

乱流モデルを用いた充填層内のガス流れの計算

武田 幹治*・F.C. Lockwood*²

Gas Flow Calculation with a Turbulence Model in a Packed Bed

Kanji TAKEDA and F.C. LOCKWOOD

Synopsis : A turbulence model of the gas flow in a packed bed was proposed involving the turbulent kinetic energy transport equation and a turbulent mixing length related to the packing structure. Empirical coefficients in the model have been determined on measured radial effective diffusion rates in a packed beds. The Peclet numbers for both heat and mass transfer predicted with the turbulence model are in good agreement with measured data over a wide range of the Reynolds number. Two case studies showed that the packed bed generates intense turbulence in the gas flow and enhances radial diffusion.

Key words : Ironmaking ; blast furnace ; pulverised coal injection ; turbulence model ; gas flow ; mathematical model ; diffusion ; packed bed ; mixing.

1. 緒言

近年の大型高炉で操業の安定、溶銑コスト低減のためには、数学モデルを活用した高精度の装入物分布制御が必要とされている。また、高炉下部レースウエイ領域での微粉炭の燃焼挙動を解明するには、基本となるガス流れ、ガスの混合挙動の予測精度を向上させる必要がある。

高炉の操業解析、操業改善を行うことを目的に、高炉内の伝熱、ガス流れに関する多くの数学モデルが開発され、使用されている。最近の高炉の数学モデルの発展に関してはOmoriらが高炉内反応部会報告書¹⁾で詳細に説明している。多くの2次元高炉モデルでは固定メッシュ上でガスの運動方程式、粒子の運動方程式、種々の反応および物質移動を数値的に解き、ガス流れ、炉内の濃度、温度分布を解として得ている。また、澤ら²⁾は、炉内での鉱石の軟化溶融、装入物の降下に伴う鉱石、コークス層の層構造の変形を取り入れたモデルを報告している。

高炉モデルの著しい進歩とその操業への活用にもかかわらず、ガス流れに関する基礎方程式はRadestockとJeschar³⁾のモデルから基本的には変化していない。圧力損失と流速に関する実験式であるErgun式を多次元に拡張し、圧力損失式と物質の連続の式を組み合わせることにより充填層内での圧力分布、流速分布を求めている。

充填層内のガスの混合、ガス内の乱流に起因する微粉粒子の分散、ガス内での乱流拡散による均一反応の反応速度を正しく求めるためには、ガスの乱流特性を明らかにする

必要がある。特に高炉羽口に吹き込まれた微粉炭の燃焼挙動を計算するには、空間部(ブローパイプ)および充填層部でのガスの乱流挙動を評価する手法を確立する必要がある。本報告では充填層内の乱流モデルを提案すると共に、モデル内に含まれる定数を充填層内の熱、物質の拡散係数を用いて定めた結果について示す。

2. 乱流を考慮した充填層内のガス流れモデル

2・1 充填層内のガス流れに関する従来手法

充填層内のガス流れを計算する手法は以下のように大別できる。

2・1・1 ErgunあるいはD'arcyの圧力損失式のベクトル形
種々の充填層内の圧力損失式が報告されているが(例えばBirdら⁴⁾)、高炉モデルでは(1)式のベクトル形に拡張されたErgun式が広く用いられている。

$$\nabla P = -(f_1 + f_2 |\vec{u}|) \vec{u} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 f_1, f_2 はErgun式中の圧力損失係数を表し、以下のように定義される。

$$f_1 = 150 \mu_g \left[\frac{1 - \gamma_v}{d_p \gamma_v} \right]^2, \quad f_2 = 1.75 \rho_g \left[\frac{1 - \gamma_v}{d_p \gamma_v} \right]$$

2・1・2 Navier Stokes形の運動方程式

Hatanoら⁵⁾はNavier Stokes形の運動方程式を用いて高炉レースウエイ近傍のガス流れを計算している。充填層内

平成7年11月21日受付 平成8年3月4日受理 (Received on Nov. 21, 1995; Accepted on Mar. 4, 1996)
* 川崎製鉄(株)技術研究所 (Technical Research Laboratories, Kawasaki Steel Corp., 1 Kawasaki-cho Chuo-ku Chiba 260)
* 2 Imperial College of Science, Technology and Medicine

の通気抵抗のガス流れに及ぼす影響は、(2)式のように運動方程式の中の体積力として評価されている。高流速の乱流条件下でも分子粘度を用いていること、圧力損失項が粘性項などの他の項に比べて圧倒的に大きいため、流速分布の計算結果は(1)式とほぼ同じになる。

$$\rho_g (\vec{u}_a \nabla) \vec{u}_a = \mu_g \nabla^2 \vec{u}_a - \nabla P + \left[f_1 + \frac{f_2}{\gamma_v} |\vec{u}_a| \right] \frac{\vec{u}_a}{\gamma_v} \dots\dots\dots (2)$$

最近同様な手法を用い、分子粘度の代わりk-ε乱流モデルを用いて乱流粘度を求め、運動方程式に使用する方法が篠竹ら⁶⁾、埜上ら⁷⁾、Chenら⁸⁾により採用され、高炉レースウェイ近傍、シャフト部のガス流れの計算に適用されている。

(1)式、および(2)式のモデルの問題点は、乱流粘度、乱流拡散係数等の乱流特性が正しく評価されないことにある。Ergun式を用いたモデルでは、乱流の効果を圧力損失のレイノルズ数(Re_p)依存性として考慮しているだけである。また、k-ε乱流モデルは本来空間部の乱流特性のシミュレートするために開発されたモデルであり、充填層内の乱流挙動を再現できるという実験的な裏付けはない。

2.1.3 分布抵抗モデル

分布抵抗モデルの概念は、原子炉熱交換器内邪魔板部、熱交換パイプ部の液流れ、伝熱挙動をシミュレートするためにPatankerとSpalding⁹⁾により提案された。Shaら¹⁰⁾はPatankerらの概念を乱流エネルギーの輸送方程式、乱流粘度、有効熱伝導度を含む形に発展させた。Lybaertら¹¹⁾は同様な概念をセラミック焼成炉のガスの流動、燃焼、および伝熱挙動の計算に用いた。

Lybaertら¹¹⁾のモデルでは、充填層による乱流エネルギーの生成を乱流エネルギー輸送方程式の中で付加生成項として評価している。全圧力損失によるエネルギーロスの中で50%が乱流エネルギーに転化すると仮定して、付加生成項の係数を求めている。乱流エネルギー散逸速度εは、充填層内の水力直径に比例する混合距離l_mの関数として定義されている。また、乱流熱伝導度を管列に対する液体金属のプラントル数の実測値から計算している。実測のプラントル数を用いているため、Shaら¹⁰⁾のモデルは同様な管列を有する系にその適用が制限されるという問題を残している。

本論文では、乱流エネルギーの輸送方程式、乱流エネルギー散逸速度の計算手法として、Shaら¹⁰⁾の方法を採用し、圧力損失の乱流エネルギーへの転換率の決定に充填層内での有効熱伝導度とRe_pの関係を用いた。

2.2 基礎式

連続の式、運動量の輸送方程式は、分布抵抗の概念を用いることにより、円柱座標系で(3)から(6)式のように表現される⁹⁾。

連続の式

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_g \gamma_v \bar{v}] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_g \gamma_v \bar{u}] = S_{p,m} \dots\dots\dots (3)$$

r-方向の運動量の輸送方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_g \gamma_v \bar{v} \bar{v}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r \rho_g \gamma_v \bar{u} \bar{v}] \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \gamma_v \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \mu_{eff} \gamma_v \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) \right] \\ & - \gamma_v \frac{\partial \bar{P}}{\partial r} + \gamma_v S_v + S_{p,v} - R_{fs,r} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここで、生成項S_vは

$$\begin{aligned} S_v &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) + \frac{\rho_g \bar{W}^2}{r} \\ & - 2 \mu_{eff} \frac{\bar{v}}{r^2} - \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{2}{3} \rho_g k \right] \end{aligned}$$

z-方向の運動量の輸送方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_g \gamma_v \bar{v} \bar{u}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r \rho_g \gamma_v \bar{u} \bar{u}] \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \gamma_v \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \mu_{eff} \gamma_v \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \right] \\ & - \gamma_v \frac{\partial \bar{P}}{\partial r} + \gamma_v S_u + S_{p,u} - R_{fs,z} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここで、生成項S_uは

$$S_u = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{eff} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{2}{3} \rho_g k \right]$$

θ-方向の運動量の輸送方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_g \gamma_v \bar{v} \bar{w}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r \rho_g \gamma_v \bar{u} \bar{w}] \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{eff} \gamma_v \frac{\partial \bar{w}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \mu_{eff} \gamma_v \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \right] \\ & + \gamma_v S_w + S_{p,w} - R_{fs,\theta} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで、生成項S_wは

$$\begin{aligned} S_w &= -\bar{w} \left[\frac{\rho_g \bar{V}}{r} + \frac{\mu_{eff}}{r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mu_{eff}}{\partial r} \right] \\ &= -\frac{\rho_g \bar{V} \bar{w}}{r} - \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu_{eff} \frac{\bar{w}}{r} \right] \end{aligned}$$

これらの方程式の中でγ_vは充填層の空隙率、流速 \bar{u} , \bar{v} , \bar{w} は時間平均の実流速を表す。(4)-(6)式中の右辺の最後の項R_{fs,i}(i=r, z, θ)は、ガス-粒子間の相互作用による分布生成項で、Ergun式から(7)、(8)式のように求められる。

$$R_{fs,r} = \gamma_v R_0 \bar{v}, \quad R_{fs,z} = \gamma_v R_0 \bar{u}, \quad R_{fs,\theta} = \gamma_v R_0 \bar{w} \dots\dots\dots (7)$$

$$R_0 = 150 \mu_g \left[\frac{1 - \gamma_v}{d_p \gamma_v} \right]^2 + 1.75 \rho_g \left[\frac{1 - \gamma_v}{d_p \gamma_v} \right] |\bar{u}| \dots\dots\dots (8)$$

濃度、エンタルピーなどのスカラー変数φの輸送方程式は

(9)式で表される。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_g \gamma_v \bar{v} \phi] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r \rho_g \gamma_v \bar{u} \phi] \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\phi, \text{eff}} \gamma_v \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \Gamma_{\phi, \text{eff}} \gamma_v \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right] + S_\phi \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、有効拡散係数 $\Gamma_{\phi, \text{eff}}$ は分子拡散係数と、乱流拡散係数の和として(10)式で表される。

$$\Gamma_{\phi, \text{eff}} = \Gamma_\phi + \Gamma_{\phi, t} = \frac{\mu_g}{\sigma_{\phi, 1}} + \frac{\mu_t}{\sigma_{\phi, t}} \quad (10)$$

乱流エネルギー k 、および空間部での乱流エネルギー散逸速度 ϵ の輸送方程式は(11)、(12)式で表される。

乱流エネルギーの輸送方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_g \gamma_v \bar{v} k] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r \rho_g \gamma_v \bar{u} k] \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \gamma_v \frac{\partial k}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \gamma_v \frac{\partial k}{\partial z} \right) \right] \\ & \quad + \gamma_v G - \rho_g \gamma_v \epsilon \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、生成項 G は

$$\begin{aligned} G = & \mu_{\text{eff}} \left[2 \left[\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\bar{v}}{r} \right)^2 \right] \right. \\ & + \left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right]^2 + \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\bar{w}}{r} \right) \right]^2 + \left[\frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right]^2 \\ & \left. - \frac{2}{3} \mu_{\text{eff}} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \bar{v}) + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right]^2 + C_k R_0 \bar{u}^2 \right] \end{aligned}$$

乱流エネルギー散逸速度の輸送方程式

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \rho_g \gamma_v \bar{v} \epsilon] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} [r \rho_g \gamma_v \bar{u} \epsilon] \\ &= \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\epsilon} \gamma_v \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\epsilon} \gamma_v \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) \right] \\ & \quad + C_1 \gamma_v \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \gamma_v \frac{\rho_g \epsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (12)$$

乱流エネルギー輸送方程式の生成速度 G の最後の項はガス-充填層間の相互作用による乱流エネルギーの生成速度を表す。定数 C_k は圧力損失により消失する運動エネルギーの乱流エネルギーへの転換率であり、後述のように充填層内の有効拡散係数の測定値を用いて決定される。

充填層内には(12)式の散逸速度の輸送方程式を適用せず、充填層の水力学直径の関数として充填構造を反映した混合距離 l_m と乱流エネルギーを用いて乱流エネルギーの散逸速度 ϵ を(13)式のように定義した。

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_m} \quad (13)$$

混合距離 l_m は(14)式で示すように充填層の水力学直径と定

数 C_{lm} を用いて表される。

$$l_m = C_{lm} \left[\frac{\gamma_v}{1 - \gamma_v} d_p \right] \quad (14)$$

乱流粘度は通常の $k-\epsilon$ モデルと同様に乱流エネルギーと散逸速度を用いて(15)式のように表される。

$$\mu_t = C_\mu \rho_g \frac{k^2}{\epsilon} \quad (15)$$

高炉条件の流速では乱流混合が充填層内の拡散挙動の支配因子となる。したがって、充填層内のスカラー変数の乱流拡散係数は乱流粘性と乱流Schmidt数を用いて求めることができる。本モデルでは未知変数 C_k 、 C_{lm} を充填層内の有効拡散係数の測定値を用いて決定する。

3. 充填層内の有効拡散係数, 有効熱伝導度

乱流エネルギーの輸送方程式を単純化することにより乱流粘性と Re_p 数に関する代数方程式を得ることができる。1次元、定常の発達した流れでは、充填層内のガスと粒子の相互作用による乱流エネルギーの生成速度が散逸速度に等しくなり、(11)から(16)式が得られる。

$$\rho_g \epsilon = C_k R_0 \bar{u}^2 \quad (16)$$

混合距離 l_m を用いて乱流粘性を表すと(17)式が得られる。(17)式に(16)式を代入すると(18)式となる。

$$\mu_t = C_\mu \rho_g \epsilon^{1/3} l_m^{4/3} \quad (17)$$

$$\mu_t = C_\mu C_k^{1/3} \rho_g^{2/3} R_0^{1/3} \bar{u}^{2/3} l_m^{4/3} \quad (18)$$

(18)式中の l_m 、 R_0 を置き換えると乱流粘性と Re_p の関係(19)式が得られる。有効拡散係数は分子粘性、乱流粘性とSchmidt数とから(20)式のように定義できる。

$$\begin{aligned} \mu_t = & C_\mu C_k^{1/3} C_{lm}^{4/3} \rho_g \bar{u} \gamma_v \left[\frac{1}{1 - \gamma_v} d_p \right] [150 Re_p^{-1} (1 - \gamma_v) \\ & + 1.75]^{1/3} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\rho_g D_{\text{eff}} = \left(\frac{\mu_g}{\sigma_1} + \frac{\mu_t}{\sigma_t} \right) \quad (20)$$

熱伝導、拡散に関するPeclet数を(21)式で定義すると最終的にPeclet数は Re_p 数の関数として(22)式になる。(22)式のPeclet数を実測値と比較することにより C_k 、 C_{lm} を求めることができる。

$$\begin{aligned} P_e = & \frac{\bar{u} d_p}{D_{\text{eff}}} \text{(有効拡散係数)}, \\ P_e = & \frac{\bar{u} d_p C_{pg} \rho_g}{\lambda_{\text{eff}}} \text{(有効熱伝導度)} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{P_e} = & \frac{1}{\sigma_1 Re_p} + \sigma_t^{-1} C_\mu C_k^{1/3} C_{lm}^{4/3} \left[\frac{1}{1 - \gamma_v} \right] [150 Re_p^{-1} (1 - \gamma_v) \\ & + 1.75]^{1/3} \end{aligned} \quad (22)$$

充填層内の有効拡散係数に関しては、Ranz¹²⁾の測定を始めとして多くの実測値¹³⁻¹⁷⁾、また、有効熱伝導度に関してはYagiら¹⁸⁾、Schlunder¹⁹⁾の実験式が知られている。高 Re_p 領域では流体混合が支配的要因となるため、球形粒子の充填層内の熱、物質の拡散に対して $Pe=11$ となることで従来の測定値が一致している。

3・1 定数 C_{im} 、 C_k の決定

定数 C_{im} を決定するため混合距離 l_m は充填層内の流れ方向の粒子間距離に等しいと仮定した。球形粒子の場合には混合距離はRanz¹²⁾の層間距離と同じ値になる。次に分子拡散の寄与が無視できる高 Re_p 領域で $Pe=11$ が得られるように C_k を求めた。さらに分子拡散が支配的な領域では、Schmidt数が求められる。結果として、 $C_{im}=1.224$ 、 $C_k=0.0413$ が得られた。

(22)式を用いて得られる Pe 数と Re_p 数の関係を実験値と重ねてFig. 1に示した。(22)式は層流から乱流への遷移領域で低めの値を与える以外は実験値をよく再現できている。遷移領域での不一致に対して、Gunn²⁰⁾は空隙を流れる高速の流体と、充填粒子の周囲の低速の流体間の混合が不十分なためにおこる現象であると示唆している。高炉のレースウェイ近傍のガス流れの Re_p 領域では(22)式で十分な精度で Pe を求められる。Fig. 2には同様に、熱伝導に関するYagi¹⁸⁾、Schlunder¹⁹⁾の実験式と(22)式とを比較して示す。これらの実験値と乱流エネルギー、混合距離モデル($k-l_m$ モデル)の比較は、モデルが十分な精度で充填層内の乱流挙動、流体

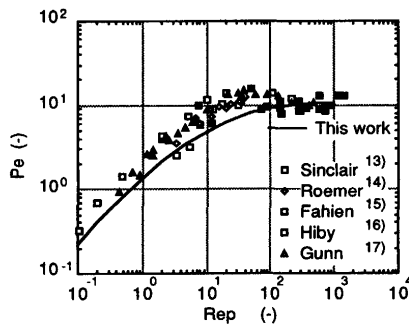


Fig. 1. Comparison of predicted Peclet numbers with several data sets.

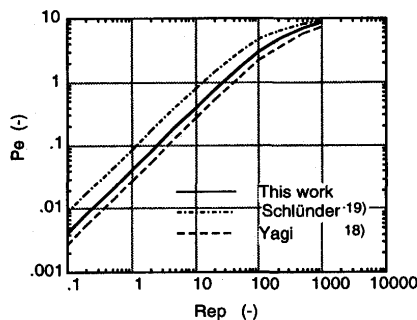


Fig. 2. Comparison of predicted Peclet numbers of heat transfer for two equations.

の混合挙動を表していることを示している。

3・2 充填層内の拡散挙動のシミュレーション

$k-l_m$ モデルを用いて充填層内の物質の拡散挙動をシミュレートできることを示すため、Fahienら¹⁵⁾のトレーサ実験のシミュレーションを行った。充填層の高さ0.572m、直径0.1016mでそれぞれ4.0、7.6、9.1、14.7mmの球形粒子が充填されている。充填層下部から均一にガスを導入すると同時に充填層内の中央部にトレーサガスを導入して、充填層上部でトレーサガスの半径方向の濃度分布を測定した¹⁵⁾。

トレーサガスの平均濃度で無次元化した半径方向の濃度分布を種々の充填粒子径に対してFig. 3に示した。計算値はいずれも実測値と良く一致している。粒子径の増大と共に有効拡散係数が増加し、濃度分布がフラット化することが分かる。Fig. 4には無次元濃度分布に対するガスの質量流量 G の影響を示す。基準流量の $0.678\text{kgs}^{-1}\text{m}^{-2}$ に対して流量を10倍~1/100倍に変更した。高流量側では、濃度分布に対する流量の影響は小さくなる。これは、高 Re_p 数側で Pe 数がほぼ一定値11.0になることに起因する。流量を減少すると Pe 数自体は小さくなるものの流体の滞留時間が増加し、また有効拡散係数に対する分子拡散係数の寄与が大きくなるので、濃度分布は均一化する。これらは、Fahien¹⁵⁾の実験結果と良く一致している。

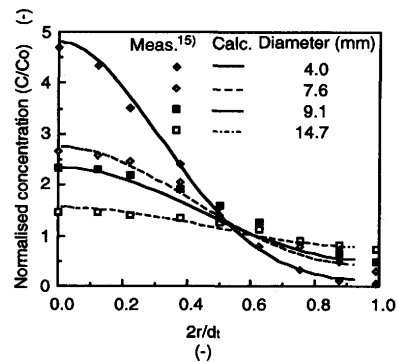


Fig. 3. Normalised tracer concentrations for several packing diameters.

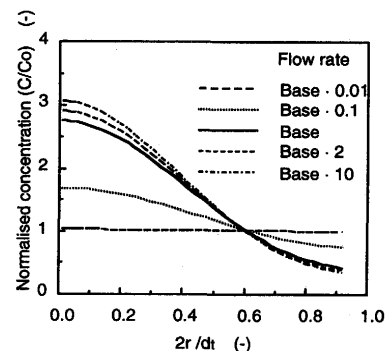


Fig. 4. Effects of mass flow rates on the radial diffusion of tracer.

3・3 高炉微粉炭燃焼を想定した系での半径方向の混合挙動に及ぼす充填層の効果

著者ら²¹⁾が微粉炭燃焼試験炉のシミュレーションで示したように半径方向の酸素の拡散が高炉条件下での微粉炭のブローパイプ、レースウェイ近傍での燃焼速度を律速している。半径方向の酸素の拡散速度に及ぼすレースウェイ内での充填層の影響を検討するため、前報²¹⁾の微粉炭燃焼試験炉の計算条件(Fig. 5 a)およびレースウェイを想定した充填構造(Fig. 5 b)の条件で、ガス入口部でステップ状の酸素の濃度分布を設定して炉内の酸素濃度分布を計算した。レースウェイ部を、空隙率 $\gamma_v = 0.9$ の円柱状の領域で簡単に近似した。

充填層がない場合の、炉内の軸方向速度、酸素濃度の等

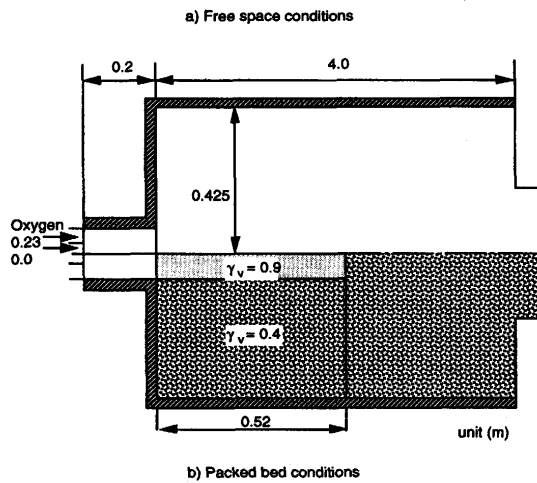


Fig. 5. Simulation conditions of mass transfer in a packed bed and free space.

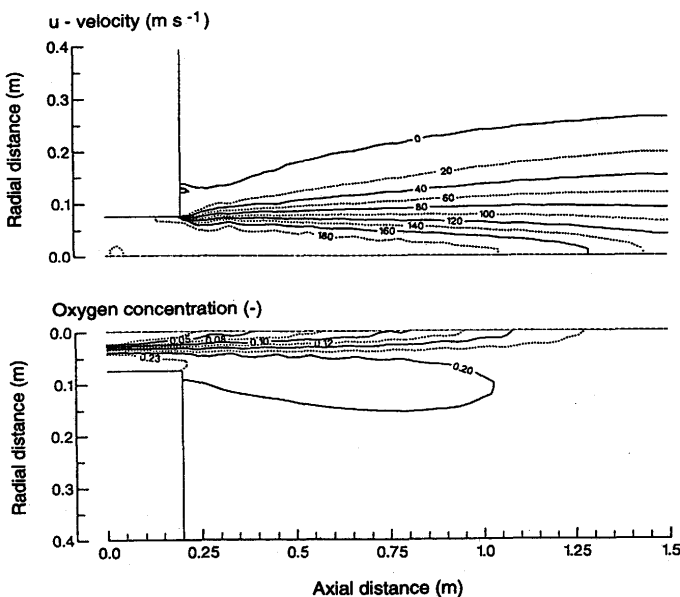


Fig. 6. Predicted contours of the axial velocity and oxygen concentration for a free space.

高線をFig. 6に示した。高流速のジェットは炉内深く侵入し、2次旋回領域をジェットの周囲に形成している。同様なパターンは酸素濃度の等高線にも認められ、半径方向の混合が遅いことを示している。一方Fig. 7に示したレースウェイの場合には、流速が高い領域は通気抵抗が小さいレースウェイ部に制限され、レースウェイ部から周囲に向うガス流れとなる。充填層とガスとの相互作用により、乱流エネルギーが増加、乱流粘性が増加するため2次旋回流は認めら

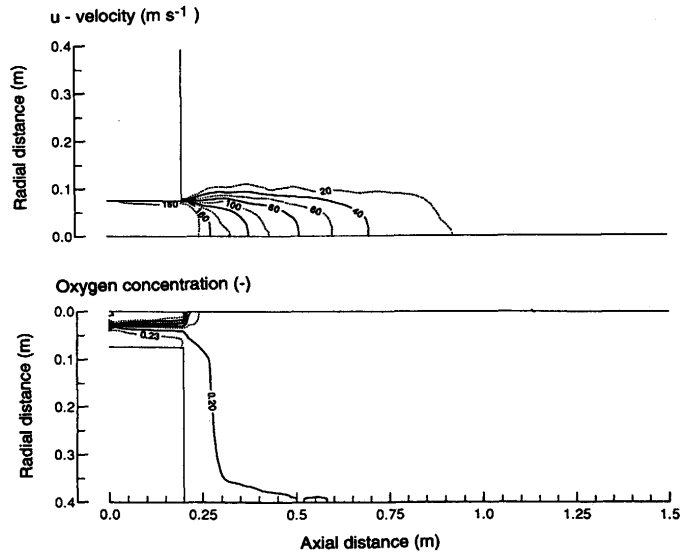


Fig. 7. Predicted contours of the axial velocity and oxygen concentration for a packed bed.

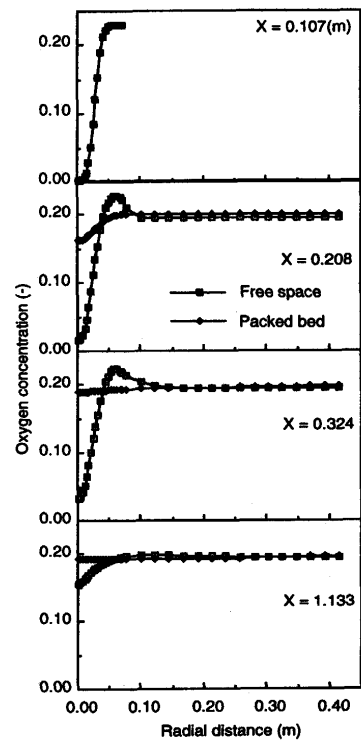


Fig. 8. Radial distributions of the oxygen concentration at four axial positions.

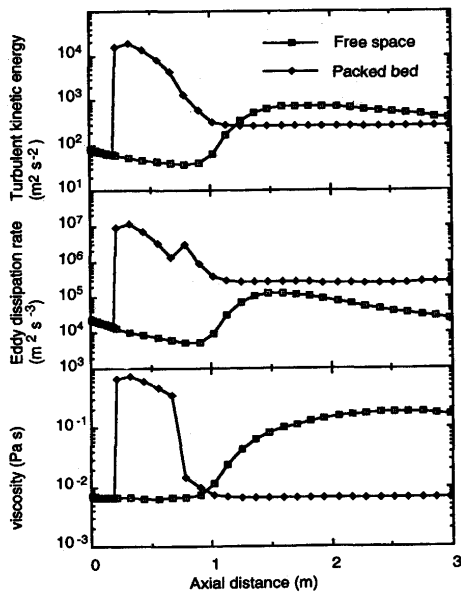


Fig. 9. Axial variations of turbulence properties for a free space and packed bed.

れない。酸素濃度分布は自由空間の場合と大きく異なり、濃度の半径方向分布は炉内に入った後に急速に減少する。この均一化は乱流粘度の増加とそれに伴う乱流拡散係数の増加で説明される。Fig. 8には軸方向各位置での酸素濃度の半径方向分布を示した。充填層により濃度分布が急速に均一化されていることが明瞭に示されている。

乱流特性の軸方向の変化をFig. 9に示した。充填層の場合には炉内で乱流エネルギーが急速に増加、乱流粘度も同時に増大している。一方、空間の場合にはジェットが炉内に深く侵入し、ジェットのコア部の流速が低下する領域で乱流エネルギー、粘度が増加する。このように、微粉炭の燃焼挙動に大きく影響するレースウェイでの半径方向のガスの混合挙動が充填層の存在により大きく変化することが明らかになった。

4. 結言

充填層内の乱流挙動を評価できる乱流モデル($k-l_m$ モデル)を提案し、モデル内のパラメータを充填層内の拡散挙動の測定値を用いて決定できることを示した。モデルを検証するため、充填層内に吹き込まれたトレーサの拡散挙動をシミュレーションし計算値が実測値と一致することを示した。また、充填層が物質の拡散挙動へ及ぼす影響を定量的に評価するため、単純化したレースウェイ条件での酸素の濃度分布を計算した。レースウェイ内に入ると酸素の半径方向の濃度の勾配は急速に小さくなり、充填層が優れた混合特性を有している事を明らかにした。

記号

C_1, C_2, C_μ	: $k-\epsilon$ 乱流モデルの定数 [-]
C_{lm}	: 混合距離係数 [-]
C_k	: 圧力損失の乱流エネルギー転換率 [-]
C_{pg}	: 比熱 [J/kgK]
D_{eff}	: 有効拡散係数 [m^2/s]
d_p	: 充填粒子径 [m]
f_1 and f_2	: Ergun式の圧力損失係数 [-]
k	: 乱流エネルギー [m^2/s^2]
l_m	: 混合距離 [m]
$R_{fs,r}, R_{fs,z}, R_{fs,\theta}$: ガス, 充填粒子の相互作用による分布生成項 [Pa/m]
R_0	: 抵抗係数 [$kg/(m^3s)$]
S_u, S_v, S_w, S_ϕ	: $z-, r-, \theta-$ 方向運動量, スカラー量の生成項
$S_{p,u}, S_{p,v}, S_{p,w}, S_{p,m}$: 粉体とガスの相互作用による $z-, r-, \theta-$ 方向運動量, スカラー量の生成項
P	: 圧力 [Pa]
Re_p	: 充填層のレイノルズ数 [-]
\vec{u}_a	: 空塔速度ベクトル, $\vec{u} = u_a \gamma_v$ [m/s]
u, v, w, \vec{u}	: 時間平均の $z-, r-, \theta-$ 方向流速 [m/s] および流速ベクトル
ϕ	: スカラー変数
$\Gamma_{eff}, \Gamma_{\phi,eff}$: 質量, スカラー変数の有効拡散係数
γ_v	: 充填層の空隙率 [-]
μ_g, μ_t, μ_{eff}	: ガスの層流, 乱流, 有効粘度 [Pas]
ρ_g	: ガス密度 [kg/m^3]
ϵ	: 乱流エネルギーの散逸速度 [m^2/s^3]
λ_{eff}	: 有効熱伝導度 [W/mK]
$\sigma_t, \sigma_{e,t}$: 層流プラントル数 [-]
$\sigma_t, \sigma_{e,t}$: 乱流プラントル数 [-]

文献

- 1) Y.Omori: Blast furnace phenomena and modelling, Committee on reaction within blast furnace, 特定基礎研究会, 日本鉄鋼協会, (1987).
- 2) 澤 義孝, 武田幹治, 田口整司: 材料とプロセス, 1 (1988), 1045.
- 3) J.Radestock and R.Jeschar: Stahl und Eisen, 22 (1970), 1249.
- 4) R.B.Bird, W.E.Stewart and E.N.Lightfoot: Transport phenomena, Willey International Edition, (1960), 198.
- 5) M.Hatano, K.Kurita and T.Tanaka: International Blast Furnace Hearth and Raceway Symposium, Newcastle, AIMM, (1981), 4-1.
- 6) 篠竹昭彦, 杉山 喬, 長谷川健: 材料とプロセス, 5 (1992), 1143.
- 7) 埜上 洋, 三浦隆利, 古川 武: 鉄と鋼, 78 (1992), 1222.
- 8) J.Chen, T.Akiyama and J.Yagi: ISIJ International, 32 (1992), 1259.
- 9) S.V.Patanker and D.B.Spalding: Forsch. Ing.-Wes., 44 (1978), 47.
- 10) W.T.Sha, C.I.Yang, T.T.Kao and S.M.Cho: Journal of Heat Transfer, 104 (1982), 417.
- 11) P.Lybaert, B.Kharboch, M.El Hayek and H.Meunier: 2nd European Conference on Industrial Furnace and Boiler, Vilamoura, Portugal, (1991).
- 12) W.E.Ranz: Chemical Engineering Progress, 48 (1952), 247.
- 13) R.J.Sinclair and O.E.Potter: Transaction of Institution of Chemical Engineers, 43 (1965), T3.
- 14) G.Roemer, J.S.Dranoff and J.M.Smith: Industry and Engineering Chemistry, Fundamentals, 4 (1962), 284.
- 15) R.W.Fahien and J.M.Smith: A I Ch E Journal, 1 (1955), 28.
- 16) J.W.Hiby: Interaction between Fluids & Particles, London, Inst. Chemical Engineers, (1962), 312.
- 17) D.J.Gunn: Trans. Inst. Chemical Engineers, 47 (1969), T351.
- 18) S.Yagi and D.Kunii: A I Ch E Journal, 3 (1957), 373.
- 19) E.U.Schlunder: Transport phenomena in packed bed reactors, Chemical Reaction Engineering Review, Houston ACS Symposium Series, (1978), 110.
- 20) D.J.Gunn: The Chemical Engineer, (1968), CE153.
- 21) K.Takeda and F.C.Lockwood: Proceedings of the 10th Members Conference, IFRF, Noordwijkerhout, The Netherlands, (1992), presentation 26.