九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

ガスエンタルピとふく射エネルギ間の効果的変換方法 : ガスふく射と入射ふく射の影響

越後, 亮三
東京工業大学工学部機械工学科

富村, 寿夫
九州大学機能物質科学研究所

吉澤, 善男
東京工業大学工学部機械工学科

陣内, 秀信
大同特殊鋼株式会社機械事業部

https://doi.org/10.15017/6527

出版情報：九州大学機能物質科学研究所報告. 2 (1), pp.53-66, 1988-06-30. 九州大学機能物質科学研究所
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

機能物質科学研究所
報告第2巻第1号 p. 53-66
(1988. 6)

ガスエンタルピとふく射エネルギ間の効果的変換方法

(ガスふく射と入射ふく射の影響)

越後亮三*・富村寿夫
吉澤善男*・陣内秀信**

(本論文を名誉教授柘植乙彦先生に献呈する)

Effective Energy Conversion Method between Gas Enthalpy and Thermal Radiation

(Effects of Gaseous Radiation and Incoming Radiations)

Ryozo ECHIGO*, Toshio TOMIMURA, Yoshio YOSHIZAWA*, and Hidenobu JINNOUCHI**

A numerical analysis has been performed on combined convective and radiative heat transfer in a circular tube flow system with porous medium, taking account of gaseous radiation and incoming radiations. Results for temperature and radiative heat flux distributions are presented and compared with those of a non-radiating gas. Extensive discussion is also given on the influences of those radiations on the recaptured energy at tube inlet section.

1. 緒　　言

著者[1]は空隙率の高い多孔性媒体を用いて，高温ガスのエンタルピを効果的にふく射エネルギに変換できることを理論的に明らかにし，小型金属加熱炉の実験で多孔性媒体がない場合と比較して60%に及ぶ燃費の節減率を得た。この変換法の原理は，多孔性媒体と作動ガスの間の熱伝達係数及び伝熱面積が平滑面に比べて非常に大きいこと，媒体のふく射射出・吸収能が炭酸ガス，水蒸気等のふく射性気体と比較してはるかに大きいことに基づいている。従って，適当な光学的厚さの多孔性媒体に高温ガスを流すと，ガスから媒体への対流熱伝達によりガスの温度は急激に低下し，そのエンタルピ差が多孔性媒体から射出されるふく射エネルギに変換される。その際，ふく射エネルギの大部分が，ガスの流れと逆方向に，指向性をもって伝搬する特徴がある。

多孔性媒体には，①流路上流側にふく射エネルギ密度の高い空間を形成する機能，②流路の上流側と下流側を熱的に遮断する機能，③ふく射エネルギをガスのエンタルピに逆変換する機能等がある。①は金属加熱炉のほかに石油化学，石油精製等の反応や相変化を伴う加熱炉にも用いられる。②は流路下流側に熱交換器を設置して排熱を積極的に回収する場合とか，流路を区画化し異なる熱的環境を設定する場合に有効である。③はガスのエンタルピをふく射エネルギに変換する機能と組み合わせて，高性能の熱交換器を構成することができる。以上の諸機能のほかに，多孔性媒体には空隙率が90%程度あるいはそれ以上のものが使用される

受理日　昭和63年3月9日
* 東京工業大学工学部機械工学科
** 大同特殊鋼株式会社機械事業部

ので，非定常の場合に迅速な過渡応答性が得られる特徴がある。

多孔性媒体を用いたこのエネルギ変換法は，既に操業中のラジアント・チューブ加熱炉，ビレット連続加熱炉，線材光輝焼きなまし炉，管式加熱炉等の設備に実施され，大幅な改造を要せずに比較的大きな省エネルギ効果をあげている[2]。また，応用を指向した開発研究として，低カロリガスあるいは固体の燃焼促進，多孔性媒体内での可燃性混合気の燃焼と高性能加熱装置，高変換効率ラジアントプレート，スラブ用加熱炉，ふく射変換型熱交換器等に関して理論と実験の両面から検討が進められている[2)3)]。

これまでに行われた理論解析[1)4)-13)]では，多孔性媒体内でのエネルギ変換特性の解明に重点が置かれており，作動ガスは非ふく射性として取り扱われている。多孔性媒体内のガスの光学的厚さが十分小さい場合とか赤外不活性な空気を用いる場合等では，ガスのふく射性を考慮する必要はない。しかし，実用上ほとんどの高温機器ではふく射性である燃焼ガスが使用されており，多孔性媒体の設置条件によってはガスを非ふく射性とした場合と比較して温度分布への影響は系全体に及ぶことが予想される。

また，加熱炉等への応用を考える場合，多孔性媒体で仕切った流路の上流側（高温側）に被加熱物が置かれ，下流側（低温側）には排熱回収用の熱交換器が設置されるか周囲空間に開放されるのが一般的で，流路出入口面からの入射ふく射熱流束の基礎となる温度は作動ガスの出入口温度と異なることが多い。系の温度分布は，この入射ふく射条件によっても大きく左右される。

本報では，多孔性媒体が設置された流路内の対流・ふく射複合伝熱をより実際の現象に即して理解するために，ガスのふく射性と入射ふく射を考慮して行った数値解析結果について報告する。

使用記号

A_p ：等価粒子表面積 [m^2]
C_p ：比熱 [J/kg·k]
d_p ：等価粒子直径 [m]
$E_n(\tau)$：指数積分関数 (n=1, 2, 3), 式（14）
f ：吸収係数の関数、式（14）
H ：無次元ふく射熱流束，式（5）
h ：熱伝達係数 [$W/m^2 \cdot K$]
I_{in} ：無次元全流入エネルギ，式（22）
I_{out} ：無次元全流出エネルギ，式（23）
$I_{1\sim 7}$ ：無次元エネルギ，式（15)～(21)
J ：無次元入射ふく射熱流束，式（14）
j ：入射ふく射熱流束 [W/m^2]
K ：熱通過係数 [$W/m^2 \cdot K$]
M ：無次元数，式（5）
m ：分割数
N_R ：伝導—ふく射パラメータ，式（5）
Nu ：ヌセルト数，式（5）
n_p ：等価粒子数密度 [m^{-3}]
P ：無次元数，式（5）
Pr ：プラントル数
Q ：無次元数，式（5）
q ：熱流束 [W/m^2]
Re ：レイノルズ数，式（5）
r_o ：流路半径 [m]
T ：絶対温度 [K]
u_m ：平均流速 [m/s]
X ：無次元座標系
X_e ：無次元流路長さ
x ：座標系 [m]
x_e ：流路長さ [m]

ギリシャ文字

Δ ：差分
θ ：無次元温度，式（5）
κ ：呼吸係数 [m^{-1}]
λ ：作動ガスの熱伝導率 [W/m·K]
μ ：粘性係数 [Pa·s]
$\tilde{\mu}$ ：方向余弦
ρ ：作動ガスの密度 [kg/m^3]
σ ：ステファン・ボルツマン定数＝5.6693×10^{-8} [$W/m^2 \cdot K^4$]
τ ：光学的距離，式（5）

添　字

e ：流路出口
i ：X方向の格子点
k ：計算の反復回数
m ：作動ガス
o ：流路入口
p ：粒子系（多孔性媒体）
R ：ふく射
we ：流路出口面
wo ：流路入口面
$+$ ：座標系の正方向

－　　：座標系の負方向
∞　　：周囲
1, 2　：多孔性媒体の設置位置
Ⅰ, Ⅱ, Ⅲ：領域

2. 物理モデル，基礎方程式及び境界条件

物理モデルを図1に示す。半径 r_o，長さ x_e の円筒形流路の $x=x_1$ に，厚さ x_2-x_1 の多孔性媒体が設置され，ふく射性の作動ガスが平均流速 u_m で x 方向に流れている系に，$x=0$, x_e から $j_o(=\sigma T_{wo}{}^4)$, $j_e(=\sigma T_{we}{}^4)$ のふく射が入射する場合を考える。

本解析では，系内の温度分布とふく射熱流束分布に及ぼすガスのふく射性と入射ふく射の影響を検討するため，以下の仮定を設ける。

（1）諸物性値は一定。
（2）流れは一次元定常流。
（3）熱通過係数 K は一定。
（4）系内の伝熱現象は対流とふく射に支配され，伝導は無視できる。
（5）多孔性媒体の構成は等価粒子直径 d_p の微小粒子が一様に分散したモデルで近似できる。
（6）作動ガスと多孔性媒体はふく射に関して灰色である。
（7）ふく射の輸送は流れ方向の一次元伝搬で近似できる。
（8）ふく射の性質としては吸収と射出のみを考え，散乱は考慮しない。
（9）流路出入口面は黒体。

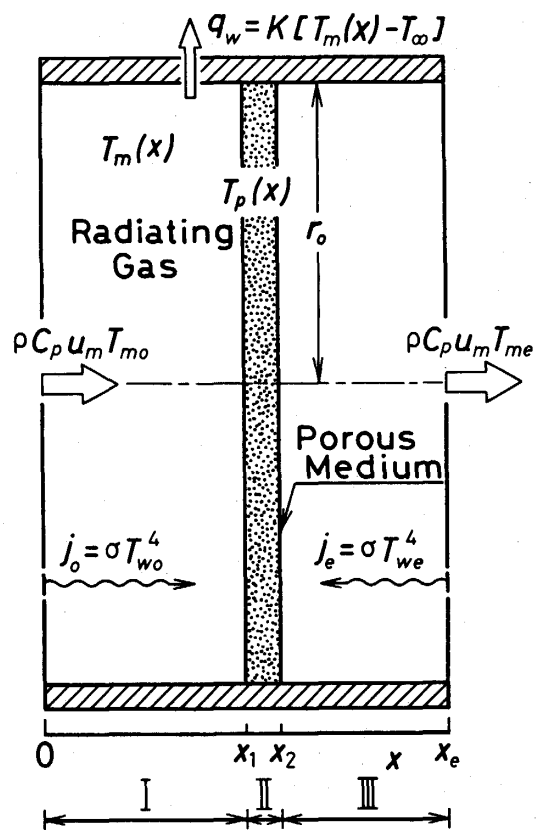


Fig. 1 Physical model and coordinate system

以上の仮定から，既報[1]と同様にして多孔性媒体が設置されていない領域Ⅰ，Ⅲと設置されている領域Ⅱに分けて考えると，作動ガスがふく射性の場合の無次元化した基礎方程式と境界条件は次式で与えられる。

領域Ⅰ及びⅢ

$$\frac{d\theta_m}{dX}+P(\theta_m-\theta_\infty)+2\frac{\tau_{mr}{}^2 Q}{MN_{Rm}}\cdot\frac{dH(\tau)}{d\tau}=0 \quad (1)$$

領域Ⅱ

$$\frac{d\theta_m}{dX}+P(\theta_m-\theta_\infty)+Q(\theta_m-\theta_p)+2\frac{\tau_{mr}{}^2 Q}{MN_{Rm}}\cdot\frac{\partial H(\tau)}{\partial\tau_m}=0 \quad (2)$$

$$M(\theta_p-\theta_m)+2\frac{\tau_{pr}{}^2}{N_{Rp}}\cdot\frac{\partial H(\tau)}{\partial\tau_p}=0 \quad (3)$$

境界条件は，

$$X=0:\ \theta_m=\theta_{mo}=1 \quad (4)$$

ここで

$$\left.\begin{aligned}
&X=x/r_o,\ \theta=T/T_{mo},\ H=q_R/(4\sigma T_{mo}{}^4)\\
&M=2Nu_p n_p A_p r_o{}^2/d_p,\ Nu_p=h_p d_p/\lambda\\
&N_R=\kappa\lambda/(4\sigma T_{mo}{}^3),\ P=4Kr_o/(\lambda RePr)\\
&Re=\rho u_m 2r_0/\mu,\ Q=M/(RePr)\\
&\tau_m=\kappa_m x,\ \tau_p=\kappa_p(x-x_1)\\
&\tau_{mr}=\kappa_m r_o,\ \tau_{pr}=\kappa_p r_o\\
&0\leqq x\leqq x_1:\ \tau=\kappa_m x\\
&x_1\leqq x\leqq x_2:\ \tau=\kappa_m x+\kappa_p(x-x_1)\\
&x_2\leqq x\leqq x_e:\ \tau=\kappa_m x+\kappa_p(x_2-x_1)
\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

3. ふく射熱流束及びその発散

多孔性媒体のふく射性に加え作動ガスのふく射も考慮した場合，ふく射熱流束 H と基礎式（1），（2），（3）の発散項 $dH/d\tau$, $\partial H/\partial\tau_m$, $\partial H/\partial\tau_p$ の表示はかなり複雑になる[14)15)]。本解析では仮定（7）で述べたように，ふく射の輸送は流れ方向の一次元伝搬で近似する。

図2に示すように検査体積が領域Ⅱにある場合，ふ

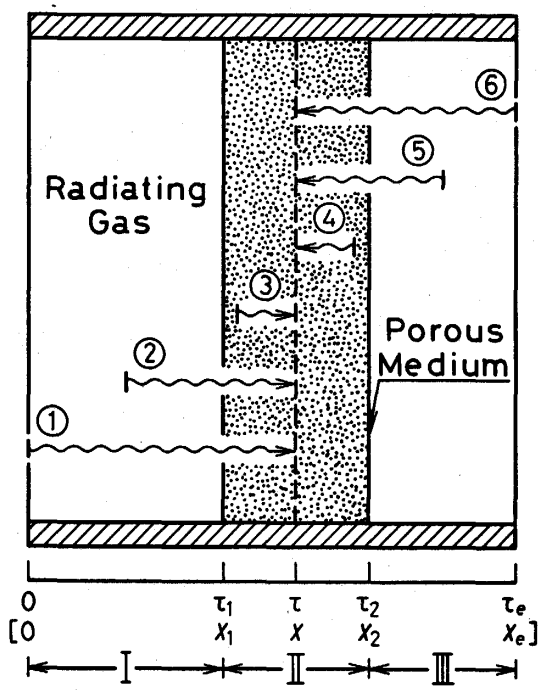


Fig. 2 Source of radiation.

く射の射出源としては，

① $\tau=0$ からの入射ふく射

② $\tau=0\sim\tau_1$ にあるガスからのふく射

③ $\tau=\tau_1\sim\tau$ にあるガス及び多孔性媒体からのふく射

④ $\tau=\tau\sim\tau_2$ にあるガス及び多孔性媒体からのふく射

⑤ $\tau=\tau_2\sim\tau_e$ にあるガスからのふく射

⑥ $\tau=\tau_e$ からの入射ふく射

があり，特に $\tau=\tau_1\sim\tau_2$ ではガスと媒体間に温度差があるため，両者の射出・吸収特性が異なる点に注意する必要がある。以上の事項を考慮して，各領域でのふく射熱流束とその発散を無次元表示すると次のようになる。

領域 I

$$H(\tau)=\frac{1}{2}[J_0E_3(\tau)-J_eE_3(\tau_e-\tau)+\int_0^{\tau}\theta_m^4E_2(\tau-\tau')d\tau'-\int_{\tau}^{\tau_1}\theta_m^4E_2(\tau'-\tau)d\tau'-\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_2(\tau'-\tau)d\tau'-\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_2(\tau'-\tau)d\tau'] \quad (6)$$

$$\frac{dH(\tau)}{d\tau}=\theta_m^4-\frac{1}{2}[J_0E_2(\tau)+J_eE_2(\tau_e-\tau)+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_1(|\tau-\tau'|)d\tau'+\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_1(\tau'-\tau)d\tau'+\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_1(\tau'-\tau)d\tau'] \quad (7)$$

領域 II

$$H(\tau)=\frac{1}{2}[J_oE_3(\tau)-J_eE_3(\tau_e-\tau)+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_2(\tau-\tau')d\tau'+\int_{\tau_1}^{\tau}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_2(\tau-\tau')d\tau'-\int_{\tau}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_2(\tau'-\tau)d\tau'-\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_2(\tau'-\tau)d\tau'] \quad (8)$$

$$\frac{\partial H(\tau)}{\partial\tau_m}=\theta_m^4-\frac{1}{2}[J_0E_2(\tau)+J_eE_2(\tau_e-\tau)+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_1(\tau-\tau')d\tau'+\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta^4)E_1(|\tau-\tau'|)d\tau'+\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_1(\tau'-\tau)d\tau'] \quad (9)$$

$$\frac{\partial H(\tau)}{\partial\tau_p}=\theta_p^4-\frac{1}{2}[J_0E_2(\tau)+J_eE_2(\tau_e-\tau)+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_1(\tau-\tau')d\tau'+\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_1(|\tau-\tau'|)d\tau'+\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_1(\tau'-\tau)d\tau'] \quad (10)$$

なお，

$$\frac{dH(\tau)}{d\tau}=f_m\frac{\partial H(\tau)}{\partial \tau_m}+f_p\frac{\partial H(\tau)}{\partial \tau_p} \tag{11}$$

領域Ⅲ

$$\begin{aligned}H(\tau)=\frac{1}{2}[&J_0E_3(\tau)-J_eE_3(\tau_e-\tau)\\&+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_2(\tau-\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_2(\tau-\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_2}^{\tau}\theta_m^4E_2(\tau-\tau')d\tau'\\&-\int_{\tau}^{\tau_e}\theta_m^4E_2(\tau'-\tau)d\tau']\end{aligned} \tag{12}$$

$$\begin{aligned}\frac{dH(\tau)}{d\tau}=\theta_m^4-\frac{1}{2}[&J_0E_2(\tau)+J_eE_2(\tau_e-\tau)\\&+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_1(\tau-\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_1(\tau-\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_1(|\tau-\tau'|)d\tau']\end{aligned} \tag{13}$$

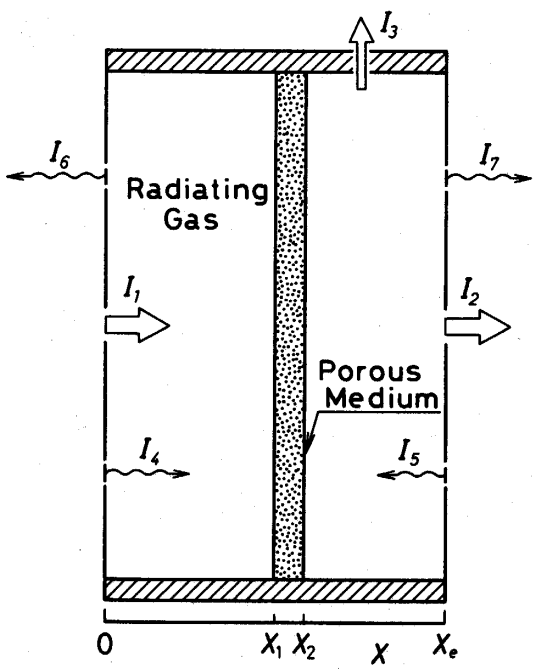


Fig. 3　In-and out-flow energy

ここで，

$$\left.\begin{aligned}&E_n(\tau)=\int_0^1\tilde{\mu}^{n-2}\exp(-\tau/\tilde{\mu})d\tilde{\mu}\quad(n=1,2,3)\\&\tau_1=\kappa_mx_1,\quad\tau_2=\kappa_mx_2+\tau_{p2}\\&\tau_e=\kappa_mx_e+\tau_{p2},\quad\tau_{p2}=\kappa_p(x_2-x_1)\\&J_0=j_0/(\sigma T_{mo}^4),\ J_e=j_e/(\sigma T_{mo}^4)\\&f_m=\kappa_m/(\kappa_m+\kappa_p),\ f_p=\kappa_p/(\kappa_m+\kappa_p)\end{aligned}\right] \tag{14}$$

4.　エネルギ・バランス

系を出入りするエネルギを $4\pi r_o^2\sigma T_{mo}^4$ で無次元化すると，次式で表される（図3参照）。

① 作動ガスの流入エンタルピ

$$I_1=\frac{RePrN_{Rp}}{2\tau_{pr}}(\theta_{mo}-\theta_\infty) \tag{15}$$

② 作動ガスの流出エンタルピ

$$I_2=\frac{RePrN_{Rp}}{2\tau_{pr}}(\theta_{me}-\theta_\infty) \tag{16}$$

③ 周囲への損失エネルギ

$$I_3=\frac{PRePrN_{Rp}}{2\tau_{pr}}\int_0^{X_e}(\theta_m-\theta_\infty)dX \tag{17}$$

④ 流路入口からの入射ふく射エネルギ

$$I_4=\frac{J_o}{4}\left(=\frac{\theta_{wo}^4}{4}\right) \tag{18}$$

⑤ 流路出口からの入射ふく射エネルギ

$$I_5=\frac{J_e}{4}\left(=\frac{\theta_{we}^4}{4}\right) \tag{19}$$

⑥ 流路入口から系外へ流出するふく射エネルギ

$$\begin{aligned}I_6=\frac{1}{2}[&J_eE_3(\tau_e)+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_2(\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_2(\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_2(\tau')d\tau']\end{aligned} \tag{20}$$

⑦ 流路出口から系外へ流出するふく射エネルギ

$$\begin{aligned}I_7=\frac{1}{2}[&J_0E_3(\tau_e)+\int_0^{\tau_1}\theta_m^4E_2(\tau_e-\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_1}^{\tau_2}(f_m\theta_m^4+f_p\theta_p^4)E_2(\tau_e-\tau')d\tau'\\&+\int_{\tau_2}^{\tau_e}\theta_m^4E_2(\tau_e-\tau')d\tau']\end{aligned} \tag{21}$$

以上から，全流入，流出エネルギ I_{in}，I_{out} は次式で与えられる。

$$I_{in}=I_1+I_4+I_5\,(=I_{out}) \tag{22}$$

$$I_{out}=I_2+I_3+I_6+I_7 \tag{23}$$

5. 基礎方程式の差分化及び計算方法

基礎方程式（1），（2），（3）の解析解を求めることはできないので，差分法による数値解を求める。添字 i, k を X 方向の格子点，計算の反復回数とし，対流項，作動ガスと周囲及び多孔性媒体間の熱伝達項を次式で近似する。

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{d\theta_m}{dX}\fallingdotseq\frac{\theta_m(i,k)-\theta_m(i-1,k)}{\Delta X}\\
&\theta_m-\theta_\infty\fallingdotseq\theta_m(i,k)-\theta_\infty\\
&\theta_m-\theta_p\fallingdotseq\theta_m(i,k)-\theta_p(i,k-1)\quad(\text{式(2)})\\
&\theta_m-\theta_p\fallingdotseq\theta_m(i,k)-\theta_p(i,k)\quad(\text{式(3)})
\end{aligned}\right\} \tag{24}$$

ふく射熱流束の発散項は式（7），（9），(10)，(13)に示したように，積分に $E_1(|\tau-\tau'|)$ を含み $\tau=\tau'$ で$+\infty$に発散する。数値計算の都合上，このような特異点は Leibniz の定理を用いて除去できるが[1]，ここでは Chan-Cho[16] が用いた積分項の近似法を改良し，計算精度の向上と差分式の安定化を計る。例えば，式（7）の積分の第1項を示すと，図4を参照し，

$$\begin{aligned}
&\int_0^{\tau}\theta_m^4E_1(\tau-\tau')d\tau'\\
&\fallingdotseq\theta_m^4(1,k)\int_0^{\Delta\tau_I/2}E_1[(i-1)\Delta\tau_I-\tau']d\tau'\\
&+\sum_{j=2}^{i-1}\theta_m^4(j,k)\int_{(j-2)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2}^{(j-1)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2}E_1[(i-1)\Delta\tau_I-\tau']d\tau'\\
&+\theta_m^4(i,k)\int_{(i-2)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2}^{(i-1)\Delta\tau_I}E_1[(i-1)\Delta\tau_I-\tau']d\tau'\\
&=\theta_m^4(1,k)[E_2[(i-1)\Delta\tau_I-\Delta\tau_I/2]-E_2[(i-1)\Delta\tau_I]]\\
&+\sum_{j=2}^{i-1}\theta_m^4(j,k)[E_2[(i-1)\Delta\tau_I-((j-1)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2)]\\
&\qquad-E_2[(i-1)\Delta\tau_I-((j-2)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2)]]\\
&+\theta_m^4(i,k)[E_2(0)-E_2(\Delta\tau_I/2)]
\end{aligned}\tag{25}$$

$$\begin{aligned}
&\int_{\tau}^{\tau_1}\theta_m^4E_1(\tau'-\tau)d\tau'\\
&\fallingdotseq\theta_m^4(i,k)\int_{(i-1)\Delta\tau_I}^{(i-1)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2}E_1[\tau'-(i-1)\Delta\tau_I]d\tau'\\
&+\sum_{j=i+1}^{m_I}\theta_m^4(j,k-1)\int_{(j-2)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2}^{(j-1)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2}E_1[\tau'-(i-1)\Delta\tau_I]d\tau'\\
&+\theta_m^4(m_I+1,k-1)\int_{(m_I-1)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2}^{m_I\Delta\tau_I}E_1[\tau'-(i-1)\Delta\tau_I]d\tau'\\
&=\theta_m^4(i,k)[E_2(0)-E_2(\Delta\tau_I/2)]\\
&+\sum_{j=i+1}^{m_I}\theta_m^4(j,k-1)[E_2[(j-2)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2-(i-1)\Delta\tau_I]\\
&\qquad-E_2[(j-1)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2-(i-1)\Delta\tau_I]]\\
&+\theta_m^4(m_I+1,k-1)[E_2[(m_I-1)\Delta\tau_I+\Delta\tau_I/2-(i-1)\Delta\tau_I]\\
&\qquad-E_2[m_I\Delta\tau_I-(i-1)\Delta\tau_I]]
\end{aligned}\tag{26}$$

m_I, $\Delta\tau_I$ は各々領域Ⅰの分割数，格子間隔である。式（7），（9），(10)，(13) の積分項を同様にして近似し，式 (24) と共に基礎式（1），（2），（3）に代入し整理すると，解くべき方程式は次式で与えられる。

領域Ⅰ

$$A_I\theta_m^4(i,k)+B_I\theta_m(i,k)-C_I=0 \tag{27}$$

領域Ⅱ

$$A_{II}\theta_m^4(i,k)+B_{II}\theta_m(i,k)-C_{II}=0 \tag{28}$$

$$A'_{II}\theta_p^4(i,k)+B'_{II}\theta_p(i,k)-C'_{II}=0 \tag{29}$$

領域Ⅲ

$$A_{III}\theta_m^4(i,k)+B_{III}\theta_m(i,k)-C_{III}=0 \tag{30}$$

ここで，

$$\left.\begin{aligned}
&A_I=func(\Delta X_I,\ M,Q,N_{Rm},\ \tau_{mr},\ E_2(\Delta\tau_I/2))\\
&B_I=func(\Delta X_I,\ P)\\
&C_I=func(\Delta X_I,\ P,M,Q,N_{Rm},\ \tau_{mr},J_o,J_e,f_m,\\
&\quad f_p,\ \theta_\infty,\ \theta_m(1\sim i-1,k),\ \theta_m(i+1\sim m_I)
\end{aligned}\right\} \tag{31}$$

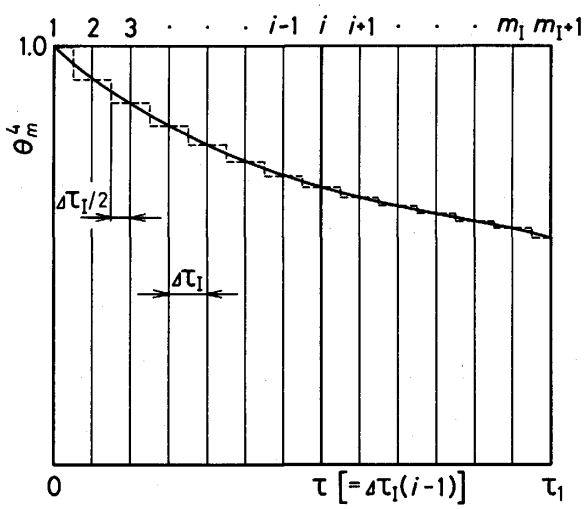


Fig. 4 Finite-difference grid in region I

$$
\left.\begin{aligned}
&+m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1,\ k-1),\\
&\theta_p(m_{\mathrm{I}}+1\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1,k-1),\ E_2(\tau),\\
&E_2(\ldots),\ \ldots)
\end{aligned}\right]
$$

$$
\left.\begin{aligned}
&A_{\mathrm{II}}=func(\Delta X_{\mathrm{II}},\ M,Q,N_{Rm},\ \tau_{mr},f_m,\ E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2))\\
&B_{\mathrm{II}}=func(\Delta X_{\mathrm{II}},\ P,Q)\\
&C_{\mathrm{II}}=func(\Delta X_{\mathrm{II}},\ P,M,Q,N_{Rm},\ \tau_{mr},J_o,J_e,f_m,\\
&\quad f_p,\ \theta_\infty,\ \theta_m(1\sim i-1,k),\ \theta_m(i+1\sim m_{\mathrm{I}}\\
&\quad +m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1,k-1),\ \theta_p(m_{\mathrm{I}}+1\sim i-1,k),\\
&\quad \theta_p(i\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1,k-1),\ E_2(\tau),\ E_2(\ldots),\ \ldots)
\end{aligned}\right\}\quad(32)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
&A'_{\mathrm{II}}=func(M,N_{Rp},\ \tau_{pr},\ f_p,\ E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2))\\
&B'_{\mathrm{II}}=1\\
&C'_{\mathrm{II}}=func(M,N_{Rp},\ \tau_{pr},\ J_o,\ J_e,\ f_m,\ f_p,\\
&\quad \theta_m(1\sim i,k),\ \theta_m(i+1\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1,k-1)\\
&\quad \theta_p(m_{\mathrm{I}}+1\sim i-1,k),\ \theta_p(i+1\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1,\\
&\quad k-1),\ E_2(\tau),\ E_2(\ldots),\ \ldots)
\end{aligned}\right\}\quad(33)
$$

$$
\left.\begin{aligned}
&A_{\mathrm{III}}=func(\Delta X_{\mathrm{III}},\ M,Q,N_{Rm},\ \tau_{mr},\ E_2(\Delta\tau_{\mathrm{III}}/2))\\
&B_{\mathrm{III}}=func(\Delta X_{\mathrm{III}},\ P)\\
&C_{\mathrm{III}}=func(\Delta X_{\mathrm{III}},\ P,M,Q,N_{Rm},\ \tau_{mr},J_o,J_e,f_m,\\
&\quad f_p,\ \theta_\infty,\ \theta_m(1\sim i-1,k),\ \theta_m(i+1\sim m_{\mathrm{I}}\\
&\quad +m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1,k-1),\ \theta_p(m_{\mathrm{I}}+1\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}\\
&\quad +1,k),\ E_2(\tau),\ E_2(\ldots),\ \ldots)
\end{aligned}\right\}\quad(34)
$$

（各係数の詳細は付録参照）

式（27）～（30）は $\theta_m(i,k)$ あるいは $\theta_p(i,k)$ に関する4次方程式なので代数的に解ける（Ferrariの解法）が，ここではNewton法を用いて近似解を求めた。その際，$\theta_m(i,k-1)$，$\theta_p(i,k-1)$ を第0次近似とし，根の判定には前回値との差の絶対値が 10^{-5} 以下の条件を用いた。

数値計算は以下の手順に従い，逐次代入法によって行った。

（1）パラメータ X_1，X_2，X_e，τ_{p2}，κ_m/κ_p，θ_∞，θ_{wo}，θ_{we}，Re，Pr，Kr_o/λ，M，N_{Rp} と領域Ⅰ，Ⅱ，Ⅲの分割数 m_{I}，m_{II}，m_{III} 並びに境界条件 $\theta_m(1,k)=1$ を与える。P，Q，N_{Rm}，τ_{mr}，τ_{pr}，τ_1，τ_2，τ_e，J_o，J_e，f_m，f_p の値は，上記のパラメータと式（5），（14）から計算する。

（2）各格子点上で必要な指数積分関数の値 $E_2(\tau)$，$E_3(\tau)$ を計算あるいは記憶媒体から読み込み，適当な配列変数に割り当てる。

（3）作動ガスの温度 $\theta_m(2\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1,k-1)$ と多孔性媒体の温度 $\theta_p(m_{\mathrm{I}}+1\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1,k-1)$ に適当な仮定値を設定する。

本解析では，基礎式（1），（2），（3）でふく射熱交換がなく，周囲への熱損失のみで温度低下する場合の解

$$
\left.\begin{aligned}
&\theta_m=\theta_\infty+(1-\theta_\infty)\exp(-PX)\\
&\theta_p=\theta_m(X_1\leqq X\leqq X_2)
\end{aligned}\right\}\quad(35)
$$

あるいは，パラメータを系統的に変えて計算する場合には，その収束値を用いた。

（4）式（27），（31）から，領域Ⅰの $\theta_m(2\sim m_{\mathrm{I}}+1,k)$ を計算する。

（5）領域Ⅱでは，θ_m と θ_p を以下の手順で求める。（4）の過程で新たに $\theta_m(2\sim m_{\mathrm{I}}+1,k)$ が計算されたので，式（29），（33）から，まず $\theta_p(m_{\mathrm{I}}+1,k)$ を求める。次に，$\theta_m(2\sim m_{\mathrm{I}}+1,k)$，$\theta_p(m_{\mathrm{I}}+1,k)$，を式（32）に代入し，式（28）から，$\theta_m(m_{\mathrm{I}}+2,k)$ を求める。以下同様に，新たに計算した θ_m，θ_p を用いて $\theta_p(m_{\mathrm{I}}+2\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1,k)$，$\theta_m(m_{\mathrm{I}}+3\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1,k)$ を交互に計算する。

（6）式（30），（34）から，領域Ⅲの $\theta_m(m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+2\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1,k)$ を計算する。

（7）θ_m，θ_p の収束判定を次式に基づいて行う。

$$
\left.\begin{aligned}
&|\theta_m(i,k)-\theta_m(i,k-1)|\leqq 10^{-4}\\
&\quad(i=2\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1)\\
&|\theta_p(i,k)-\theta_p(i,k-1)|\leqq 10^{-4}\\
&\quad(i=m_{\mathrm{I}}+1\sim m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1)
\end{aligned}\right\}\quad(36)
$$

（8）θ_m 及び θ_p が収束判定条件を満足するまで（4）～（7）の過程を反復計算する。

（9）収束値から，系のエネルギ・バランス及び他の必要な諸計算を行う。収束値は記憶媒体に保存する。必要な場合には，指数積分関数の値も保存する。

分割数は解の精度と計算時間に関係するが，本計算ではパラメータに応じ領域Ⅰ，Ⅱ，Ⅲを $m_{\mathrm{I}}=20\sim150$，$m_{\mathrm{II}}=25\sim100$，$m_{\mathrm{III}}=20$ 分割した。

解析結果から算出される系のエネルギ・バランスは，全ての計算条件に対して±2％以内で満足されている。その際，式（17），（20），（21）の積分には台形公式を用いた。

6. 結果及び考察

ここでは，直径 $2r_o=0.3$m，長さ $x_e=0.75$m の流路の入口から $x_1=0.375$m の位置に，厚さ $x_2-x_1=12\times10^{-3}$m の多孔性媒体が設置され，温度 $T_{mo}=1173$K（900°C）の作動ガスが平均流速 $u_m=0.27$m/s で流入する場合を取り扱った。

多孔性媒体の等価粒子直径 d_p, 等価粒子数密度 n_p, 吸収係数 κ_p は，発泡金属の値[1] を参考にして， $d_p=0.86\times10^{-3}$ m, $n_p=2.2\times10^{8}$ m^{-3}, $\kappa_p=250$m^{-1} とした。熱通過係数 K は，ガス体とガス体が自然対流で熱交換する場合の値 3.489～11.63W/m^{2}K(3～10kcal/m^{2}h°C)[17]から，$K=5.0$W/m^{2}K(4.3kcal/m^{2}h°C) とした。等価粒子の熱伝達係数 h_p の値は，坪内－増田[18] が提案した微粒子の強制対流熱伝達の式から求めた。

以上から，作動ガスの物性値を900°C での空気の値で近似し，周囲温度を $T_\infty=293$K (20°C) とすると，

$X_1=2.5$, $X_2=2.58$, $X_e=5.0$

$\tau_{p2}=3.0$, $\theta_\infty=0.25$

$Re=500$, $Pr=0.7$, $Kr_o/\lambda=10$, $P=0.114$

$Nu_p=2.6$, $M=7.0\times10^4$, $N_{Rp}=0.05$

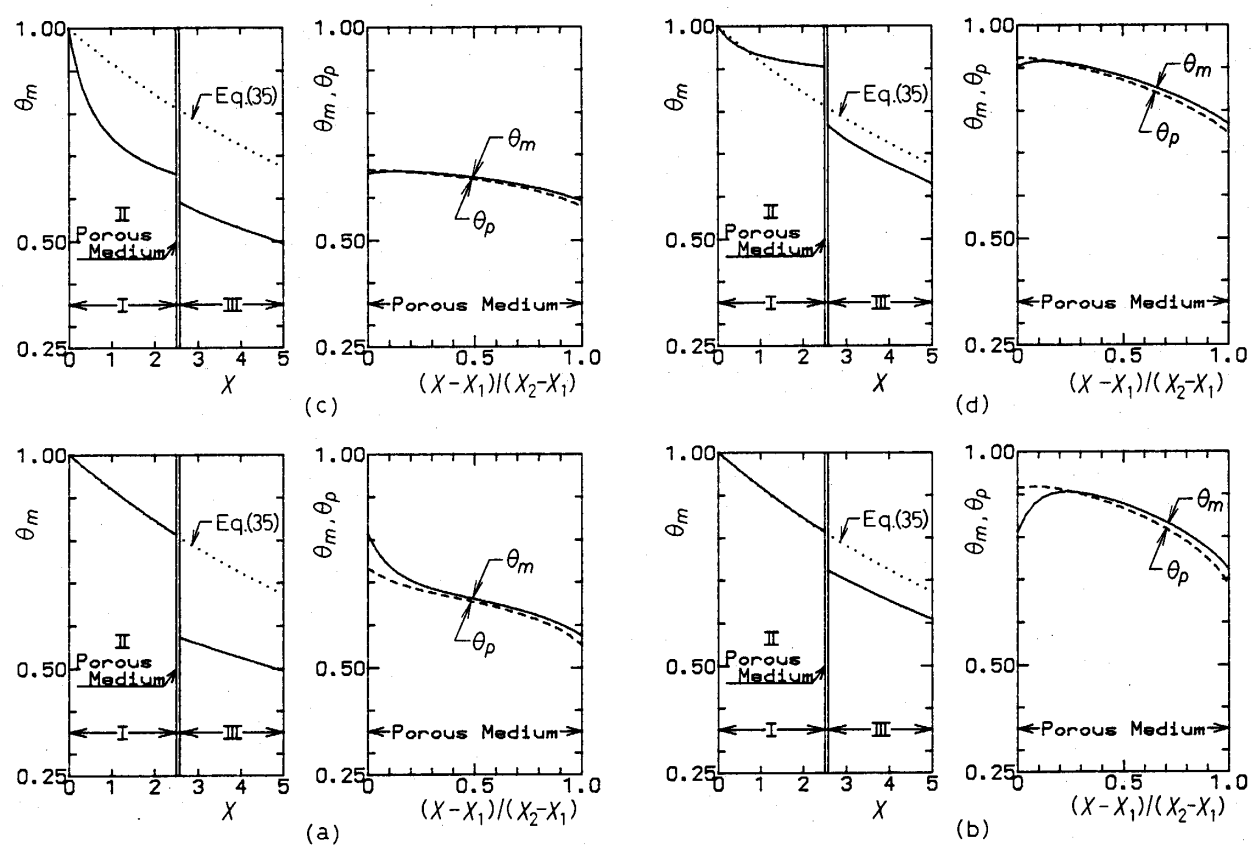
となる。

以下に示す図は，流路出口が周囲空間に開放された場合 ($J_e=3.906\times10^{-3}$, $\theta_{we}=0.25$) について，系の温度分布，ふく射熱流束分布，流出エネルギに及ぼす作動ガスの呼収係数 κ_m と流路入口からの入射ふく射熱流束 J_o の影響を解析した結果である。

6.1. 温度分布

図5－(a)～(d) に温度分布の一例を示す。各図の左側は流路内の作動ガスの温度 θ_m, 右側は多孔性媒体内での作動ガスと媒体の温度 θ_m, θ_p である。比較のため，周囲への熱損失のみで温度低下する場合の θ_m の分布式 (35) を点線で示した。

ガスが非ふく射性の場合，図5－(a), (b) に示すように，作動ガスは J_o と無関係に，式 (35) に従って温度低下し媒体に流入する。しかし，媒体内ではふく射熱交換が加わるため，温度分布に大きな相違が見られる。流路入口の被加熱物温度 θ_{wo} が低いと J_o が小さいので，θ_m は θ_p より常に高く，熱は作動ガスから多孔性媒体に移動する。これに対し，θ_{wo} が高くな



(c) $\kappa_m/\kappa_p=5\times10^{-3}$, $J_o=0.1296$, $\theta_{wo}=0.6$　(d) $\kappa_m/\kappa_p=5\times10^{-3}$, $J_o=1.0$, $\theta_{wo}=1.0$

(a) $\kappa_m/\kappa_p=0$, $J_o=0.1296$, $\theta_{wo}=0.6$　(b) $\kappa_m/\kappa_p=0$, $J_o=1.0$, $\theta_{wo}=1.0$

Fig. 5 Temperature distributions
[$X_1=2.5$, $X_2=2.58$, $X_e=5.0$, $\theta_\infty=0.25$, $\theta_{we}=0.25$, $J_e=3.906\times10^{-3}$, $\tau_{p2}=3.0$, $N_{Rp}=0.05$, $Re=500$, $Pr=0.7$, $P=0.114$, $Nu_p=2.6$, $M=7.0\times10^4$]

ると J_o はその4乗に比例して大きくなるので，媒体は流路入口から強い入射ふく射を受けて高温になる。その結果，媒体内の上流域では θ_p が θ_m より高くなり，作動ガスが媒体から熱を得る逆のエネルギ変換が生じている。媒体の下流域で θ_m が θ_p より高くなるのは，流路出口が低温の周囲空間に開放されているので，媒体の自己射出により θ_p が低下することに起因する。J_o が小さいと θ_m は単調に低下するが，大きいと θ_m は媒体からの加熱で一旦上昇した後に低下するため，媒体前後での作動ガスの温度差 $\theta_m(X_1)-\theta_m(X_2)$ は，J_o が小さいほど大きくなる。領域Ⅲでの θ_m は，式(35)で1と X を $\theta_m(X_2)$ と $X-X_2$ で置き換えた式で与えられ，周囲への熱損失で指数関数的に温度低下する。

図5－(a)，(b)と同じ入射ふく射条件で，ガスのふく射性を考慮した場合が図5－(c)，(d)である。図はガスの吸収係数を $\kappa_m=1.25\mathrm{m}^{-1}$ として計算した結果であるが，例えば，1.01325×10^5 Pa(1atm)で6Cの都市ガス（H_2:46 CO:5 CH_4:22 C_2H_4:4 C_2H_6:1 N_2:10 O_2:2 CO_2:10 mol%）[19]を空気過剰率1.5で完全燃焼させた場合の1127K (900°C)での値は $\kappa_m=1.5\sim2.3\mathrm{m}^{-1}$ と見積られる[20]。

ガスがふく射性の場合は多孔性媒体が設置されていない領域でもガスによるふく射熱交換が行われるので，系内の温度分布は非ふく射性ガスの場合とは著しく異なる。J_o が小さいと，図5－(c)に示すように，ガスは急激に温度低下して媒体に流入する。自己射出による冷却効果が加わるので，領域Ⅰでの温度低下は式(35)より大きくなる。J_o が大きいとガスが J_o と媒体から射出されるふく射エネルギを吸収する効果が冷却効果を上回るため，図5－(d)に示すように領域Ⅰの θ_m は高温かつ平坦化される。均一な温度場の形成は加熱炉，燃焼装置など実用的に好ましい条件である。J_o が小さい場合でも媒体上流側で θ_p が θ_m より高くなっているのは，媒体がガスの急激な温度低下に伴って射出されるふく射エネルギと J_o を吸収し加熱されるためである。媒体に流入するガスの温度が低いほどガスエンタルピとふく射エネルギ間の交換機能が低下する[1]ので，$\theta_m(X_1)-\theta_m(X_2)$ は J_o が小さいほど小さくなる。

6.2. ふく射熱流束分布

図6－(a)～(d)に図－5に対応するふく射熱流束分布を，多孔性媒体が設置された領域Ⅱ（X=2.5～2.58）を拡大して示す。各図の上段は座標系に関して正，負方向に伝搬するふく射熱流束 H^+, H^- と正味のふく射熱流束 $H(=H^++H^-)$ であり，中，下段は H^+, H^- に寄与する入射ふく射，ガスふく射，媒体ふく射の各成分を▨，■，▩で示したものである。本計算条件では，流路出口からの入射ふく射熱流束 J_e が非常に小さいので，各図の下段に示した H^- で入射ふく射成分は見掛け上現れない。

図7に系に流入する全エネルギ $I_{in}(=I_1+I_4+I_5)$ に対する作動ガスの流入エンタルピ I_1，流路入口からの入射ふく射エネルギ I_4，流路出口からの入射ふく射エネルギ I_5 の割合を実線で示した。破線は，作動ガスが非ふく射性の場合について，多孔性媒体に流入する全エネルギ $I_{in}'(=I_1'+I_4+I_5)$ に対する割合を示したものであり，I_1' は式(15)の θ_{mo} を式(35)から計算される $\theta_m(X_1)[=\theta_\infty+(1-\theta_\infty)\exp(-PX_1)]$ で置き換えることにより求められる。

ガスが非ふく射性の場合，図6－(a)，(b)に示すように，ふく射熱交換は領域Ⅱ以外では行われず，領域Ⅰ，Ⅲで H^+, H^-, H は一定である。H^+, H^- の入射ふく射成分 $J_oE_3(\tau)/2$, $-J_eE_3(\tau_e-\tau)/2$ は光学的厚さ $\tau_{p2}=3$ の多孔性媒体で遮へいされ，媒体通過後はもとの大きさの約2% ($E_3(3)/E_3(0)=0.0178$) にまで減衰し，その分布は指数積分関数 E_3 で決まる。媒体ふく射成分の分布は J_o にほとんど関係せず，θ_p と光学的距離 τ に依存する。すなわち，H^+ の成分は，θ_p が高い上流側ほど強いふく射エネルギが射出されるが，伝搬方向の τ が長いほど大きな減衰を受けるため，下流に向かうにつれ一旦増加した後に減少する。一方，H^- の成分は，下流から上流に向かうにつれ θ_p が高くなると共に τ が短くなるので，上流方向に単調に増加する。各ふく射成分の大きさは $-J_eE_3(\tau_e-\tau)/2$ を除き J_o に依存するので，その成分から成る H^+ は特に顕著な影響を受ける。その結果，H は J_o が小さいと負から正に逆転し，大きいと常に正となる。これは図7に破線で示したように，媒体加熱の主成分が J_o の増大に伴い I_1' から I_4 に替わり，H^+ の入射ふく射成分が媒体上流域で大きくなるためである。

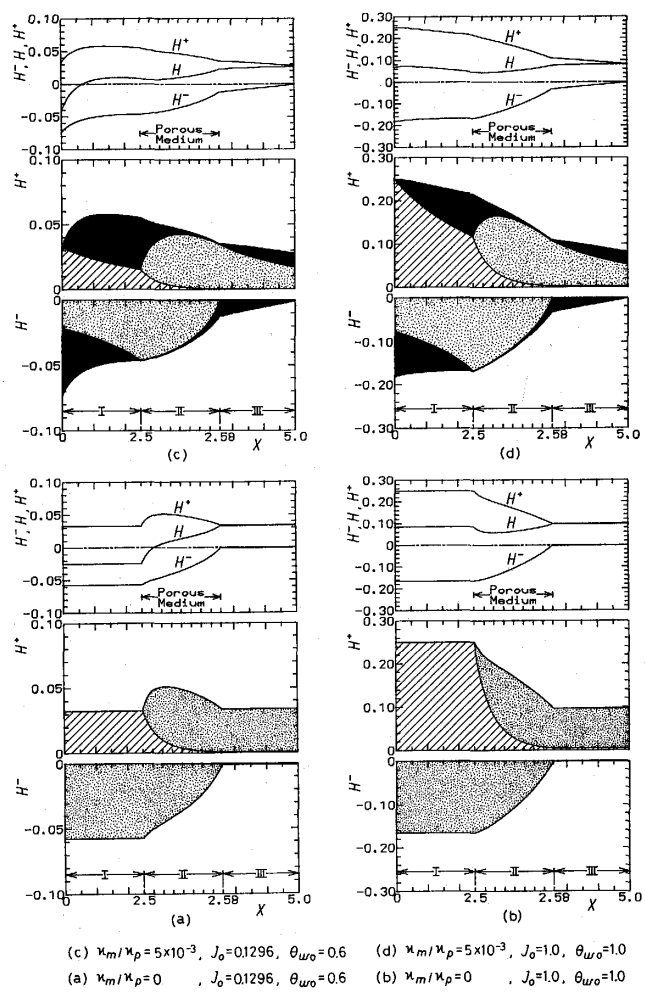
作動ガスのふく射性を考慮した結果が図6－(c)，(d)で，領域Ⅰ，Ⅱ，Ⅲの光学的厚さは，約0.47，3.02，0.45である。H^+, H^- にガスふく射成分が加わり，入射ふく射と媒体ふく射成分はガスによる吸収を受け領域Ⅰ，Ⅲでも減衰する。H^+ のガスふく射成分は領域Ⅰで増加し，光学的に厚い多孔性媒体Ⅱで大部

分が吸収される。領域Ⅲで再び増加するが，ガス温度 θ_m が低く吸収係数 κ_m も小さいので，その程度は小さい。H^- の成分は，流路出口から媒体に向かうにつれ徐々に増加し領域Ⅱで吸収されるが，領域Ⅰでは流路入口に近づくと共に θ_m が高く τ が短くなるので急激に増加する。ガスふく射も含めて各成分の分布と大きさに及ぼす J_o の影響は非ふく射性ガスの場合と同様であるが，H^+, H^- にガスふく射成分が加わる結果，$H=0$ の位置は領域Ⅰに移る。J_o が大きい場合の H は，系に流入するエネルギの主成分が図7の実線で示すように I_1 から I_4 に替わるのに応じ，全領域で正になる。流路入口では $H^+(0)=J_o/4$ で与えられ，$H^+(0)$ は κ_m に依存しない。しかし，$H^-(0)$ は，いずれの J_o でもガスふく射の増加が媒体ふく射の減衰を上回るので，非ふく射性ガスの場合より大きくなる。

6.3. 流出エネルギ

図8に系から流出するエネルギに及ぼす κ_m の影響を示す。図5－(a)，(c) を参照すると，θ_m の分布に応じて作動ガスの流出エンタルピ I_2 はほぼ一定で，周囲への損失エネルギ I_3 は κ_m の増大と共に減少することがわかる。流路入口，出口から系外に流出するふく射エネルギ I_6, I_7 は，図6－(a)，(c) の $H^-(0)$, $H^+(5.0)$ に対応する。κ_m の増大に伴い領域Ⅰでは H^- のガスふく射成分が増えて I_6 は増加するが，領域Ⅲでは H^+ の媒体ふく射成分がガスに吸収される方が多いため I_7 は減少する。

図9は J_o の影響を調べた結果である。ただし，縦軸の I_{in} は J_o に比例して増加するので，相対的な変化として捉える必要がある。図5，6－(c)，(d) に示したように，J_o が大きいと系の温度が高くなりふ



(c) $\kappa_m/\kappa_p=5\times10^{-3}$, $J_o=0.1296$, $\theta_{wo}=0.6$　(d) $\kappa_m/\kappa_p=5\times10^{-3}$, $J_o=1.0$, $\theta_{wo}=1.0$
(a) $\kappa_m/\kappa_p=0$, $J_o=0.1296$, $\theta_{wo}=0.6$　(b) $\kappa_m/\kappa_p=0$, $J_o=1.0$, $\theta_{wo}=1.0$

Fig. 6 Radiative heat flux distributions
[$X_1=2.5$, $X_2=2.58$, $X_e=5.0$, $\theta_\infty=0.25$, $\theta_{we}=0.25$, $J_e=3.906\times10^{-3}$, $\tau_{p2}=3.0$, $N_{Rp}=0.05$, $Re=500$, $Pr=0.7$, $P=0.114$, $Nu_p=2.6$, $M=7.0\times10^4$]

く射熱流束も大きくなるので，流出エネルギはいずれも増加する。しかし，I_2, I_3 は I_6, I_7 ほど増加しないので，I_{in} に対する割合は J_o の増大と共に減少する。

流路入口に置かれた被加熱物は I_6 を吸収するので，I_6/I_{in} をできるだけ大きくすることが要求される。

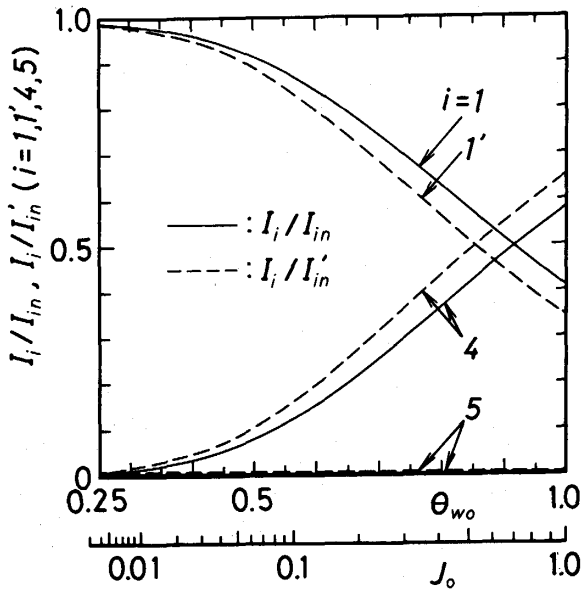


Fig. 7 Component ratio of in-flow energy
[X_1=2.5, X_2=2.58, X_e=5.0, θ_∞=0.25, θ_{we}=0.25, J_e=3.906×10^{-3}, τ_{p2}=3.0, N_{Rp}=0.05, Re=500, Pr=0.7, P=0.114]

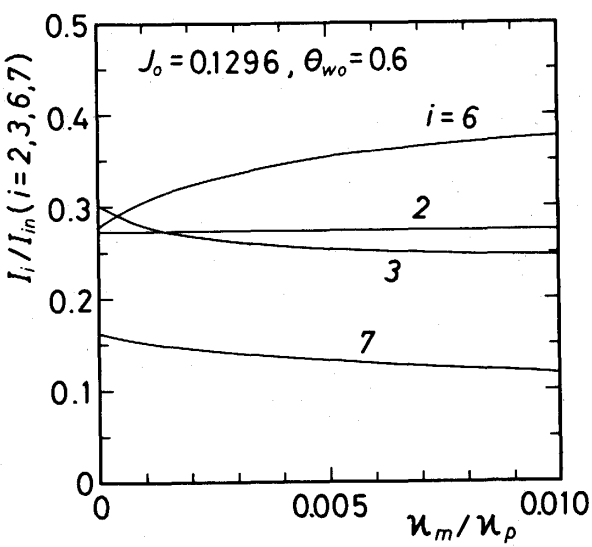


Fig. 8 Dependence of out-flow energy on absorbing coefficient κ_m
[X_1=2.5, X_2=2.58, X_e=5.0, θ_∞=0.25, θ_{we}=0.25, J_e=3.906×10^{-3}, τ_{p2}=3.0, N_{Rp}=0.05, Re=500, Pr=0.7, P=0.114, Nu_p=2.6, M=7.0×10^4]

図10に示すように I_6/I_{in} は κ_m/κ_p と J_o の増大と共に増加するが，作動ガスの吸収係数による変化は $\kappa_m/$

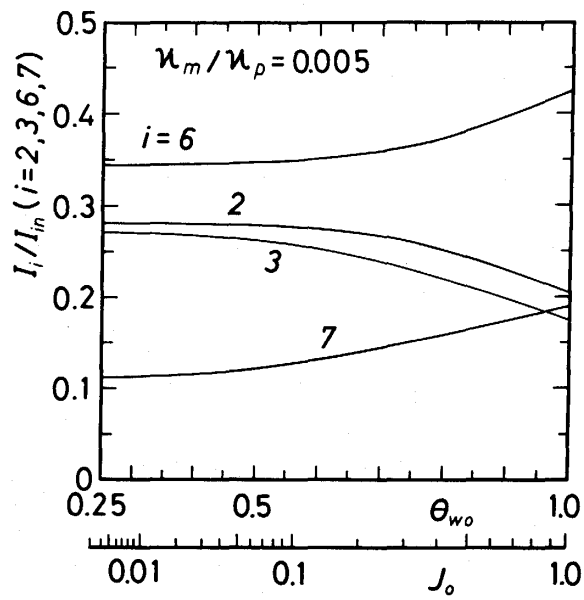


Fig. 9 Dependence of out-flow energy on incoming radiation J_o
[X_1=2.5, X_2=2.58, X_e=5.0, θ_∞=0.25, θ_{we}=0.25, J_e=3.906×10^{-3}, τ_{p2}=3.0, N_{Rp}=0.05, Re=500, Pr=0.7, P=0.114, Nu_p=2.6, M=7.0×10^4]

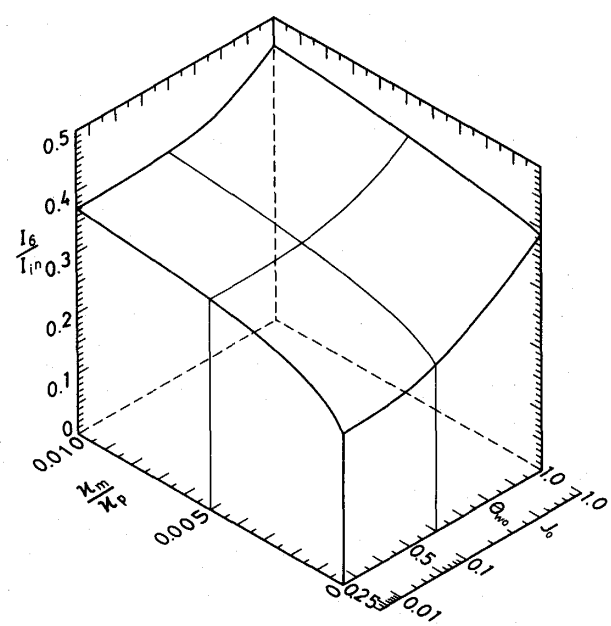


Fig. 10 Recaptured radiation at tube inlet section
[X_1=2.5, X_2=2.58, X_e=5.0, θ_∞=0.25, θ_{we}=0.25, J_e=3.906×10^{-3}, τ_{p2}=3.0, N_{Rp}=0.05, Re=500, Pr=0.7, P=0.114, Nu_p=2.6, M=7.0×10^4]

κ_p=0～0.005で，入射ふく射による変化はJ_o=0.13～1.0で特に著しい。

7. 結　　言

流路内に多孔性媒体を設置した場合の対流・ふく射複合伝熱をより実際の現象に即して理解するために，作動ガスのふく射性と流路出入口からの入射ふく射を考慮した数値解析を行い，以下の結論を得た。

〔1〕作動ガスが非ふく射性の場合，流路入口からの入射ふく射熱流束J_oが小さいとガスの温度θ_mは多孔性媒体の温度θ_pより常に高く，ガスのエンタルピは媒体によりふく射エネルギに変換される。J_oが大きくなると媒体がふく射加熱され高温になる結果，媒体上流域でθ_pがθ_mより高くなり，ガスが媒体から熱を得る逆のエネルギ変換が生じる。

〔2〕作動ガスがふく射性の場合，J_oが小さいとガスの自己射出による冷却効果の結果，流路上流域でθ_mは急激に低下する。J_oが大きいとガスがJ_oと媒体ふく射を吸収する効果が冷却効果を上回り，θ_mは高温かつ平担化される。

〔3〕ふく射熱流束H^+, H^-を構成する入射ふく射成分の分布はJ_oによらず，ガスふく射と媒体ふく射成分の分布もJ_oにほとんど依存しない。しかし，その大きさはJ_oに関係し，J_oが小さいと正味のふく射熱流束Hは負から正に逆転し，大きいと常に正となる。

〔4〕流路入口に置かれた被加熱物が吸収するエネルギは，ガスの吸収係数κ_mとJ_oの増大に伴って増加し，その変化はκ_m/κ_p=0～0.005, J_o=0.13～1.0で特に著しい。

引 用 文 献

1) 越後亮三，「ガスエンタルピとふく射エネルギ間の効果的変換方法と工業用炉への応用」，日本機械学会論文集（B編），第48巻，第435号，2315-2323 (1982).
2) 越後亮三，吉澤善男，「ふく射エネルギ利用の新しい要素技術―顕熱とふく射エネルギ間の効果的変換法の原理と応用―」，日本機械学会誌，第86巻，第780号，1285-1291 (1983).
3) 越後亮三，「ふく射伝熱高度利用技術とその応用」，機械の研究，第39巻，第1号，205-210 (1987).
4) 陣内秀信，富村寿夫，吉澤善男，越後亮三，「顕熱とふく射エネルギ間の効果的変換法における流動伝熱（矩形流路の場合）」，第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集，427-429 (1983-6).
5) 富村寿夫，吉澤善男，陣内秀信，越後亮三，「高性能ふく射変換体を用いた熱交換器に関する基礎的研究」，第20回日本伝熱シンポジウム講演論文集，430-432 (1983-6).
6) 富村寿夫，越後亮三，吉澤善男，増田則夫，「多孔性媒体内における非定常ふく射・対流複合伝熱」，第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集，382-384 (1984-5).
7) 越後亮三，吉澤善男，富村寿夫，「高性能ふく射加熱装置に関する研究（続報：ふく射エネルギへの変換特性の解析）」，第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集，385-387 (1984-5).
8) K. Y. Wang and C. L. Tien, "Thermal Insulation in Flow Systems: Combined Radiation and Convection Through a Porous Segment", *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol.106, No.2, 453-459 (1984).
9) 吉澤善男，越後亮三，富村寿夫，花村克悟，古田基，「多孔性固体中における可燃性混合気の燃焼（多孔性固体中の温度分布測定とふく射場の解析）」，日本機械学会論文集（B編），第51巻，第466号，1908-1915 (1985).
10) 花村克悟，越後亮三，吉澤善男，富村寿夫，古田基，「多孔性固体中における燃焼及びふく射伝熱促進」，日本機械学会論文集（B編），第52巻，第475号，1136-1143 (1986).
11) 吉澤善男，佐々木潔，越後亮三，「ふく射伝熱に支配される火炎の構造の研究」，日本機械学会論文集（B編），第52巻，第482号，3587-3593 (1986).
12) R. Echigo, H. Yoshida and T. Mochizuki, "Temperature Equalization by Radiative Converter for a Slab in Continuous Casting-Direct Rolling", *Proceedings, 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Vol.5, 63-69 (1987).
13) 林　昭彦，吉澤善男，越後亮三，「高性能ふく射変換体を用いた熱交換器の反応装置への応用（システムの提案と解析）」，第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集，636-638 (1987-5).
14) 越後亮三，長谷川修，武智英典，岡本芳三，「ふく射性ガス―固体微粒子混相媒体の等温壁円管内層流熱伝達」，日本原子力学会誌，第14巻，第12号，661-667 (1972).
15) 越後亮三，長谷川修，武智英典，岡本芳三，「ふく射性ガス―固体微粒子混相媒体の等温壁円管内乱流熱伝達」，日本原子力学会誌，第15巻，第8号，557-561 (1973).
16) S.H. Chan and D.H. Cho, "Transient Radiative Heat Transfer between Two Emitting-Absorbing Media", *Proceedings, 6th International Heat Transfer Conference*, Vol.3, 367-372 (1978).

17) 伝熱工学資料（改訂第3版），日本機械学会，219 (1975).
18) 坪内為雄，増田英俊，「各種流体中における微粒子の強制対流熱伝達」，日本機械学会論文集，第30巻，第219号，1394−1401 (1964).
19) 技術資料・流体の熱物性値集，日本機械学会，405 (1983).
20) M. M. Abu-Romia and C. L. Tien, "Appropriate Mean Absorption Coefficients for Infrared Radiation of Gases", *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol.89, No.4, 321−327 (1967).

付　録：4次方程式の係数

領域Ⅰ，Ⅱ，Ⅲの分割数を m_{I}，m_{II}，m_{III} とし，$m_a=m_{\mathrm{I}}+1$，$m_b=m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+1$，$m_c=m_{\mathrm{I}}+m_{\mathrm{II}}+m_{\mathrm{III}}+1$，格子点 i の光学的距離を τ_i とする。式の表示を簡単にするため，次式を導入する。

$$Z_m=\frac{\tau_{mr}{}^2}{MN_{Rm}},\quad Z_p=\frac{\tau_{pr}{}^2}{MN_{Rp}}$$

$$F_m=f_m[1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)],\quad F_p=f_p[1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)]$$

$$J_{oe}(i)=J_o E_2(\tau_i)+J_e E_2(\tau_e-\tau_i)$$

$$S_{\mathrm{I}1}(i,k)=\theta_m{}^4(1,k)[E_2(\tau_i-\Delta\tau_{\mathrm{I}}/2)-E_2(\tau_i)]$$

$$S_{\mathrm{I}2}(i,k,j_a,j_b)=\sum_{j=j_a}^{j_b}\theta_m{}^4(j,k)\,|\,E_2(|\tau_i-(j-1/2)\Delta\tau_{\mathrm{I}}|)-E_2(|\tau_i-(j-3/2)\Delta\tau_{\mathrm{I}}|)\,|$$

$$S_{\mathrm{I}3}(i,k)=\theta_m{}^4(m_a,k)\,|\,E_2(|(\tau_{m_a}-\Delta\tau_{\mathrm{I}}/2)-\tau_i|)-E_2(|\tau_{m_a}-\tau_i|)\,|$$

$$S_{\mathrm{I}}(i,k)=S_{\mathrm{I}1}(i,k)+S_{\mathrm{I}2}(i,k,2,m_a-1)+S_{\mathrm{I}3}(i,k)$$

$$S_{\mathrm{II}1}(i,k)=[f_m\theta_m{}^4(m_a,k)+f_p\theta_p{}^4(m_a,k)]\,|\,E_2(|\tau_{m_a}-\tau_i|)-E_2(|(\tau_{m_a}+\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)-\tau_i|)\,|$$

$$S_{\mathrm{II}2}(i,k,j_a,j_b)=\sum_{j=j_a}^{j_b}[f_m\theta_m{}^4(j,k)+f_p\theta_p{}^4(j,k)]\,|\,E_2(|\tau_i-(\tau_{m_a}+(j-m_a+1/2)\Delta\tau_{\mathrm{II}})|)-E_2(|\tau_i-(\tau_{m_a}+(j-m_a-1/2)\Delta\tau_{\mathrm{II}})|)\,|$$

$$S_{\mathrm{II}3}(i,k)=[f_m\theta_m{}^4(m_b,k)+f_p\theta_p{}^4(m_b,k)]\,|\,E_2(|(\tau_{m_b}-\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)-\tau_i|)-E_2(|\tau_{m_b}-\tau_i|)\,|$$

$$S_{\mathrm{II}}(i,k)=S_{\mathrm{II}1}(i,k)+S_{\mathrm{II}2}(i,k,m_a+1,m_b-1)+S_{\mathrm{II}3}(i,k)$$

$$S_{\mathrm{III}1}(i,k)=\theta_m{}^4(m_b,k)\,|\,E_2(|\tau_{m_b}-\tau_i|)-E_2(|(\tau_{m_b}+\Delta\tau_{\mathrm{III}}/2)-\tau_i|)\,|$$

$$S_{\mathrm{III}2}(i,k,j_a,j_b)=\sum_{j=j_a}^{j_b}\theta_m{}^4(j,k)\,|\,E_2(|(\tau_{m_b}-(j-m_b-1/2)\Delta\tau_{\mathrm{III}})-\tau_i|)-E_2(|(\tau_{m_b}+(j-m_b+1/2)\Delta\tau_{\mathrm{III}})-\tau_i|)\,|$$

$$S_{\mathrm{III}3}(i,k)=\theta_m{}^4(m_c,k)[E_2(\tau_e-\Delta\tau_{\mathrm{III}}/2-\tau_i)-E_2(\tau_e-\tau_i)]$$

$$S_{\mathrm{III}}(i,k)=S_{\mathrm{III}1}(i,k)+S_{\mathrm{III}2}(i,k,m_b+1,m_c-1)+S_{\mathrm{III}3}(i,k)$$

以上から，式 (27)〜(30) の係数は次式で与えられる。

〔1〕 $i=2\sim m_a-1$

$$A_{\mathrm{I}}=2\Delta X_{\mathrm{I}} Z_m Q E_2(\Delta\tau_{\mathrm{I}}/2)$$

$$B_{\mathrm{I}}=1+\Delta X_{\mathrm{I}} P$$

$$C_{\mathrm{I}}=\theta_m(i-1,k)+\Delta X_{\mathrm{I}} P\theta_\infty+\Delta X_{\mathrm{I}} Z_m Q[J_{oe}(i)+S_{\mathrm{I}1}(i,k)+S_{\mathrm{I}2}(i,k,2,i-1)+S_{\mathrm{I}2}(i,k-1,i+1,m_a-1)+S_{\mathrm{I}3}(i,k-1)+S_{\mathrm{II}}(i,k-1)+S_{\mathrm{III}}(i,k-1)]$$

〔2〕 $i=m_a$

$$A_{\mathrm{II}}=2\Delta X_{\mathrm{I}} Z_m Q[1-\{1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)+F_m\}/2]$$

$$B_{\mathrm{II}}=1+\Delta X_{\mathrm{I}} P$$

$$C_{\mathrm{II}}=\theta_m(m_a-1,k)+\Delta X_{\mathrm{I}} P\theta_\infty+\Delta X_{\mathrm{I}} Z_m Q[J_{oe}(m_a)+S_{\mathrm{I}1}(m_a,k)+S_{\mathrm{I}2}(m_a,k,2,m_a-1)+f_p\theta_p{}^4(m_a,k-1)[1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)]+S_{\mathrm{II}2}(m_a,k-1,m_a+1,m_b-1)+S_{\mathrm{II}3}(m_a,k-1)+S_{\mathrm{III}}(m_a,k-1)]$$

$$A'_{\mathrm{II}}=2Z_p(1-F_p/2)$$

$$B'_{\mathrm{II}}=1$$

$$C'_{\mathrm{II}}=\theta_m(m_a,k)+Z_p[J_{oe}(m_a)+S_{\mathrm{I}}(m_a,k)+f_m\theta_m{}^4(m_a,k)[1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)]+S_{\mathrm{II}2}(m_a,k-1,m_a+1,m_b-1)+S_{\mathrm{II}3}(m_a,k-1)+S_{\mathrm{III}}(m_a,k-1)]$$

〔3〕 $i=m_a+1\sim m_b-1$

$$A_{\mathrm{II}}=2\Delta X_{\mathrm{II}} Z_m Q(1-F_m)$$

$$B_{\mathrm{II}}=1+\Delta X_{\mathrm{II}}(P+Q)$$

$$C_{\mathrm{II}}=\theta_m(i-1,k)+\Delta X_{\mathrm{II}}[P\theta_\infty+Q\theta_p(i,k-1)]+\Delta X_{\mathrm{II}} Z_m Q[J_{oe}(i)+S_{\mathrm{I}}(i,k)+S_{\mathrm{II}1}(i,k)+S_{\mathrm{II}2}(i,k,m_a+1,i-1)+2f_p\theta_p{}^4(i,k-1)[1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)]+S_{\mathrm{II}2}(i,k-1,i+1,m_b-1)+S_{\mathrm{II}3}(i,k-1)+S_{\mathrm{III}}(i,k-1)]$$

$$A'_{\mathrm{II}}=2Z_p(1-F_p)$$

$$B'_{\mathrm{II}}=1$$

$$C'_{\mathrm{II}}=\theta_m(i,k)+Z_p[J_{oe}(i)+S_{\mathrm{I}}(i,k)+S_{\mathrm{II}1}(i,k)+S_{\mathrm{II}2}(i,k,m_a+1,i-1)+2f_m\theta_m{}^4(i,k)[1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{II}}/2)]+S_{\mathrm{II}2}(i,k-1,i+1,m_b-1)+S_{\mathrm{II}3}(i,k-1)+S_{\mathrm{III}}(i,k-1)]$$

〔4〕 $i=m_b$

$$A_{\mathrm{II}}=2\Delta X_{\mathrm{II}} Z_m Q[1-\{F_m+1-E_2(\Delta\tau_{\mathrm{III}}/2)\}/2]$$

$$B_{\mathrm{II}}=1+\Delta X_{\mathrm{II}}(P+Q)$$

$$C_{\mathrm{II}}=\theta_m(m_b-1,k)+\Delta X_{\mathrm{II}}[P\theta_\infty+Q\theta_p(m_b,k-1)]$$

$+\Delta X_{\text{II}} Z_m Q\,[J_{oe}(m_b)+S_{\text{I}}(m_b, k)+S_{\text{II}1}(m_b, k)+S_{\text{II}2}(m_b, k, m_a+1, m_b-1)+f_p\theta_p{}^4(m_b, k-1)\,[1-E_2(\Delta\tau_{\text{II}}/2)]+S_{\text{III}2}(m_b, k-1, m_b+1, m_c-1)+S_{\text{III}3}(m_b, k-1)]$

$A'_{\text{II}}=2Z_p(1-F_p/2)$

$B'_{\text{II}}=1$

$C'_{\text{II}}=\theta_m(m_b, k)+Z_p[J_{oe}(m_b)+S_{\text{I}}(m_b, k)+S_{\text{II}1}(m_b, k)+S_{\text{II}2}(m_b, k, m_a+1, m_b-1)+f_m\theta_m{}^4(m_b, k)[1-E_2(\Delta\tau_{\text{II}}/2)]+S_{\text{III}1}(m_b, k)+S_{\text{III}2}(m_b, k-1, m_b+1, m_c-1)+S_{\text{III}3}(m_b, k-1)]$

〔5〕 $i=m_b+1\sim m_c-1$

$A_{\text{III}}=2\Delta X_{\text{II}} Z_m QE_2(\Delta\tau_{\text{III}}/2)$

$B_{\text{III}}=1+\Delta X_{\text{III}} P$

$C_{\text{III}}=\theta_m(i-1, k)+\Delta X_{\text{III}} P\theta_\infty+\Delta X_{\text{III}} Z_m Q[J_{oe}(i)+S_{\text{I}}(i, k)+S_{\text{II}}(i, k)+S_{\text{III}1}(i, k)+S_{\text{III}2}(i, k, m_b+1, i-1)+S_{\text{III}2}(i, k-1, i+1, m_c-1)+S_{\text{III}3}(i, k-1)]$

〔6〕 $i=m_c$

$A_{\text{III}}=2\Delta X_{\text{III}} Z_m Q[1-\{1-E_2(\Delta\tau_{\text{III}}/2)\}/2]$

$B_{\text{III}}=1+\Delta X_{\text{III}} P$

$C_{\text{III}}=\theta_m(m_c-1, k)+\Delta X_{\text{III}} P\theta_\infty+\Delta X_{\text{III}} Z_m Q[J_{oe}(m_c)+S_{\text{I}}(m_c, k)+S_{\text{II}}(m_c, k)+S_{\text{III}1}(m_c, k)+S_{\text{III}2}(m_c, k, m_b+1, m_c-1)]$