後ろ向きステップ流れにおける放射・対流共存伝熱解析*

工藤一彦^{*1}, 谷口博^{*1}, 福地健^{*2}Coupled Radiation-Convection Heat Transfer Analysis
in Backward-Facing Step Flow

Kazuhiko KUDO, Hiroshi TANIGUCHI and Takeru FUKUCHI

Coupled radiation-convection heat transfer is numerically analyzed in backward-facing step flow. From the analysis, it is shown that the radiation heat transfer from the heating wall placed behind the step to the main flow across the recirculating zone is characterized by two mechanisms. One is the radiative exchange between the heating wall and the recirculating zone, and the other is that between the recirculating zone and the main flow across the intervening shear layer. The effects of the optical thickness of the medium, heating wall temperature and the step height are also studied.

Key Words: Thermal Radiation, Forced Convection, Heat Transfer, Numerical Analysis, Separation, Backward-Facing Step, Recirculating Zone

1. 緒 言

内部流れを伴う流体機械, 外部流れを伴う航空機・自動車を代表例として, 流れを伴う機械や装置の性能は流れのはく離・再付着により左右される場合が多い。一方, 保炎器・熱交換器などでは流れのはく離・再付着の結果としてもたらされる温度場での混合作用を利用している。

従来, 乱流はく離・再付着流れの基本的な特性は広範に研究⁽¹⁾⁽²⁾されているが, 近年は特に再付着領域における伝熱促進効果に注目し, 温度場に与える乱流はく離・再付着流れの影響を実験的に詳細に研究する例^{(3)~(8)}が数多く見られる。著者ら⁽⁹⁾はこれとは別に, はく離・再付着流れ域全体での時間平均的な対流熱輸送機構を調べるため, 数値解析を用いて, これをモデル化することを試みた。これら従来の研究例は乱流はく離・再付着流れ場での対流伝熱に関するもので, 高温場で重要となってくる放射伝熱の影響にまで言及しているものは見受けられない。

そこで本研究では, 放射の影響を強く受ける, 空気

と微小固体粒子の混相媒体を熱媒体として想定し, 隣接要素間で順次熱が伝達されていく特性を有する対流伝熱による熱輸送機構に加え, 放射特有の遠隔作用が働く場合の後向きステップ乱流はく離・再付着流れ場での放射・対流共存伝熱の数値解析を行い, 時間平均的な伝熱機構を検討した。

2. 記 号

a : 媒体の吸収係数 m^{-1}
 ΔA_I : 要素 I の壁面積 m^2
 ΔA_e : 熱放射の交換に関する実効面積〔式(5)〕 m^2
 D_r : 無次元化放射熱流束の発散〔式(14)〕
 e_b : 黒体放射能 W/m^2
 E : 放射エネルギー吸収または射出量
 H : ステップ高さ m
 L_u, L_d : ステップ上流, 下流のダクト長さ m
 m : 粒子複素屈折率
 N : 粒子数密度 m^{-3}
 q : 熱流束 W/m^2
 Q : 効率因子
 r : 粒子半径 m
 $\text{Rd}(J \rightarrow I)$: READ の値
 T_{in} : 流入温度 K

* 原稿受付 平成2年11月30日。

^{*1} 正員, 北海道大学工学部 (〒060 札幌市北区北13条西8丁目)。^{*2} 正員, 北海道大学大学院。

U_{in} : 平均流入速度 m/s
 ΔV_i : 要素 i の媒体体積 m^3
 x_R : 再付着長さ m
 X : 粒径パラメータ
 β : 媒体減衰係数 m^{-1}
 γ : 粒子体積比 [式(1)]
 ϵ_w : 壁面放射率
 σ_s : 媒体散乱係数 m^{-1}
 τ : 光学厚さ
 ω : 散乱アルベド

添 字

c : 対流熱伝達
 C : 熱伝導 (解析系内代表)
 e : 減衰
 E : エンタルピー輸送 (系内代表)
 h_w : 加熱壁
 r : 放射熱伝達
 rz : はく離循環域
 R : 放射 (系内代表)
 S : 散乱
 t : 放射と対流熱伝達の和
 w : 壁面

3. 解析手法

3.1 熱媒体の物性値評価 本研究で注目しているステップ流れ系での複合伝熱現象の把握を容易にするために、以下のように熱媒体に対して仮定を設けた。すなわち、熱放射に関して透明な常温空気に固体粒子を混入した混相媒体を熱媒体として想定しているが、この熱媒体の運動量輸送および伝導・対流・放射による熱輸送に関する特性が一樣連続体とみなせる程度の微小径 (LDV のトレーサ粒子径約 $1\mu m^{(10)}$ 程度)・少量の固体粒子を用いることとした。特に、熱放射特性に関しては、粒子数密度が低いいため独立散乱の仮定を用いて、独立粒子の特性を加算することで混相媒体の性質を求めた。また、速度場および対流伝熱解析に関する物性値は以下のように考慮した。熱伝導率や粘性係数などの輸送性質は、粒子数密度が低いため媒体である空気値をそのまま用いる。密度、定圧比熱については、オーダとして固体の密度は空気の $10^3 \sim 10^4$ 倍、固体の (定圧) 比熱は空気の $0.1 \sim 1.0$ 倍であるので、混相媒体に対する固体粒子の体積比

$$\gamma = (4/3)\pi r^3 N \dots\dots\dots (1)$$

が 10^{-4} 以下のオーダであれば混相媒体の密度、定圧比熱は近似的に空気の値を用いることができる。以上のことより、固体粒子混入の効果は熱放射特性にのみ

表れるものとする。また、解析系内における温度変化はあまり大きくなく、物性値の温度依存性が無視できるものとする。

3.2 放射・対流共存伝熱解析手法 放射伝熱解析手法としては、ステップ状の境界を有する系において放射に特有の遠隔作用とだ円形流れによる対流伝熱との連成、および固体粒子による熱放射の散乱現象を解析対象としているため、モンテカルロ法⁽¹¹⁾を使用した。次に、対流伝熱については、放射伝熱と同一の格子により解析を行うことを考えると、格子数があまり多くなならない手法が望ましい。したがって、乱流対流伝熱は、標準 $k-\epsilon$ 2 方程式モデル⁽¹²⁾ による渦動粘性係数と、乱流プラントル数の導入により求めた渦温度伝導率を用いて解析を行うこととした。

3.3 基礎式 解析の対象とした二次元系を図 1 に示す。寸法は前報⁽⁹⁾ と同じであるが、本研究で注目しているのは離・再付着流れ域に及ぼす流入・流出端の放射の影響が小さくなるよう、図 1 中の長さ L_u , L_d を長めに、それぞれ 10 H, 40 H と設定した。速度場に対する基礎式は前報⁽⁹⁾ と同じである。エネルギー式は次式となる。

$$\frac{\partial(\rho c_p u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho c_p \left(\frac{\nu_t}{Pr_t} + \frac{\nu}{Pr} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] - \frac{\partial q_{r,j}}{\partial x_j} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、右辺第 2 項目は放射項であり、熱媒体中での放射熱流束の発散で、正味の放射エネルギーの授受を示す項であり、固体壁面に対しては壁垂直方向の放射熱流束 $q_{r,w}$ が放射項を意味する。

3.4 速度場および対流伝熱解析手法 標準 $k-\epsilon$ モデルを用いた速度場解析手法は前報⁽⁹⁾ と同じである。すなわち、LS モデル⁽¹²⁾ による方程式系と MK モデル⁽¹³⁾ によるモデル定数を用い、数値解法としては SIMPLE 法⁽¹⁴⁾ を用いたものである。境界条件としては、図 1 に示す流入断面では平均速度 U_{in} の発達流の

図 1 解析の対象とする系

分布を u, k, ε に与え, $v=0$ とした。壁面では壁関数⁽¹²⁾を用い, 出口断面は自由流出とした。対流伝熱の解析には乱流プラントル数を用い, 壁面における対流による熱流束 $q_{c,w}$ は温度場壁関数⁽¹²⁾により評価した。

3・5 放射伝熱解析手法 粒子放射特性は, 3・1 節に述べた条件により粒径パラメータ X のオーダが 1 に近い場合, Mie 理論⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾により減衰および散乱効率因子 Q_e, Q_s および散乱位相関数を数値的に求めた。これらより, 独立散乱の仮定の下に熱媒体の放射特性は次式のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \beta &= Q_e \pi r^2 N \\ \sigma_s &= Q_s \pi r^2 N \\ \alpha &= \beta - \sigma_s \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

熱媒体の散乱位相関数は独立散乱の仮定により単粒子のそれと等しいものとした。

次に, 放射による熱交換量を求める過程に適用した READ 法について述べる。数値解析用の格子 J から射出されたエネルギーのうち, I の格子に吸収される割合 $Rd(J \rightarrow I)$ は READ と呼ばれ, モンテカルロ法により求めることができる⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。このモンテカルロ法による放射伝熱解析は, 従来は汎用計算機を用いて単一エネルギー束の逐次処理により行われていたが, 本研究において, 伊藤⁽¹⁹⁾に従い複数エネルギー束の一括処理にアルゴリズムを変更することで, スーパーコンピュータによるベクトル計算が可能となった。その結果, 汎用計算機 (HITAC M-682 H) を用いた従来のアルゴリズムによる計算に比べ, スーパーコンピュータ (同 S 820/80, スカラ計算性能は同等) を用いた場合, 計算速度は 18~39 倍程度となった。この READ と熱放射の射出・吸収に関する実効面積 ΔA_e を用いると, 熱媒体体積要素 ΔV , あるいは壁面積要素 ΔA_i に対する放射エネルギーの収支は次のようになる。

$$\left[\begin{aligned} \frac{\partial q_{r,j}}{\partial x_j} \Delta V \Big|_j &= [e_b \Delta A_e]_j - \sum_j Rd(J \rightarrow I) [e_b \Delta A_e]_j \\ &\quad \text{(for medium element } I) \\ [q_{r,w} \Delta A]_i &= [e_b \Delta A_e]_i - \sum_j Rd(J \rightarrow I) [e_b \Delta A_e]_j \\ &\quad \text{(for wall element } I) \end{aligned} \right] \dots\dots\dots (4)$$

$$\Delta A_e = \begin{cases} 4a\Delta V & \text{(for medium)} \\ \varepsilon_w \Delta A & \text{(for wall)} \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

以上の基礎式を解くための境界条件を次に示す。系外から系内への向きを正とする壁面熱流束 $q_{t,w}$ は,

$$q_{t,w} = q_{c,w} + q_{r,w} \dots\dots\dots (6)$$

のように, 対流および放射による寄与に分解できる。図 1 に示す $x/H = -10$ の断面より温度 T_{in} の媒体が流入し, $y=0$ にある温度 T_{hw} の等温壁により加熱され, $x/H = 40$ の断面より自由流出するものとした。その他の $x=0, y/H = 1.0, 2.25$ の壁面は断熱壁である。流入・流出端には仮想の多孔質壁を配置して放射に関し断熱条件とした。本解析では $y=0$ の壁における加熱量と, 系に流入・流出する熱媒体のエンタルピー差は 0.7% の誤差範囲内で釣り合うことを確認している。

エネルギー式(2)の解析は, 熱エネルギーを passive scalar とみなして行われるが, その際, $k-\varepsilon$ モデルによる速度場と渦動粘性係数の分布およびモンテカルロ法による READ の値の解析結果をデータベースとして用いている。また, 式(2)は Patankar のテキスト⁽¹⁴⁾に従い離散化し, 繰返し法によって解いた。速度場解析, 前述のモンテカルロ法による READ の解析および式(2)を用いた放射・対流共存伝熱解析は, それぞれベクトル化され前述のスーパーコンピュータを用いて計算を行ったが, 所要計算時間は順に, 20 s, 2 min, 3 s 程度である。

4. 解析結果

4・1 無次元パラメータ 解析に先立ち, 基礎式を支配する無次元パラメータについて述べる。代表速度, 寸法, 温度にそれぞれ U_{in}, H, T_{in} を用いることとする。周知のとおり, 速度場はレイノルズ数

$$Re = U_{in} H / \nu \dots\dots\dots (7)$$

に支配される。放射伝熱に固有のパラメータとしては, 壁面放射率 ε_w , 粒子による散乱に関する位相関数のほかに, 次に示す散乱アルベド ω と光学厚さ τ_e がある。

$$\omega = \sigma_s / \beta \dots\dots\dots (8)$$

$$\tau_e = \beta H \dots\dots\dots (9)$$

放射・対流共存伝熱に関して⁽²⁰⁾は, 熱伝導とエンタルピー輸送の比であるペクレ数 Pe , 熱放射とエンタルピー輸送の比であるボルツマン数 Bo , 熱放射と熱伝導の比である伝導・放射パラメータ N_R がある。

$$Pe = Re \cdot Pr \dots\dots\dots (10)$$

$$Bo = \rho U_{in} C_p T_{in} / (\sigma T_{in}^4) \dots\dots\dots (11)$$

$$N_R = (\lambda T_{in} / H) / (\sigma T_{in}^4) \dots\dots\dots (12)$$

放射項を式(4), (5)により表したエネルギー式(2)を無次元化すると, 陽に表れる無次元量としては, 放射に固有な $\varepsilon_w, \tau_e = aH = \tau_e(1-\omega)$ のほかには, Pe, Bo, N_R の中の任意の二つである。解析条件としての

Bo, N_R の値は参考のため表示するが、共存伝熱における熱移動機構の理解のためには次に述べる方法が便利である。

まず、熱伝導、エンタルピー輸送、熱放射による熱エネルギー輸送効果（熱輸送に関する駆動力）を熱流束の次元で、それぞれ次式で定義する。

$$\begin{aligned} q_c &= \lambda(T_{hw} - T_{in})/H \\ q_E &= \rho U_{in} c_p (T_{hw} - T_{in}) \quad \dots\dots\dots (13) \\ q_R &= \sigma(T_{hw}^4 - T_{in}^4) \end{aligned}$$

Pe, Bo, N_R の代わりに、式(13)の各 q のうちの二つの比で無次元パラメータを定義することができる。例えば、 Bo, N_R よりもそれぞれ $q_E/q_R, q_c/q_R$ のほうが共存伝熱の非線形性を加味した表現となっている。ただし、 $q_E/q_c \equiv Pe$ である。また、壁面伝熱量の無次元表示は、式(6)を式(13)で割ることで可能となる。最後に、基礎式(2)を放射項を次のように無次元化する。

$$D_r = \frac{H}{\tau_e(1-\omega)q_R} \frac{\partial q_{r,j}}{\partial x_j} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、 $\tau_e(1-\omega) = aH$ は吸収による光学厚さであり、これに q_R をかけた $\tau_e(1-\omega)q_R$ は熱媒体の放射エネルギー吸収・射出量を代表する値である。

4.2 解析条件 速度場解析は $Re = 2.0 \times 10^4$ で行った。温度場に関しては、基準となる Case(i) の解析条件を表1にまとめた。すなわち、熱媒体の特性値としては常温 (20℃) 空気に対する表1(a)の値を用い、他の設定条件は表1(b)のとおりとした。光学条件である粒径パラメータ X は、平均温度 $[(T_{in}^4 + T_{hw}^4)/2]^{1/4} = 305$ K において単色黒体放射能の最大値を与える波長 $\lambda_{max} = 9.49 \times 10^{-6}$ m と、想定した粒子半径 $r = 1.0 \times 10^{-6}$ m より求められる値 $X = 2\pi r/\lambda_{max} = 0.662$ とした。粒子複素屈折率には、吸収性物質の一例として $m = 1.27 - 1.37i$ (鉄に対する物性値⁽²¹⁾) を採用した。これらの光学条件 X と m より求められた θ_e と ω を表1(c)に示した。また、この条件より計算された位相関数は、ほぼ Rayleigh 散乱の場合と等しく、やや前方散乱が強い分布である。そのほか、表1(a), (b)に示す設定条件より、表1(c), (d)の値が導出される。

表1に示した Case(i) を基準条件として、媒体光学厚さ、系内温度差、系の寸法の影響を調べるため、 γ, T_{hw}, H をそれぞれ変化させて数値解析を行った。Case(i) と異なる点のみを表2に示す。ここで、系内温度差 ($T_{hw} - T_{in}$) を 10 K から 100 K に増加させた場合、系内の平均温度が増加するので、粒径パラメータ

表2 解析パラメータ (表1との相違点)

Case(o): 表1 (ただし、放射を無視)

Case(i): 表1 (基準条件)

(a) 媒体光学厚さの変化

Case	(ii)	(i)	(iii)
γ	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
τ_e	0.172	1.72	17.2

(b) 系内温度差の変化 ($T_{in} = \text{一定}$)

Case	(iv)	(i)	(v)
$T_{hw} - T_{in}$ [K]	1.0	10.0	100.0
q_E [W/m^2]	3.58×10^3	3.58×10^4	3.58×10^5
q_c [W/m^2]	2.55×10^{-1}	2.55	2.55×10^1
q_R [W/m^2]	6.15	6.44×10^1	9.92×10^2
q_E/q_R	5.81×10^2	5.56×10^2	3.60×10^2
q_c/q_R	4.15×10^{-2}	3.97×10^{-2}	2.57×10^{-2}

(c) 寸法効果 ($\tau_e, Pe = \text{一定}$)

Case	(vi)	(i)	(vii)
H [m]	0.01	0.1	1.0
U_{in} [m/s]	3.08×10^1	3.08	3.08×10^{-1}
γ	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}
Bo	2.34×10^4	2.34×10^3	2.34×10^2
N_R	1.67	1.67×10^{-1}	1.67×10^{-2}
q_E [W/m^2]	3.58×10^5	3.58×10^4	3.58×10^3
q_c [W/m^2]	2.55×10^1	2.55	2.55×10^{-1}
q_E/q_R	5.56×10^3	5.56×10^2	5.56×10^1
q_c/q_R	3.97×10^{-1}	3.97×10^{-2}	3.97×10^{-3}

表1 基準の解析条件 (Case(i))

(a) 物性値		(c) 設定条件より導出される量	
Pr	0.7	U_{in} [m/s]	3.08
ρ [kg/m^3]	1.161	q_0	2.30
ν [m^2/s]	0.154×10^{-4}	ω	0.174
c_p [J/(kg K)]	1.0×10^3	q_E [W/m^2]	3.58×10^4
		q_c [W/m^2]	2.55
		q_R [W/m^2]	6.42×10^1
(b) 設定条件		(d) 無次元パラメータ	
Re	2.0×10^4	τ_e	1.72
T_{in} [K]	300	Bo	2.34×10^3
T_{hw} [K]	310	N_R	1.67×10^{-1}
H [m]	0.1	q_E/q_R	5.56×10^2
Pr_t	0.9	q_c/q_R	3.97×10^{-2}
ε_w	1.0	$Pe = q_E/q_c$	1.4×10^4
X	0.662		
m	1.27-1.37i		
γ	10^{-5}		

X が 20% 程度増加するが、これによる Q_c, ω の変化は 10% 程度であるので、今回はこれらを一定と置いた。なお、Case (i) において放射を無視して、対流伝熱のみの解析を行うものを Case (o) とする。

4.3 解析結果および考察 速度場およびすべての温度場の数値解析には壁面近傍で格子間隔を小さくした同一の不等間格子 (x 方向 $44 \times y$ 方向 27) を用いた。速度場解析の結果、再付着長さは $x_R/H = 6.23$ となった。これは、前報⁽⁹⁾の結果 (6.7~7.3) より若干低い値であるが、これは今回放射解析を同時に行うため、格子分割を前報より粗にしたためで、これにより対流伝熱率が前報の値より 10% 程度高めに評価されているが、本報の結果には本質的な影響はない。また、温度場解析結果として、放射を無視した Case (o) を例にとり、熱媒体温度分布を図 2 に示した。はく離・再付着流れ域に注目すると、加熱壁近傍では温度こう配が大きいことがわかるが、はく離せん断層付近、特にはく離点直後においても大きな温度こう配が存在する。また、はく離循環域内部では空間的温度変化が小さい。放射伝熱を考慮した以下の解析結果においても、これらの温度場の定性的特徴はそのまま成立している。

次に、放射を無視した Case (o) と、放射を考慮した Case (i) による解析結果を比較し、放射伝熱の影響を見ることとする。図 3 に、Case (o), (i) に対する

図 2 温度分布 (対流伝熱のみ)

図 3 温度分布 (媒体光学厚さの変化)

$x/x_R = 0.05, 0.5, 0.9$ における各断面の温度分布を示した。図 3 を見ると、放射による加熱作用のため媒体温度は Case (o) より (i) のほうが高いが、これは特にはく離循環域内において顕著である。また、媒体内での放射による熱移動機構を見るため、Case (i) の場合について図 3 と同じ断面における D_r [式 (14)] を図 4 に、そのコンタ図を図 5 に示した。図 4, 5 を見ると、Case (i) に対する D_r は系内のほぼ全域で負であり、特に加熱壁に近いはく離循環域内では負の大きな値をとっている。すなわち、熱媒体は正味として放射エネルギーを吸収していることとなる。しかし、図 4, 5 を見ると、一部 D_r が正の領域 (図 5 中の斜線部) があ

図 4 放射熱流束の発散分布 (媒体光学厚さの変化)

図 5 放射熱流束の発散のコンタ図 (媒体光学厚さの変化)

る。これは、図3に示されるように、はく離せん断層付近に存在する温度こう配の急な領域において、はく離循環域内部から外部の熱媒体に放射エネルギーの輸送が盛んに行われているためであり、特にはく離点直後においては、 D_r の極大値と極小値が隣接して存在している。次に、Case(0)、(i)に対する加熱壁における伝熱量〔式(6)〕を q_E で無次元化して図6に示す。図6においてCase(0)とCase(i)の対流による熱流束 $q_{c,w}$ を比べると、Case(i)の場合は加熱壁近傍の熱媒体が放射加熱により温度が上がっているため、Case(0)より小さな値となっている。また、Case(i)の放射による熱流束 $q_{r,w}$ の値は、式(13)で表される熱交換量 q_R に近く、対流による熱流束と比べても無視できないオーダーとなっていることがわかる。この、壁面からの放射エネルギーは、図4、5より主としてはく離循環域内の熱媒体に吸収されることがわかる。以上のことから、Case(0)とCase(i)の比較より、はく離・再付着流れ域における放射エネルギーの移動機構をまとめると次のようになる。すなわち、加熱壁から射出された放射エネルギーは主としてはく離循環域内において熱媒体に吸収され、さらに、はく離せん断層付近での大きな温度こう配のため、はく離循環域内の熱媒体から射出された放射エネルギーははく離せん断層を横切りはく離循環域外の主流に吸収されるという、二つの機構が存在する。著者らは前報⁽⁹⁾で、同様の系において対流伝熱のみの数値解析を行い、はく離循環・再付着流れ域における対流熱伝達モデルの提案を行った。本研究による熱放射の輸送機構は前報での対流による熱移動機構と極めて類似のものであり、その原因は、加熱壁面近傍とはく離せん断層の2箇所における、温度こう配の大きな領域の存在によるものである。

さらに、この放射エネルギーの輸送機構を考察するため、表2(a)に示すように系の光学厚さ τ_e を変えたCase(ii)、(i)、(iii)による解析結果を図3~6で比較する。図3を見ると、光学厚さが大きいほど放射による加熱作用のためはく離循環域内媒体温度は高くなっている。また、このため、図6に示されるよう光学厚さが大きいほど対流による熱流束 $q_{c,w}$ と放射による熱流束 $q_{r,w}$ は小さくなっている。ここで、図3に示されるようにはく離循環域の後半($x/x_R \geq 0.5$)ではCase(i)とCase(iii)の温度がほぼ等しいにもかかわらず図6において $q_{r,w}$ に差が表れているのは、媒体の放射能〔 $\tau_a = (1 - \omega)\tau_e$ に比例〕がCase(i)とCase(iii)では異なるためである。また、図4、5を見ると、前述のはく離循環域を介する放射エネルギーの2段階

の輸送はCase(ii)、(i)、(iii)に共通して見られるが、光学厚さによりその様子は異なるようである。特に、加熱壁から熱媒体への放射エネルギーの移動に注目すると、光学厚さの大きなCase(iii)では媒体は加熱壁近傍のみで放射エネルギーを吸収しているが、Case(i)の場合ははく離循環域内で比較的均一に受け取っていることが図4、5よりわかる。光学厚さの小さいCase(ii)では、さらにはく離循環域の外側の主流域も加えた流れ場全域において均一に放射エネルギーを吸収しているが、加熱壁から射出された放射エネルギーの一部は、熱媒体をつきぬけ、対向する $y/H = 2.25$ の壁面で吸収され、その後対流で除去されていることが図3よりわかる。さらに、放射によるはく離循環域に対する加熱作用を定量的に評価するため、次式のようにはく離循環域における放射エネルギー吸収量を無次元化して定義する。

$$E_{rz} = \frac{-1}{q_R H^2} \int_{rz} \frac{\partial q_{r,j}}{\partial x_j} dV \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 rz ははく離循環域内における積分領域を示す。また、はく離循環域に対する主たる加熱源である、はく離循環域に接する加熱壁からの放射エネルギー射出量を無次元化して次のように定義する。

$$E_{hw} = \frac{1}{q_R H} \int_0^{x_R} q_{r,w} dx \quad \dots\dots\dots (16)$$

この E_{hw} は、熱媒体を一定温度 T_m の黒体とみなした

図6 加熱壁熱流束（媒体光学厚さの変化）

図7 はく離循環域における放射エネルギー吸収量

ときに最大値をとり、次式で評価できる。今回の解析では、この値は6.23で一定である。

$$E_{hw,max} = \frac{1}{q_R H} \int_0^{x_R} q_R dx = x_R/H \quad \dots\dots\dots (17)$$

Case(ii), (i), (iii)に対して E_{rz} , $E_{hw,max}$ の値を示した図7を見ると、光学厚さが小さいCase(ii)の場合、加熱壁からの放射エネルギーの射出量 E_{hw} は十分大きい、 E_{rz} が小さく、はく離循環域内ではほとんど吸収されていないことがわかる。一方、 $\tau_e \geq 1$ であるCase(i), (iii)では E_{rz} が大きくなり、はく離循環域における放射エネルギーの吸収が顕著となるが、光学厚さの大きなCase(iii)の場合は、加熱壁近傍の高温と高放射能の熱媒体による遮へい効果のため、 E_{hw} の値が他に比べて小さく、 E_{hw} と E_{rz} の値が近いことから、Case(iii)より光学厚さを大きくしても、はく離循環域における放射エネルギーの吸収量はこれ以上あまり増えないものと思われる。

次に、加熱壁温度 T_{hw} と流入温度 T_{in} の差の影響を見るため、表2(b)に示すように T_{in} 一定の下に T_{hw} をパラメータとして変化させて解析を行った。 T_{hw} の

上昇とともに、図8に示す放射による壁面熱流束 $q_{r,w}$ が大きくなっている。これは、 Bo , N_R は一定ではあるが、表2(b)にあるように、 T_{hw} が高くなるにつれ q_E/q_R , q_C/q_R の値が小さくなり、エンタルピー輸送と熱伝導に比較して放射伝熱の影響が相対的に強くなるという、放射・対流共存伝熱の温度に関する非線形性のためである。このことは、Case(v)がCase(iv), (i)と比較して、図9に示す $(T_{hw} - T_{in})$ で規格化した媒体温度(以下、無次元温度)が放射による加熱作用のため高くなり、図8の対流による壁面熱流束 $q_{c,w}$ が小さくなっていることにも表れている。しかし、Case

図8 加熱壁熱流束(加熱壁温度の変化)

図9 温度分布(加熱壁温度の変化)

図10 温度分布(寸法効果)

図11 加熱壁熱流束(寸法効果)

(iv)とCase(i)では図9の媒体無次元温度, 図8の $q_{c,w}$ ともにほとんど差が見られなかった。これは, 表2(b)で q_E/q_R , q_C/q_R の値がCase(iv)とCase(i)でほぼ等しいことから理解できる。ただし, Case(iv), (i)は, 放射を無視したCase(0)よりも, 図8に示される対流による壁面熱流束 $q_{c,w}$ は小さく, 図9に示される媒体無次元温度は高くなっており, 放射の効果は十分に表れている。

次に, 系寸法の効果を見るため, τ_e および Pe 一定の下で, 表2(c)に示すようにステップ高さ H を変化させて解析を行った。結果を図10, 11に示す。表2(c)の q_E/q_R , q_C/q_R の値より, 系寸法を相似的に大きくするほど相対的に放射伝熱の駆動力が大きくなるが, これは図10に示す媒体温度, 図11に示す放射による壁面熱流束 $q_{r,w}$ に表れている。これは, τ_e を一定としているため, はく離循環域内の下壁面から射出され, この域内で吸収される放射エネルギー量が H に比例して増加するのに対し, この域内からその外部の主流に, はく離せん断層を横切って乱流混合によって伝達されるエネルギー量が, Pe 一定としているため, H が変化しても変化しないため, H の増加に伴って域内の温度と放射伝熱量は, 図10, 11に示すように増加することになる。また, 図10の熱媒体体温度と図11の対流による熱流束 $q_{c,w}$ を見る限りでは, Case(vi)では放射の効果は無視できることがわかる。

5. 結 言

後ろ向きステップ乱流ははく離・再付着流れにおいて, ステップ下流壁を一樣温度にて加熱した場合の放射・対流共存伝熱の数値解析を $Re=2 \times 10^4$ の条件で行い, 以下の結論を得た。

(1) はく離・再付着流れ域における熱エネルギーの移動には, 対流伝熱と同様放射伝熱に関しても, 加熱壁からはく離循環域内への輸送, およびはく離せん断層を横切るはく離循環域内から主流への輸送, の二つの機構が存在する。

(2) 加熱壁からはく離循環域内への放射による伝熱は, 系代表光学厚さ $\tau_e \geq 1$ のとき顕著となるが, $\tau_e 1$

としても加熱壁近傍の高温・高放射能の熱媒体による遮へい効果のため, その効果には限界がある。

(3) 常温付近の温度レベルにおいては, 系内温度差が1.0 Kであっても, 放射および対流による壁面熱流束および熱媒体温度分布に放射の影響が表れる。

(4) 系代表光学厚さとペクレ数が一定の下では, 系代表寸法であるステップ高さが大きいほど, 熱伝導・エンタルピー輸送に対して放射の効果が相対的に大きくなるが, 本解析条件の場合には, ステップ高さが0.01 m以下では放射の効果は無視できる。

本研究はゼネラル石油研究奨励財団の助成を受けた。また, 数値計算は北大大型計算機センターで行った。記して謝意を表す次第である。

文 献

- (1) Tani, I., ほか2名, *Aero. Res. Inst., Univ. of Tokyo*, Rep. No. 364 (1961), 119.
- (2) Eaton, J. K. and Johnston, J. P., *AIAA J.*, 19-9 (1981), 1093.
- (3) 森・大黒, 機論, 38-308 (1972), 832.
- (4) 笠木・平田・平岡, 第14回日本伝熱シンポジウム論集, (1977), 76.
- (5) 中丸・ほか3名, 第17回日本伝熱シンポジウム論集, (1980), 7.
- (6) 佐々木・木谷, 機論, 50-458, B (1984), 2549.
- (7) 森・内田・酒井, 機論, 52-481, B (1986), 3353.
- (8) 河村・田中・熊田・馬淵, 機論, 54-504, B (1988), 2114.
- (9) 工藤・谷口・小林・福地, 機論, 57-535, B (1991), 1071.
- (10) 菱田・和南城・前田, 機論, 51-467, B (1985), 2176.
- (11) Howell, J. R. and Perlmutter, M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 86 (1964), 116.
- (12) Launder, B. E. and Spalding, D. B., *Comput. Appl. Mech. Eng.*, 3-2 (1974), 269.
- (13) 明・笠木, 機論, 54-507, B (1988), 3003.
- (14) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), 126, McGraw-Hill.
- (15) Mie, G., *Ann. Physik*, 4-25 (1908), 377.
- (16) van de Hulst, H. C., *Light Scattering by Small Particles*, (1957), 114, Dover Publications.
- (17) 工藤・谷口・福地, 機論, 53-496, B (1987), 3737.
- (18) Taniguchi, H., ほか5名, *Int. J. Numer. Methods Eng.*, 25 (1988), 581.
- (19) 伊藤, 北海道大学工学部機械工学第二学科卒業論文, (1989).
- (20) 甲藤, 伝熱概論, (1964), 54, 養賢堂.
- (21) 文献(16)の267ページ.