が大きくなることに起因したものと考えられる。

3. 解析方法

図 1 のように、粒径分布をもつナトリウムミストが一様に存在するカバーガス空間を想定する。ミストは

Table 3 Conditions for calculation

T_n	400, 500 °C
T_w	200 ~ 450 °C
ε_n	0.05
ε_w	0.05
H	0.5, 1.0, 1.5 m

Fig. 3 Phasefunction of sodium mist particles

Fig. 4 Relation of radiative heat flux with upper wall temperature

非灰色・非等方性散乱粒子とし、それぞれの粒子は独立に散乱すると考える。このような仮定のもとに前報⁽⁵⁾と同様にモンテカルロ法により、ナトリウムミスト空間を通してのふく射熱流束 q_r を算出する。計算方法の概略は前報に記述してあるので、ここでは省略する。表3は計算条件である。

4. 計算結果

ふく射熱流束 q_r と上壁温度 T_w との関係を図4に示す。図4には、比較のためミストの存在しない場合の熱流束も示してある。図4から、 T_w が徐々に小さくなるとナトリウム液面と上壁間の温度差が大きくなるため、 q_r 値は増加する。しかし、図2からもわかるように、これに伴い減衰係数 K_i も次第に大きくなり、したがって、 q_r は $T_w \approx 350^\circ\text{C}$ 近傍からミストなしの曲線より小さな値を示すようになる。 q_r 値は $T_w \approx 250^\circ\text{C}$ 近傍でピークを示し、その後 T_w の減少に伴い急激に下がる ($T_n = 500^\circ\text{C}$)。これは $T_w \approx 200^\circ\text{C}$ 近傍でミスト濃度が急激に増加することに対応している。 $T_n = 400^\circ\text{C}$ については、このような変化は見られない。

図5は、非灰色・非等方性散乱粒子に対するふく射熱流束 q_r と上壁温度 T_w との関係を灰色・等方性散乱粒子のものと比較したものである。ミストの影響の現れる $T_w \leq 350^\circ\text{C}$ の範囲において、 q_r は非灰色・非等方性散乱粒子に対するものが若干大きな値を示している。

図6に、ふく射熱流束 q_r の本計算値と Kamiuto-Kinoshita⁽³⁾の結果との比較を示す。Kamiuto-Kinoshita⁽⁶⁾ はナトリウムのふく射率 ϵ_H を次式

$$\begin{aligned}\epsilon_H &= 1 - \rho_H \\ \rho_H &= 0.9993 - 0.03804(T/1000) \\ &\quad - 0.02609(T/1000)^2 \dots\dots\dots (4)\end{aligned}$$

から算出している。したがって、本解析でも、この式による値を用いて計算した。図6(a)は等方性散乱粒子の場合で、図6(a)から灰色等方性散乱粒子に対する本計算値は拡散近似による値とよく一致することがわかる。一方、これらの値と非灰色等方性散乱粒子に対する Kamiuto-Kinoshita の値は、上壁温度 T_w の比較的高いところでは一致するが、 T_w の減少に伴い著しくずれるようになる。ここで、拡散近似によるふく射熱流束 q_r は次式

$$q_r = \frac{\sigma(T_n^4 - T_w^4)}{\frac{3}{4}\bar{\kappa} + \left(\frac{1}{\epsilon_n} + \frac{1}{\epsilon_w} - 1\right)} \dots\dots\dots (5)$$

から求めた。図6(b)は、非灰色・非等方性散乱粒子

Fig. 5 Relation of radiative heat flux with upper wall temperature

についてであるが、この場合も本解析値との違いが見られる。

図7(a)は、全熱流束 q_t を上壁温度 T_w に対して示したものである。ここで、 q_t は次式を用いて算出した。すなわち、全熱流束 q_t ⁽¹⁾ は

$$q_t = q_r + q_{cv} + q_{cd} \dots\dots\dots (6)$$

で、このうち自然対流と凝縮による熱流束 ($q_{cv} + q_{cd}$) は

$$q_{cv} + q_{cd} = \alpha(T_n - T_w)$$

のように表される。ここに

(a) Isotropic scattering particles

(b) Nongray anisotropic scattering particles

Fig. 6 Comparison of present results with other data

Fig. 7 Effect of normal emissivity of wall on total heat flux

$$\alpha = \left(1 + \frac{4L}{C_p} \frac{\Delta m}{\Delta T}\right) \frac{Nu k}{H}$$

また、上式に含まれる ΔT , Δm , Nu はそれぞれ、

$$\Delta T = T_n - T_m, \quad T_m = \frac{T_n + T_w}{2}$$

$$\Delta m = m_{\text{sat}}(T_n) - 3.0 m_{\text{sat}}(T_m)$$

$$Nu = 0.068 Gr^{1/3}$$

Fig. 8 Comparison of present results with experimental ones

である。一方、 q_r はモンテカルロ法から求めた計算値である。

図7(a)から、全熱流束 q_t は上壁温度 T_w が小さくなるほど、大きくなるのがわかる。これは、温度差 $(T_n - T_w)$ が大きくなると自然対流は活発になり、それにより伝熱量は増加し、また同時にふく射による伝熱量も増加することによる。 $T_w \approx 250^\circ\text{C}$ 近傍から、 q_t はミストなしの曲線より小さな値を示すが、これはナトリウムミストによるふく射熱流束の減衰によるものである(図5)。図7(a)には、上壁面のふく射率 ϵ_w の異なる二つの場合を示すが、 ϵ_w の全熱流束 q_t に対する影響の大きいことがわかる。図7(b)は、全熱流束 q_t に対するふく射熱流束 q_r の割合を示したもので、 q_r の q_t に対する寄与の大きいことがわかる。

図8は無次元全熱流束 $q_t / \sigma T_n^4$ の計算値と実験値を比較したもので、計算値は実験値と比較的よい一致を示している。実際のカバーガス空間では、新たに凝縮したナトリウムがたえず上壁面を覆うため、上壁面のふく射率 ϵ_w はナトリウム液面のふく射率 $\epsilon_n = 0.05^{(7)}$

に近い値と考えられる。

5. 結 論

粒径分布をもつ粒子群からなるナトリウムミスト空間のふく射熱流束 q_r を、灰色・等方性散乱粒子および非灰色・非等方性散乱粒子に対して、モンテカルロ法により求めた。得られた結果から、次のことがわかった。

(1) ナトリウム液面温度 $T_n = 500^\circ\text{C}$ を一定にして、上壁温度 T_w を次第に小さくすると、 $T_w \approx 350^\circ\text{C}$ 近傍からナトリウムミストの影響が現れ、ふく射熱流束 q_r はミストの存在しない場合に比べ小さな値を示す。

(2) ふく射熱流束 q_r は、灰色・等方性散乱粒子よりも非灰色・非等方性散乱粒子に対して若干大きな値を示す。

(3) 灰色・等方性散乱粒子に対する計算値は、拡散近似による値に一致する。

(4) 全熱流束 q_t に対するナトリウムミストの影響は、上壁面温度 $T_w \geq 250^\circ\text{C}$ ではほとんど見られない。

(5) 全熱流束 q_t に対して、ふく射の占める割合はかなり大きい。

文 献

- (1) Furukawa, O., ほか3名, Liquid Metal Engineering and Technology, BNES, London, (1984), 451-458.
- (2) Truelove, J. S., Int. J. Heat Mass Transf., 27-11 (1984), 2085-2093.
- (3) Kamiuto, K. and Kinoshita, I., Heat Transf. Sci. Technol., (1987), 518-525.
- (4) 工藤一彦・平田賢, 機論, 44-379 (1978), 1025-1035.
- (5) 吉野智彦・服部直三, 機論, 69-677, B (2003).
- (6) Kamiuto, T. and Kinoshita, I., J. Nucl. Sci. Technol., 22-6 (1985), 442-450.
- (7) 服部直三・ほか2名, 機論, 49-447, B (1983), 2493-2496.