火炉内放射伝熱解析へのフラックス法の適用性*

福 地 健*¹

Applicability of a Flux Method to Radiative Heat Transfer Analysis in Furnaces

Takeru FUKUCHI

Accuracy and problems of a multflux method are investigated. Radiation heat transfer is numerically analyzed in a simplified two-dimensional boiler furnace. From the analysis, it is shown that there are anomalous peaks in the wall heat flux distribution. Furthermore, it is found that the furnace exit gas bulk temperature predicted by the multflux method is lower than that obtained by the Monte Carlo method. This temperature difference increases as the optical thickness increases.

Key Words: Heat Transfer, Thermal Radiation, Furnace, Boiler, Flux Method, Multflux Method, Two Flux Method, Monte Carlo Method, Numerical Analysis

1. 緒 言

近年発電用ボイラ火炉, 都市ごみ焼却炉, ガスタービン燃焼室等を対象に, 流動・伝熱・燃焼を複合した数値解析が行われている。上記の数値解析では乱流, 固気二相流, 燃焼反応を扱うが, これらの現象に対し, 放射伝熱の解析精度の低さと計算負荷の大きさが原因となり, 数値解析の実用化を妨げている場合がある。

放射伝熱の解析技術は放射物性算出と放射輸送解析の二つに大きく分けられ, それぞれに多くの研究課題が残されている。後者に関し, 放射輸送の解析手法は多数存在しているが, 解析精度が高く適用範囲の広い手法ほど, 一般的に計算負荷が大きい傾向にある。すなわち, 決定的に優れた手法はなく, 目的に応じて手法を使い分ける必要がある。

フラックス法は計算負荷の小さい放射輸送の近似解析手法であり, 多くの応用解析例が報告されている^{(1)~(4)}。しかし, 近似に基づくフラックス法の精度評価が従来断片的にしか行われていない。例えば, Siddall⁽⁵⁾は一次元系で放射のみによる熱移動を扱い,

2フラックス法と厳密解の比較をしているが, 火炉内のように多次元系で対流伝熱と連成した場合の精度は不明である。また, Gosman ら⁽²⁾は矩形実験炉による測定値と, 軸対称二次元系の流動・伝熱(放射は4フラックス法による)・燃焼の数値解析結果とを比較しているが, 不確かな流動・燃焼・放射物性の計算に基づく放射輸送の精度評価であり, さらに異なる系形状で行われた実験と数値解析の結果を比較しているため, 精度評価の解釈にあいまいさが残る。このように, フラックス法自体の精度評価が不十分であるため, フラックス法を応用した解析結果の定量的な考察が従来は困難であった。

他の放射解析法に対し, フラックス法には計算負荷が小さい, 流れ・対流伝熱解析用の細かい解析格子にも適用しやすいなどの利点がある。このため, 解析精度を認識したうえであればフラックス法の応用は有益である。特に, 流動・伝熱・燃焼の同時解析, 非定常燃焼解析等計算負荷の大きい解析には今後も応用されることが予想される。このため, 実機解析へ応用した場合のフラックス法の精度評価は重要である。

そこで本研究では, 火炉内放射伝熱解析への応用の妥当性を調べることを目的に, フラックス法の精度評価と問題点摘出を行った。精度評価はまず, 基礎的考

* 平成6年5月20日 第31回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 平成6年7月22日。

*¹ 正員, パブコック日立(株)呉研究所 (〒737 呉市宝町3-36)。

察のため一次元系において、積分方程式を直接解いた厳密解あるいは修正拡散近似による解を比較の基準とし、2フラックス法を対象に行った。その後、ボイラ火炉を簡略化した二次元系において、モンテカルロ法による解を比較の基準とし、マルチ(4)フラックス法の評価を行った。なお、本報ではフラックス法の特徴を明らかにするため問題を単純に、灰色、非散乱、壁面は黒体と仮定した。また時間依存性の議論を省いた。

2. フラックス法の基礎式

2・1 放射輸送の数値解法 電磁波の波動・偏光に基づく干渉性(コヒーレント性)を無視し、放射エネルギーの空間輸送を表す立場では、放射強度を用いることが多い⁽⁶⁾。放射強度の全方向積分より放射熱流束ベクトルが得られ、その発散をとるとエネルギー式の放射項となる。放射輸送の数値解法は、放射強度輸送式とエネルギー式を、放射熱流束の発散を介して連立して解くものと、放射強度を直接には扱わず、数値解析用要素間の放射エネルギー授受量を積分計算するものに大別できる。

後者に属する手法として、ゾーン法⁽⁷⁾、光線追跡法⁽⁸⁾⁽⁹⁾、モンテカルロ法⁽¹⁰⁾がある。これらの手法では、解析系内の壁-ガス要素間すべての組合せおのおのについて放射エネルギーの授受量の計算が必要である。また、ある一つの組合せでの計算は、例えばガス要素対ガス要素では、六重積分となる。これらの理由により、原理的に計算量は多くなる。

他方、前者の放射強度を扱う手法について述べる。放射強度は位置と方向に依存する。特に方向依存性については、成分への分解ができず、ベクトルではない。このためベクトル解析とそれを応用した数値解法が適用できない。放射強度はオイラー座標系で記述され、独立変数は3種の空間座標と2種の方法(天頂角と方位角)の計5種である。このため放射強度輸送式を数値解析しようとする、五次元の離散化が必要となる。独立変数の数のみで判断すると、流れ・対流伝熱解析での三次元の離散化と比較すると、計算負荷は大き

い。したがって、計算負荷を減らすため方向離散化に種々の工夫がなされている。これに属する手法として、球面調和関数法(P_N 法)⁽¹¹⁾、ディスクリートオーディネート法(S_N 法)⁽¹¹⁾⁽¹²⁾、フラックス法がある。 P_N 法は放射強度の方向依存性を、直交関数である球面調和関数で展開し、展開係数を解析対象とする。流れ解析の分野では、空間の離散化を差分法によらず、スペクトル法により行うことがある。これは、速度等の物理量の空間依存性をフーリエ級数等の直交関数で展開し、展開係数を解析対象とするものである。この流れ解析でのスペクトル法との対比で表現すれば、 P_N 法は放射強度の方向離散についてのスペクトル法である。 S_N 法は有限数の離散的な方向のみでの放射強度の輸送を考慮し、方向離散について差分法とみなせる。フラックス法については2・2節以降で述べるが、本節で示した手法の中では実用上最も計算負荷が小さい。

なお、ディスクリートトランスファー法⁽¹³⁾は上記二つのグループの中間的な性質をもつ手法である。

2・2 2フラックス法 図1に概念図を示すが、フラックス法には一次元系に適用される2フラックス法と、多次元系に適用されるマルチフラックス法がある。本節では、代表的な2フラックス法であるSchuster-Schwarzschild近似法⁽⁵⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾(以下、S-S法)とSchuster-Hamaker近似法⁽⁵⁾(以下、S-H法)の基礎式を述べる。

図2に示す一次元系において、系の対称性より、放射強度 i は光学厚さ τ と、 i 方向と τ 方向の方向余弦 μ にのみ依存し、輸送式は次式となる⁽¹⁴⁾。

$$\mu di(\tau, \mu)/d\tau = -i(\tau, \mu) + i_b(\tau) \dots \dots \dots (1)$$

図2 一次元系における放射輸送

(a) 2フラックス法 (b) マルチフラックス法

図1 フラックス法の概念図

(a) S-S法 (b) S-H法

図3 放射強度方向依存性の仮定

ただし i_b は黒体放射強度である。2 フラックス法は、一次元系を対象に放射強度の方向依存性を特定の関数形に仮定し基礎式を簡略化した近似解法である。

S-S 法による近似輸送式は、放射強度の方向依存性を図 3(a) に示すよう、 τ の正負方向それぞれの半球内で一様と仮定し、任意の位置 τ における強度 $i(\tau, \mu)$ を二つの半球平均放射強度 $i^+(\tau)$, $i^-(\tau)$ で代表させ、式 (1) を変形することで得られる。

$$\left. \begin{aligned} (1/2)di^+(\tau)/d\tau &= -i^+(\tau) + i_b(\tau) \\ (1/2)di^-(\tau)/(-d\tau) &= -i^-(\tau) + i_b(\tau) \end{aligned} \right\} \dots\dots (2)$$

τ 方向の放射熱流束 q , (単位面積×単位光学厚さ)あたりのガスエネルギー式の放射項 $dq/d\tau$ は次式である。

$$q(\tau) = \pi[i^+(\tau) - i^-(\tau)] \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{dq(\tau)}{d\tau} = 2\pi[2i_b(\tau) - i^+(\tau) - i^-(\tau)] \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 $dq/d\tau$ の単位(次元)に言及する。ガスエネルギー式の検査体積としては、図 2 の壁に平行な方向に関して単位面積 (q [W/m²]), 壁垂直方向に単位光学厚さ ($d/d\tau$ [無次元]) を想定しているので、 $dq/d\tau$ [W/m²] となる。

上記 S-S 法では図 3(a) にあるように、各半球内では均一としているものの放射強度の広がり considering しているのに対して、S-H 法では図 3(b) のようにビーム状の輸送のみを前提としている。基礎式は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} di^+(\tau)/d\tau &= -i^+(\tau) + i_b(\tau) \\ di^-(\tau)/(-d\tau) &= -i^-(\tau) + i_b(\tau) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$q(\tau) = \pi[i^+(\tau) - i^-(\tau)] \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{dq(\tau)}{d\tau} = \pi[2i_b(\tau) - i^+(\tau) - i^-(\tau)] \dots\dots\dots (7)$$

2.3 マルチフラックス法 熱放射はすべての立体角方向へ輸送され、放射強度の方向依存性は一般に離散的である。フラックス法ではこれを座標軸にのみ沿った輸送で近似する。すなわち、系が一、二、三次元であるのに対応し、座標の正負を考慮し 2, 4, 6 フラックス法と呼ばれる。一次元系に対する 2 フラックス法を 2.2 節で述べたが、二、三次元系で用いられる 4, 6 フラックス法をマルチフラックス法という。

マルチフラックス法の応用解析の報告⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾ は多数されているが、その根拠は従来必ずしも明示されていなかった。すなわち、Abramzon⁽¹⁶⁾ が指摘するように、基礎式の導出なしに応用されていたり、厳密ではない導出が与えられるのみであった。マルチフラックス法の精度評価が従来あまりされていないのは、基礎式の

導出過程のあいまいさも原因の一つであると思われる。Abramzon⁽¹⁶⁾ は放射強度輸送式より、マルチフラックス輸送式の一般形を形式的に導いた。それは、輸送式中に未知数である放射強度の方向積分操作を含み、応用解析が極めて困難な形をしている。

上記の一般形によらず、半球平均の放射強度 (i^+ , i^-) を未知数とする 2 フラックス輸送式を、形式的に半球積分の放射熱流束 ($q^+ = \pi i^+$, $q^- = \pi i^-$) を未知数とする式に置き換え、これを各座標軸方向に機械的に組合せる⁽¹⁶⁾ ことでマルチフラックス輸送式を得る立場もある。この際、基礎となる 2 フラックス輸送式が S-S 法か S-H 法かにより、マルチフラックス輸送式中の吸収係数の解釈に 2 倍の任意性⁽²⁾ がある。一般的には S-H 法をもとに構築したもの⁽³⁾ が使われており、本報でもこれを対象としている。

このとき、カーテシアン座標系の x 正、負方向のフラックス (q_x^+ , q_x^-) 輸送式、 x 方向放射熱流束 q_x は次式⁽³⁾ となる。

$$\left. \begin{aligned} dq_x^+/dx &= -kq_x^+ + ke_b \\ dq_x^-/(-dx) &= -kq_x^- + ke_b \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

$$q_x = q_x^+ - q_x^- \dots\dots\dots (9)$$

ここで k は吸収係数、 e_b は黒体放射能である。 y, z 方向に関しても同様の式となる。エネルギー式の放射項である、放射熱流束ベクトル $\vec{q}$ の発散は次式⁽³⁾ である。

$$\text{div } \vec{q} = 6ke_b - k(q_x^+ + q_x^- + q_y^+ + q_y^- + q_z^+ + q_z^-) \dots\dots\dots (10)$$

2.4 フラックス法の近似 上記 2.2, 2.3 節で述べた内容より、フラックス法で用いられる近似は次の二つであると考ええる。

① 輸送式の近似 放射強度の方向依存性を、例えば図 3 に示すような、特定の関数形に仮定することで、放射強度輸送式の厳密形に方向積分を施し、ある座標軸に沿った近似輸送式を導出すること。

② 輸送方向の限定 熱放射は本来すべての方向へ輸送されるが、フラックス法では座標軸に沿っての輸送のみを考慮する。

上記二つの近似は一見同じことに思えるが、異なる。例えば、2 フラックス法の S-S 法と S-H 法では明らかに②は共通であるが、図 3 に示すよう、①は異なる。従来、上記二つの近似が混同されていたように思われる。本報では、これら二つの近似を分離して考察する。

3. 一次元系での精度評価

3.1 解析条件 2.4 節で述べた近似 (2) 輸送方

向の限定の影響を省き(1)輸送式の近似の評価を行うため、本章では一次元系で2フラックス法による解析を行った。また、放射のみの影響を調べるため、熱伝導、エンタルピー輸送は無視した。比較の基準として直接積分による厳密解⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾あるいは光学厚さが大きい場合により近似を与える修正拡散近似⁽¹⁰⁾を用いた。

解析系は図4に示す、2枚の無限黒体平板とそれにはさまれた光学厚さ τ_0 、吸収係数 k の1様ガスとなる。条件として2枚の壁の黒体放射能 e_{b1} 、 e_{b2} と1様なガス発熱率 S を与えると、解としてガス放射能分布 $e_b(\tau)$ と τ 方向の放射熱流束の分布 $q(\tau)$ が得られる。この系での一般解は次の二つの条件での特解の重ね合わせで表される⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾。

case(a) : $S=0$, $e_{b1} \neq e_{b2}$ (ガス発熱なし, 放射平衡)

case(b) : $S \neq 0$, $e_{b1} = e_{b2}$ (ガス発熱あり)

したがって以下では上記二つの条件における解を調べた。case(a)に対し、次式で解を無次元化する。

$$E_a(\tau) = [e_b(\tau) - e_{b2}] / (e_{b1} - e_{b2}) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$Q_a = q / (e_{b1} - e_{b2}) \quad \dots\dots\dots (12)$$

上式(12)において、エネルギー保存則より q 、 Q_a は τ に依存しない。case(b)に対しては、次式を定義する。

$$E_b(\tau) = [e_b(\tau) - e_{b1}] k / S \quad \dots\dots\dots (13)$$

case(b)では設定条件とエネルギー保存則より、輸送式を解かなくとも $q(\tau)$ が定まるので、議論を省く。

図4 一次元解析系

図5 Case(a)のガス放射能

3.2 解析コードの評価 S-S, S-H法による数値解析コードを差分法⁽¹⁹⁾により作成した。等間隔格子 i^+ , i^- に中心差分を用いたところ、S-S法では格子の光学厚さ $\Delta\tau < 1.0$ 、S-H法では $\Delta\tau < 2.0$ にて数値的に収束解が得られた。また収束解が得られる場合には、解に格子依存性はなかった。なお、文献(5)と同じ解が得られたため、この解析コードは健全である。

また、マルチフラックス法で一次元系を解析するコードを、有限体積法⁽³⁾にて作成した。 $\Delta\tau$ に関しては任意の条件で収束するが、解に格子依存性がある。 $\Delta\tau$ を小さくすると、当然ではあるがS-H法による解に漸近する。

以下、S-S, S-H法による解の精度を調べる。

3.3 精度評価 ガス発熱のないcase(a)について、無次元ガス放射能 E_a の解析結果を $0.1 \leq \tau_0 \leq 10.0$ に対し図5に示す。厳密解⁽¹⁸⁾、S-S法、S-H法に共通していることは、熱伝導が無視されているので壁面において壁温度($E_a=0$ または1)とガス温度に差があること、光学厚さ τ_0 が大きくなると E_a のこう配が大きくなることである。S-H法よりもS-S法のほうが厳密解とよい一致を示す。次に系を貫く無次元熱流束 Q_a を、厳密解⁽¹⁷⁾と比較して $\tau_0 \leq 2.0$ に対し図6⁽⁵⁾に、修正拡散近似⁽¹⁰⁾と比較して $\tau_0 \leq 10^3$ に対し表1に示す。図6、表1より、熱輸送量をS-S法は過小に、S-H法は過大に評価することがわかる。放射平衡にあるcase(a)の場合、基礎式(2)~(7)を考察すると、任意の $\tau_0 = \tau_0^*$ にあるS-S法の解は、 $\tau_0 = 2\tau_0^*$ にあるS-H法の解と等しいことがわかるが、これは図5、6、表1の結果より数値的にも確認できた。S-H法の解を厳密解と比較すると、図5より温度こう配を小さく、図

表1 Case(a)の伝熱量 Q_a

τ_0	1	10	10^2	10^3
Mod. Dif. ⁽¹⁰⁾	0.571	0.118	0.0132	0.00133
S-S	0.5	0.0909	0.00990	0.000999
S-H	0.667	0.167	0.0196	0.00200

図6⁽⁵⁾ Case(a)の伝熱量 Q_a

表 2 Case(b)の系中心ガス放射能 $E_b(\tau_o/2)/\tau_o$

τ_o	1	10	10^2	10^3
Mod. Dif. ⁽¹⁰⁾	0.719	1.23	9.63	94.0
S-S	0.625	1.53	12.8	125
S-H	0.813	0.925	6.51	62.8

図 7 Case(b)のガス放射能

6より放射遮へい効果を小さく、すなわち代表光学厚さを過小に評価した場合に相当している。これは、実現象ではあらゆる方向への放射輸送の結果として平均光路長が算出されるのに対し、図3(b)にあるよう、S-H法では最短の光路方向への輸送のみ考慮していることから説明できる。

次に内部発熱のある case(b)の解析結果 E_b を $0.1 \leq \tau_o \leq 2.0$ に対し図7に示す。S-S法、S-H法ともに厳密解⁽¹⁸⁾と有意な差があるが、 $\tau_o=2$ で比較的厳密解に近い。基礎式(2)~(7)を考察すると、 $\tau_o \rightarrow 0$ において厳密解とS-S法は $E_b=0.25$ に、S-H法は $E_b=0.5$ となるが、これを図7に示した。系中心でのピーク $E_b(\tau_o/2)$ にてガス温度を代表させ、 $\tau_o \leq 10^3$ に対し修正拡散近似⁽¹⁰⁾による解とともに $E_b(\tau_o/2)/\tau_o$ として表2に示した。図7、表2より、S-S法は $\tau_o < 2$ で厳密解に漸近し、 $\tau_o > 2$ でガス温度を高く、逆にS-H法では $\tau_o < 2$ でガス温度を高く、 $\tau_o > 2$ でガス温度を低く評価する。

本章でのS-H法に関するすべての考察は、マルチフラックス法にもそのままあてはまる。

4. 二次元系での精度評価

4.1 解析条件 2.4節で述べた、フラックス法の近似①輸送式の近似に加え、②輸送方向の限定も影響する二次元系で解析と考察を行う。3章では解を無次元表示し一般論を述べたが、本章では実機への適用性を考察するため、解は有次元で表示する。

図 8 二次元解析系

解析系は図8に示す二次元系で、実機ボイラ火炉を簡略化したものである。図8の系は境界黒体壁と燃焼ガスよりなる。物性値、設定条件は実機と同程度に設定した。すなわち図8にも示したよう、系寸法は $10\text{ m} \times 40\text{ m}$ 、ガス密度は $\rho=0.23\text{ kg/m}^3$ 、定圧比熱 $c_p=1.13\text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$ 、一様ガス速度 $u=16.3\text{ m/s}$ 、流入ガス温度 600 K 、壁温度 600 K である。ガスは図8斜線部で示した火炎を模擬した発熱領域とそれを取り囲む非発熱領域よりなり、火炎部発熱率 1911 kW/m^3 、系内平均発熱率 172 kW/m^3 である。

パラメータとしてガス吸収係数を $0.01 \sim 1.0\text{ m}^{-1}$ に変化させたが、この吸収係数と系寸法 ($10\text{ m} \times 40\text{ m}$) で定まる系代表光学厚さ ($0.1 \times 0.4 \sim 10.0 \times 40.0$) で判断した場合、おおむねオーダとして光学厚さ 0.1×0.4 ($k=0.01\text{ m}^{-1}$) による解析はガスタービン燃焼室、 $k=0.1\text{ m}^{-1}$ はガスだきボイラ火炉、 $k=1.0\text{ m}^{-1}$ (あるいはそれ以上) が微粉炭だきボイラ火炉に相当していると思われる。本来実現象には非灰色性があり、上記の灰色吸収係数と実機の対応付けは乱暴であるが、油だきボイラ火炉を対象とした従来の灰色数値解析⁽²⁰⁾⁽²¹⁾では、 $k=0.2 \sim 0.8\text{ m}^{-1}$ 程度で実機測定データと整合する解析結果が得られてる。そのため、灰色吸収係数として、ガスだきは油だきより小さく、微粉炭だきは油だきより大きくなるものとして上記オーダの評価をした。ガスタービン燃焼室では加圧の影響はあるが高空気比燃焼であり、ガスだきボイラ火炉と放射物性に大差がないと思われ、系代表寸法すなわち系代表光学厚さの違いを考慮して上記オーダの評価をした。

エネルギー式は一様流によるエンタルピー輸送項、放射項、発熱項よりなり、壁-ガス間の対流伝熱はない。簡略化されているが、実機ボイラ火炉の伝熱上

の特徴を備えている。図8の上下壁面は、放射に関しては不透過性の黒体、ガス透過中は壁とのエンタルピー交換なしとする、仮想的なポーラス壁である。放射項評価には、二次元系を対象とする4フラックス法を用い、モンテカルロ法⁽²²⁾を厳密解法とみなし比較の基準とした。エネルギー式の数値解法は、フラックス法⁽³⁾、モンテカルロ法⁽²²⁾ともに有限体積法を用いた。

格子数は図8に示す 10×20 の一樣格子である。 20×40 の格子数でも解析を行い解析結果の格子依存性を調べたところ、 $k=0.01, 0.1 \text{ m}^{-1}$ ではなかった。 $k=1.0 \text{ m}^{-1}$ では後述図10の火炉出口混合平均ガス温度にして、モンテカルロ法、フラックス法ともに 10×20 格子の場合に比べ20 Kほど上昇したが、本報の考察に本質的な影響がないため、ここでは 10×20 格子の結果のみを示した。

4.2 解析結果 本節ではフラックス法とモンテカルロ法に共通する現象の考察を行った。モンテカルロ法との対比によるフラックス法の精度評価は4.3節で行う。

図9に、各吸収係数におけるガス温度と壁面熱流束の分布を示す。解析系内ガス温度の等温線が400 Kごとに図9に示してある。また解析系境界壁における壁面熱流束分布を、図9の対応する壁面に沿って示してある。解析条件、解析結果ともに左右対称であるが、図9(a)~(c)それぞれの、右半分がフラックス法(Flux)による解、左半分が比較の基準であるモンテカルロ法(MC)による解である。

図9において、ガス温度は火炎部で最高となり、その後流に高温領域が広がっている。また、ガス高温部の近傍で壁面熱流束が大きな値を示している。

図9 ガス温度、壁面熱流束分布

ボイラ火炉設計の立場からは、火炉出口混合平均ガス温度 T_{av} が重要である。図10に T_{av} の解析結果を示した。この解析系を代表するガス温度は、基準温度としての流入ガス温度(本解析では壁温度と等しい)、および設定発熱量より定まる、放射伝熱のない場合の T_{av} である。後者は断熱火炎温度の意味をもつ。基準温度、発熱量の設定値と、解析結果であるガスから火炉壁への放射伝熱量から T_{av} が定まり、残りは火炉外へガスエンタルピーとして流出する。ここで、ガスから壁への放射伝熱量は、明らかなことではあるが、図9に示す壁面熱流束分布を壁面積で積分したものである。これら系全体でのエネルギーバランスを図10に示してある。

図10において、 $k=0.1 \text{ m}^{-1}$ 付近で T_{av} が極小となっている。 $k < 0.1 \text{ m}^{-1}$ で T_{av} が上昇するのは、火炎部ガスからの放射による除熱量 $4k\sigma T^4 [\text{W/m}^3]$ が少なくなり、火炎部ガス温度が上昇し、それが火炉出口まで影響しているためである。逆に $k > 0.1 \text{ m}^{-1}$ で T_{av} が上昇するのは、火炎を囲む非発熱ガスによる放射遮へいの効果が顕著となるためである。

4.3 考察 図9に示すガス温度分布はフラックス法とモンテカルロ法でよく似ている。特に、吸収係数が小さい図9(a)で両者はよく一致し、吸収係数が図9(b), (c)と大きくなるにつれガス温度分布に差異がでてくる。

図9の壁面熱流束を見ると、モンテカルロ法ではガス高温部から等方的に放出される熱放射エネルギーに対応し滑らかな分布をしているが、フラックス法には実現象では考え難い特異なピークが存在する。このピークは2.4節で述べた近似②輸送方向の限定に起因す

図10 火炉出口ガス温度 T_{av} の比較

る。これは、レイトレーシングの一種であるディスクリットオーディエント法で議論される ray effects⁽²³⁾ と本質的に同じ誤差である。ray effects は、熱源が局所に集中し、光学厚さが小さく、非散乱のとき特に問題になることが知られている⁽²³⁾ が、これらの条件において、フラックス法における壁面熱流束のこの特異なピークも顕著になるものと思われる。

図 10 を見ると、吸収係数が小さい場合フラックス法の T_{av} はモンテカルロ法によるものとよい一致を示しているが、吸収係数が大きくなるにつれ差が広がり、 $k=1.0\text{ m}^{-1}$ においてフラックス法による T_{av} はモンテカルロ法より 140 K 低い。

$k=0.01\text{ m}^{-1}$ にて両者の T_{av} が一致する理由を考察する。この吸収係数が小さい場合について火炎部ガスエネルギー式の各項のオーダーを評価すると、発熱項とエンタルピー輸送項に比べ放射項が 1 けた小さく、火炎部ガス温度は放射解析手法の精度によらず決まる。また火炎部後流のガス高温領域では、エンタルピー輸送項と、高温ガスから低温壁への放射輸送項のバランスでガス温度が定まる。図 6 からわかるよう、光学厚さ(吸収係数)が小さい場合、マルチフラックス法の基礎となる S-H 法による熱放射輸送量の予測精度は高い。これらの理由により、吸収係数が小さいとき、フラックス法による T_{av} 予測精度は高い。

一方、吸収係数が大きい場合、フラックス法の T_{av} 予測精度は低くなる。放射項は射出項と吸収項よりなる。射出項は局所のガス温度と吸収係数から代数的に表現され、正しい評価が容易である。吸収項は系内での放射輸送の影響を積分的に受け、正しい評価は困難である。吸収係数が大きい場合、ガスによる放射エネルギーの吸収が顕著となり、2・4 節で述べたフラックス法の近似①輸送式の近似の影響が強くなり、モンテカルロ法との T_{av} の差が大きくなる。

また図 10 ではモンテカルロ法に比べフラックス法の T_{av} が低くなっている。これは、マルチフラックス法の基礎となる S-H 法では、図 6、表 1 にあるよう、高温部から低温部への熱放射の輸送量を過大に評価するためである。またこのため、図 9(c) にあるよう、フラックス法によるガス温度がモンテカルロ法に比べ火炎部後流で低下している。

4・1 節で系代表光学厚さ(吸収係数)と実機の対応付けを行った。これをもとに、フラックス法により実機解析を行った場合の問題点を述べる。系代表光学厚さの小さいガスタービン燃焼室にフラックス法を適用した場合、ガス温度分布 [図 9(a)] と燃焼室出口ガス温度(図 10)の予測精度は高いが、壁面熱流束分布 [図

9(a)] の議論は定性的にも問題となる。ガスだきボイラ火炉に対しては、壁面熱流束分布 [図 9(b)]、特にピーク熱流束の予測精度は低い。微粉炭だきボイラ火炉に対しては、ガス温度分布、壁面熱流束分布 [図 9(c)] の定性的予測は行えるが、火炉出口ガス温度(図 10)は約 100 K 低く見積もる。

5. 結 言

2 種の 2 フラックス法(S-S 法, S-H 法)と、S-H 法を組合せることで構築されたマルチフラックス法の精度評価を行い、以下の結論を得た。

(1) 放射平衡にある一次元系において、ガス温度予測に関し S-H 法より S-S 法がよい近似を与える。熱輸送量は、S-S 法は過小に、S-H 法は過大に与える。

(2) 一様発熱のある一次元系でのガス温度について、系代表光学厚さ τ_0 が 2 程度を境に、S-S 法は $\tau_0 \rightarrow 0$ で厳密解に漸近し、 $\tau_0 \rightarrow$ 大で厳密解より高く、S-H 法は $\tau_0 \rightarrow 0$ で厳密解より高く、 $\tau_0 \rightarrow$ 大で厳密解より低く評価する。

(3) マルチフラックス法を一次元系に適用した場合、当然ではあるが S-H 法と同じ解を与える。したがって、上記(1)、(2)の S-H 法に対する結論はマルチフラックス法にもあてはまる。

(4) 二次元簡略化ボイラ火炉を対象にマルチフラックス法の精度評価を行ったところ、壁面熱流束分布には特異なピークが存在し、これは光学厚さが小さいときに顕著となる。火炉出口ガス温度は、光学厚さが大きくなるほどモンテカルロ法による解より低く予測する。

東北大学流体研 円山重直助教授より研究方針についてご助言いただいた。記して謝意を表す次第である。

文 献

- (1) Chu, C.-M. and Churchill, S. W., *J. Phys. Chem.*, **59** (1955), 855.
- (2) Gosman, A. D. and Lockwood, F. C., *Proc. 14th Symp. (Int.) Combust.*, (1973), 661.
- (3) Robinson, G. F., *J. Inst. Energy*, **58-436** (1985), 116.
- (4) 安藤・ほか 5 名, 石川島播磨技報, **29-2** (1989), 108.
- (5) Siddall, R. G., *J. Inst. Fuel*, **47-391** (1974), 101.
- (6) Brewster, M. Q., *Thermal Radiative Transfer & Properties*, (1992), 1, John Wiley & Sons.
- (7) Hottel, H. C. and Sarofim, A. F., *Radiative Transfer*, (1967), 365, McGraw-Hill.
- (8) 早坂・ほか 5 名, 機論, **52-476**, B (1986), 1734.
- (9) 円山・相原, 第 31 回日本伝熱シンポジウム論集, (1994), 960.
- (10) Howell, J. R. and Perlmutter, M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **86** (1964), 116.
- (11) Howell, J. R., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **110**

- (1988), 1220.
- (12) Fiveland, W. A., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **106** (1984), 699.
- (13) Lockwood, F. C. and Shah, N. G., *Proc. 18th Symp. (Int.) Combust.*, (1981), 1405.
- (14) 文献(6)の402ページ.
- (15) Siegel, R. and Howell, J. R., *Thermal Radiation Heat Transfer*, 3rd ed., (1992), 785, McGraw-Hill.
- (16) Abramzon, M. N. and Lisin F. N., *High Temp.*, **22-1**(1982), 95.
- (17) Usiskin, C. M. and Sparrow, E. M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **1**(1960), 28.
- (18) Heaslet M. A. and Warming, R. F., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **8**(1965), 979.
- (19) 黒崎, 日本機械学会関西支部第101回講習会教材, (1982), 71.
- (20) 谷口・ほか2名, 機論, **39-324**(1973), 2473.
- (21) 金田・ほか3名, 第20回日本伝熱シンポ講論集, (1983), 433.
- (22) 工藤・ほか2名, 機論, **53-496, B**(1987), 3737.
- (23) Lathrop, K.D., *Nucl. Sci Eng.*, **45**(1971), 255.
-