

# 乱流場における擬似介在物衝突挙動の可視化とその理論的考察

村方 勇次\*・成 炆圭\*<sup>2</sup>・佐々 健介\*<sup>3</sup>・浅井 滋生\*<sup>2</sup>

Visualization of Collision Behavior of Particles Simulating Inclusions in a Turbulent Flow and Its Theoretical Analysis

Yuji MURAKATA, Mun-Gyu SUNG, Kensuke SASSA and Shigeo ASAI

**Synopsis :** The separation of inclusions with sizes less than several micrometers is very difficult because the flotation speed of such small inclusions is slow. Thus, increasing the volume of inclusions is essential for accelerating the removal of inclusions, and several methods for enhancing collision frequency of inclusions have been proposed hitherto. Their collision behavior, however, has not been directly observed yet. In this study, by using a water model, the collision rate of particles was quantified by directly observing the particle collision behavior in a turbulent flow. The collision rate of particles directly counted by use of image analysis was compared with a theoretical collision rate, which was calculated by substituting the turbulent energy dissipation rate obtained in a numerical analysis into the Saffman–Turner's equation. In the range with large turbulent energy dissipation rate beyond  $0.06 \text{ m}^2/\text{s}^3$ , the observed collision rates deviated above the theoretical values. In view of this, the Saffman–Turner's equation has been modified for applying to the range with the large turbulent energy dissipation rate.

**Key words:** inclusion; clean steel; collision rate; Saffman–Turner's equation; water model experiment; turbulent energy dissipation rate; Kolmogorov's microscale.

## 1. 緒言

溶鋼の製造過程で生成する  $\text{Al}_2\text{O}_3$  や  $\text{SiO}_2$  などの介在物は、鋼の機械的特性を著しく低下させる原因となっており、介在物を効率的に除去し、より高品質な鋼を得ることは製鋼分野の永遠の課題である。現状では溶鋼中から介在物を除去する方法として密度差を利用した重力分離法や電磁気力によって分離を促進する方法が採用されているが、これらの方法では介在物の移動速度はその体積に依存する為、比較的大きな介在物は容易に分離・除去できるものの、数  $\mu\text{m}$  程度の微小な介在物については迅速に分離することは困難である。

そこで近年、介在物同士を衝突・合体凝集させ、その体積を増大させる試みがなされている。介在物の衝突・合体凝集挙動に関しては流体力学的・統計力学的観点から数多くの理論が提唱され、実験的なアプローチも多くなされている<sup>1-9)</sup>。その中で溶鋼中の粒子挙動を数値計算によって予測する試みが見られる<sup>10-12)</sup>ものの、粒子衝突を局所的に可視化した例はこれまで報告されていない。

本報では、水モデル実験による粒子挙動の直接観察とモデル系の流動の数値解析を行い、乱流場での介在物の衝突挙動を検討した。その結果に基づいて、Saffman と Turner

の式の補正式を提案する。

## 2. 微小粒子の凝集理論

流体中の微小粒子の凝集は、i) ブラウン運動に起因する粒子衝突、ii) ストークス則に基づく差動凝集、iii) 乱流場における乱流凝集に分けられる。そして流れ場における数~数十  $\mu\text{m}$  程度の粒子衝突はiii)の乱流凝集によってもっぱら支配されると考えられている<sup>6)</sup>。粒子の半径  $a_i$  が Kolmogorov スケール  $\eta(=(\nu^3/\varepsilon)^{1/4})$  よりもはるかに小さい場合、乱流場での粒子の衝突頻度  $N_{ij}$  は Saffman と Turner による(1)式で表せる<sup>1)</sup>。

$$N_{ij}=1.294(a_i+a_j)^3(\varepsilon/\nu)^{1/2}n_i n_j \dots\dots\dots(1)$$

Higashitaniらは粒子間の Van der Waals 力と流体の粘性抗力を考慮して、(1)式を(2)式のように補正した<sup>3)</sup>。

$$N_{ij}=\alpha\{1.294(a_i+a_j)^3(\varepsilon/\nu)^{1/2}n_i n_j\} \dots\dots\dots(2)$$

ここで  $\alpha$  は補正係数、 $a$  は球形粒子の半径、 $\varepsilon$  は乱流エネルギー消散速度、 $\nu$  は流体の動粘性係数、 $n$  は粒子の流体単位体積あたりの粒子個数濃度を示す。

平成 18 年 4 月 19 日受付 平成 18 年 6 月 16 日受理 (Received on Apr. 19, 2006; Accepted on June 16, 2006)

\* 名古屋大学大学院生 (Graduate Student, Nagoya University, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya 464-8603)

\* 2 名古屋大学大学院工学研究科 (Graduate School of Engineering, Nagoya University)

\* 3 産業技術総合研究所サステナブルマテリアル研究部門 (Materials Research Institute for Sustainable Development, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology)

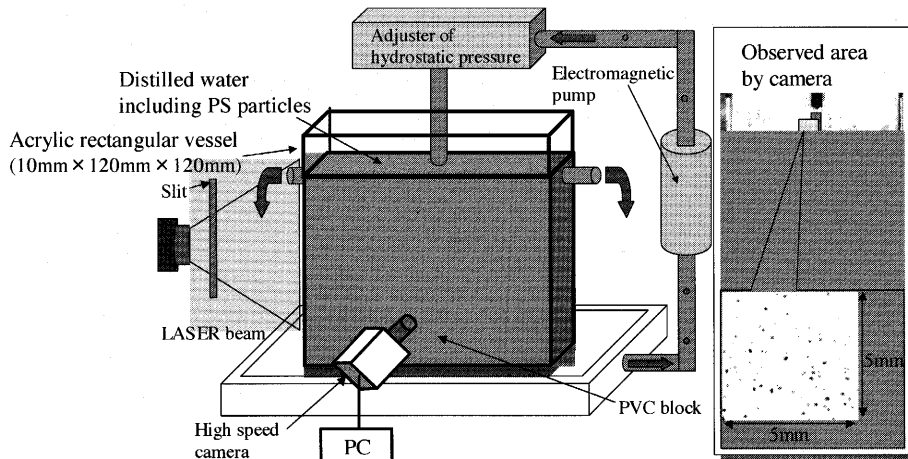


Fig. 1. Schematic view of experimental apparatus.

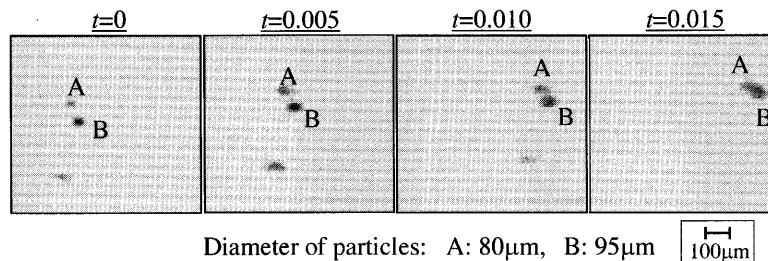


Fig. 2. Collision behavior of the particles observed in a model experiment.

### 3. 実験

溶鋼中の粒子衝突挙動を模擬するために用いた水モデル実験装置の概略図を Fig. 1 に示す。奥行き 10mm×横 120mm×高さ 120mm のアクリル製矩形容器の底部にブロックを沈め、容器の幾何学的形状を 3 種類に変化させた。これは、流体の速度を容器内で局所的に変化させ、流体の速度勾配の関数である乱流エネルギー消散速度を変化させるためである。この容器内に球径の異なる 2 種類のポリスチレン粒子（粒子半径は  $a=23.5\ \mu\text{m}$  ( $23.5\pm 0.32\ \mu\text{m}$ ),  $40\ \mu\text{m}$  ( $40\ \mu\text{m}\pm 0.6\ \mu\text{m}$ ),  $47.5\ \mu\text{m}$  ( $47.5\ \mu\text{m}\pm 0.7\ \mu\text{m}$ ) であり、ほぼ完全単分散しているとみなす。) を等濃度 (粒子個数濃度  $n=1.0\times 10^9$  ( $1/\text{m}^3$ )) に分散させた NaCl 溶液を満たした (ポリスチレン球形粒子の密度:  $1055\ \text{kg}/\text{m}^3$ , NaCl 溶液の密度:  $1050\ \text{kg}/\text{m}^3$ , NaCl 溶液の粘性係数:  $0.001\ \text{kg}\ \text{m}^{-1}\ \text{s}^{-1}$ )。次に循環ポンプにより上部ノズルより、流速  $0.44\ \text{m}/\text{s}$  で下方に溶液を流し、左右上部から排出した。次に、容器内の局所的な粒子挙動を 1000 FPS (frame/s) で撮影し、画像解析により粒子衝突頻度を求めた。なお、粒子の挙動を二次元的に観察するため、容器側面から厚さ  $300\ \mu\text{m}$  の線状レーザースリット光を入射させた。粒子の大きさを考慮すると、画像解析において粒子同士が接近して軌道が変化する場合と、奥行き方向に並ぶのみで厳密には粒子の接近が生じていない場合が想定されるが、いずれの場合もここでは衝突とみなした。これにより実験結果は実際の衝突よりもその

頻度をやや大きく評価することになったと考えられるが、すべての場合において同様に取り扱っているため、解析結果の傾向には変化はないものとみなせる。本モデル系では粒子同士の合体は生じないため、粒子間距離が粒径の和の 1/10 および 1/5 に接近した時点をもって衝突とみなした。また、この衝突距離は、粒子の電気二重層厚みと比べて十分大きいと判断されることから、粒子の表面電荷の影響はほとんど見られないと考えられる。粒子衝突の一例を Fig. 2 に示す。

### 4. 数値解析

実験系と同系の三次元流動数値解析を行い、乱流エネルギー消散速度  $\varepsilon$  を算出した。乱流モデルとしては標準型  $k-\varepsilon$  モデルを採用し、壁関数に 1/7 冪乗則を適用し、局所的な最大 Courant 数は 0.4 とした。解析によって得られた各容器形状における奥行き方向中央断面の速度ベクトルの分布を Fig. 3(a)~(c) に、乱流エネルギー消散速度の分布を Fig. 4(a)~(c) に示す (なお容器形状 (a) および (b) については左右対称系であるので、左半分のみを示す)。

### 5. 結果および考察

#### 5.1 粒子衝突頻度と乱流エネルギー消散速度の関係

Fig. 5 に画像解析から求めた粒子衝突頻度の 11 回の計測

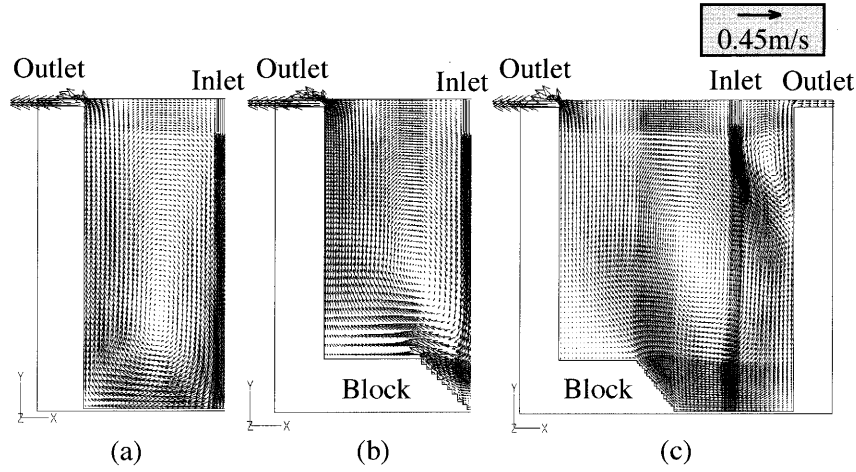


Fig. 3. Distributions of velocity vector.

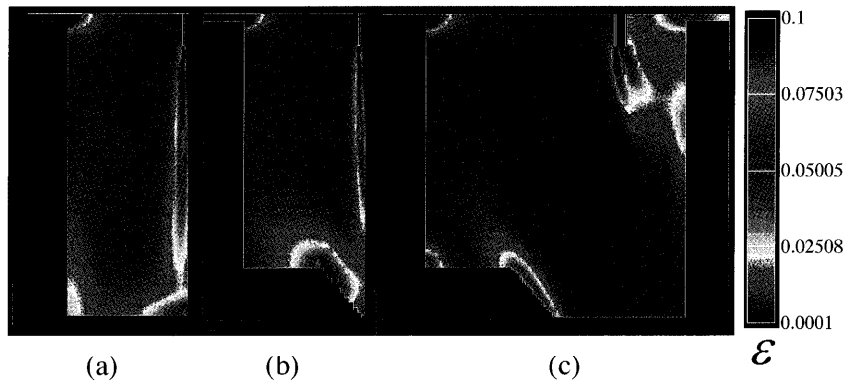


Fig. 4. Distributions of turbulent energy dissipation rate.

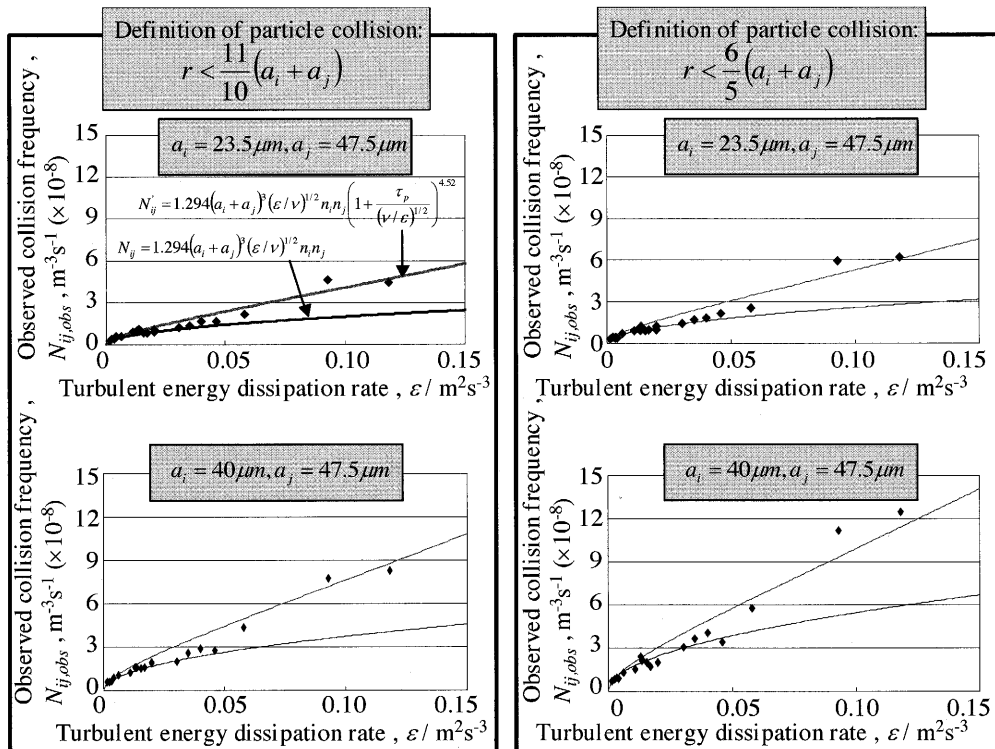


Fig. 5. Comparison between observed collision frequencies at different definitions of particle collision and turbulent energy dissipation rate calculated by a fluid flow model.

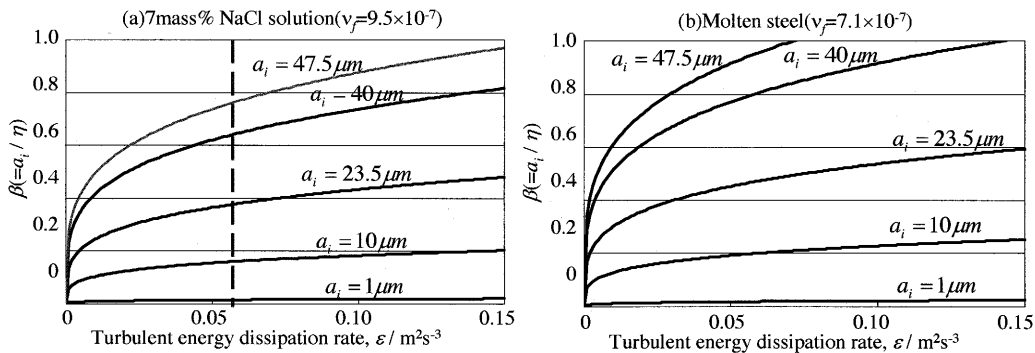


Fig. 6. Relationship between  $\beta$  and  $\epsilon$  in various radii of particles.

の平均値と数値解析によって得られた乱流エネルギー消散速度の関係を示す。実線で示した曲線は(1)式から理論的に得られる粒子衝突頻度である。今回定義した粒子衝突距離では粒子間に凝集力は働かないと考えられるため、理論式として(1)式を採用した。粒子間距離が粒径の和の1/10, 1/5となる時点をもって粒子衝突と定義したが、Fig. 5の結果からわかるとおり、両結果はほぼ同じ傾向を示した。また、乱流エネルギー消散速度  $\epsilon$  が  $0.06 \text{ m}^2/\text{s}^3$  を越えると実測値は理論式から得られる衝突頻度よりも2~3倍程度大きな値を示した。この原因は乱流エネルギー消散速度の大きな地点から小さな地点に粒子が侵入する際に、粒子が渦運動に追従できずに不規則な旋回運動を行うためと考えられる。

5.2 実験結果の再整理

先にも述べたとおり、(1)式は粒子の半径  $a_i$  が Kolmogorov スケール  $\eta$  よりも十分小さいという仮定の下に成り立っているため、粒子の半径が Kolmogorov スケールと同程度の大きさになった時、小スケールの渦運動に粒子が追従できないことが推察される。そこで Kolmogorov スケールに対する粒子半径の比を  $\beta$  として、以下の式で定義する。

$$\beta \equiv \frac{a_i}{\eta} = \frac{a_i \epsilon^{1/4}}{\nu^{3/4}} \dots\dots\dots (3)$$

流体の動粘性係数が本実験系と同じで一定とした時の、様々な粒子半径における  $\beta$  と  $\epsilon$  の関係を Fig. 6(a) に示す。Fig. 5において、 $\epsilon$  がおよそ  $0.06 \text{ m}^2/\text{s}^3$  以上で観測結果が理論値からずれ始めた。この  $\epsilon$  の値を越えると実験に用いた粒子径  $a_i = 47.5 \mu\text{m}$  の粒子が渦運動に追従できずに不規則な旋回運動をしたものと考えられ、Fig. 6(a) の計算結果と照らし合わせると、 $\beta$  がおよそ 0.75 以上に対応する。さらに溶鋼系を想定し、動粘性係数を変えて計算した  $\beta$  と  $\epsilon$  の関係を Fig. 6(b) に示す。溶鋼の動粘性係数は水のそれと近い値であるので、タンディッシュ内溶鋼中における介在物の粒径分布が数~数百  $\mu\text{m}$  程度であると、乱流エネルギー消散速度のオーダーが本実験系と実用系がほぼ同じで

ある事を考慮すると、実用系においても本モデル実験系と同様に  $\beta$  の値は1に近づく。そのため、 $\epsilon$  が大きくなると(1)式が適用できなくなるものと考えられる。そこで、今回実験によって得られた不規則な旋回運動を考慮し、粒子半径が Kolmogorov スケールに近づく時、すなわち  $\epsilon$  が大きな場合において(1)式を以下のように補正した。

$$N_{ij} = 1.294(a_i + a_j)^3 (\epsilon/\nu)^{1/2} n_i n_j \left( 1 + \frac{\tau_p}{(\nu/\epsilon)^{1/2}} \right)^k \dots\dots\dots (4)$$

ここで  $\tau_p (= 2a_i^2 \rho_p / 9\mu)$  は粒子の運動緩和時間、 $k$  は定数である。また、(4)式で導入した  $\tau_p (\nu/\epsilon)^{1/2}$  の項の物理的意味は粒子の運動緩和時間 ( $= \tau_p$ ) と最小渦が消失する時間スケール ( $= (\nu/\epsilon)^{1/2}$ ) の比を取ったものである。粒子が非常に小さく、渦運動に完全に追従する際は粒子の運動緩和時間が最小渦の消失する時間スケールよりはるかに小さいため、 $\tau_p / (\nu/\epsilon)^{1/2}$  の値は非常に小さくなり、(4)式の補正項  $\tau_p / (\nu/\epsilon)^{1/2}$  は無視できる。一方、本実験系のように、粒子径が Kolmogorov の渦サイズと同等となると粒子運動は渦運動に追従できなくなる。その際、粒子の運動緩和時間が渦の消失する時間に対して無視できなくなる。すなわち、粒子は渦運動に従わない不規則な運動を起こし、これが粒子衝突頻度を高める原因であると推察できる。実験結果に基づいて  $k$  の値を求めると、 $k = 4.52$  となる。このように補正した衝突頻度曲線を Fig. 5 に併せて示す。また、係数が非常に小さい場合は、粒子の接近に対して、粘性抗力、電気二重層による反発力、Van der Waals 力が顕在化し、より複雑になる。しかし、これらの粒子間相互作用力の影響が顕在化しないような係数の範囲では、粒子の衝突現象は流体の渦運動のみに拠るため、今回の実験結果と同様の傾向を示すものと考えられる。

6. 実用系への適用

仮に系に導入される運動エネルギーが一定であるとすれば、局所的に乱流エネルギー消散速度が大きくなるような装置形状とすれば、今回定義した  $\beta$  の値が大きくなり、そ

の結果、粒子の不規則な旋回運動が促進され、粒子衝突頻度を上げることが可能と考えられる。したがって、効率的な粒子衝突を発生させるには流れが粘性によって緩和される前の段階、すなわち注入口付近で局所的乱流エネルギー消散速度を大きくする装置形状として粒子の衝突を促進させ、粘性緩和により層流化した後には粒子の浮上分離を図ることが肝要であると推論できる。

## 7. 結言

溶鋼中の介在物衝突挙動を明らかにするために、水モデル実験による粒子衝突挙動の直接観察から粒子衝突頻度を求めるとともに、流体運動の数値解析により局所的な乱流エネルギー消散速度を計算で求め、介在物の衝突頻度を理論的に算出した。その結果、乱流エネルギー消散速度が大きな場所では理論的に求まる衝突頻度よりも2~3倍程度大きな衝突頻度が観測された。これは乱流エネルギー消散速度の大きな場所では、粒子が渦運動に追従できずに不規則に運動するためであると考えた。粒子衝突頻度の直接観測結果に基づいて、SaffmanとTurnerの式を以下のように補正した。

$$N'_{ij} = 1.294(a_i + a_j)^3 (\varepsilon / \nu)^{1/2} n_i n_j \left( 1 + \frac{\tau_p}{(\nu / \varepsilon)^{1/2}} \right)^{4.52}$$

本研究は、社団法人日本鉄鋼協会の第13回鉄鋼研究振興助成および文部科学省科学研究費補助金（基盤研究(S)13852013）の支援の下に行われたことを記し、謝意を

表します。

## 記号

- $a_i$  : 球形粒子  $i$  の半径 (m)
- $k$  : 定数 (-)
- $n_i$  : 単位体積あたりの半径  $a_i$  の粒子個数濃度 ( $\text{m}^{-3}$ )
- $N_{ij}$  : 粒子衝突頻度 ( $\text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ )
- $\alpha$  : Van der Waals力と粘性抗力を考慮した時の衝突頻度の補正係数 (-)
- $\beta$  : Kolmogorovスケールに対する粒子半径の比 (-)
- $\varepsilon$  : 乱流エネルギー消散速度 ( $\text{m}^2 \text{s}^{-3}$ )
- $\eta$  : Kolmogorovスケール (m)
- $\mu$  : 流体の粘性係数 ( $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$ )
- $\nu$  : 流体の動粘性係数 ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )
- $\tau_p$  : 粒子の運動緩和時間 (s)
- $\rho_f$  : 流体の密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ )
- $\rho_p$  : 粒子の密度 ( $\text{kg m}^{-3}$ )

## 文献

- 1) P.G.Saffman and J.S.Turner: *J. Fluid Mech.*, **1** (1956), 16.
- 2) S.Linder: *Scand. J. Metall.*, **3** (1974), 137.
- 3) K.Higashitani, K.Yamauchi, Y.Matsuno and G.Hosokawa: *J.C.E.J.*, **16** (1983), 299.
- 4) S.Taniguchi, A.Kikuchi, T.Ise and N.Shoji: *ISIJ Int.*, **36** (1996) Supplement, S117, ISSN 0915-1559.
- 5) H.Tozawa, Y.Kato, K.Sorimachi and T.Nakanishi: *ISIJ Int.*, **39** (1999), 426.
- 6) H.Lei, L.Wang, Z.Wu and J.Fan: *ISIJ Int.*, **42** (2002), 717.
- 7) T.Nakaoka, S.Taniguchi, K.Matsumoto and S.T.Johansen: *ISIJ Int.*, **41** (2001), 1103.
- 8) H.Yin, H.Shibata, T.Emi and M.Suzuki: *ISIJ Int.*, **37** (1997), 946.
- 9) T.Ishii, N.Kubo, T.K.Bose and M.Iguchi: *ISIJ Int.*, **41** (2001), 1174.
- 10) D.Mazumdar and R.I.L.Guthrie: *ISIJ Int.*, **39** (1999), 524.
- 11) J.Zhang and H.-G.Lee: *ISIJ Int.*, **44** (2004), 1629.
- 12) Q.Hou and Z.Zou: *ISIJ Int.*, **45** (2005), 325.