HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	交流電磁場を利用した溶鋼中介在物除去
Author(s)	丸山, 明日香
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	甲第12756号
Issue Date	2017-03-23
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k12756
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/68533
Type	doctoral thesis
File Information	MARUYAMA_Asuka.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

学位論文

交流電磁場を利用した溶鋼中介在物除去

Removal of Inclusion in Molten Steel Using Alternating Electromagnetic Field

北海道大学大学院工学院　材料科学専攻

エコマテリアル講座　電磁・応用プロセシング研究室

26145007

丸山明日香

目次

第 1 章　序論 1
1.1 溶鋼中介在物除去の必要性 1
1.2 介在物制御に関する既往の研究 3
1.3 本研究の目的 8
1.4 本論文の構成とその内容 9
参考文献 11
第 2 章　水平方向振動電磁気力を印加された溶鋼中における単一介在物挙動に及ぼすバセット力の影響 12
2.1 緒言 12
2.1.1 背景 12
2.1.2 流体中の粒子挙動に関する従来の研究と研究目的 13
2.2 実験および理論 16
2.2.1 実験方法 16
2.2.2 介在物挙動の理論解析 17
2.2.3 実験値と理論値との比較によるバセット力省略可否の評価 18
2.3 溶鋼中介在物挙動におけるバセット力の省略による相対誤差 19
2.4. 結論 21
参考文献 29
第 3 章　水平方向振動電磁気力を印加された溶鋼中における介在物間衝突頻度 30
3.1 緒言 30
3.2 衝突頻度の解析方法 32
3.2.1 解析系 32
3.3 振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率に対する操作変数の影響 35
3.5 乱流中の介在物間の衝突頻度関数との比較 38
3.6 結論 39
参考文献 48
第 4 章　交流磁場を印加された溶鋼中における介在物挙動 49
4.1 緒言 49
4.2 解析 51
4.2.1 解析系 51
4.2.2 介在物に働く電磁気力と軌跡の計算方法 51

4.2.3 振動力、バセット力の有無の影響 52
4.3 介在物軌跡の近似式 54
4.3.1 運動方程式の無次元化 54
4.3.2 介在物軌跡の近似式 55
4.3.3 近似式の妥当性 55
4.4 介在物挙動に対する操作変数の影響 56
4.5 チャンネル壁面近傍で介在物に作用する力 58
4.5.1 介在物に作用する力の評価方法 58
4.5.2 介在物に作用する力の比較 59
4.6 衝突頻度関数 61
4.7 誘導加熱による上昇温度 63
4.8 結言 64
参考文献 76
第 5 章　結論 77
研究業績 79

第 1 章 序論

1.1 溶鋼中介在物除去の必要性

鉄鋼製造プロセスの概要を Fig.1.1[1)]に示す。まず、高炉にて鉄鉱石、コークス、石炭等を原料とし、鉄鉱石と炭素とを反応させつつ溶融鉄を作る。その後、転炉にて溶融鉄へ酸素を吹き込むことで、炭素濃度を下げる。それを、連続鋳造にて凝固させ、加工し最終製品とする。

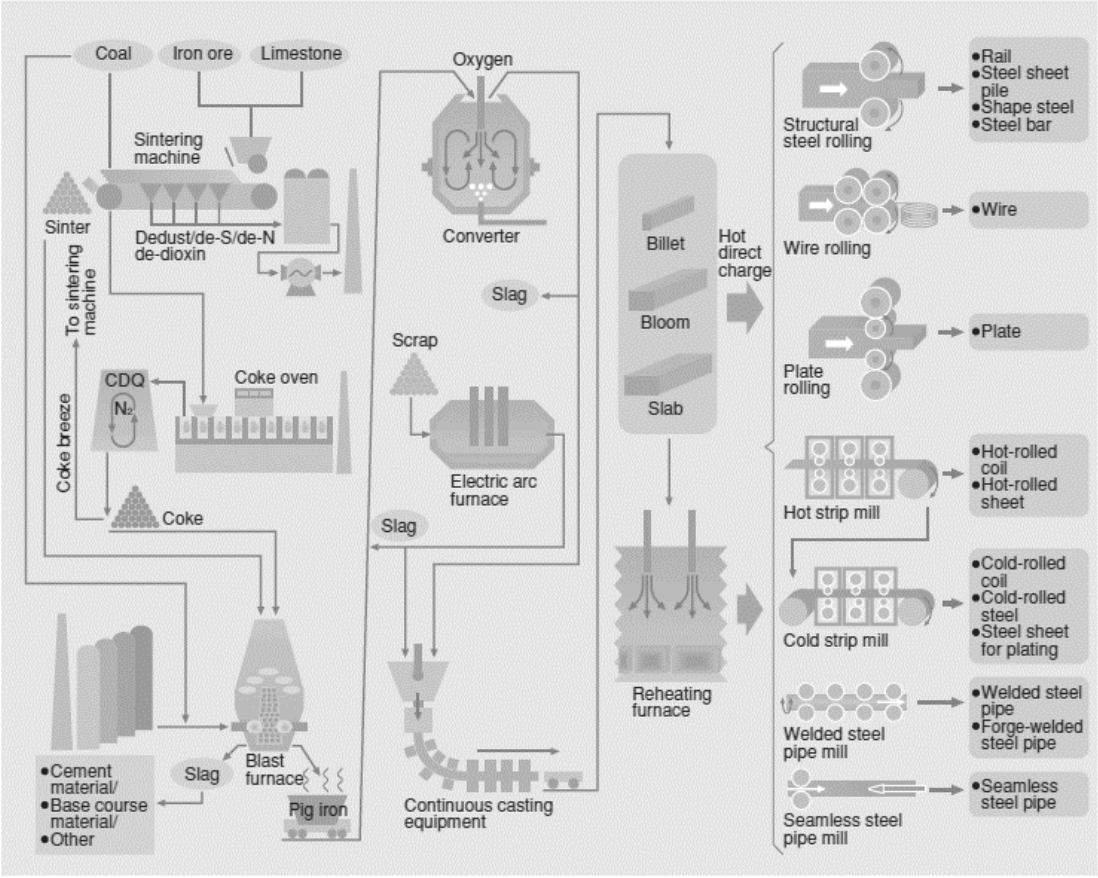


Fig.1.1 Steel making processes. [1)]

Fig.1.2 は溶鋼中介在物の発生原因の模式図である。溶鋼の成分調整の後、すなわち連続鋳造の直前に、鋼の脱酸のために Al 添加が為される。添加された Al と溶鋼中の酸素は反応し、固体粒子である Al_2O_3 介在物が溶鋼中に生成する。そのため、介在物の溶鋼中への混入は不可避である。また、タンディッシュにおける、溶鋼の酸化、スラグの巻き込み、耐火物成分の混入も、溶鋼中介在物を増加させる原因となる [2)]。

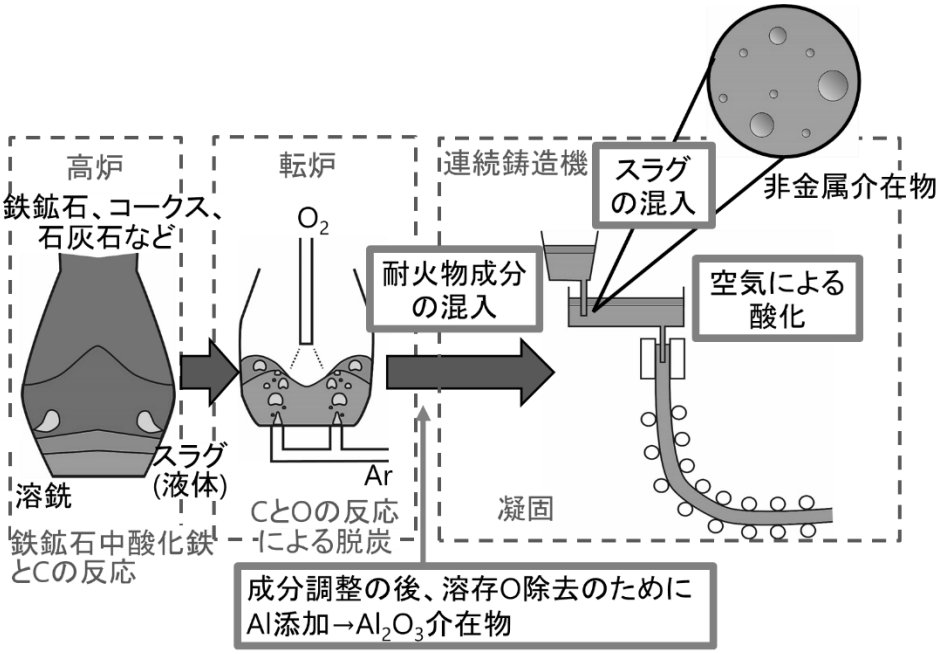


Fig.1.2 Origin of the inclusion in the molten steel.

鉄鋼材料中における Al_2O_3 介在物をはじめとする介在物は、母相である鉄鋼よりも塑性変形しづらいので、圧延加工の際、圧延方向へ筋状に伸びる表面疵[3]や、線材加工時の断線[4]等の原因となる。また、介在物は材料の疲労強度の低下[5]、腐食疲労の促進[6]等の原因であり、材料の寿命を短縮させる。

Al_2O_3 をはじめとした介在物は溶鋼よりも密度が低いため、従来、タンディッシュや連続鋳造機の鉛直部において、浮上分離除去が行なわれている(Fig.1.3)。また、タンディッシュ内部に堰を設け、タンディッシュへの注入点から鋳型への流出点までの溶鋼の短絡流を防止し、タンディッシュにおける介在物の浮上時間を長くする工夫や、垂直型、あるいは、垂直曲げ型連続鋳造機を使用するなど、浮上分離能を向上させるための工夫もなされている。しかしながら、2 章で詳細を述べるが、溶鋼中におけるアルミナ介在物の浮上速度は介在物直径の 2 乗に比例するため、浮上速度の遅い微小介在物を除去するには、鋳片の引き抜き速度を遅くする必要があり、生産性の低下を招く。例えば、引き抜き速度 2 ms^{-1} の場合、垂直曲げ型連続鋳造機内部を浮上する介在物直径は約 400 μm 以上だが、直径約 200 μm の介在物を浮上させるには、引き抜き速度を 1 ms^{-1} まで遅くする必要がある[2]。また、タンディッシュ深さであるおよそ 1 m を浮上するのに要する時間は、直径 100 μm の介在物の場合は約 5.8 分であるが、直径 10 μm の介在物の場合は約 10 時間弱となる。すなわち、浮上分離のみでの介在物除去には限界がある。上記の通り、溶鋼中介在物除去技術の向上は、歩留まり向上や材料の高品

質化に寄与するので、プロセスの最適化や材料の高品質化がますます求められている近年でも、盛んにその研究が行われている。

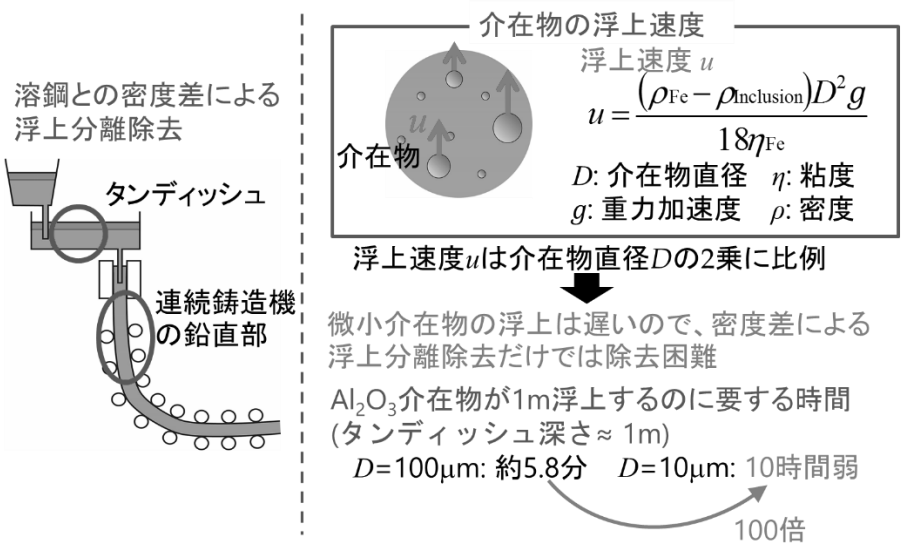


Fig.1.3 Conventional method of inclusion removal from the molten steel.

1.2 介在物制御に関する既往の研究

1.1 節で述べたとおり、Al_2O_3 をはじめとした、製品の欠陥の原因となる介在物の低減が望まれている。介在物制御技術は、溶鋼・スラグの改質、および、除去に分類できる(Fig.1.4)。

溶鋼やスラグの改質により、製品にとって有害な介在物を減少、あるいは、より無害な化合物へ変化させることができる。ステンレス鋼の製造過程で生成し、表面欠陥などの原因となる $MgO \cdot Al_2O_3$ スピネル介在物は、溶融ステンレス中に Ca を含ませることで低減されることが分かっている [7]。また、スチールコードの製造では、精錬の際にスラグの Al_2O_3 濃度を制御することで、介在物を低融点組成にすることができ、熱間圧延時の断線を低減できる [4]。ただし、製品用途によって最適組成は異なるので、種々の組成の溶鋼を連続鋳造機で順番に鋳込む際、溶鋼組成に不均一部分が生じ、歩留まりが低下する。

そこで、上述の溶鋼やスラグの改質ではなく、介在物を力学的に操作して、溶鋼中より除去する方法について以下に述べる。Table 1.1 は製品中への残存介在物直径の目標レベルの例である。直径数 μm―数十 μm の介在物除去が目標とされており、研究が為されている(Fig.1.5)。以下にその方法について説明する。不活性ガスの吹き込み [8]

を行なえば、気泡と衝突した介在物は、気泡表面に付着し、気泡と共に浮上することで、溶鋼から分離される。しかしながら、この方法は製品中への気泡の混入や、吹き込みノズルの溶損による溶鋼汚染の原因となる。また、凝固中において、介在物の凝固シェルへの捕捉を抑制できれば、材料中の介在物を低減できる。鋳型内電磁撹拌で、凝固シェルへの介在物捕捉は低減される[9]。しかしながら、直径 100 μm 以下の介在物の捕捉を完全には抑制できていない。微小介在物を制御するためには溶鋼流速を速くする必要があるものの、ブレークアウトの原因となるので、微小介在物の制御は困難である。また、溶鋼中硫黄濃度を低くすれば介在物捕捉は抑制される[10]ものの、溶鋼の改質が必要となる。溶鋼中の介在物は衝突・凝集を繰り返すことでクラスター[11]となり、肥大化する。見かけの大きさが増大するので、介在物の浮上速度は速くなり浮上分離除去されやすくなる。クラスターの形成メカニズムの詳細は未解明であるものの、近年、クラスターにおける介在物粒子間には、液架橋力[12]や空隙架橋力[13]などの、非常に強い凝集力が働いているとの見解がある。すなわち、介在物同士が一旦でも衝突・凝集すれば、分離することなく浮上する。そのため、介在物間の衝突頻度を促進させれば、凝集に至る可能性が高まり、結果的に介在物の除去効率を向上させることができると期待される。溶鋼の撹拌によって衝突頻度は高くなる[14]。しかしながら、溶鋼の撹拌は溶鋼の酸化、スラグの巻き込み、耐火物の溶損等を招く。1.1 節で述べた通り、溶鋼の酸化、スラグの巻き込み、耐火物の溶損はいずれも溶鋼を汚染し、溶鋼中介在物を増加させる原因となる[2]ため、タンディッシュなどでは溶鋼の撹拌は望ましくない。

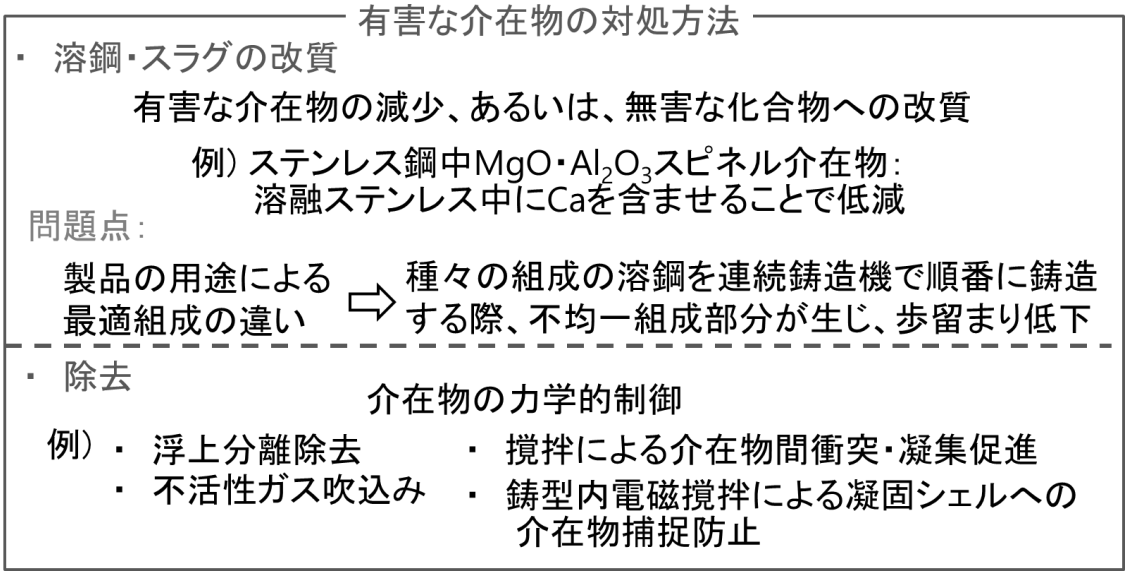


Fig.1.4 Inclusion control techniques.

Table 1.1 Desired inclusion diameter in products.

用途	残存介在物直径Dの目標レベル
DI缶	D<40μm
超深絞り用鋼板	<100μm
リム材	<100μm
リードフレーム材 ,シャドーマスク材	<5μm
軸受け鋼	<15μm
タイヤコード、ばね鋼	<15μm

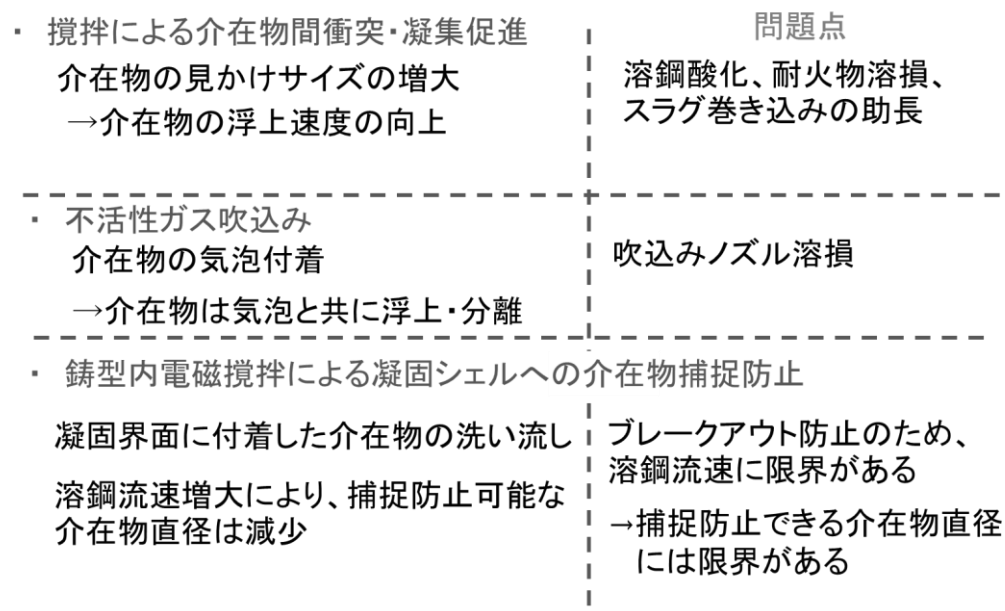


Fig.1.5 Method of inclusion removal and problems.

一方、電磁気力による介在物除去の研究が為されている。溶鋼に電磁場を印加することで、溶鋼中の介在物には、溶鋼と介在物との電気伝導度の差に起因する電磁気力が働く[15](Fig.1.6)。電気伝導度の差による力なので、介在物に直接作用する外力を、非接触で印加できる。溶鋼の電気伝導度は 7.2×10^{5} Sm^{-1} であり[16]、10^{-5} Sm^{-1} 程度(1500℃)[17]である Al_2O_3 介在物の電気伝導度の 10^{10} 倍以上なので、電磁場による介在物挙動の制御性は良い。また、溶鋼中に数多く存在する介在物挙動を同時制御できるという特長がある。以下に電磁気力による介在物除去に関する既往の研究を述べる。

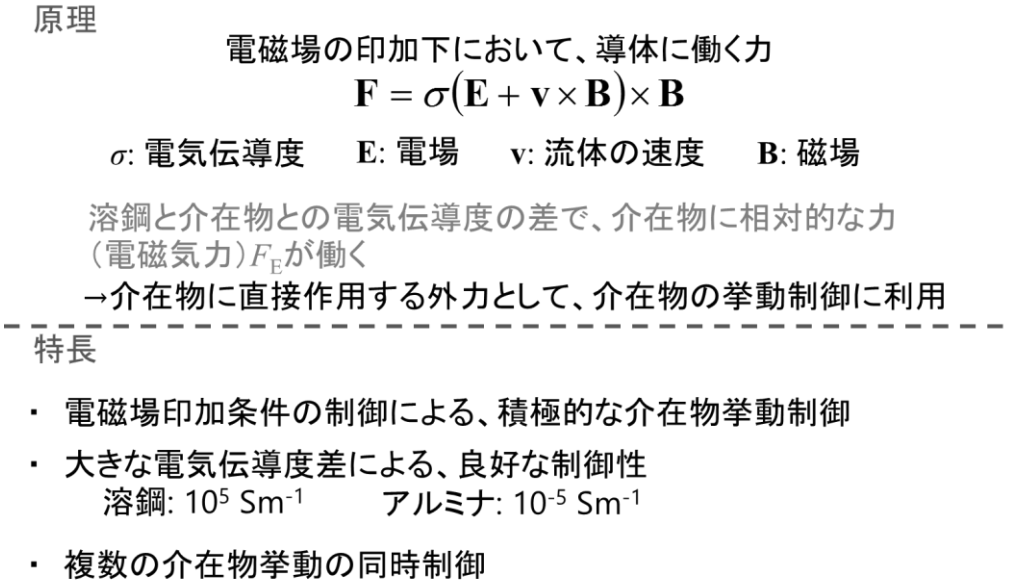


Fig.1.6 Principle and merit of inclusion control using electromagnetic field.

Park ら [18]はポリスチレン粒子を分散させた食塩水、および、Al_2O_3 粒子を分散させた溶融 Sn に対し、直流電流と静磁場を重畳印加するモデル実験を行った。液相中粒子は、液相を満たした容器の内壁に向かって移動し、液相と分離された。また、内径数ミリメートルの細管を、複数個互いに平行に配列させた構造であるフィルターに溶鋼を流通させつつ、上述の電磁場を印加する方法を提案した。そして、鉄鋼プロセスへの適用を想定し、介在物除去に要する電磁場印加時間を電磁気力の関数として求めた。田中ら [19]、山尾ら [20]は、Al_2O_3 粒子を分散させた溶融 Al に対し、それぞれ、移動磁場、交流磁場を印加し、Al_2O_3 粒子を溶融 Al から分離した。そして、Park らの提案と類似した構造であるフィルターを使用した際の操業条件の検討を行った。Shu ら [21]は、矩形流路 (流路断面は 10 mm×10mm) の内部に、流路断面を十字に分割するような仕切り板を設置したうえで、交流磁場中におかれた矩形流路に溶融金属を通過させることで、溶融金属中介在物を流路内壁や仕切り板表面に堆積させる方法を提案した。また、Al と Fe を添加した溶融 Zn を用い、溶融 Zn 中に生成する金属間化合物 (Fe_2Al_5) の分離・除去を試みたところ、仕切りを設けない流路を用いた場合よりも除去効率は向上した。

以上の研究はいずれも、複数の細管から成るフィルターや、断面寸法がミリメートルオーダーの流路の使用を想定しており、高温環境、生産性の観点から、鉄鋼製造に適用するには更なる研究が必要である。そこで、上記のようなフィルターや流路を用

いずに、介在物を除去するための新たな方法が求められている。

1.3 本研究の目的

1.2 節で述べたとおり、介在物間の衝突・凝集の促進のための溶鋼撹拌は、タンディッシュ等では望ましくない。一方、電磁気力は介在物に直接作用するので、溶鋼撹拌に代わる介在物間の衝突・凝集の促進方法として期待できる。そこで、交流電流と静磁場の重畳印加による介在物間の衝突・凝集の促進方法を提案する。撹拌を行わない溶鋼中では、直径の異なる介在物間の浮上速度差による差動衝突が起こる。差動衝突では、直径 D_i、D_j である 2 種類の介在物の浮上速度をそれぞれ u_i、u_j とすると、衝突頻度は、Fig.1.7(a)に示すような、底面直径が介在物直径の和、高さが介在物の浮上速度差である円筒体積に比例する。そこに、交流電流と静磁場の重畳印加による交流電磁場印加を行い、鉛直方向に浮上する介在物に対して水平方向の振動電磁気力を作用させれば、Fig. 1.7(b)のように、振幅の分だけ粒子の通過する領域が増大し、衝突頻度は増大する。

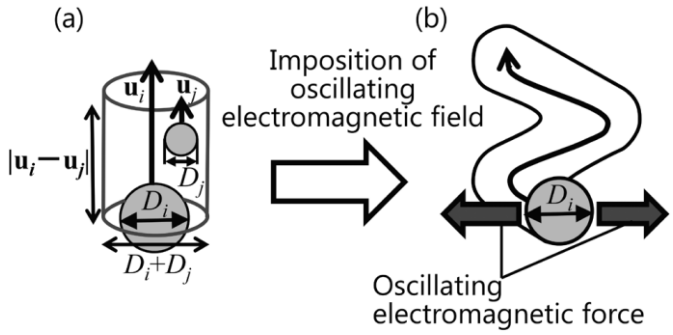


Fig.1.7 Enhancement of collision frequency by imposing oscillating electromagnetic field; (a) volume in which inclusion of diameter D_i collides with inclusion of diameter D_j per unit time, (b) extension of volume by horizontal oscillating electromagnetic force.

一方、交流磁場のみの印加による交流電磁場印加は、タンディッシュにおける溶鋼の誘導加熱で実現されている。タンディッシュに設けられたチャンネルを通過する溶鋼に対して交流磁場印加による誘導加熱を行うと、介在物が低減することが報告された [22]。これは、チャンネル外側へ向かう向きの、ピンチ力の反力が介在物に働くためであると推測されているものの、溶鋼加熱のための既存の操業条件を対象とした理論解析 [23]、数値計算 [24]による研究報告があるのみで、介在物除去の観点での最適条件は明らかになっていない。

そこで本研究では、介在物除去のためのツールとして交流電磁場に着目し、(1) ここで提案した交流電流と静磁場との重畳印加による介在物除去プロセス、(2) 誘導加熱プロセスとして工業的に利用されている交流磁場印加チャンネルを介在物除去チャンネルと見立てたプロセス、の両者を対象として、介在物挙動の解明、介在物除去に適切な操業条件を明らかにすることを目的とする。

1.4 本論文の構成とその内容

第 1 章では、介在物除去の必要性、介在物除去に関するこれまでの研究を述べた。また、電磁場の介在物除去に対する利点、および、電磁場による介在物除去に関する既往の研究を紹介するとともに、解決すべき問題を述べた。交流電磁場を利用した介在物除去法として、新しく提案した交流電流と直流電流の重畳印加、および、溶鋼の誘導加熱で用いられている交流磁場印加を挙げ、本研究の対象とするとともに、本研究の目的を述べた。

第 2 章、第 3 章では、交流電流と直流電流の重畳印加により発生させる、水平方向の振動電磁気力印加による介在物間の衝突頻度の促進を取り扱う。第 2 章では、単一の介在物挙動を対象とする [25]。振動する介在物に働く力に関する無次元数を導入して先行研究を整理した結果から、バセット力の省略可能性を明らかにする必要性を示す。そして、介在物挙動に対するバセット力の影響を明らかにするために、溶鋼 - Al_2O_3 介在物系に対する前述の無次元数を合わせたモデル実験を行う。また、溶鋼 - Al_2O_3 介在物系において、バセット力を省略することによる介在物挙動、および、衝突頻度に及ぼす影響を理論、数値解析により明らかにする。第 3 章では、衝突頻度を理論的に評価し、振動電磁場印加による、介在物間衝突頻度の増加率を明らかにする [26]。また、介在物除去に適切な操業条件を明らかにする。

第 4 章では、交流磁場印加による介在物除去を対象とする。交流磁場を印加された溶鋼中における介在物の浮上挙動について、二次元モデルを用いた理論解析および数値計算を行う。周波数に関する無次元数であるシールディングパラメータ、磁場強度に関する無次元数をパラメータとして、介在物に働くピンチ力の溶鋼内分布、および、介在物の除去時間を明らかにする。さらに、介在物の除去時間を短くするための適切な操作条件を示す。さらに、チャンネル壁近傍において、介在物が壁に到達するのを妨げるように作用する、乱流の乱れ成分による力、および、サフマン力と比べて、介在物を壁に近づけるように作用するピンチ力が上回る操業条件に及ぼす、介在物直径の影響を明らかにする。また、同一溶鋼中に、ピンチ力が乱流の乱れ成分による力や

サフマン力よりも大きくなる、直径の大きな介在物と、逆に小さくなる、直径の小さな介在物が存在する系における、介在物間衝突頻度についても議論する。

第 5 章では本論文を総括するとともに、今後の展望を述べる。

参考文献

1) JFE21 世紀財団: 大学教材「鉄鋼工学」(オンライン, 2014 年 4 月アクセス), (2007), 2.
2) Y. Miki: *Bull. Iron Steel Inst. Jpn.*, **19**(2014), 482.
3) T. Murai, I. Yoichi, Y. Miki and Y. Kishimoto; *Tetsu-to-Hagané*, **98**(2012), 567.
4) T. Minamida, N. Hiraga and T. Shibata: *Kobe Steel Eng. Rep.*, **50**(2000), 31.
5) Y. Murakami and M Shimizu: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. A*, **54**(1988), 413.
6) K. Amano, M. Hayashi, H. Suzuki, S. Nishino and K. Katahira: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. A*, **64**(1998), 1831.
7) J.H.Park and H. Todoroki: *ISIJ Int.*, **50**(2010), 1333.
8) H. Yamamura, K. Amada, K. Takase and T. Matsumiya: *Tetsu-to-Hagané*, **98**(2012), 650.
9) J. Nakashima, J. Fukuda, A. Kiyose, T. Kawase, Y. Ohtani, M. Doki and K. Fujisaki: *Tetsu-to-Hagané*, **93**(2007), 281.
10) H. Ohno and Y. Miki: *Tetsu-to-Hagané*, **99**(2013), 198.
11) H. Ooi, M. Sekine and G. Kasai: *Tetsu-to-Hagané*, **59**(1973), 1078.
12) T. Mizoguchi, Y. Ueshima, M. Sugiyama and K. Mizukami: *Tetsu-to-Hagané*, **99**(2013), 601.
13) K. Sasai: *Tetsu-to-Hagané*, **102**(2016), 187.
14) T. Nakaoka, S. Taniguchi, K. Matsumoto and S. T. Johansen: *ISIJ Int.*, **41**(2001), 1103.
15) D. Leenov and A. Kolin: *J. Chem. Phys.*, **22**(1954), 683.
16) 改訂 4 版金属データブック，日本金属学会編，丸善，東京，(1974), 15.
17) 改訂 4 版金属データブック，日本金属学会編，丸善，東京，(1974), 92.
18) J. Park, A. Morihira, K. Sassa and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **80**(1994), 389.
19) Y. Tanaka, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **81**(1995), 1120.
20) F. Yamao, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **83**(1997), 30.
21) D. Shu, J. Wang and B. Sun: *ISIJ Int.*, **51**(2011), 21.
22) R. Miura, R. Nishihara, H. Tanaka, Y. Takasaki and T. Imoto: *Tetsu-to-Hagané*, **81**(1995), T30.
23) S. Taniguchi and J. K. Brimacombe: *Tetsu-to-Hagané*, **80**(1994), 24.
24) Q. Wang, F. Qi, B. Li and F. Tsukihashi: *ISIJ Int.*, **54**(2014), 2796.
25) A. Maruyama and K. Iwai: *Tetsu-to-Hagané*, **102**(2016), 106.
26) A. Maruyama and K. Iwai: *Tetsu-to-Hagané*, **102**(2016), 113.

第 2 章　　水平方向振動電磁気力を印加された溶鋼中における単一介在物挙動に及ぼすバセット力の影響

2.1 緒言

2.1.1 背景

溶鋼中介在物は製品の欠陥原因のひとつなので、その対策としてタンディッシュ内および連続鋳造機内において、溶鋼と介在物との密度差による浮上分離除去が行われている [1)]。球形介在物の浮上速度は直径の 2 乗に比例するので、浮上速度の遅いミクロンオーダーの微小介在物は、鋳片の引き抜き速度により制限された処理時間内には除去されず、製品中に残存する。すなわち、生産性向上のための鋳片引き抜き速度増加は、介在物除去効率の低下を招く。従って、微小介在物を除去する方法が望まれているものの、高温環境下での除去方法は限られてくる。そのため、介在物の浮上分離除去に充てる時間を長くするために、タンディッシュの内部に堰を設けることで溶鋼の短絡流を防ぎ滞留時間を長くする方法 [2)]、垂直曲げ型連続鋳造機や垂直型連続鋳造機の利用 [1)]などの方法がとられている。また不活性ガスの吹き込みによる介在物除去 [3)]も行われている。気泡と衝突した介在物は、気泡表面に付着し、気泡と共に浮上することで、溶鋼から分離される。しかしながら、この方法は製品中への気泡の混入や、吹き込みノズルの溶損による溶鋼汚染の原因となる。介在物間の衝突・凝集の促進により、見かけの大きさを増大させて浮上速度を速くする方法も検討されている [4)]。谷口と菊池 [5)]は、溶鋼中介在物間の凝集機構としてブラウン凝集、差動衝突による凝集、層流剪断による凝集、乱流凝集を挙げている。特に、撹拌により乱流強度を増大させることで介在物間の衝突頻度を増加させ、乱流凝集を促進させることができる [6)]。一方、タンディッシュではスラグの巻き込み、溶鋼の酸化、耐火物の溶損を防ぐために乱流強度をあえて抑えており、乱流強度の増大は望ましくない。

これまで、電磁場を用いた介在物除去に関する研究が為されてきた。溶鋼に電磁場を印加することで、溶鋼中の介在物には、溶鋼と介在物との電気伝導度の差に起因する電磁気力が働く [7)]。溶鋼の電気伝導度 [8)]は、介在物 (セラミックス) の電気伝導度 [9)]に対しておよそ 10^{10} 倍以上も高く、電磁場による介在物挙動の制御性は良い。また、溶鋼中に数多く存在する介在物挙動を同時制御できるという特長がある。鉄鋼製造現場において、磁場は電磁ブレーキや電磁撹拌 [1)]などで、すでに実用化されているだけでなく、溶鋼への通電技術 [10)]も開発されつつある。これまで、交流電流印加 [11)]、静磁場と直流電流の同時印加 [12)]、交流磁場印加 [13)]、移動磁場印加 [14)]などを対象とした研究が

報告されている。多くの研究で共通する点は、溶融金属を満たした容器の内壁に向かって、溶融金属中の介在物を移動させ、容器内壁表面に介在物を堆積させることで溶融金属と介在物とを分離する点である。ただし、介在物の移動距離は短く、また、容器内部に生じる対流のスケールが介在物の移動距離に対して大きくなると、介在物挙動は対流で乱されるので介在物の分離が困難となる[12]。そこで、対流による乱れを防ぐために内径数ミリメートルの細管から成るフィルターの利用が提案された[12]。一方 Shu ら[15]は、矩形流路 (流路断面は 10 mm×10 mm) の内部に、流路断面を十字に分割するような仕切り板を設置したうえで、交流磁場中におかれた矩形流路に溶融金属を通過させることで、溶融金属中介在物を流路内壁や仕切り板表面に堆積させる方法を提案した。ただし、断面寸法がミリメートルオーダーの流路や細管、フィルターを使用する方法は、低生産性、高温環境下で使用可能なフィルター開発等の問題を解決しなくてはならず、現時点での鉄鋼製造への適用は困難である。

層流条件の溶鋼中介在物を、断面寸法がミリメートルオーダーの流路や細管、フィルターを使用せずに除去する方法として、振動電磁場の利用が挙げられる。層流条件では直径の異なる介在物間の浮上速度差による差動衝突が起こる。直径 D_i、D_j である 2 種類の介在物の浮上速度をそれぞれ u_i、u_j とすると、衝突頻度は、Fig.2.1(a)に示すような、底面直径が介在物直径の和、高さが介在物の浮上速度差である円筒体積に比例する。振動電磁場により、鉛直方向に浮上する介在物に対し水平方向の振動運動を付与させれば、Fig. 2.1(b)のように、振幅の分だけ粒子の通過する領域が増大し、衝突頻度は増大する。亀山ら[16]は、溶融 Al-20 mass%Si 合金の冷却過程で晶出する初晶 Si 粒子を介在物に見立て、Si 粒子の衝突・凝集に及ぼす振動電磁場の影響を実験的に調査し、ある特定の条件下において、Si 粒子の衝突は促進されることを見出した。しかしながら、最適条件は予測されておらず、単一の介在物挙動も未だ解明されていない。

2.1.2 流体中の粒子挙動に関する従来の研究と研究目的

球の周囲流体が Creeping flow となる条件下において、流体中を非定常運動する球や、非定常な流れ場に存在する球の運動方程式として、BBO (Basset-Boussinesq-Oseen) 方程式[17-20]が用いられる。球と流体との相対速度 u が時間に対して周期的に変化する場合、BBO 方程式は以下のとおり表せる。

$$\frac{\pi D^3}{6}\rho_s\frac{du}{dt} = -3\pi\eta Du - \frac{\pi D^3\rho_f}{12}\frac{du}{dt} - \frac{3\pi D^2}{2\sqrt{2}}\left(\sqrt{\eta\rho_f\omega}u + \sqrt{\frac{\eta\rho_f}{\omega}}\frac{du}{dt}\right) + F \qquad (2\text{-}1)$$

ここで、D は球の直径、ρ_s は球の密度、t は時間、η は流体の粘度、ρ_f は流体の密度、F は周囲流体の周期的な流れによる力 (圧力勾配による力) や振動電磁気力など、粒子の振動運動の駆動力、ω は粒子の振動運動の駆動力 F の角周波数を表す。左辺は粒子の慣性、右辺第 1 項は粘性抵抗力、第 2 項は付加質量による力、第 3 項は、球と流体との相対速度 u が周期的に変化する場合におけるバセット力を表す [17-19]。

ここで、式 (2-1) を無次元化する。

$$\frac{6F}{\pi D^3 U c} = \frac{a}{c}\breve{u} + \frac{b\omega}{c}\frac{d\breve{u}}{d\breve{t}} + \left(\breve{u} + \frac{d\breve{u}}{d\breve{t}}\right) \tag{2-2}$$

$$a = \frac{18\eta}{D^2} \tag{2-3}$$

$$b\omega = \left(\rho_s + \frac{\rho_f}{2}\right)\omega \tag{2-4}$$

$$c = \frac{9}{\sqrt{2}D}\sqrt{\rho_f \eta \omega} \tag{2-5}$$

$$\breve{u} = \frac{u}{U} \tag{2-6}$$

$$\breve{t} = t\omega \tag{2-7}$$

ここで、$\breve{u}$ は無次元速度、U は代表速度、$\breve{t}$ は無次元時間である。式(2-2)の左辺は駆動力、右辺は抵抗力を表す。式(2-2)の右辺第 1 項から第 3 項は順に、粘性抵抗力、粒子の慣性と付加質量による力の和、バセット力である。右辺第 2 項の粒子の慣性と付加質量による力の和は、粒子の加速度に比例するので、これ以降では第 2 項をまとめて慣性力と呼ぶ。ここで、a、b と角周波数 ω の積($b\omega$)、c はそれぞれ粘性抵抗力、慣性力、バセット力を特徴づける値である。粘性抵抗力、慣性力、バセット力の大きさの比は、バセット力を基準とした粘性抵抗力の大きさ、および、慣性力の大きさを表す、a/c と $b\omega/c$ の値により評価できる。

これまでに、周期振動を伴う粒子挙動に及ぼすバセット力の影響に関する研究が為されてきた。山本ら [21]は、空気中微小水滴の挙動を数値計算で求め、バセット力の影響を評価した。その結果、バセット力の有無による水滴速度の差は、空気の速度の 4% 以下と非常に小さくなることを示した。関根と吉川 [22]は、水の周期的な流れ場中に置かれた固体粒子 (砂、石炭粉) の振幅と水の振幅との比を数値計算により求めた。その結果、バセット力の影響は無視できるものとして扱った。一方で、Abbad & Souhar[23]は、液体(シリコンオイル、グリセリン)の周期的な流れ場における固体球(テフロン、ポリ

アミド)の挙動を、実験と数値計算により調べた。固体粒子の振幅、位相ともにバセット力を考慮した計算値と一致し、バセット力を考慮しない計算値とは一致しなかったことから、バセット力は粒子挙動に影響を及ぼすと結論づけた。

これらの研究において扱われた系と、振動電磁場を印加された溶鋼と介在物から成る系とを合わせて統一的に解釈するために、無次元数で整理する。Abbad & Souhar[23]は、バセット力がレイノルズ数とストローハル数の関数となることから、これらの無次元数を用いた。しかしながら、粒子の運動はバセット力そのものの値ではなく、他の力との比によるものと考えられる。そこで、横軸に、前述の、バセット力に対する粘性抵抗力の比 a/c、縦軸にバセット力に対する慣性力の比 $b\omega/c$ をとり、Fig.2.2 に示す。グラフの右へ行くほど粘性抵抗力の比率が大きくなり、上へ行くほど慣性力の比率が大きくなる。また、①$a/c>1$ かつ $a/c>b\omega/c$ のときは粘性抵抗力、②$b\omega/c>1$ かつ $a/c<b\omega/c$ のときは慣性力、③$a/c<1$ かつ $b\omega/c<1$ のときはバセット力がそれぞれ最も支配的な抵抗力となる。これ以降、これらの条件をそれぞれ①粘性抵抗力支配領域、②慣性力支配領域、③バセット力支配領域と呼ぶ。図中の×印および＋印は、バセット力の影響は小さくなると報告した山本ら[21]および関根と吉川[22]の系における力の比を、○印は、バセット力の影響を考慮すべきと報告した Abbad & Souhar[23]の系における力の比を表す。また、図中の実線は、周波数 f=50 Hz の振動電磁場を印加された溶鋼中に存在する、直径 D=1-1000 μm の Al_2O_3 介在物に作用する力の比を示す。関根と吉川[22]と Abbad & Souhar[23]の系における力の比は、溶鋼―Al_2O_3 介在物系における力の比に近い。しかしながら、関根と吉川[22]と Abbad & Souhar[23]のバセット力の影響に対する解釈は一致しておらず、溶鋼―Al_2O_3 介在物系におけるバセット力の影響は明らかでない。

そこで、本研究では、溶鋼のモデルとして電気伝導性と光透過性を有する電解水溶液、介在物のモデルとして非導電性固体粒子を用いてモデル実験系を構築した。そして、振動電磁場印加下における、粒子運動の振幅および振動電磁気力に対する位相差を測定し、バセット力を考慮した理論値、および考慮しない理論値と実験値とを比較することで、バセット力の影響について検討した。また、溶鋼―Al_2O_3 介在物系を対象としてバセット力の省略による介在物運動の振幅および振動電磁気力に対する位相差の誤差を求めた。

2.2 実験および理論

2.2.1 実験方法

実験装置の概要を Fig.2.3 に示す。介在物のモデルとして直径 D=300、500、1000 μm、密度 ρ_s=1055 kgm^{-3} のポリスチレンジビニルベンゼン粒子(以降単に粒子と呼ぶ)、溶鋼のモデルとして、粒子と同一密度になるよう 5.5 mass%に濃度調整した硫酸銅水溶液(以降単に水溶液と呼ぶ) を用いた。すなわち、粒子の水平方向の運動のみを対象とした。直径の異なる 3 種類の粒子のうちいずれかを水溶液中に分散させ、透明アクリル製直方体容器内を満たした。一対の平板銅電極を直方体容器の上部と底部に水平かつ平行に設置することで、内寸にして高さ 10 mm、幅 25 mm、奥行き 4 mm の電気化学セルを作製し、それを電磁石の磁極間に設置した。電磁石により磁束密度 B=0.48 T の水平方向静磁場を印加すると同時に、平板銅電極に接続した交流電源により、周波数 f=4 Hz の鉛直方向交流電流を通電した。この周波数における電磁浸透厚みは 1.7×10^{2} m と、電気化学セルサイズに対して非常に大きいので表皮効果は無視できる。電気化学セルに流れる交流電流の電流密度 J の両振幅は、直径 D を変えた実験条件毎に一定であり、その値は 1.0×10^{3}－1.1×10^{3} Am^{-2} の間の値であった。詳細は後述するが、電流密度のばらつきによる粒子運動の振幅の誤差を補正するために、実験条件毎に粒子の単位体積あたりに働く電磁気力 F_0 を求めた。本実験のように、磁場と電流とが直交する、表皮効果は無視できる、粒子の電気伝導度は流体に比べて無視できる、という条件を満たす時、粒子の単位体積あたりに働く電磁気力は $F_0=(3/4)JB$ となる [7]。電気化学セルの内部に流れる電流の向きが鉛直上向きになる間のみ LED を発光させることで、粒子に働く振動電磁気力の位相を目視できるようにした。なお、粒子に働く電磁気力の向きは、水溶液に働く電磁気力の向きと逆向きである。撮影は、2 個のプリズムを用いて、電気化学セル内の粒子および LED の点滅の様子を、ハイスピードカメラにより 125 fps のフレームレートで録画した。粒子には、交流電流と同じ周波数 4 Hz の水平方向の振動運動が誘起され、電流印加開始から約 0.4 秒後には粒子挙動は周期的定常運動へと遷移した。そこで、振動電磁場の印加開始から 1 秒以上経過した時点の動画をもとに、各粒子の振動中心に原点とし、LED 発光時の振動電磁気力 F_E の向き(Fig.2.3 参照)を正として x 軸をとり、粒子位置 x の経時変化を求めた。粒子位置 x の経時変化および LED の輝度変化を模式的に Fig.2.4 に示す。横軸は、無次元化した時間 $2\pi ft$ である。粒子運動の両振幅 A_e を求め、前述のとおり、電流密度のばらつきによる誤差を補正するために実験条件毎に電磁体積力 F_0 で規格化することで、粒子運動の単位電磁体積力あたりの両振幅の実験値 A_e/F_0 を求めた。また、振動電磁気力が F=0 かつ dF/dt>0

の時点を基準とした粒子位置の位相の実験値 θ_e を求めた。粒子が振動電磁気力に対して完全に追随する場合は、振動電磁気力が F=0 の時点で粒子は振動運動の端に位置することとなるので、粒子位置の位相は振動電磁気力に対して π/2 rad だけ遅れる(すなわち θ_e=-π/2 rad)。実際は、粒子や周囲流体の慣性のため、振動電磁気力とは逆向きにしばらくの間は運動を続けるので、粒子位置の振動電磁気力に対する位相は π/2 rad よりも遅れ、最大で π rad まで遅れる(すなわち-π/2 rad ≤ θ_e ≤ -π rad)。粒子運動の単位電磁体積力あたりの両振幅の実験値 A_e/F_0 および振動電磁気力を基準とした粒子位置の位相の実験値 θ_e の測定は、実験条件毎に 3 個の別々の粒子に対して行った。

本実験は、周波数 f=50 Hz の振動電磁場を印加された溶鋼中におけるアルミナ介在物に働く粘性抵抗力、バセット力、慣性力の比と近くなるような実験条件を採用した。本実験条件における a/c と $b\omega/c$ の値を、周波数 f=50 Hz の振動電磁場を印加された溶鋼中における、直径 D=1-1000 μm の Al_2O_3 介在物に働く力の比とあわせて Fig.2.5 に示す。粒子挙動は、粒子直径 D=300、500 μm の場合は①粘性抵抗力支配領域、粒子直径 D=1000 μm の場合は②慣性力支配領域となる。

2.2.2 介在物挙動の理論解析

駆動力 F として振動電磁気力 $F=F_E=F_0(\pi D^3/6)\cos(\omega t)$を与えたときの、式(2-1)の理論解は次式のとおりである。

$$x=\frac{F_0}{c\omega\sqrt{\left(a/c+1\right)^2+\left(b\omega/c+1\right)^2}}\cos\left\{\omega t-\left[\pi+\tan^{-1}\left(\frac{-a/c-1}{b\omega/c+1}\right)\right]\right\} \tag{2-8}$$

バセット力を考慮した、粒子運動の、単位電磁体積あたりの両振幅の理論値 $A_{t,B}/F_0$ および振動電磁気力に対する位相差の理論値 $\theta_{t,B}$ は以下の通りである。

$$\frac{A_{t,B}}{F_0}=\frac{2}{c\omega\sqrt{\left(a/c+1\right)^2+\left(b\omega/c+1\right)^2}} \tag{2-9}$$

$$\theta_{t,B}=-\left[\pi+\tan^{-1}\left(\frac{-a/c-1}{b\omega/c+1}\right)\right]=\tan^{-1}\left(\frac{a+c}{b\omega+c}\right)-\pi \tag{2-10}$$

また、バセット力を考慮しない、粒子運動の、単位電磁体積あたりの両振幅の理論値 A_t および振動電磁気力に対する位相差の理論値 θ_t は、a/c>>1 かつ $b\omega/c$>>1 とみなすことで、次式で与えられる。

$$\frac{A_T}{F_0}=\frac{2}{\omega\sqrt{a^2+b\omega^2}} \tag{2-11}$$

$$\theta_T = -\left[\pi + \tan^{-1}\left(\frac{-a}{b\omega}\right)\right] = \tan^{-1}\left(\frac{a}{b\omega}\right) - \pi \qquad (2\text{-}12)$$

2.2.3 実験値と理論値との比較によるバセット力省略可否の評価

粒子運動の単位電磁体積力あたりの両振幅の実験値 A_e/F_0 を、バセット力を考慮した理論値 $A_{t,B}/F_0$ と考慮しない理論値 A_t/F_0 と共に Fig. 2.6 (a) に示す。各直径におけるプロット数はそれぞれ 3 個であるが、図中では一部重なって見えている。バセット力は抵抗力として粒子に働くため、バセット力を考慮しない理論値 A_t/F_0 は、考慮した理論値 $A_{t,B}/F_0$ よりも大きくなる。ここで、①粘性抵抗力支配領域の D=300、500 μm と②慣性力支配領域の D=1000 μm のいずれにおいても、実験値 A_e/F_0 はバセット力を考慮しない理論値 A_t/F_0 よりも、考慮した理論値 $A_{t,B}/F_0$ と近い値となった。直径 D=300、500 μm の場合、実験値 A_e/F_0 とバセット力を考慮した理論値 $A_{t,B}/F_0$ とほぼ一致したが、直径 D=1000 μm の場合、バセット力を考慮した理論値 $A_{t,B}/F_0$ よりも実験値 A_e/F_0 は低下した。これは、電気化学セルの奥行寸法は 4 mm であり、直径 D=1000 μm の粒子の周囲流体の流れが阻害されたためであると考えられる。

粒子運動の振動電磁気力に対する位相差の実験値 θ_e を、バセット力を考慮した理論値 $\theta_{t,B}$ と考慮しない理論値 θ_t と共に Fig. 2.6 (b) に示す。ここでも、プロットが互いに重なってみえるものの、実際は各直径それぞれ 3 個ずつプロットが存在する。バセット力を考慮しない理論値 θ_t は、①粘性抵抗力支配領域ではバセット力を考慮した理論値 $\theta_{t,B}$ よりも大きくなり(絶対値$|\theta_t|$は小さくなり)、②慣性力支配領域では逆に小さくなる。これは、次のように解釈できる。粒子や周囲流体の慣性は、振動電磁気力に対する粒子振動の追随性を低下させるため、粒子位置の振動電磁気力に対する位相遅れ$|\theta|$をもたらす。振動電磁気力が向きを反転させるとき（F_E=0）、慣性が全くなければ粒子は振動運動の端に位置することとなるので粒子運動の振動電磁気力に対する位相差 θ は–π/2 rad となるが、慣性があれば振動電磁気力とは逆向きにしばらくの間は運動を続けるので、粒子運動の振動電磁気力に対する位相差 θ は–π/2 rad より遅れることとなり、完全に粘性がない状態で粒子運動の振動電磁気力に対する位相差 θ は–π rad となる。今回の場合、粒子運動の振動電磁気力に対する位相差 θ は、慣性力とバセット力の和($b\omega$+c) に対する粘性抵抗力とバセット力(a+c)の和で決まる(式(2-10))。すなわち、バセット力は粒子位置の振動電磁気力に対する位相遅れ$|\theta|$を小さくする(θ を-π/2 rad に近づける) 粘性抵抗力と、逆に、大きくする(θ を-π rad に近づける)慣性力の両方に寄与する。これは、周囲流体の速度分布は粒子運動の過去の履歴に依存するので、粒子

が周囲流体から受ける粘性抵抗力と、周囲流体の慣性力のいずれも定常状態における値とは異なり、このずれがバセット力であるためである。また、(2-10)式は以下のとおり表せる。

$$\theta_{t,B} = \theta_t + \tan^{-1}\left\{\frac{c[-a+(b\omega)]}{a^2+(b\omega)^2+c[a+(b\omega)]}\right\} \tag{2-13}$$

ここで、①粘性抵抗力支配領域($a>b\omega$)では、(13)式の右辺第 2 項は負の値をとるため、バセット力は粒子位置の振動電磁気力に対する位相遅れ$|\theta|$を大きくする(θ を-π rad に近づける)ように作用する。すなわち、バセット力を省略することで粒子位置の振動電磁気力に対する位相遅れ$|\theta|$を過小評価することとなり、Fig. 6(b)からも分かるとおり、振動電磁気力を基準とした粒子位置の位相 θ の、バセット力を考慮しない理論値 θ_t は考慮した理論値 $\theta_{t,B}$ よりも-π/2 rad に近くなる。逆に、②慣性力支配領域($a<b\omega$)では、バセット力を考慮しない理論値 θ_t は考慮した理論値 $\theta_{t,B}$ よりも-π rad に近くなる。本実験における全ての実験値 θ_e は、粒子運動の両振幅の場合と同様、バセット力を考慮しない理論値 θ_t よりも、考慮した理論値 $\theta_{t,B}$ と近い値となった。以上より、本実験条件では、①粘性抵抗力支配領域と②慣性力支配領域のいずれにおいても、バセット力の影響を考慮する必要があるということが分かった。

2.3 溶鋼中介在物挙動におけるバセット力の省略による相対誤差

本節では、溶鋼中の介在物挙動に対するバセット力の影響を定量的に評価するために、粒子運動の両振幅および振動電磁気力に対する位相差におけるバセット力の省略による相対誤差を、(2-13)、(2-14)式で定義し、それぞれの値を式(2-9)-(2-12)より求めた。

$$\frac{A_t - A_{t,B}}{A_{t,B}} = \frac{c}{a}\sqrt{\frac{(a/c+1)^2+(b\omega/c+1)^2}{1+\left(\dfrac{b\omega/c}{a/c}\right)^2}} - 1 \tag{2-14}$$

$$\frac{\theta_t - \theta_{t,B}}{\theta_{t,B}} = \frac{\pi + \tan^{-1}\left(-\dfrac{a/c}{b\omega/c}\right)}{\pi + \tan^{-1}\left(-\dfrac{a/c+1}{b\omega/c+1}\right)} - 1 \tag{2-15}$$

ここで、式(2-14)、(2-15)中のバセット力に対する粘性抵抗力の比 a/c、および慣性力の比 $b\omega/c$ はともに周波数 f、直径 D、物性値の関数である。溶鋼－Al_2O_3 介在物系において周波数を f=50 Hz と固定すれば、直径 D によって、a/c、$b\omega/c$ のみならず式(2-14)、(2-15)の値は一義的に決まる。そこで、Fig.2.5 の条件と同じになるよう、直径を D=1-1000 μm の範囲で変化させた。横軸にバセット力に対する粘性抵抗力の比 a/c、縦軸に

介在物運動の両振幅におけるバセット力の省略による相対誤差$(A_t-A_{t,B})/A_t$ をとったものを Fig.2.7(a)に、横軸は同一で、縦軸に介在物運動の振動電磁気力に対する位相差におけるバセット力の省略による相対誤差$(\theta_t-\theta_{t,B})/\theta_t$ をとったものを Fig. 2.7(b)に示す。ここで、Fig.2.5 より、a/c<0.47 のとき②慣性力支配領域、0.47<a/c<1 のとき③バセット力支配領域、1<a/c のとき①粘性抵抗力支配領域となる。介在物運動の両振幅におけるバセット力の省略による相対誤差$(A_t-A_{t,B})/A_t$ は最大で、a/c=0.7(D=200 μm)のとき+146%となる。また、②慣性力支配領域、①粘性抵抗力支配領域であっても、介在物運動の両振幅における相対誤差 $(A_t-A_{t,B})/A_t$ が 10%よりも小さくなるのは a/c>10 (D<14 μm)の条件のみであり、それ以外の条件では、バセット力の省略により、実際の値よりも介在物運動の両振幅を大きく見積もってしまう。これは、介在物間の衝突頻度の過大評価につながる。

介在物運動の振動電磁気力に対する位相差におけるバセット力の省略による相対誤差$(\theta_t-\theta_{t,B})/\theta_t$ は、Fig. 2.7(b)より、②慣性力支配領域における a/c=0.3(D=450 μm)のとき最大値+11%となり、①粘性抵抗力支配領域における a/c=1.7(D=80 μm)のとき最小値−14%となる。これは、粒子運動の振動電磁気力に対する位相遅れ$|\theta|$はバセット力の省略により、②慣性力支配領域では大きく、①粘性抵抗力支配領域では小さく見積もられるためである。直径の異なる複数の介在物同士の衝突では、介在物間での介在物運動の位相差が大きくなるほど、互いに近づく向きに動く時間が長くなり、衝突頻度は増大する。バセット力の省略により、②慣性力支領域における介在物運動と、①粘性抵抗力支配領域における介在物運動との位相差は大きく見積もられるため、挙動が②慣性力支領域にある介在物と、①粘性抵抗力支配領域にある介在物との衝突頻度は、バセット力を省略することにより過大評価される。

2.4. 結論

振動電磁場を印加された溶鋼中介在物挙動に及ぼすバセット力の影響を明らかにすることを目的とし、電解水溶液と非導電性固体粒子から成るモデル実験系を構築するとともに、粒子に働く粘性抵抗力、バセット力、慣性力の比が、周波数 f=50 Hz の振動電磁場を印加された溶鋼中における Al_2O_3 介在物に働く力の比に近くなるような実験条件のもと、粒子運動の振幅および振動電磁気力に対する位相差を調べ、バセット力を考慮した理論値、考慮しない理論値と比較した。さらに、溶鋼－Al_2O_3 介在物系を対象として介在物の振幅および振動電磁気力に対する位相差におけるバセット力の省略による相対誤差を予測した。得られた結論は以下のとおりである。

・　粘性抵抗力や慣性力がバセット力よりも大きくなる条件であっても、粒子運動の振幅および振動電磁気力に対する位相差の実験値は、バセット力を考慮しない理論値よりも考慮した理論値と近い値であった。すなわち本実験条件では、バセット力を省略すると粒子挙動を正しく予測できない。

・溶鋼−Al_2O_3 介在物系では、介在物挙動が粘性抵抗力支配領域や慣性力支配領域であっても、バセット力の省略により介在物運動の振幅を実際よりも大きく見積もってしまう。そのため、介在物間の衝突頻度は過大評価される。また、バセット力の省略により、粘性抵抗力支配領域における介在物運動の振動電磁気力に対する位相差は大きく、慣性力支領域における介在物運動の振動電磁気力に対する位相差は小さく見積もられる。これにより、挙動が慣性力支領域にある介在物と、粘性抵抗力支配領域にある介在物との衝突頻度は過大評価される。以上より、振動電磁場を印加された溶鋼中介在物挙動および介在物間の衝突頻度の予測において、バセット力を必ず考慮する必要がある。

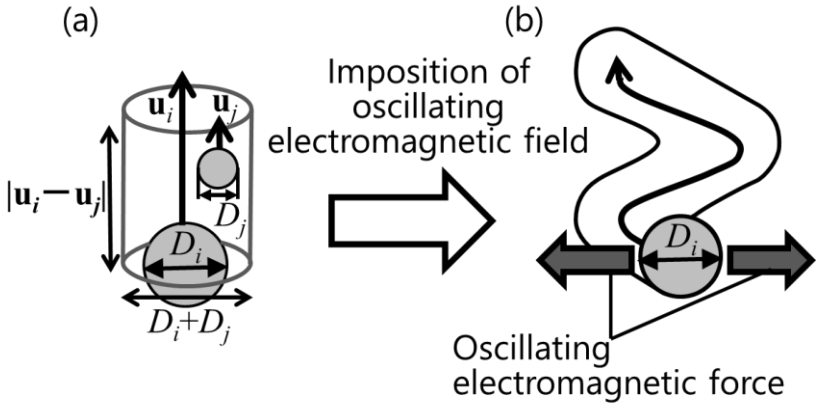


Fig. 2.1 Enhancement of collision frequency by imposing oscillating electromagnetic field; (a) volume in which inclusion of diameter D_j collides with inclusion of diameter D_i per unit time, (b) extension of volume by horizontal oscillating electromagnetic field.

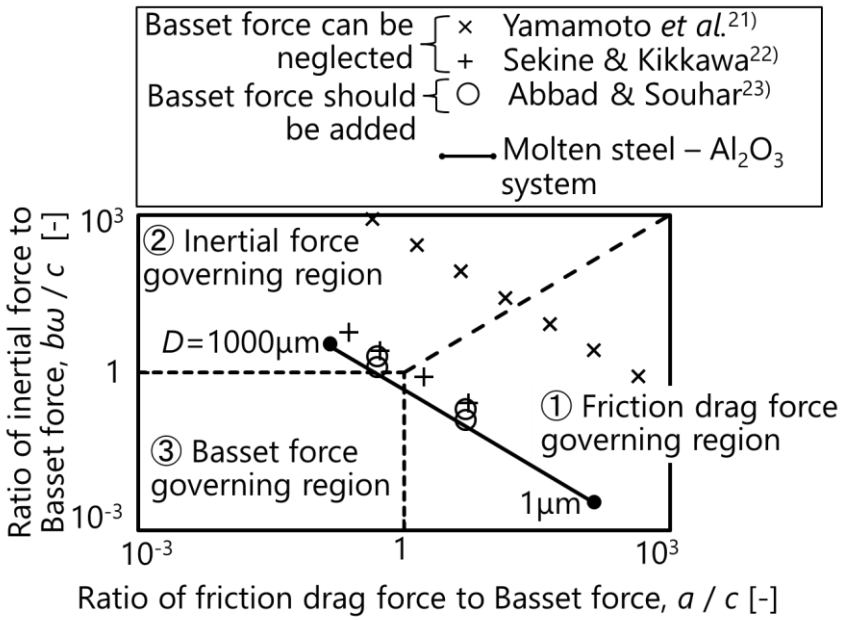


Fig. 2.2 Effect of Basset force on oscillating particle motion in previous studies as a function of ratios of inertial, Basset and viscous forces, and these force ratios acting on Al_2O_3 inclusion in molten steel when frequency of oscillating electromagnetic field, f=50 Hz and inclusion diameter, D=1-1000 μm.

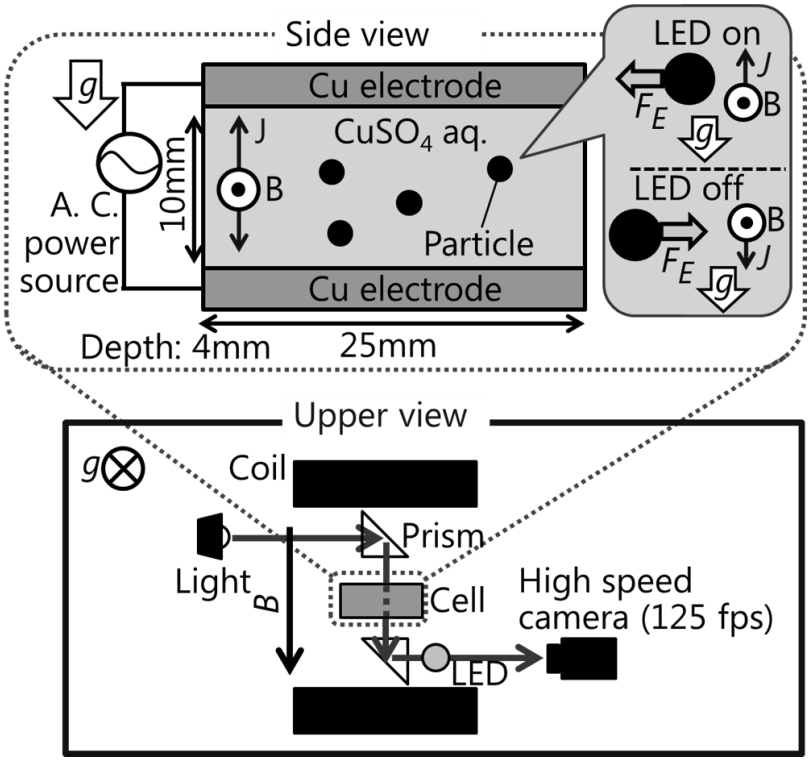


Fig. 2.3 Schematic of experimental apparatus.

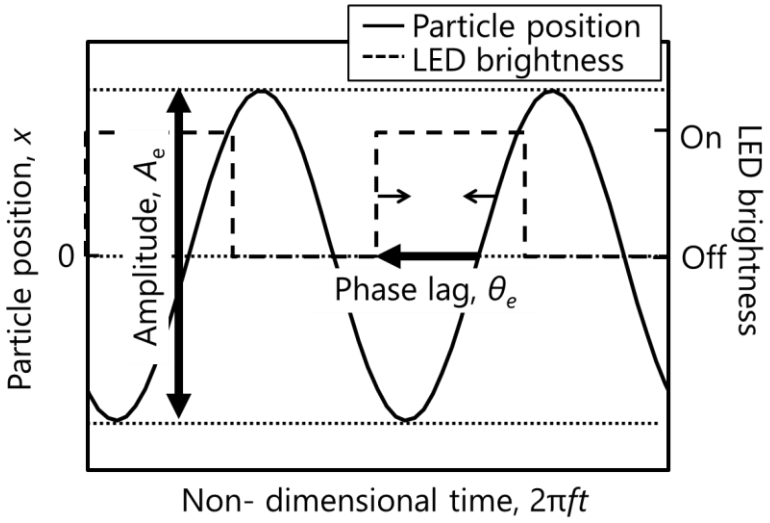


Fig. 2.4Time variation of particle position and LED brightness.

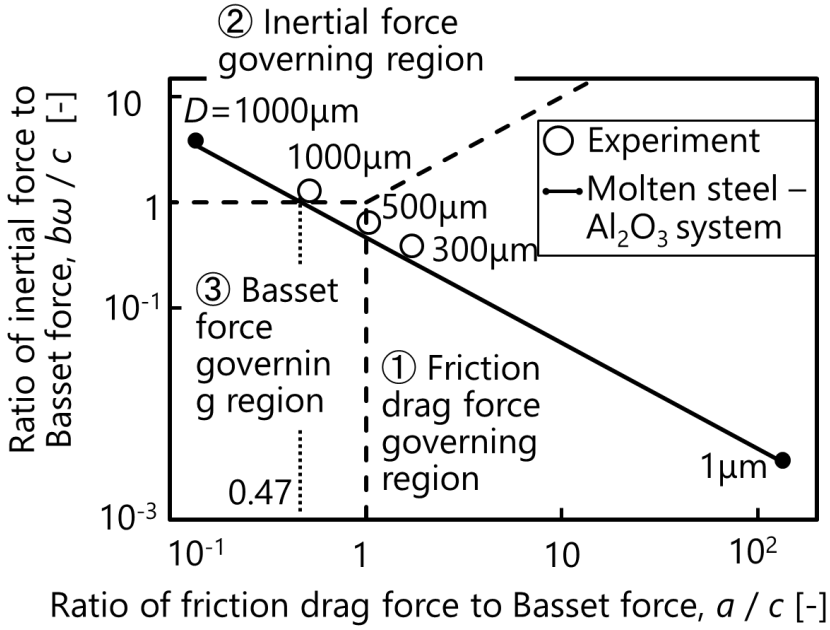


Fig. 2.5 Comparison of force ratios in this experiment and those acting on Al_2O_3 inclusion in molten steel when frequency of oscillating electromagnetic field, f=50 Hz and inclusion diameter, D=1-1000 μm.

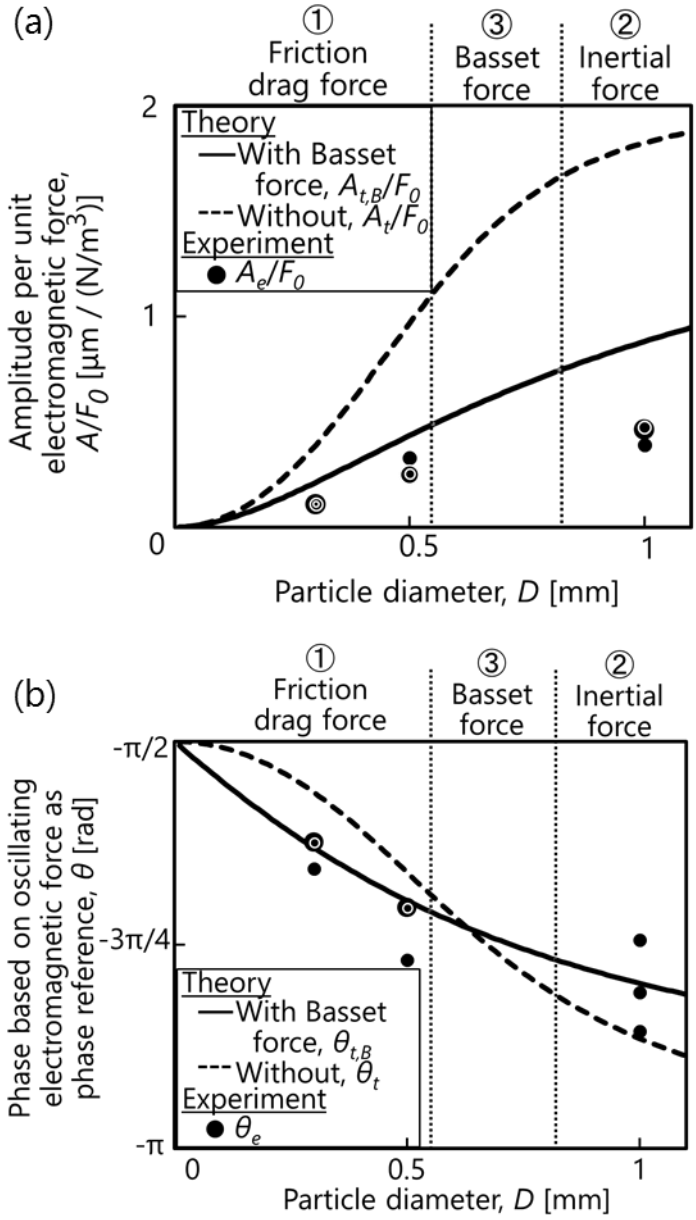


Fig. 2.6 Comparison of experimental data with theoretical predictions with and without Basset force; (a) amplitude, (b) phase lag against oscillating electromagnetic force.

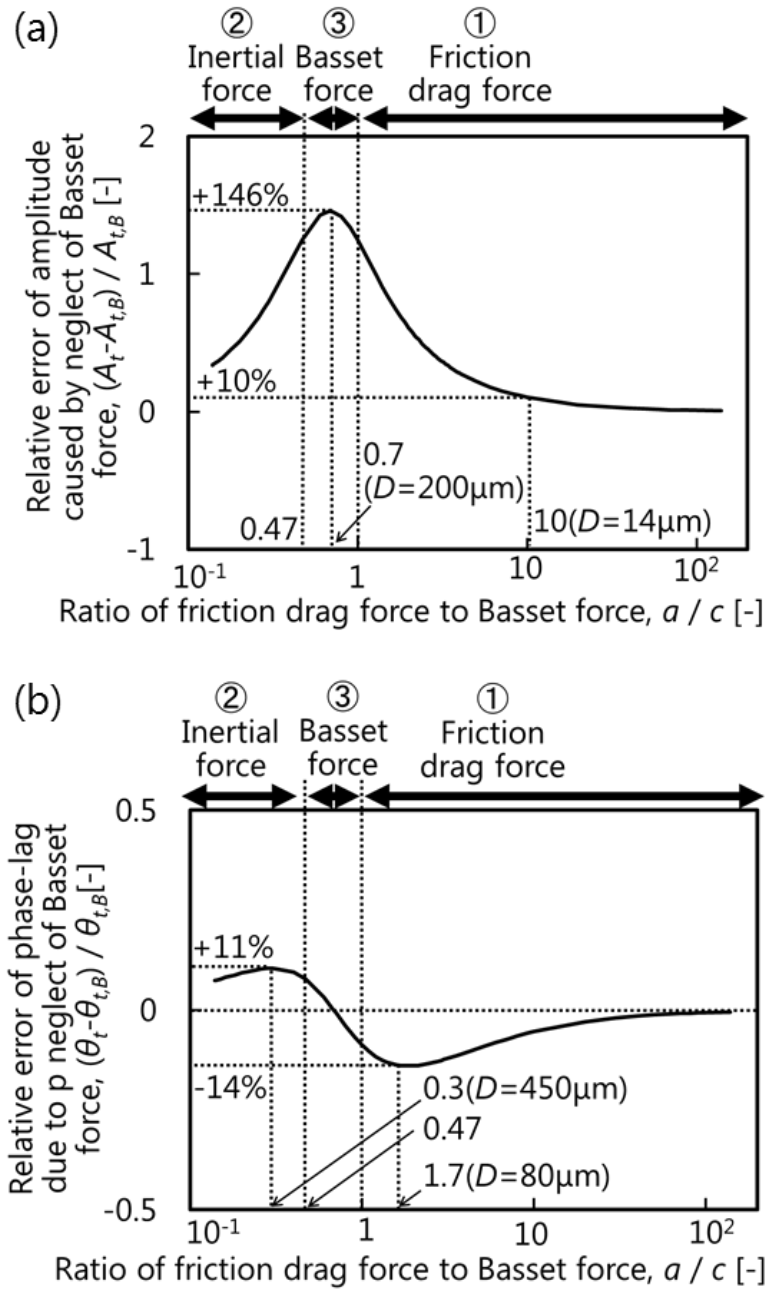


Fig. 2.7 Relative error of Al_2O_3 inclusion motion in molten steel caused by neglect of Basset force as a function of ratio of friction drag force to Basset force, a/c when frequency of oscillating electromagnetic force, f=50 Hz and inclusion diameter, D=1-1000 μm; (a) amplitude, (b) phase lag against oscillating electromagnetic force.

参考文献

(1) T. Emi: *Tetsu-to-Hagané*, **100**(2014), 31.

(2) H. Seki and T. Ishii: Japan Patent, JP5092339, (2012).

(3) H. Yamamura, K. Amada, K. Takase and T. Matsumiya: *Tetsu-to-Hagané*, **98**(2012), 650.

(4) T. Nakaoka: *Kobe Steel Eng. Rep.*, **56**(2006), 40.

(5) S. Taniguchi and A. Kikuchi: *Tetsu-to-Hagané*, **78**(1992), 527.

(6) T. Nakaoka, S. Taniguchi, K. Matsumoto and S. T. Johansen: *ISIJ Int.*, **41**(2001), 1103.

(7) D. Leenov and A. Kolin: *J. Chem. Phys.*, **22**(1954), 683.

(8) 改訂 4 版　金属データブック，日本金属学会編，丸善，東京, (1974), 15.

(9) 改訂 4 版　金属データブック，日本金属学会編，丸善，東京, (1974), 92.

(10) Y. Sato, S. Ooga, A. Mutou, Y. Tsukaguchi, K. Taguchi and T. Tanaka: *CAMP-ISIJ,* **23**(2010), 38.

(11) S. Taniguchi and J. K. Brimacombe: *Tetsu-to-Hagané*, **80**(1994), 24.

(12) J. Park, A. Morihira, K. Sassa and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **80**(1994), 389.

(13) F. Yamao, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **83**(1997), 30.

(14) Y. Tanaka, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **81**(1995), 1120.

(15) D. Shu, J. Wang and B. Sun: *ISIJ Int.*, **51**(2011), 21.

(16) T. Kameyama, S. Niwa, J. Park, T. Matsumura, K. Sassa and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **89**(2003), 623.

(17) C. M. Tchen: PhD thesis, Technical University of Delft, The Netherlands, (1947).

(18) J. O. Hinze: Turbulence, McGraw-Hill Inc., New York, (1959), 460.

(19) R. Clift, J. R. Grance and M. E. Weber: Bubbles, Drops and Particles, Academic Press Inc., New York, (1978), 285.

(20) E. E. Michaelides: Particles, Bubbles & Drops - Their Motion, Heat and Mass Transfer, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, (2006), 3.

(21) M. Yamamoto, T. Koso, H. Hayami and K. Hirata: *Kyusyu-Daigaku Kino-Bussitsu-Kagaku-Kenkyusyo Hokoku*, **8**(1994), 141.

(22) M. Sekine and H. Kikkawa: *Doboku Gakkai Ronbunshu*, **387**(1987), 209.

(23) M. Abbad and M. Souhar: *Exp. Fluid*, **36**(2004), 775.

第 3 章 水平方向振動電磁気力を印加された溶鋼中における介在物間衝突頻度

3.1 緒言

溶鋼中介在物の除去は、高品質な鉄鋼材料の製造において重要な工程の一つである。タンディッシュでは、介在物と溶鋼との密度差を利用した介在物の浮上分離除去が行われている[1]ものの、球形介在物の浮上速度は直径の 2 乗に比例するので、ミクロンオーダーの介在物の浮上速度は遅く、引き抜き速度増大および生産性向上の制限の原因となっている。介在物間の衝突・凝集により、介在物の見かけサイズは増大するとともに浮上速度は速くなるので、介在物間の衝突・凝集の促進は、ミクロンオーダーの介在物除去に有効であると考えられている[2]。溶鋼の撹拌によって、介在物間の衝突頻度は増大する[2]。しかしながら、スラグの溶鋼中への混入、溶鋼の酸化、耐火物の溶損を抑えるために、溶鋼の流れを乱すことなく介在物間の衝突頻度を増加させる必要がある。溶鋼が層流の場合、介在物間の浮上速度差による差動衝突が起こる。振動電磁場により、浮上する介在物に水平方向の振動を与え、介在物の通過領域を大きくすることで衝突頻度を増加させうる可能性がある[3,4]。著者ら[4]は、振動電磁場を印加された導電性液体中における単一の非導電性粒子の挙動を明らかにするために、これまで明らかになっていなかったバセット力の影響を、モデル実験と理論解析により調べた。そして、バセット力を無視することにより、粒子運動の振幅や、粒子間の振動運動の位相差は正しく評価されず、衝突頻度を過大評価することを明らかにした[4]。しかしながら、衝突・凝集による浮上速度増大、除去効率増加には、振動電磁場印加が粒子間の衝突頻度に及ぼす影響を定量的に評価する必要がある。

溶鋼中における介在物間の衝突・凝集機構として、ブラウン凝集、差動衝突による凝集、層流剪断による凝集、乱流凝集が挙げられる[5]。この中でも、介在物の乱流凝集に関する研究が重点的に行われており、直径の等しい粒子間の衝突・凝集理論[2]のみならず、直径の異なる粒子間の衝突・凝集理論[6,7]が構築されつつある。液体中に、複数の粒子が分散している系において、直径 D_i の粒子 i と、直径 D_j の粒子 j との、単位体積、単位時間あたりの衝突頻度 N_{ij} は、クロネッカーのデルタ δ_{ij} を用いると以下のとおりとなる[8]。

$$N_{ij} = \frac{1}{1+\delta_{ij}} \beta(i,j) n_i n_j \tag{3-1}$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i = j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \tag{3-2}$$

ここで、n_i、n_j はそれぞれ粒子 i と粒子 j の数密度を表す。また、$\beta(i,j)$ は、粒子挙動

や周囲流体の流動が粒子間の衝突頻度に及ぼす影響を表し、衝突頻度関数と呼ばれる。衝突頻度関数 $\beta(i,j)$ は以下のとおり表される[9]。

$$\beta(i,j)=\alpha\beta_0(i,j) \tag{3-3}$$

ここで、$\beta_0(i,j)$は、粒子同士が互いに接近した際における粒子間相互作用を考慮しない場合の衝突頻度関数であり、流れの形態や、粒子挙動が衝突頻度に及ぼす影響を表す。溶鋼中におけるブラウン凝集、層流剪断による凝集、乱流凝集、差動衝突による凝集における、粒子間相互作用のない場合の衝突頻度関数 $\beta_0(i,j)$ はそれぞれ谷口、菊池の文献[5]にて紹介されている。また、α は凝集係数と呼ばれ、粒子同士が互いに接近した際における、粒子間に存在する流体の粘性[9]、London-van der Waals 力[9]、粒子に対する流体の濡れ性[10] などに起因する粒子間相互作用が衝突頻度に及ぼす影響を表す。ここで、粒子間の相互作用のない場合の衝突頻度関数 $\beta_0(i,j)$は、粒子間の衝突理論において、もっとも基本的なパラメータであるが、振動電磁場印加下における介在物間の衝突に対して、差動衝突の値をそのまま適用することは出来ない。

そこで本研究では、振動電磁場の印加による、導電性液体中における非導電性粒子間の衝突促進効果を明らかにするために、振動電磁場の印加下における相互作用のない場合の衝突頻度関数 $\beta_0(i,j)$を理論解析により求めた。そして、溶鋼―Al_2O_3 介在物系を対象として、振動電磁場の印加条件や粒子直径が、粒子間の衝突促進効果に及ぼす影響を調べた。さらに、乱流条件における相互作用のない場合の衝突頻度関数 $\beta_0(i,j)$ と比較した。

3.2 衝突頻度の解析方法

3.2.1 解析系

水平方向に x 軸、鉛直方向上向きに y 軸をとる。静止状態にある密度 ρ_f、粘度 η の導電性液体には、周波数 f の周期的に定常な、水平方向(x 軸方向)の振動電磁気力が働く。その液体中の x-y 平面上に、密度 ρ_s で、直径 D_i あるいは直径 D_j ($<D_i$)の、2 個の非導電性球形粒子が存在し、それぞれを粒子 i、粒子 j とする。粒子には、液体に働く電磁気力の反力が働く。粒子 k ($k=i, j$) に働く振動電磁気力を $F=F_0(\pi D_k^3/6)\cos(2\pi ft)$ と表す。ここで、F_0 は粒子の単位体積あたりに働く電磁体積力、t は時間である。他の外力は働かないものとした。すなわち、粒子の運動は、鉛直方向と、水平方向の 2 次元である。また、衝突・凝集による粒子のサイズ、形状の変化は考慮しない。ここで、粒子 k($k=i, j$)の振動中心となる x 軸座標を $x_{0,k}$、時間 $t=0$ における粒子位置の y 座標を $y_{0,k}$ として、粒子の鉛直方向 (y 軸方向) の浮上運動および水平方向 (x 軸方向) の振動運動は、以下の式に従うものとした。

$$y_k - y_{0,k} = \frac{g(\rho_f - \rho_s)}{18\eta} D_k{}^2 t \tag{3-4}$$

$$x_k - x_{0,k} = \frac{F_0}{2\pi f c_k \sqrt{(a_k / c_k + 1)^2 + (2\pi f b_k / c_k + 1)^2}} \cos\left\{2\pi ft - \left[\pi - \tan^{-1}\left(\frac{a_k / c_k + 1}{2\pi f b_k / c_k + 1}\right)\right]\right\} \tag{3-5}$$

$$a_k = \frac{18\eta}{D_k^2} \tag{3-6}$$

$$2\pi f b_k = 2\pi f\left(\rho_s + \frac{\rho_f}{2}\right) \tag{3-7}$$

$$c_k = \frac{9}{D_k}\sqrt{\pi f \rho_f \eta} \tag{3-8}$$

ここで、a_k は粘性抵抗力、$2\pi f b_k$ は粒子の慣性と付加質量による力から成る慣性力、c_k はバセット力をそれぞれ特徴づける値である [4]。いずれの力も粒子挙動の抵抗力として働くが、前報 [4]では、支配的な力の違いにより、粘性抵抗力支配領域、慣性力支配領域、バセット力支配領域とそれぞれ名付けた。バセット力を基準とした相対的な粘性抵抗力の大きさ a_k/c_k、および、慣性力の大きさ $2\pi f b_k /c_k$ は、液体および粒子の物性値と、粒子直径 D_k、振動電磁気力の周波数 f の関数である。溶鋼－Al_2O_3 介在物系について、縦軸に直径 D_k、横軸に周波数 f をとり、粘性抵抗力支配領域、慣性力支配領域、

バセット力支配領域に分類した結果を Fig.3.1 に示す。周波数 f および粒子直径 D_k の増大に伴い、粒子挙動は粘性抵抗力支配領域、バセット力支配領域、慣性力支配領域の順に遷移する。粒子 i と粒子 j との衝突は、各粒子挙動の組み合わせにより、Table3.1 に示す 6 通りのタイプに分類できる。Fig.3.1 に示す周波数 f、直径 D_k の範囲では、粒子挙動は主に粘性抵抗力支配領域にあるので、①粘性―粘性型が主要な衝突タイプであるものの、直径 D_k や周波数 f によっては全ての衝突タイプをとり得る。

これ以降、相互作用のない場合の衝突頻度関数 $\beta_0(i,j)$ を単に衝突頻度関数と呼ぶ。ある瞬間における粒子 i と粒子 j の挙動を Fig.3.2 に模式的に示す。粒子の運動は 2 次元なので、粒子速度は $\mathbf{u}_k = (u_{k,x}, u_{k,y}, 0)$と表される。振動電磁場印加下における衝突頻度関数 $\beta_{0,osci.}(i,j)$は、底面の直径が 2 つの粒子直径の和、高さが速度差となる円筒の体積と等しく、以下の式によって求めることができる。

$$\beta_{0,osci.}(i,j)=\frac{\pi\left(D_i+D_j\right)^2}{4}\left|\mathbf{u}_i-\mathbf{u}_j\right| \tag{3-9}$$

粒子の振動とともに(3-9)式の値は時々刻々と変化するため、振動の半周期における 2 乗平均をとることで衝突頻度関数の時間平均値$\overline{\beta_{0,osci.}(i,j)}$を求めると、以下のとおりとなる。

$$\overline{\beta_{0,osci.}}(i,j)=\sqrt{\frac{\int_0^{\frac{1}{2f}}\beta^2dt}{\int_0^{\frac{1}{2f}}dt}}=\frac{\pi\sqrt{2f}\left(D_i+D_j\right)^2}{4}\sqrt{\int_0^{\frac{1}{2f}}\left[\left(u_{i,x}-u_{j,x}\right)^2+\left(u_{i,y}-u_{j,y}\right)^2\right]dt} \tag{3-10}$$

また、(3-9)式において粒子の水平方向の速度を $u_{i,x}$=$u_{j,x}$=0 とすることで、振動電磁場を印加しない場合、すなわち差動衝突の衝突頻度関数 $\beta_{0,\,diff.}(i,j)$ [11]が得られる。

$$\beta_{0,diff.}(i,j)=\frac{\pi\left(D_i+D_j\right)^2}{4}\left(u_{i,y}-u_{j,y}\right) \tag{3-11}$$

振動電磁場の印加による粒子間の衝突促進効果を評価する指標として、以下の式で表される、差動衝突に対する振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ を用いた。

$$\gamma=\frac{\overline{\beta_{0,osci.}}(i,j)}{\beta_{0,diff.}(i,j)}=\sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{F_0}{\rho_f\left(1-\rho_s/\rho_f\right)g}\right]^2\frac{\left[\frac{1}{A_i}-\frac{1}{A_j}\right]^2+2\frac{1-\cos\Delta\theta}{A_iA_j}}{\left(\frac{1}{a_i}-\frac{1}{a_j}\right)^2}+1} \tag{3-12}$$

$$A_k=c_k\sqrt{\left(a_k/c_k+1\right)^2+\left(2\pi fb_k/c_k+1\right)^2}\qquad(k=i,j) \tag{3-13}$$

$$\Delta\theta = \tan^{-1}\left(\frac{2\pi f b_i / c_i + 1}{a_i / c_i + 1}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{2\pi f b_j / c_j + 1}{a_j / c_j + 1}\right) > 0 \qquad (3\text{-}14)$$

溶鋼－Al_2O_3 介在物系を対象とすると、振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ を決めるパラメータは、電磁体積力 F_0、粒子 i および粒子 j の直径 D_i、D_j、周波数 f となる。

3.3 振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率に対する操作変数の影響

振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率γを表す(3-12)式における右辺の平方根内第 1 項は、粒子の水平方向の速度差、すなわち振動による衝突の影響を表し、第 2 項は浮上速度差、すなわち差動衝突の影響を表す。平方根内第 1 項が第 2 項に対して大きくなる場合、衝突は単なる差動衝突よりも促進される。衝突が促進されうる、最小の電磁体積力である臨界電磁体積力 $F_{0,min.}$を、(3-12)式における右辺の平方根内第 1 項と第 2 項が等しくなるという条件により求めると、以下のとおりとなる。

$$F_{0,\min.} = \sqrt{2}\rho_f\left(1-\rho_s/\rho_f\right)g\left(\frac{1}{a_i}-\frac{1}{a_j}\right)\sqrt{\frac{1}{\left[\frac{1}{A_i}-\frac{1}{A_j}\right]^2+2\frac{1-\cos\Delta\theta}{A_iA_j}}} \tag{3-15}$$

ここで、(3-15)式 においてバセット力と慣性力を省略（すなわち、a_k/c_k>>1 かつ $2\pi fb_k/a_k$<<1）することで、溶鋼中介在物間の衝突において主要な、①粘性―粘性型の衝突タイプに対する臨界電磁体積力 $F_{0,min.}$の近似式を以下の式で表すことができる。

$$F_{0,\min.} \approx \sqrt{2}\rho_f g\left(1-\rho_s/\rho_f\right) \tag{3-16}$$

すなわち、周波数fによらず一定であり、また、粒子の単位体積あたりに働く浮力と同じオーダーになる。この値は、溶鋼―Al_2O_3介在物系の場合およそ 4.3×10^4 Nm^{-3} となる。ここで、Al_2O_3 介在物を含む溶鋼が、ある円管流路の内部に存在し、軸方向に交流電流を、交流電流に対して垂直な方向に静磁場を同時印加することを考える。表皮効果は無視できるものと仮定すれば、介在物に働く電磁体積力 F_0 は Leenov&Kolin[12]の式により $F_0=(3/4)JB$ と求められる。ここで、J は電流密度の最大値、B は磁束密度を表す。磁束密度 B を 0.3 T、電流を 1 kA と仮定したとき、流路断面積をおよそ 5.2×10^{-3} m^2 (内径およそ 8.2×10^{-2}m) 以下にすれば、臨界電磁体積力の近似値 4.3×10^4 Nm^{-3} 以上の電磁体積力を得ることができる。たとえば、$F_0=1.0\times10^5$ Nm^{-3} の電磁体積力を印加するためには、流路断面積をおよそ 2.3×10^{-3} m^2 (内径およそ 5.4×10^{-2} m) にすればよい。(3-12)式は、電磁体積力 F_0 および臨界電磁体積力 $F_{0,min.}$を用いて書きかえると、次式となる。

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{F_0}{F_{0,\min.}}\right)^2+1} \tag{3-17}$$

振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ は電磁体積力 F_0 の増大により増加し、臨界電磁体積力 $F_{0,min.}$の増加により減少する。すなわち、臨界電磁体積力 $F_{0,min.}$の小さくなる条件は、より小さな電磁体積力 F_0 の印加で粒子間衝突頻度を促進させるこ

とができるだけでなく、振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ も大きくなるので、粒子間の衝突促進に有利である。その条件については、次節で詳しく述べる。(3-16)式と(3-17)式を用いて、①粘性―粘性型の衝突タイプに対する振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ の近似式を求めると、以下のとおりとなる。

$$\gamma \approx \sqrt{\frac{1}{2}\left[\frac{F_0}{\rho_f\left(1-\rho_s/\rho_f\right)g}\right]^2+1} \tag{3-18}$$

溶鋼―Al_2O_3 介在物系において、仮に、電磁体積力を F_0=1.0×10^5 Nm^{-3}（>$F_{0,min.}$= 4.3×10^4 Nm^{-3}）としたとき、(3-18)式の値は約 2.5 になる。

溶鋼―Al_2O_3 介在物系において、大きい粒子の直径を D_i=1000 μm とし、周波数を f=0.1、0.5、2、50 Hz とした場合における臨界電磁体積力 $F_{0,min.}$の理論値((3-15)式)と近似値((3-16)式)を Fig.3.3 に、同じ条件で電磁体積力を F_0=1.0×10^5 Nm^{-3} としたときの振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ の理論値 ((3-17)式) と近似値((3-18)式)を Fig.3.4 に、小さい粒子の直径 D_j の関数としてそれぞれ示す。横軸 D_j の範囲は D_j<D_i=1000 μm とした。なお、Fig.3.3 における一点鎖線は電磁体積力 F_0=1.0×10^5 Nm^{-3} を示す。周波数 f=0.1、0.5 Hz の場合は粒子 j の直径によらず①粘性―粘性型の衝突タイプとなる。一方、周波数 f=2 Hz では D_j<695 μm で②バセット―粘性型、695 μm <D_j で③バセット―バセット型となり、周波数 f=50 Hz では D_j<139 μm で④慣性―粘性型、139 μm <D_j<245 μm で⑤慣性―バセット型、245 μm>D_j で⑥慣性―慣性型となる。Fig.3.3 に示す臨界電磁体積力 $F_{0,min.}$の理論値は、小さい粒子の直径 D_j の減少、または、周波数の減少により小さくなり、近似値に近づく。また、前述のとおり、臨界電磁気力 $F_{0,min.}$の減少は振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ の増大と対応するため、Fig.3.4 では、直径 D_j が小さいほど、また、低周波ほど振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ の理論値は大きい。ただし、周波数 f=50 Hz の場合、Fig.3.3 から分かるとおり F_0<<$F_{0,min.}$となり差動衝突が支配的になるため、理論値はほぼ 1 となる。ここで、いずれの近似値もバセット力と慣性力を省略した値であるが、Fig.3.1 から分かるとおり、この近似は直径を限りなく小さく、周波数を限りなく低くすることに相当する。以上述べてきたとおり、周波数 f や直径 D_j の減少にともない、近似に近づくほど臨界電磁気力 $F_{0,min.}$は減少し、振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ は増加する。すなわち、①粘性―粘性型が最も衝突促進に有利な衝突タイプであり、逆に、⑥慣性―慣性型が最も不利な衝突タイプである。

周波数を f=0.5 Hz とし、大きい粒子の直径を D_i=10、100、1000 μm とした場合にお

ける臨界電磁気力 $F_{0,min.}$の理論値((3-15)式) と近似値((3-16)式)を Fig.3.5 に、同じ条件で電磁気力を F_0=1.0×10^{5}Nm^{-3} としたときの振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ の理論値 ((3-17)式) と近似値((3-18)式)を Fig.3.6 に、小さい粒子の直径 D_j の関数としてそれぞれ示す。前述の定義に従い D_j<D_i となるよう、横軸 D_j の最大値は大きい粒子の直径 D_i 以下とした。なお、Fig.3.5 における一点鎖線は電磁体積力 F_0=1.0×10^{5}Nm^{-3} を示す。この周波数 f=0.5Hz では、全ての条件において①粘性―粘性型の衝突タイプとなる。粒子直径の減少により近似の精度は上がるので、直径 D_i の減少により、Fig.3.5、Fig.3.6 における理論値は近似値に近づく。また、直径 D_i が小さくなるほど臨界体積力 $F_{0,min.}$の理論値は減少し、振動電磁場の印加による衝突頻度関数の増加率 γ は増加する。すなわち実操業では、振動電磁場により、微小介在物同士の衝突が特に良く促進される。

3.5 乱流中の介在物間の衝突頻度関数との比較

乱流条件における衝突頻度関数 $\beta_{0,turb.}$は、以下の式で表される[5)]。

$$\beta_{0,turb.}(i,j)=\frac{1.3}{8}\left(D_i+D_j\right)^3\sqrt{\frac{\rho_f\varepsilon}{\eta}} \tag{3-19}$$

ここで、ε は乱流エネルギー消散速度である。タンディッシュにおける介在物間の乱流凝集に関する研究として Wang ら[13)]および Lei ら[14)]による研究があり、用いられた乱流エネルギー消散速度 ε の値は、それぞれおよそ ε=3×10^{-4}-2×10^{-3} m^{2}s^{-3}、ε=0.1-0.5 m^{2}s^{-3} である。溶鋼―Al_2O_3 介在物系において、電磁体積力を F_0=1.0×10^5 Nm^{-3}、周波数を f=0.5 Hz、大きい粒子の直径を D_i=100 μm とした場合の振動電磁場印加下における衝突頻度関数$\overline{\beta_{0,osci.}}(i,j)$、差動衝突の衝突頻度関数 $\beta_{0,diff.}$、乱流エネルギー消散速度を ε=10^{-1}、10^{-2}、10^{-3} m^{2}s^{-3} とした場合の乱流条件における衝突頻度関数 $\beta_{0,turb.}$を、小さい粒子の直径 D_j の関数として Fig.3.7 に示す。前述の定義に従い、D_j<D_i=100 μm となるよう横軸 D_j の最大値を決定した。横軸 D_j の最大値近傍において、振動電磁場印加下における衝突頻度関数$\overline{\beta_{0,osci.}}(i,j)$および差動衝突の衝突頻度関数 $\beta_{0,diff.}$は急激に減少しているが、これは次のとおり説明できる。粒子間の衝突が起こるためには、粒子間で鉛直方向、水平方向の速度差が存在する必要がある。粒子間の速度差は直径の差により生じるため、二つの粒子間の直径の差が小さくなる横軸 D_j の最大値近傍では、粒子間の衝突は起こりにくくなる。乱流エネルギー消散速度が ε=10^{-2}、10^{-3} m^{2}s^{-3} の場合、差動衝突の衝突頻度関数 $\beta_{0,diff.}$が乱流条件における衝突頻度関数 $\beta_{0,turb.}$よりも、大きくなる領域がある。その領域では、振動電磁場が印加されていない場合、差動衝突が支配的な衝突機構となる。振動電磁場印加下における衝突頻度関数$\overline{\beta_{0,osci.}}(i,j)$は、差動衝突の衝突頻度関数 $\beta_{0,diff.}$よりも大きくなることから、差動衝突が支配的となる弱い乱流条件下における振動電磁場の印加には、介在物間の衝突を促進させる効果が期待できる。

3.6 結論

導電性液体中における非導電性粒子間の衝突に対する、水平方向振動電磁場の印加による衝突促進効果を明らかにするために、直径の異なる二つの粒子間衝突に対し、振動電磁場の印加下における衝突頻度関数を理論解析により求めた。そして、溶鋼―Al_2O_3介在物系を対象として、振動電磁場の印加条件や粒子直径が、衝突促進効果に及ぼす影響を調べた。また、乱流条件における衝突頻度関数との比較を行った。結論は以下の通りまとめられる。

・　粒子間の衝突を差動衝突よりも促進させるためには、ある臨界値以上の電磁体積力を印加する必要がある。また、粒子に働く支配的な抵抗力をもとに分類された衝突タイプのうち、二つの粒子に対して粘性抵抗力が支配的に働く、粘性―粘性型の衝突タイプのとき、最も臨界電磁体積力が小さくなる。

・臨界電磁気力の小さくなる条件では、より小さな電磁気力の印加で衝突促進が可能なだけでなく、衝突促進効果も高い。

・　二つの粒子のうち、大きな粒子の直径の減少により衝突促進効果は高くなる。すなわち実操業では、振動電磁場の印加により小さな介在物同士の衝突が特に良く促進される。

・　差動衝突が乱流中の衝突よりも優位になるような弱い乱流条件下（乱流エネルギー消散速度 $\varepsilon<10^{-2}\ m^2s^{-3}$）において、振動電磁場の印加による介在物間の衝突促進が期待できる。

Table 3.1 Combination of dominant resistance forces acting on two particles.

		j-particle		
		Friction drag force	Basset force	Inertial force
i-particle	Friction drag force governing region	①Friction – Friction (F-F)	——	——
	Basset force	②Basset – Friction (B-F)	③Basset –Basset (B-B)	——
	Inertial force	④ Inertial – Friction (I-F)	⑤ Inertial – Basset (I-B)	⑥ Inertial – Inertial (I-I)

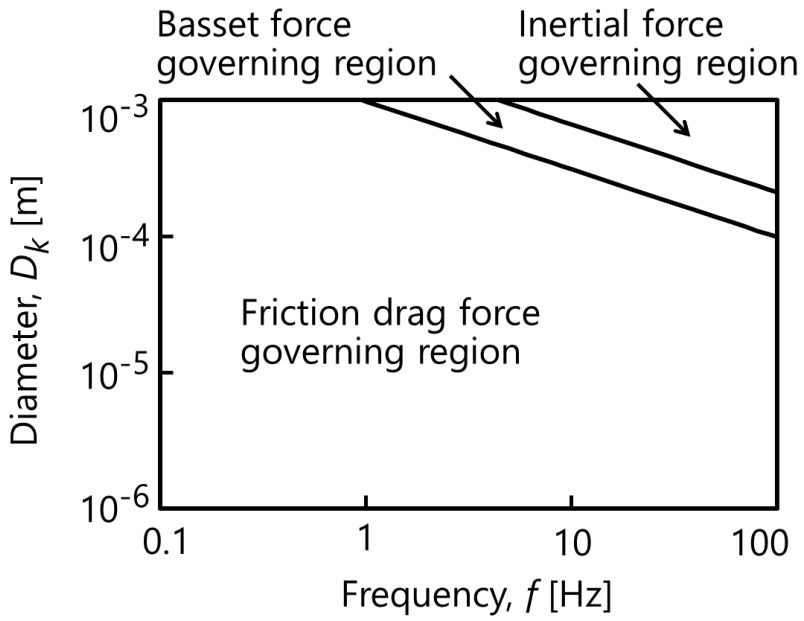


Fig.3.1 Dominant resistance force acting on inclusions in molten steel-Al_2O_3 system.

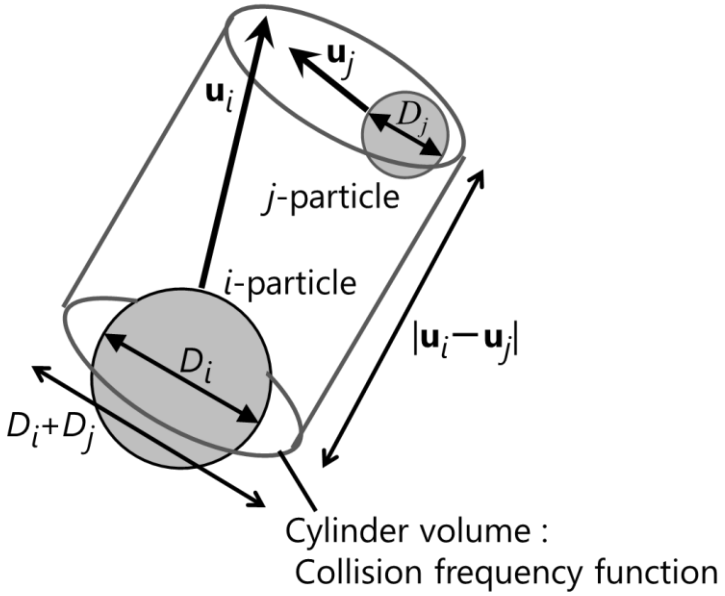


Fig.3.2 Illustration of collision frequency function of two particles.

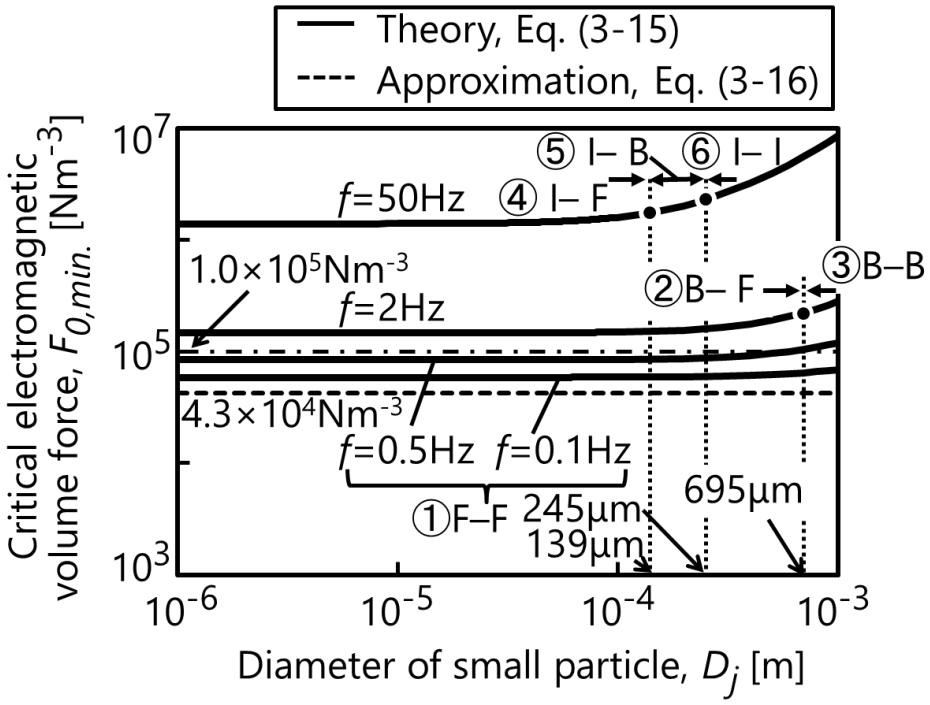


Fig.3.3 Critical electromagnetic volume force for enhancement of collision frequency function in molten steel-Al_2O_3 inclusion system and combination of dominant resistance forces.

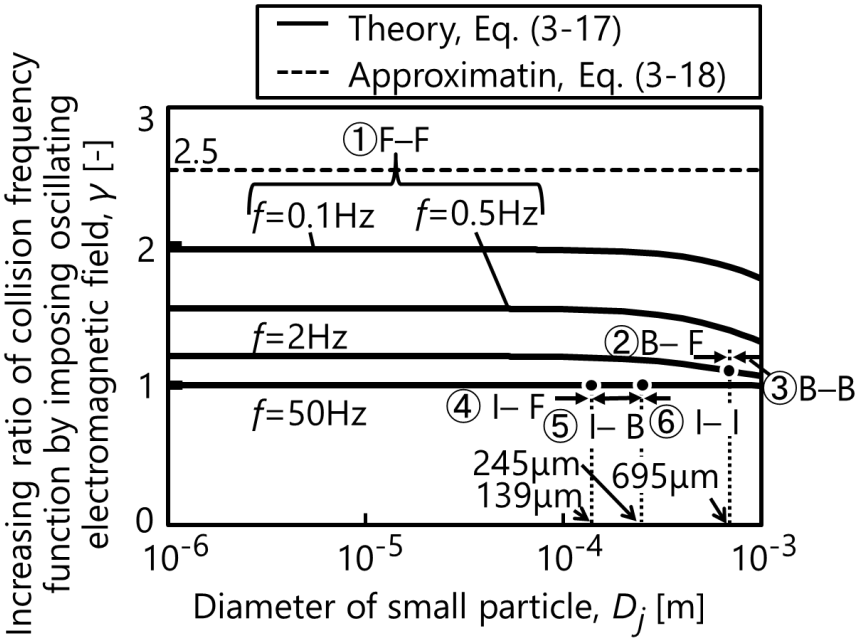


Fig.3.4 Increasing ratio of collision frequency function in molten steel-Al_2O_3 inclusion system and combination of dominant resistance forces.

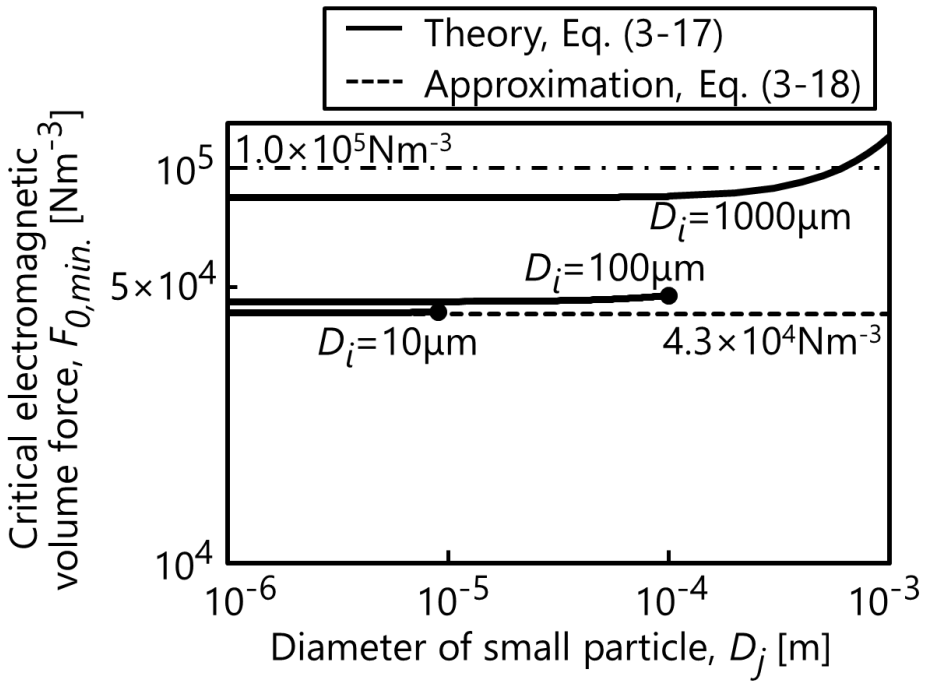


Fig.3.5 Effect of large particle diameter on critical electromagnetic volume force in molten steel-Al_2O_3 inclusion system.

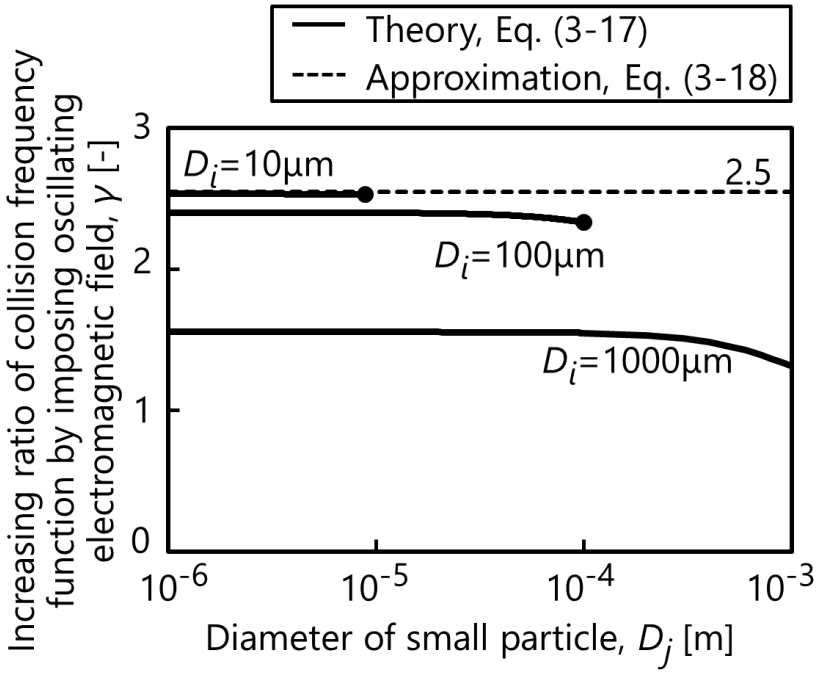


Fig.3.6 Effect of large particle diameter on increasing ratio of collision frequency function in molten steel-Al_2O_3 inclusion system.

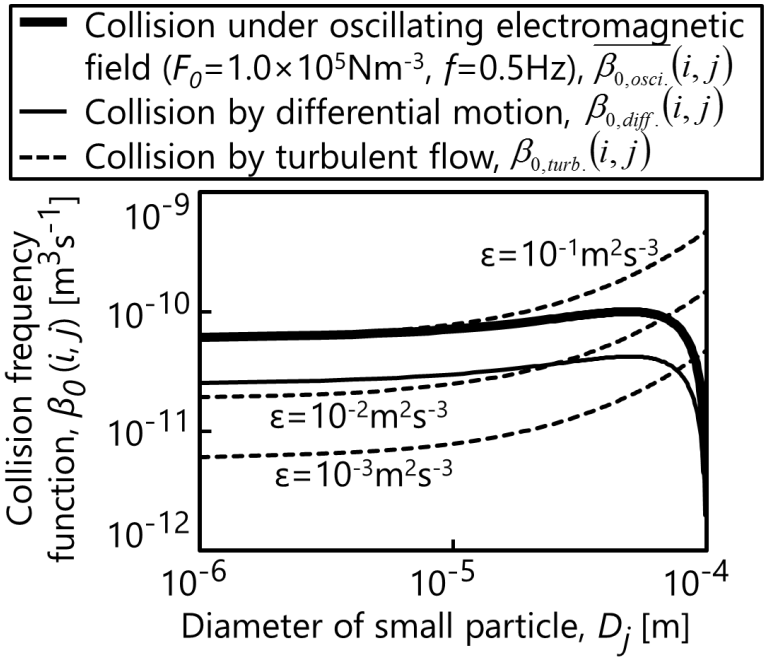


Fig.3.7 Collision frequency functions among inclusions under the oscillating electromagnetic field, collision by differential motion and collision by turbulent flow in the molten steel – Al_2O_3 inclusion system.

参考文献

1) T. Emi: *Tetsu-to-Hagané*, **100**(2014), 31.

2) T. Nakaoka, S. Taniguchi, K. Matsumoto and S. T. Johansen: *ISIJ Int.*, **41**(2001), 1103.

3) F. Yamao, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **83**(1997), 30.

4) A. Maruyama and K. Iwai: *Tetsu-to-Hagané*, **102**(2016), 106.

5) S. Taniguchi and A. Kikuchi: *Tetsu-to-Hagané*, **78**(1992), 527.

6) Hirotada Arai, Yuki Nakamura, Shin-ichi Shimasaki and Shoji Taniguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **101**(2015), 129.

7) Hirotada Arai, Yuki Nakamura, Shin-ichi Shimasaki and Shoji Taniguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **101**(2015), 139.

8) H. Arai: Doctor Thesis, Tohoku University, (2010), 47.

9) K. Higashitani, K. Yamauchi, Y. Matsuno and G. Hosokawa: *J. Chem. Eng. Jpn.*, **16**(1983), 299.

10) T. Nakaoka: *Kobe Steel Eng. Rep.*, **56**(2006), 40.

11) U. Lindborg and K. Torssell: *Trans. Metall. Soc. AIME*, **242**(1968), 94.

12) D. Leenov and A. Kolin: *J. Chem. Phys.*, **22**(1954), 683.

13) Q. Wang, F. Qi, B. Li and F. Tsukihashi: *ISIJ Int.*, **54** (2014), 2796.

14) H. Lei, K. Nakajima and J. He: *ISIJ Int.*, **50**(2010), 1735.

第 4 章 交流磁場を印加された溶鋼中における介在物挙動

4.1 緒言

鉄鋼製造において溶鋼中に生成する Al_2O_3 をはじめとする介在物は、圧延加工時の表面疵[1)]や、線材加工時の断線[2)]等、歩留まり低下の原因となるだけでなく、材料の疲労強度の低下[3)]、腐食疲労の促進[4)]等、材料の寿命を短縮させるので、その除去が必要である。従来、タンディッシュや連続鋳造機の鉛直部において、介在物の浮上分離除去[5)]が行なわれているものの、溶鋼中における介在物の浮上速度は介在物直径の 2 乗に比例するため、浮上速度の遅い微小介在物を除去するには、鋳片の引き抜き速度低下、すなわち、生産性の低下を招く。すなわち、浮上分離による介在物除去には限界があり、介在物除去のためのプロセスの研究・開発が盛んに行われている。しかしながら、一度に数百トンもの溶鋼を処理する鉄鋼製造現場において、溶鋼中に数多く存在するミクロンオーダーの介在物を除去し得る方法は限られる。

一方、電磁場を溶鋼に印加することで、溶鋼と介在物との電気伝導度の差に基づく力が介在物に働く[6)]。この力は介在物に直接作用する外力であるため、電磁場印加により溶鋼中における介在物挙動を積極的に制御できる。また、溶鋼中に存在する複数の介在物挙動を同時制御できるという特長がある。そのため、静磁場と直流電流との重畳印加[7)]、移動磁場の利用[8)]、電磁場と細管との組み合わせ[9)]等の研究がなされてきた。著者らは、交流電流と静磁場を利用した振動電磁場印加により、介在物間の衝突頻度を促進させることで凝集を促し、浮上速度を向上させる方法を提案[10)]するとともに、適切な操作条件を示した[11)]。

一方、タンディッシュ内の溶鋼温度低下防止のために、チャンネルを設けて交流磁場による誘導加熱を行うと、介在物が低減することが報告された[12)]。これは、チャンネル外側へ向かう向きの、電磁気力の反力が介在物に働くためであると推測されている。谷口ら[13)]は、既に実用化されている誘導加熱条件を対象として、周波数 60 Hz の交流磁場を印加された溶鋼中介在物の除去効率を理論的に推算したところ、直径 65 μm 以上の介在物は 95%以上除去できることを示した。Wang ら[14)]は、周波数 50 Hz の交流電磁場印加下における介在物挙動の数値シミュレーションを行い、印加出力増大により介在物の除去率は向上し、その除去率の向上は、介在物直径が大きくなるほど顕著であることを見出した。しかしながら、これらの研究は既存の操業条件を対象としており、周波数は商用周波数に限定されているため、介在物除去の観点からの最適操作条件等は明らかではない。

そこで本研究では、誘導加熱プロセスにおける溶鋼中介在物除去の操業指針を得る

ことを目的とし、交流磁場を印加された水平チャンネル内における溶鋼中介在物挙動の理論解析、および、数値計算を行った。

4.2 解析

4.2.1 解析系

簡単化のため、円筒形のチャンネルではなく、鉛直上向きを正の向きとする y 方向に $2w$ の厚みを持つ板状の溶鋼の上下面から、水平方向である x 方向成分のみを有する周波数 f、片振幅 B_0 の交流磁場を印加する系を解析対象とする（Fig. 4.1）。誘導電流の向きは z 方向、溶鋼に働く電磁気力の向きは y 方向となる。介在物には浮力と溶鋼に働く電磁気力の反力とが作用するが、いずれも y 方向なので、y 方向の運動を解析対象とした。計算に際して用いた溶鋼の物性値は、密度 ρ_f=6958 kgm^{-3}、粘度 η=5.28×10^{-3} Pa・s、電気伝導度 σ=7.2×10^5 Sm^{-1}、であり、介在物としては電気絶縁性の球形 Al_2O_3 介在物を想定し、密度 ρ_s=3880 kgm^{-3} とした。また、透磁率 μ=4π×10^{-7} Hm^{-1} は全空間で一定とした。

4.2.2 介在物に働く電磁気力と軌跡の計算方法

溶鋼中の磁場分布は、以下の(4-1)式に示す磁場の拡散方程式を(4-2)式の境界条件の下で解くことで求められる。その解を以下の(4-3)式に適用することで、任意の位置、時刻において溶鋼に働く電磁気力 **F** が求められる。

$$\partial \mathbf{B}/\partial t = (1/\sigma\mu)\nabla^2 \mathbf{B} \tag{4-1}$$

$$\mathbf{B}|_{y=\pm w} = (B_0 \cos 2\pi f t, 0, 0) \tag{4-2}$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = (1/\mu)(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (0, F, 0) \tag{4-3}$$

ここで、**B** は磁束密度、t は時間、**J** は誘導電流を示す。上式の理論解は以下のとおりである。

$$F = C_1\left[C_2 \cos(4\pi f t + \alpha) + \sinh 2\varsigma - \sin 2\varsigma\right] \tag{4-4}$$

$$C_1 = -(B_0^2\sqrt{R_\omega}) / [2\mu w(\cosh\sqrt{2R_\omega} + \cos\sqrt{2R_\omega})] \tag{4-5}$$

$$C_2 = \frac{\sqrt{(\cosh 4\varsigma - \cos 4\varsigma)\left[\left(\cosh\sqrt{2R_\omega} + \cos\sqrt{2R_\omega}\right)^2 + \sinh^2 2\varsigma \sin^2 2\varsigma\right]}}{\sqrt{2}\left(\cosh\sqrt{2R_\omega} + \cos\sqrt{2R_\omega}\right)} \tag{4-6}$$

$$\alpha = \frac{\pi}{4} - \arccos\left[\frac{4\sinh\varsigma\cosh\sqrt{R_\omega/2}\cos\varsigma\cos\sqrt{R_\omega/2} + \cosh\varsigma\sinh\sqrt{R_\omega/2}\sin\varsigma\sin\sqrt{R_\omega/2}}{2\sqrt{\left(\cosh 2\varsigma - \cos 2\varsigma\right)\left(\cosh\sqrt{2R_\omega} + \cos\sqrt{2R_\omega}\right)}}\right] \tag{4-7}$$

$$\varsigma = \left(y/w\right)\sqrt{R_\omega/2} \tag{4-8}$$

$$R_\omega = 2\pi f\sigma\mu w^2 \tag{4-9}$$

ここで、R_ω はシールディングパラメータと呼ばれる、溶鋼の上下面から印加された交流磁場の溶鋼中への浸透距離に対する、溶鋼中心から上面までの距離 w の比の指標となる無次元数である。また、溶鋼に働く電磁気力である(4-4)式は、右辺第一項の周波数 $2f$ の振動力、第二項の溶鋼中心方向へ作用するピンチ力とで構成される。

直径 D、密度 ρ_s の介在物の y 方向の運動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{du_y}{dt} = \frac{1}{\left(\rho_s + \rho_f/2\right)}\left[-\frac{18\eta}{D^2}u - \frac{9}{D}\sqrt{\frac{\rho_f\eta}{\pi}}\int_0^t \frac{du/ds}{\sqrt{t-s}}ds + F_m + g\left(\rho_f - \rho_s\right)\right] \tag{4-10}$$

右辺第一項は粘性抵抗力、第二項はバセット力、第三項は溶鋼に働く電磁気力の反力、第四項は浮力を表す。右辺第三項の、溶鋼に働く電磁気力の反力 F_m は、溶鋼に働く電磁気力 F の-3/4 倍となる [6]。時刻 t=0 s のとき y=0 m の位置にある Al_2O_3 介在物を対象に (4-10)式を 4 次のルンゲクッタ法で計算し、介在物の軌跡を求めた。

4.2.3 振動力、バセット力の有無の影響

介在物挙動の近似式を導出できれば、介在物の溶鋼上面への到達挙動や時間を予測できる。しかしながら、(4-10)式の解析解は得られない。そこで、(4-10)式の簡単化のために、溶鋼に働く電磁気力うち振動力の反力（(4-6)式の C_2）、および、(4-10)式のバセット力を無視できるか否かを確認した。

4.2.3.1 振動力の有無の影響

以降、溶鋼に働く電磁気力うち振動力の反力を単に振動力と呼ぶ。まず、振動力の有無の影響を調べた。Fig. 4.2 は、w=0.075m 、B_0=0.3T、f=50Hz として、(A)振動力を考慮した有磁場、(B)振動力を無視した((4-6)式の C_2=0)の有磁場、(C)無磁場、のそれぞれの条件において、直径 D=100μm の介在物軌跡を数値計算した結果を示す。(C)無磁場の場合、常に一定速度で浮上し、約 23.6s で溶鋼上面に到達する。これは、(4-10)式

において介在物に働く粘性抵抗力と浮力とが釣り合い、一定速度で浮上すると仮定して理論的に求めた浮上時間と一致する。ここで、定常状態に達するまでの時間は 0.1 ms 以下と計算され、非常に短いので、慣性項である(4-10)式左辺は無視できる。有磁場の場合は(A)振動力有り、(B)無しのいずれも、ある臨界点(y=20 mm 付近)を超えるまでは、無磁場の場合とほぼ同一の軌跡だが、それ以降は溶鋼上面に向かって加速する。有磁場の場合の溶鋼上面までの浮上時間は、振動力の有無によらず約 12.1 s で、無磁場の場合よりも早くなる。溶鋼中心の拡大図(0 mm≦y≦0.2mm)では、振動力有り、無しの線は重なっている。溶鋼上面の拡大図(73 mm≦y≦75 mm)より、(A)振動力有りの場合、介在物は(4-4)式における振動力の周波数 $2f$ である 100 Hz で振動し、(B)振動力無しの場合、溶鋼上面までの浮上時間は振動力有りの場合に較べてわずかに過小評価することが分かる。過小評価の程度は後者基準で約 0.01%以下であり、振動力の効果は小さいと言える。

4.2.3.2 バセット力の有無の影響

4.2.3.1 目と同一条件(D=100 μm、w=0.075 m、B_0=0.3 T、f=50 Hz)で、バセット力の有無の影響を調べた。Fig. 4.3 に、(A)バセット力を考慮した有磁場、(B)バセット力を省略した有磁場、(C)無磁場、のそれぞれの場合の介在物軌跡を示す。バセット力の有無によらず介在物軌跡はほぼ同一である。溶鋼中心の拡大図(0 mm≦y≦0.2 mm)では、(A)バセット力有り、(B)無しの軌跡は重なっている。溶鋼上面の拡大図(74.6 mm≦y≦75 mm)から、(A)バセット力有りの場合は、(B)バセット力無しの場合よりもわずかに遅れて溶鋼上面に到達する。バセット力は溶鋼上面近傍で効くものの、バセット力の有無による溶鋼中心から上面までの浮上時間の差は 0.005 %以下と非常に小さい。以上を鑑みて、(4-10)式から介在物軌跡の近似式を導出する際には、振動力、バセット力、左辺の慣性項は省略する。

4.3 介在物軌跡の近似式

4.3.1 運動方程式の無次元化

上述のとおり、(4-10)式における振動力、バセット力、左辺の慣性項を無視すると、介在物浮上の駆動力である、溶鋼に働く電磁気力のうちピンチ力の反力(以降、単にピンチ力と呼ぶ)および浮力の和と、抵抗力である粘性抵抗力とが釣り合う。その簡略された(4-10)式を、以下に定義する無次元時間 $\breve{t}$ 、無次元位置 $\breve{y}$ 、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$ を用いて無次元化した。なお、無次元時間 $\breve{t}$ は無磁場の場合(介在物には浮力のみ働く)における、溶鋼中心から上面までの浮上時間で規格化した。

$$\frac{d\breve{y}}{d\breve{t}} = \frac{3}{8}\frac{\breve{B}_0\sqrt{R_\omega}}{\left(\cosh\sqrt{2R_\omega}+\cos\sqrt{2R_\omega}\right)}\left[\sinh(\sqrt{2R_\omega}\,\breve{y})+\sin(\sqrt{2R_\omega}\,\breve{y})\right]+1 \tag{4-11}$$

$$\breve{t} = \frac{D^2 g\left(\rho_f-\rho_s\right)}{18\eta w}t \tag{4-12}$$

$$\breve{y} = \frac{y}{w} \tag{4-13}$$

$$\breve{B}_0 = \frac{B_0^2}{\mu w g\left(\rho_f-\rho_s\right)} \tag{4-14}$$

無次元の浮上速度((4-11)式の左辺)は介在物直径の関数ではないものの、無次元時間は介在物直径の 2 乗に比例するので、実際の浮上時間は介在物直径 D の 2 乗に反比例することに注意を要する。また、(4-11)式の右辺第一項はピンチ力項、第二項は浮力項である。磁場分布の対称性から y=0 でピンチ力は作用しないので、溶鋼中心近傍におけるピンチ力項は 1 以下であり、粘性抵抗力と浮力とが釣り合うこととなる。介在物の浮上につれてピンチ力は大きくなり、やがてある位置 $\breve{y}^*$(以降、釣り合い位置と呼ぶ)で浮力と等しくなる。釣り合い位置において、ピンチ力項は 1 に等しいので、以下の式が成り立つ。

$$\frac{3}{8}\frac{\breve{B}_0\sqrt{R_\omega}}{\left(\cosh\sqrt{2R_\omega}+\cos\sqrt{2R_\omega}\right)}\left[\sinh(\sqrt{2R_\omega}\,\breve{y}^*)+\sin(\sqrt{2R_\omega}\,\breve{y}^*)\right]=1 \tag{4-15}$$

(4-15)式は解析的に解けないものの、釣り合い位置 $\breve{y}^*$ は数値的に求めることができる。釣り合い位置 $\breve{y}^*$ を超えるとピンチ力項は 1 を上回り、浮力に置き換わってピンチ力が

主要な駆動力となる。すなわち、粘性抵抗力とピンチ力とが釣り合う。

4.3.2 介在物軌跡の近似式

溶鋼中心付近では、(4-11)式のピンチ力項が 1 よりも十分小さいので、(4-16)式の初期条件を用いて介在物の軌跡を求めれば、(4-17)式が得られる。

$$\breve{y}=0 \quad at \quad \breve{t}=0 \tag{4-16}$$

$$\breve{y}=\breve{t} \qquad (\breve{y}<\breve{y}^{*}) \tag{4-17}$$

溶鋼中心から釣り合い位置$\breve{y}^{*}$までの無次元浮上時間$\breve{t}^{*}$は次式で関係づけられる。

$$\breve{y}^{*}\approx\breve{t}^{*} \tag{4-18}$$

一方、(4-11)式のピンチ力項が 1 よりも十分大きいとき、すなわち$\breve{y}>>\breve{y}^{*}$のとき、(4-11)式は以下のとおり簡略化される。

$$\frac{d\breve{y}}{d\breve{t}}=\frac{3}{8}\frac{\breve{B}_0\sqrt{R_\omega}}{\left(\cosh\sqrt{2R_\omega}+\cos\sqrt{2R_\omega}\right)}\left[\sinh(\sqrt{2R_\omega}\breve{y})+\sin(\sqrt{2R_\omega}\breve{y})\right] \qquad \left(\breve{y}>>\breve{y}^{*}\right) \tag{4-19}$$

初期条件は以下の通りである。

$$\breve{y}=\breve{y}^{*} \quad at \quad \breve{t}=\breve{t}^{*}\approx\breve{y}^{*} \tag{4-20}$$

シールディングパラメータ R_ω が 1 よりも十分大きい条件では、(4-19)式の解析解は以下の(4-21)式で与えられる。

$$\breve{y}=\sqrt{\frac{2}{R_\omega}}\operatorname{arctanh}\left\{\exp\left[\left(\breve{t}-\breve{t}^{*}\right)\frac{3\breve{B}_0}{4}\frac{\sqrt{2}R_\omega}{\exp\left(\sqrt{2R_\omega}\right)}+Ln\left[\tanh\left(\sqrt{\frac{R_\omega}{2}}\breve{y}^{*}\right)\right]\right]\right\} \tag{4-21}$$

$R_\omega>1$ であっても、R_ω が 1 に近い値をとる条件では、(4-21)式は介在物の無次元位置を過小評価する。すなわち、溶鋼上面までの浮上時間は過大評価される。

4.3.3 近似式の妥当性

以降、磁場の周波数と強度、チャンネルサイズについて議論するため、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$、シールディングパラメータ R_ω をパラメータとする。対応する印加磁場の片振幅 B_0、周波数 f、溶鋼中心から上面までの距離 w を Table 4.1 に示す。

Figs.4.4(a)-(c)に、無次元磁場強度を $\breve{B}_0$ =31.7 で一定、シールディングパラメータを

R_ω=0.159、159、1.59、と変化させた場合の介在物軌跡の数値計算結果を、(4-17)式、(4-21)式で表される近似式と合わせて示す。なお、近似式の導出では慣性項、バセット力、振動力を省略したが、数値計算ではこれらを全て考慮した。Fig.4.4(a)に示す R_ω=0.159 の低周波条件では、浮力とピンチ力との釣り合い位置 $\breve{y}^*$ は約 1.1 と(4-15)式から計算される。すなわち、$0 \leqq \breve{y} \leqq 1$ の全範囲で(4-11)式のピンチ力項は 1 より小さく、浮力が支配的な駆動力なのでほぼ直線的に浮上する。(4-17)式の近似式はピンチ力を無視しているため、溶鋼上面への到達時間は数値計算結果より約 3%遅いものの、両者はほぼ一致している。Fig.4.4(b)に示す R_ω=159 の高周波条件では、$\breve{y}^*$ は 0.72 と計算される。$\breve{y} << \breve{y}^*$ と $\breve{y} >> \breve{y}^*$ それぞれの領域における近似式である(4-17)式、(4-21)式は $\breve{y}^*$=0.72 近傍を除いて数値計算結果とよく一致する。近似式による溶鋼上面までの浮上時間は数値計算より少し短くその差は約 0.5%であった。R_ω=1.59 のときの結果を Fig.4.4(c)に示す。このとき、$\breve{y}^*$=0.46 である。浮力が支配的である $\breve{y} << \breve{y}^*$ の領域では、(4-17)式と数値計算結果とは比較的よく一致するものの、$\breve{y}^*$=0.46 に近づくにつれて、(4-17)式は介在物浮上を過小評価するようになる。$\breve{y} >> \breve{y}^*$ の領域において、(4-21)式は介在物位置を数値計算結果より溶鋼中心側へ評価しているので、溶鋼上面までの浮上時間は過大評価される。(4-21)式により求まる溶鋼上面までの浮上時間は、数値計算結果に較べて約 4%の過大評価であった。

4.4 介在物挙動に対する操作変数の影響

シールディングパラメータ R_ω が大きな高周波条件では、溶鋼上面近傍で大きなピンチ力が作用する一方、R_ω の小さな低周波条件であれば、内部までピンチ力が作用するもののその強度は弱い。そこで、介在物除去最適化の指針を得るために、操作変数が介在物挙動に与える影響について検討した。具体的には、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$、シールディングパラメータ R_ω をパラメータとして、ピンチ力、すなわち、(4-4)式において C_2=0 として求めた溶鋼に働く電磁気力 F に-3/4 を乗じた値 $F_{m,p}$ を計算し、浮力に較べてピンチ力が支配的となる領域、および、溶鋼中心から上面までの浮上時間について評価した。

浮力 $g(\rho_f-\rho_s)$で無次元化したピンチ力 $F_{m,p}$ を R_ω=0.159、1.59、15.9、159 の各条件で計算した結果を Fig.4.5 に示す。ただし、$\breve{B}_0$ =31.7 を一定とした。R_ω=0.159 では、誘導電流

がほとんど流れないので、どの位置においてもピンチ力は小さく、浮力が支配的であり、介在物除去に不適切である。R_ω=159 では、溶鋼内部では誘導電流はほとんど流れずに、溶鋼上面近傍で大きな誘導電流が発生するので、ピンチ力は溶鋼上面のみに集中し、著しく大きな値を示す。R_ω=1.59 と 15.9 の場合、両者の電磁浸透厚みは 3 倍程度しか異ならず、溶鋼厚みと同一オーダーなので、いずれも磁場は溶鋼中心まで浸透し、かつ内部まで誘導電流が発生するので、ピンチ力も比較的内部から大きな値を示すこととなる。なお、これら 4 条件の中では、R_ω=15.9 が溶鋼中心に最も近い位置から介在物に対するピンチ力の効果が顕在化する。すなわち、内部までピンチ力を作用させるには、周波数が高すぎても、低すぎても不適切であり、チャンネルサイズに合わせた適切な周波数が存在する。しかしながら、周波数が高くなるほど溶鋼上面近傍で作用するピンチ力は大きくなり、そこでの介在物の浮上速度は速くなるので、内部からピンチ力が作用する条件で介在物浮上時間が最短とは限らない。そこで、ピンチ力と浮力との釣り合い位置 $\breve{y}^*$、および、溶鋼中心から上面までの無次元浮上時間 $\breve{t}_r$ のそれぞれを、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$ とシールディングパラメータ R_ω を変数として求めた。それらの結果を Fig.4.6、Fig.4.7 に示す。Fig.4.6 において、R_ω=0.159 のときには、磁場強度にかかわらず、常にピンチ力は浮力を下回るので、釣り合い位置 $\breve{y}^*$ は 1 を上回ってしまい、この図には現れない。介在物に対してできるだけ溶鋼内部でピンチ力を作用させるためには、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$ を大きくして、シールディングパラメータを R_ω=5-10 の範囲にすれば良い。Fig.4.7 から分かるとおり、溶鋼中心から上面までの浮上時間 $\breve{t}_r$ を短時間にするための条件も同一である。R_ω=5-10 における溶鋼中心から上面までの無次元浮上時間 $\breve{t}_r$ は、$\breve{B}_0$=56.3 で約 0.32、$\breve{B}_0$=31.7 で約 0.38、$\breve{B}_0$=14.1 で約 0.48、$\breve{B}_0$=7.9 で約 0.56 となり、磁場強度が強いほど浮上時間が短くなる。なお、R_ω=0.159 のときに、無次元到達時間が 1 を下回るのは、わずかながらピンチ力が介在物浮上に寄与するためである。以上のことから、チャンネル中心部から短時間で介在物を除去するためには、(1) 無次元磁場強度を強くすること、(2) R_ω=5-10 とすること、が適切な操作条件と言える。

4.5 チャンネル壁面近傍で介在物に作用する力

4.5.1 介在物に作用する力の評価方法

チャンネル壁近傍では、耐火物と溶鋼中に含まれる Al 脱酸由来の Al が反応することで、Si、C、O などの濃度境界層が形成されるので、介在物が濃度境界層の内部に侵入すれば、界面張力勾配を駆動力として、介在物はチャンネル壁に引き寄せられる[15]。一般的に、チャンネル内流れは乱流であり[13, 14]、チャンネル壁近傍に速度境界層が形成されるが、その内部の粘性底層と濃度境界層は同程度の厚みなので、介在物がバルク側から粘性底層まで到達すれば、介在物は除去される。一方、速度境界層内部ではチャンネル壁から離れるにつれて流速が増大するので、介在物をチャンネル壁から遠ざける向きへサフマン力が作用する。このとき、ピンチ力がサフマン力を上回れば、介在物は粘性底層へ到達することとなる。また、乱流の乱れ成分による力はバルクから粘性底層への介在物の移動を阻害する。そこで、ここでは乱流の乱れ成分による力、サフマン力、ピンチ力の大きさを評価した。

以降、Fig.4.1 における溶鋼中心から上面までの距離 w は円筒チャンネルの半径に相当し、x 軸はチャンネル軸方向、y 軸は半径方向に相当するものと見なす。乱流の乱れ成分から受ける、介在物の単位体積当たりの力の大きさ F_t は、乱流の乱れ成分の二乗平均平方根を $\sqrt{u'^2_{f,y}}$ とすると、次式で与えられる。

$$F_t = \left(18\eta / D^2\right)\sqrt{u'^2_{f,y}} \tag{4-22}$$

一方、円管を対象に乱流の乱れ成分の二乗平均平方根と摩擦速度 u_t との比、$\sqrt{u'^2_{f,y}}/u_t$ が実験的に求められている[16]ので、そこからレイノルズ数が $\mathrm{Re}=(2wu_f\rho_f)/\eta=5\times10^4$($w$=0.075 m、$u_f$=0.27 m/s の条件に相当)のときの値を読み取った値を Table 4.2 に示す。境界層理論で現れる摩擦速度 u_t は以下の式[17]から求められる。

$$u_t = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho_f}} \tag{4-23}$$

$$\tau_0 = -\frac{dp}{dx}\frac{w}{2} \tag{4-24}$$

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{f_D}{4w}\rho_f u_f^2 \tag{4-25}$$

$$f_D = 0.32\mathrm{Re}^{-1/4} \tag{4-26}$$

これらの関係から、乱流の乱れ成分の二乗平均平方根 $\sqrt{u'^2_{f,y}}$ を求め、乱流の乱れ成分による力の大きさ F_t を評価した。

介在物の単位体積当たりに働くサフマン力の大きさ $F_{Saff.}$ は以下のとおり求めた[18, 19]。

$$F_{Saff.} = \frac{9.72}{\pi D}\left(u_{f,x} - u_{s,x}\right)\sqrt{\eta\rho_f\left(-\frac{\partial u_{f,x}}{\partial y}\right)} \tag{4-27}$$

ここで、$u_{f,x}$ はチャンネル軸方向の局所流速、$u_{s,x}$ はチャンネル軸方向の介在物速度である。サフマン力の大きさ $F_{Saff.}$ の評価に必要な流速勾配 $\partial u_{f,x}/\partial y$ は、以下の(4-28)式[20]、(4-29)式[21]を用いた。

$$\breve{y}_2 = u_t\left(w-y\right)\rho_f / \eta \tag{4-28}$$

$$u_{f,x} = \left[5.01Ln\left(\breve{y}_2\right) - 3.05\right]u_t \qquad 5<\breve{y}_2<30 \tag{4-29}$$

ここで、$\breve{y}_2$ はチャンネル壁からチャンネル中心軸方向への無次元距離である。ここで対象としたバッファー領域は $5<\breve{y}_2<30$ の範囲であり、チャンネル直径 w=0.075 m、チャンネル内平均流速 u_f=0.27 ms^{-1} ならばチャンネル壁からの距離が約 280 μm-1.7 mm($0.978<\breve{y}<0.996$)の領域となる。サフマン力の大きさ $F_{Saff.}$ は、介在物に対する流体の相対速度、$(u_{f,x}-u_{s,x})$ に比例するが、ここでは(4-30)式を採用することで、その最大値を求めた。

$$(u_{f,x}-u_{s,x}) \fallingdotseq u_f \tag{4-30}$$

4.5.2 介在物に作用する力の比較

チャンネル直径 w=0.075 m、チャンネル内平均流速 u_f=0.27 ms^{-1}、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$=31.7、シールディングパラメータ R_ω=1.59、15.9 としたときの、直径 D=100 μm および 10 μm の Al_2O_3 介在物のそれぞれに働く単位体積あたりのピンチ力 $F_{m,p}$、乱流の乱れ成分による力 F_t、サフマン力 $F_{Saff.}$、浮力の大きさを Figs.4.8(a), (b)に示す。浮力は 3.0×10^4 Nm^{-3} である。Fig. 4.8(a)に示すチャンネル壁近傍でのサフマン力は約 5×10^5-1×10^6 Nm^{-3} 程度であり、乱流の乱れ成分による力は約 5×10^4-1×10^5 Nm^{-3} 程度である。従って、介在物を粘性底層へ到達させるには、サフマン力以上のピンチ力が境界層で必

要である。R_ω=15.9 ならば、介在物は確実に粘性底層へ到達し、除去される。商用周波数 f=50Hz に対応する R_ω=1.59 のとき、サフマン力はピンチ力よりもわずかに大きくなる。この条件で介在物を確実に粘性底層へ到達させるには、0.35 T 以上の磁場強度が必要である。しかしながら、粒子に対する流体の相対速度が(4-30)式より小さければ、介在物を除去し得る磁場は $\breve{B}_0$=31.7(B_0=0.3T)より小さくてもよい。

Fig.4.8(b)より、シールディングパラメータ R_ω=1.59、15.9 のいずれの場合も、チャンネル壁近傍で直径 10 μm の介在物に作用するサフマン力や乱流の乱れ成分による力はピンチ力よりも大きくなることが分かる。直径 10 μm の介在物を粘性底層へ確実に到達させるには、R_ω=15.9 で 0.5 T 以上、R_ω=1.59 で 1.1 T の強い磁場が必要である。チャンネル壁近傍でのサフマン力は 5×10^6-1×10^7 Nm^{-3} 程度であり、ピンチ力は R_ω=15.9 で 4×10^6 Nm^{-3} 程度、R_ω=1.59 で 8×10^5 Nm^{-3} 程度なので、磁場強度 0.3 T で介在物は粘性底層へ到達させるためには、前者で粒子速度が流体速度の 3/5 程度以上であればよく、後者であれば 8%以上であればよいと推算される。

4.6 衝突頻度関数

直径 10 μm の小さな介在物を除去し得るか否か不明な条件である無次元磁場強度 $\breve{B}_0$ =31.7 の場合においても、Fig.4.8(a)に示したとおり、直径 100 μm の大きな在物は確実に粘性底層に到達して除去されるため、小さな介在物の一部は大きな介在物と衝突・合体し、大きな介在物と共に粘性底層に到達する可能性がある。そこで、交流磁場を印加された溶鋼中における直径 D_i=100 μm の介在物と直径 D_j=10 μm の介在物との衝突頻度関数に及ぼす交流磁場印加の影響を評価する。そのため、計算条件は、4.5. 2 項で述べた、直径 100 μm の介在物がピンチ力により除去され得る、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$ =31.7、シールディングパラメータ R_ω=15.9 を対象とした。

無磁場の場合、チャンネル内の乱流場における乱流エネルギー消散速度は ε=3×10^{-4}-2×10^{-3} m^{2}s^{-3} 程度 [14]であると推定されるが、その条件下での直径 100 μm と直径 10 μm の介在物間の衝突は、乱流中の衝突よりも、介在物直径の差に起因する浮上速度差による衝突が支配的になる [11]。そこで、乱流中の衝突は考慮せず、浮上速度差のみで介在物同士が衝突するとして、無磁場のときの衝突頻度関数を理論的に求めた。有磁場の場合については、以下のとおり計算した。介在物はチャンネル内流れの主流に乗ると仮定し、全ての介在物の水平方向の速度は同一であるとみなした。直径 D_i=100 μm の介在物の浮上速度を $u_{si,y}$、直径 D_j=10 μm の介在物の浮上速度を $u_{sj,y}$ とすると、衝突頻度関数は以下のとおり表される。

$$\beta(i,j)=\frac{\pi\left(D_i+D_j\right)}{4}\left|u_{si,y}-u_{sj,y}\right| \tag{4-31}$$

時間 Δt (>>1/2f) ごとの衝突頻度関数の 2 乗平均は以下のとおり表される。

$$\begin{aligned}\overline{\beta}(i,j)&=\sqrt{\left(\int_t^{t+\Delta t}\beta^2 dt\right)/\left(\int_t^{t+\Delta t}dt\right)}\\&=\frac{\pi\left(D_i+D_j\right)}{4}\sqrt{\int_t^{t+T}\left(u_{si,y}-u_{sj,y}\right)^2 dt/\Delta t}\end{aligned} \tag{4-32}$$

上記の式より、直径 100 μm の介在物が溶鋼中心から上面まで到達する時間を 465 分割し、各位置における介在物振動の 20 周期分の時間ごとの衝突頻度関数の平均を求めた。また、4.3.1 項で述べたとおり、直径 10 μm の介在物の鉛直方向の速度は、直径 100 μm の介在物速度の 100 分の 1 と非常に小さいので、直径 10 μm の介在物の鉛直方向の速度を $u_{sj,y}$≒0 とした。なお、計算に際して、直径 100 μm の介在物に働く振動力、

バセット力などは全て考慮した。

交流磁場印加による衝突頻度関数の増加率 γ を、無磁場のときの衝突頻度関数に対する、有磁場のときの衝突頻度関数の比として計算した結果を Fig. 4.9 に示す。交流磁場印加による衝突頻度関数の増加率 γ は、Fig.4.5 に示した、浮力とピンチ力との釣り合い位置 $\tilde{y}^*$=0.37 のやや手前から急激に増加し、チャンネル壁近傍での値は約 33 となった。これは、ピンチ力によって加速される直径 100 μm の介在物と、ほとんど動かないと見なした直径 10 μm の介在物との速度の比率は磁場の有無によらず一定であるものの、速度差の絶対値が著しく大きくなるためである。

上記の、交流磁場印加による衝突頻度関数の増加率最大値 γ=約 33 は、3.5 節で述べた、交流電流と静磁場を利用して、電磁体積力 F_0=10^5 Nm^{-3}(3.3 節で述べた通り、電流 1 kA、磁束密度 0.3 T に対応)、周波数 0.5 Hz の水平方向振動電磁気力を印加した場合の、直径 100 μm の介在物と直径 10 μm の介在物との衝突頻度増加率 γ=約 2.4 に対して、約 14 倍大きい。すなわち、交流電流と静磁場を利用して介在物に低周波の水平方向振動を与えるよりも、適切な周波数の交流磁場印加を行い、ピンチ力による介在物挙動制御を行う方が良い。

4.7 誘導加熱による上昇温度

4.5.2 項で述べた、直径 100 μm の介在物がピンチ力により除去され得る、無次元磁場強度 $\breve{B}_0$=31.7、シールディングパラメータ R_ω=15.9 の条件) における、誘導加熱による発熱を評価する。誘導加熱されたチャンネル内溶鋼流れにおいて、以下の熱収支式が成り立つ。

$$QL = \rho_f C_p \Delta T \pi w^2 u_{f,x} \tag{4-33}$$

ここで、Q はチャンネル軸方向の単位長さ当たりの発熱速度、L はチャンネル長さ、C_p は溶鋼の比熱、ΔT はチャンネル入口に対して出口における上昇温度を表す。チャンネル軸方向の単位長さ当たりの発熱速度 Q はシールディングパラメータが R_ω>>1 のとき、以下のとおり近似できる。

$$Q \approx B_0^2 \pi w \sqrt{\frac{\pi f}{\mu^3 \sigma}} \tag{4-34}$$

従って、チャンネル 1m 当たりの上昇温度は以下のとおり計算できる。

$$\Delta T = \frac{B_0^2}{\rho_f C_p u_{f,x} w} \sqrt{\frac{\pi f}{\mu^3 \sigma}} \tag{4-35}$$

Wang ら [14]の条件 (f=50 Hz, w=0.075 m、B_0=0.28-0.42 T、$u_{f,x}$=0.27 ms^{-1}) でチャンネル 1 m 当たりの上昇温度を計算すると、ΔT=7.3-16.5 K となる。一方、上記の条件 (f=500 Hz, w=0.075 m、B_0=0.3 T、$u_{f,x}$=0.27 ms^{-1}) では ΔT=26.6 K なので、発熱量は十分であり溶鋼加熱は可能である。

4.8 結言

溶鋼の誘導加熱による介在物除去のための操業指針を得ることを目的とし、浮力と同じ向きにピンチ力が働く交流磁場印加条件を解析対象として、介在物挙動の理論解析および数値計算を行った。得られた主な成果を以下に示す。

・溶鋼内部までピンチ力を作用させるには、周波数が高すぎても、低すぎても不適切であり、シールディングパラメータが R_ω=5-10 を満たす周波数が適切である。

・チャンネル中心部から短時間で介在物を除去するための適切な操作条件は、(1) 大きな無次元磁場強度、(2) シールディングパラメータの範囲が 5-10、である。

・強度 0.3 T の交流磁場を印加した場合、介在物をランダムに運動させる乱流の乱れによる力、チャンネル壁から離す向きに作用するサフマン力に較べて、100 μm の介在物に対してはチャンネル壁へ向かわせるピンチ力が大きくなり、10 μm の介在物に対してはチャンネル壁へ向かわせるピンチ力が小さくなる操業条件が存在する。そのような条件下でも、浮力に較べてピンチ力が大きな領域では、磁場印加により衝突頻度関数が増加するので、小さな介在物は大きな介在物と衝突・合体することで除去される可能性がある。また、大きな介在物と小さな介在物との衝突頻度増加率は、3.5 節で述べた、交流電流と静磁場を利用し、低周波の水平方向振動電磁気力を作用させる方法における衝突頻度増加率よりも高くなる。

Table4.1 Shielding parameter, R_ω and non-dimensional number of magnetic field, $\breve{B}_0$ used in this analysis and corresponding conditions.

			R_ω					
			0.159	1.59	5	10	15.9	159
$\breve{B}_0$	7.9	B_0 (T)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
		f (Hz)	0.3	3	10	20	31	311
		w (m)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
	14.1	B_0 (T)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
		f (Hz)	5	50	156	313	500	5000
		w (m)	0.075	0.075	0.075	0.075	0.075	0.075
	31.7	B_0 (T)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
		f (Hz)	5	50	156	313	500	5000
		w (m)	0.075	0.075	0.075	0.075	0.075	0.075
	56.3	B_0 (T)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
		f (Hz)	5	50	156	313	500	5000
		w (m)	0.075	0.075	0.075	0.075	0.075	0.075

Table4.2 Root-mean-square value of pipe-flow fluctuation in radial direction normalized by friction velocity when Re=5×10^4 [16].

$\breve{y}$	$\sqrt{u'^2_{f,y}} / u_t$
1	0
0.99	0.4
0.96	0.8
0.9	0.9
0.4	0.8
0	0.75

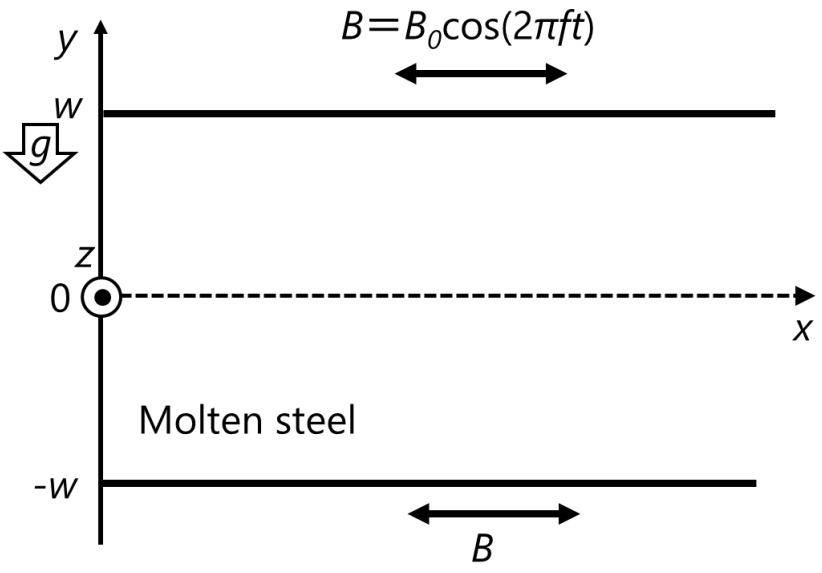


Fig.4.1 Coordinate system adopted in this analysis.

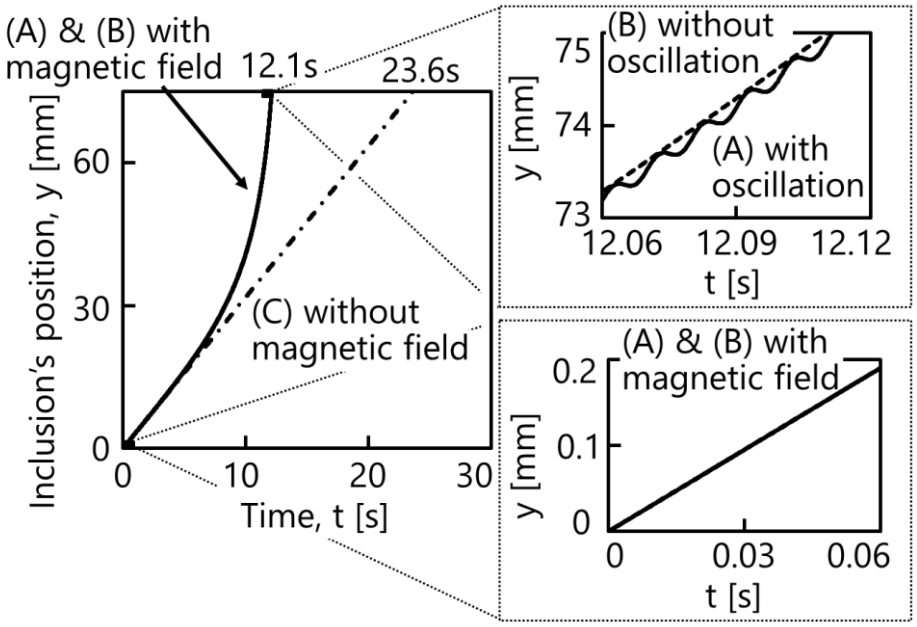


Fig.4.2 Effect of oscillating force on trajectories of 100 mm diameter inclusion under the condition that w=0.075 m, B_0=0.3 T and f=50 Hz; (A) with magnetic field, with oscillation, (B) with magnetic field, without oscillation, (C) without magnetic field.

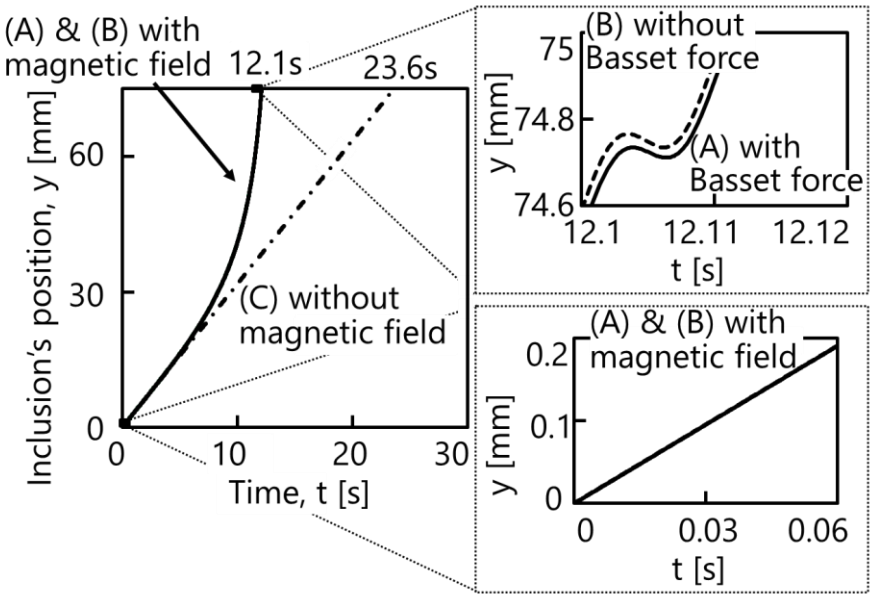


Fig.4.3 Effect of Basset force on trajectories of 100mm diameter inclusion under the condition that w=0.075m, B_0=0.3T and f=50Hz; (A) with magnetic field, with Basset force, (B) with magnetic field, without Basset force, (C) without magnetic field.

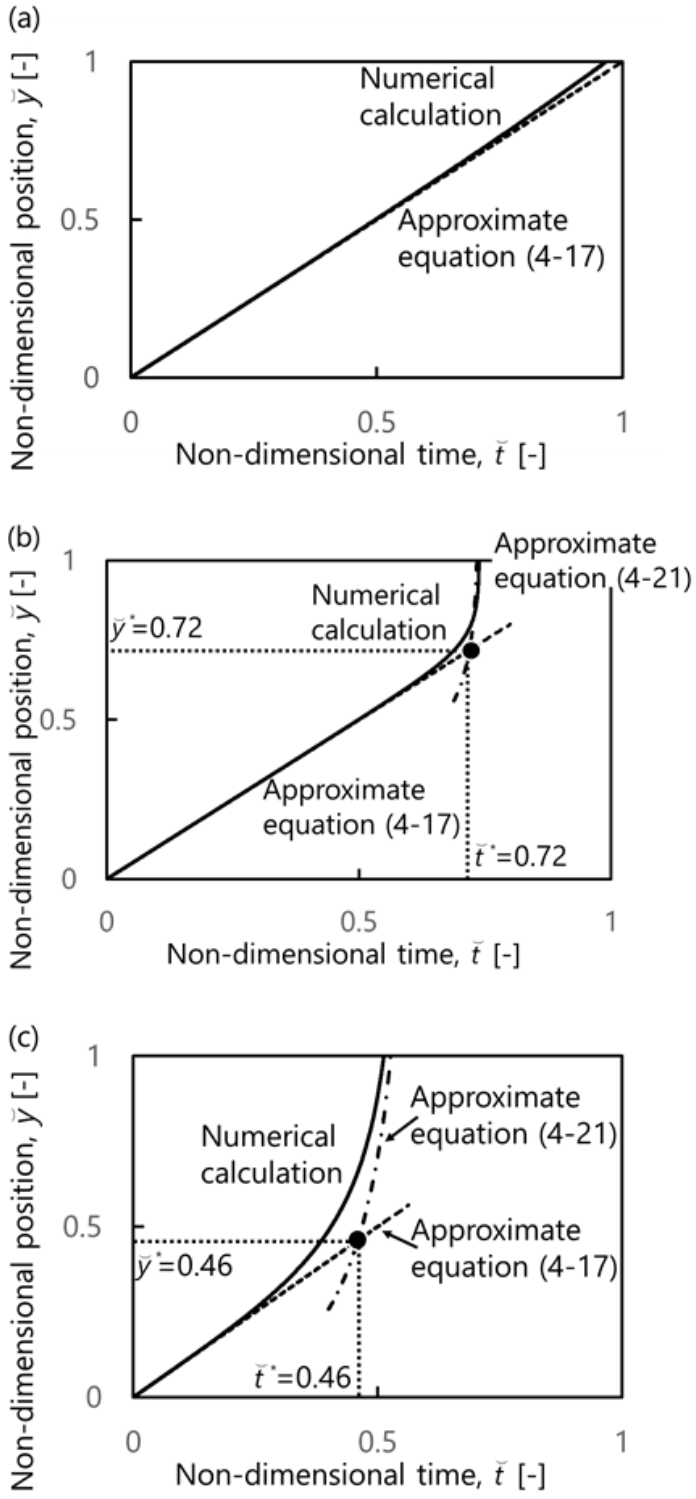


Fig.4.4 Inclusion trajectory when $\breve{B}_0$ =31.7; (a) R_ω=0.159, (b) R_ω=159, (c) R_ω=1.59.

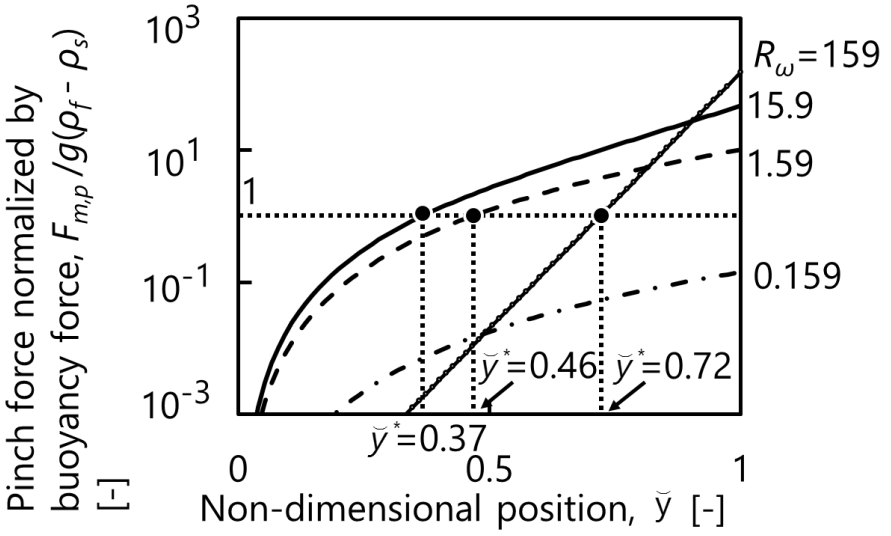


Fig.4.5 Distribution of pinch force normalized by buoyancy force.

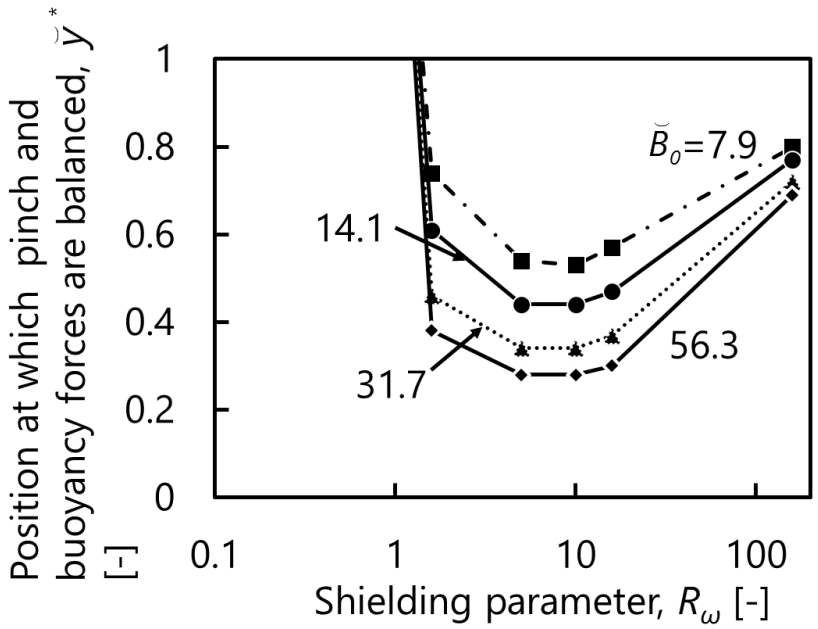


Fig.4.6 Effect of Shielding parameter on position at which pinch and buoyancy forces are balanced.

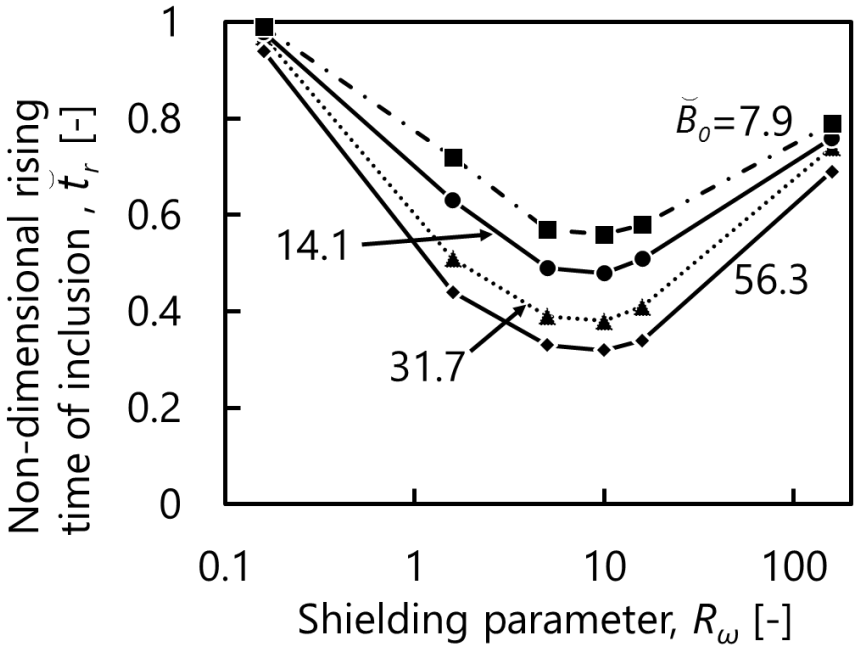


Fig.4.7 Effect of Shielding parameter on rising time of inclusion.

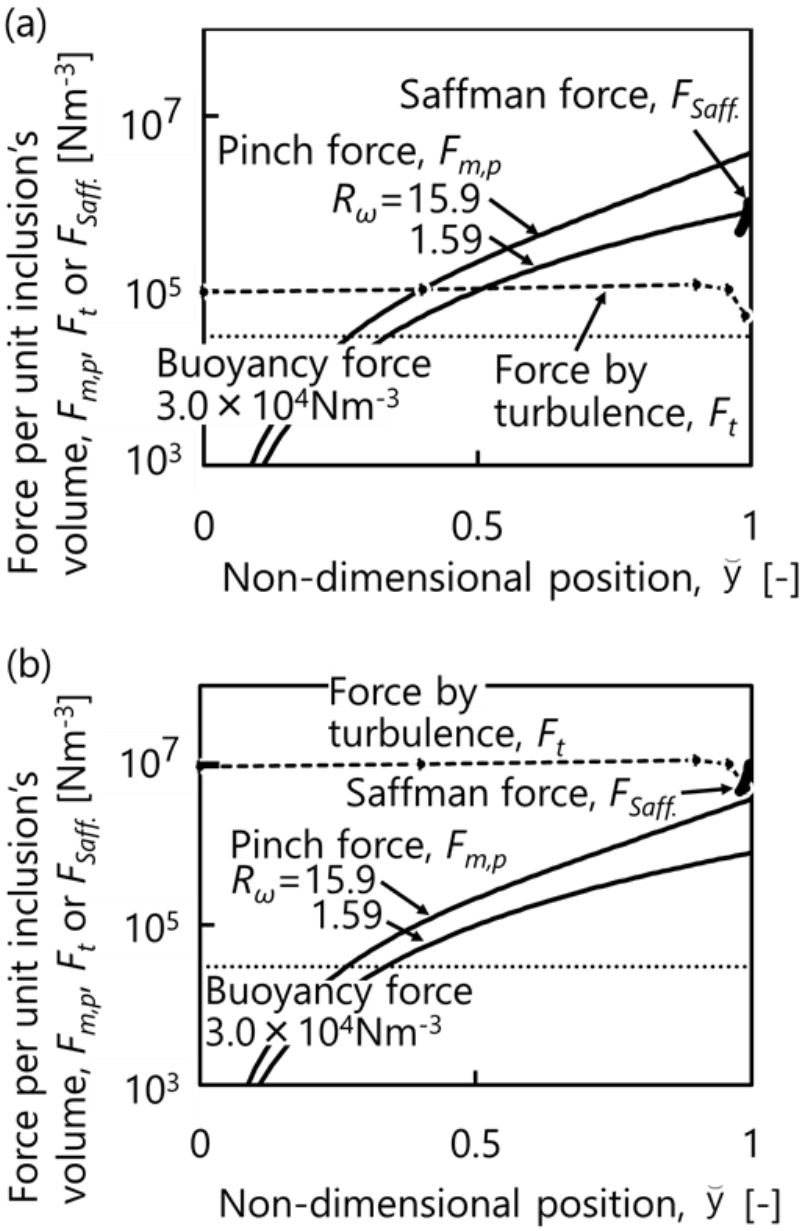


Fig.4.8 Comparison among pinch force, force by turbulence and Saffman force when $\breve{B}_0$ =31.7, w=0.075 m, u_f=0.27 ms^{-1}; (a) Inclusion diameter, D=100 μm, (b) D=10 μm.

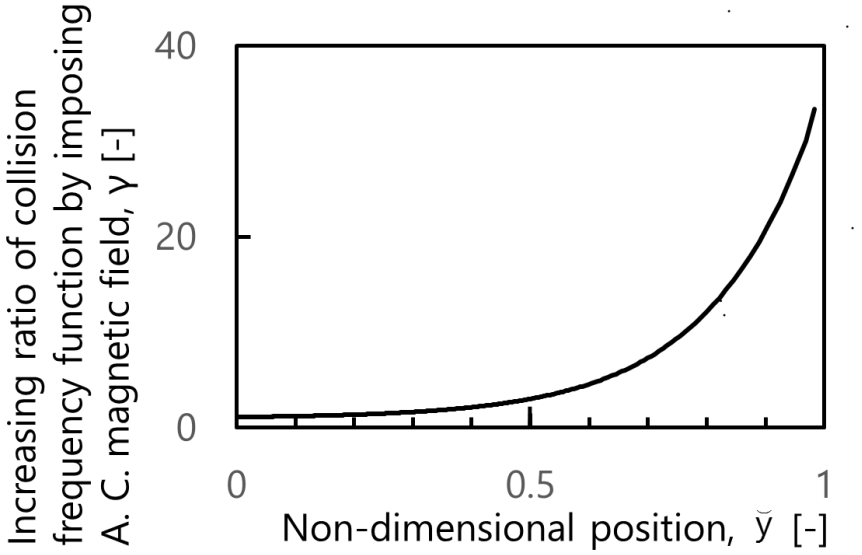


Fig.4.9 Increasing ratio of collision frequency function by imposing A. C. magnetic field in the case that diameters of the inclusions are 100 μm and 10 μm, $\breve{B}_0 = 31.7$ and R_ω=15.9.

参考文献

1) T. Murai, I. Yoichi, Y. Miki and Y. Kishimoto; *Tetsu-to-Hagané*, **98**(2012), 567.

2) T. Minamida, N. Hiraga and T. Shibata: *Kobe Steel Eng. Rep.*, **50**(2000), 31.

3) Y. Murakami and M Shimizu: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. A*, **54**(1988), 413.

4) K. Amano, M. Hayashi, H. Suzuki, S. Nishino and K. Katahira: *Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng. A*, **64**(1998), 1831.

5) T. Emi: *Tetsu-to-Hagané*, **100**(2014), 31.

6) D. Leenov and A. Kolin: *J. Chem. Phys.*, **22**(1954), 683.

7）J. Park, A. Morihira, K. Sassa and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **80**(1994), 389.

8) Y. Tanaka, K. Sassa, K. Iwai and S. Asai: *Tetsu-to-Hagané*, **81**(1995), 1120.

9) D. Shu, J. Wang and B. Sun: *ISIJ Int.*, **51**(2011), 21.

10) A. Maruyama and K. Iwai: *Tetsu-to-Hagané*, **102**(2016), 106.

11) A. Maruyama and K. Iwai: *Tetsu-to-Hagané*, **102**(2016), 113.

12) R. Miura, R. Nishihara, H. Tanaka, Y. Takasaki and T. Imoto: *Tetsu-to-Hagané*, **81**(1995), T30.

13) S. Taniguchi and J. K. Brimacombe: *Tetsu-to-Hagané*, **80**(1994), 24.

14) Q. Wang, F. Qi, B. Li and F. Tsukihashi: *ISIJ Int.*, **54**(2014), 2796.

15) K. Mukai, R. Tsujino, I. Sawada, M. Zeze and S. Mizoguchi: *Tetsu-to-Hagané*, **85**(1999), 307.

16) J. Laufer: *NACA Rep.*, **1174**(1953), 1.

17) 日野幹雄: 流体力学, 朝倉書店, 東京, (1992), 302, 303, 309, 316.

18) P. G. Saffman: *J.Fluid Mech.*, **22**(1965)385.

19) P. G. Saffman: *J.Fluid Mech.*, **31**(1968), 624.

20) 日野幹雄: 流体力学, 朝倉書店, 東京, (1992), 306.

21) 城塚正, 平田彰, 村上昭彦: 化学技術者のための移動速度論, オーム社, 東京, (1966), 153.

第 5 章　結論

本研究では、介在物除去のためのツールとして交流電磁場に着目し、(1) 本論文で提案した交流電流と静磁場との重畳印加による介在物除去プロセス、(2) 誘導加熱プロセスとして工業的に利用されている交流磁場印加チャンネルを介在物除去チャンネルと見立てたプロセス、の両者を対象として、介在物挙動の解明、介在物除去に適切な操業条件を明らかにすることを目的とした。

第 1 章では、介在物除去の必要性、介在物除去に関するこれまでの研究を述べた。また、電磁場の介在物除去に対する利点、および、電磁場による介在物除去に関する既往の研究を紹介するとともに、解決すべき問題を述べた。交流電磁場を利用した介在物除去法として、新しく提案した交流電流と直流電流の重畳印加、および、溶鋼の誘導加熱で用いられている交流磁場印加を挙げ、本研究の対象とするとともに、本研究の目的を述べた。

第 2 章では、基礎研究として、水平方向の振動電磁気力を印加された溶鋼中における単一の介在物挙動について検討した。振動する介在物に働く力に関する無次元数を導入して先行研究を整理した結果から、バセット力の省略可能性を明らかにする必要性を示した。そして、介在物挙動に対するバセット力の影響を明らかにするために、溶鋼 - Al_2O_3 介在物系に対する前述の無次元数を合わせたモデル実験を行い、バセット力を省略すべきでないことを示した。また、溶鋼 - Al_2O_3 介在物系では、バセット力を省略することにより衝突頻度を過剰評価することが分かった。

第 3 章では、バセット力を考慮しつつ、水平方向の振動電磁気力を印加された溶鋼中における介在物間の衝突頻度を理論的に評価し、振動電磁場印加により、介在物間衝突頻度を数倍促進することが可能であることを示した。また、(1)衝突頻度を促進させるためには、ある臨界値よりも大きな電磁気力を印加する必要があること、(2) 介在物直径は小さいほど、また、低周波条件ほど、振動電磁場を印加しない場合に対する、衝突頻度の増加率は高くなる。また、乱流中の衝突頻度と比較し、振動電磁場印加による衝突頻度が上回る条件を示した。しかしながら、衝突頻度を数十倍以上のオーダーで著しく増加させるためには、大電流が必要であることが分かった。

第 4 章では、交流磁場印加による介在物除去を対象とした。交流磁場を印加された溶鋼中における介在物の浮上挙動について、二次元モデルを用いた理論解析および数値計算を行った。介在物に働く浮力とピンチ力のつり合い位置よりも上部では、ピンチ力が支配的な駆動力となり、無磁場の場合よりも浮上速度が早くなる。ピンチ力が支配的な領域を広くするには、周波数が高すぎても、低すぎても不適切であり、シー

ルディングパラメータが R_ω=5-10 を満たす周波数が適切である。また、介在物の除去時間を短くするための適切な操作条件は、(1) 大きな無次元磁場強度、(2) シールディングパラメータの範囲が 5-10、である。操業条件チャンネル壁近傍において、介在物が壁に到達するのを妨げるように作用する、乱流の乱れ成分による力、および、サフマン力と比べて、介在物を壁に近づけるように作用するピンチ力が上回る操業条件を示した。また、その条件において壁に確実に到達する直径 100 μm の介在物と、微小介在物との衝突頻度を評価し、無磁場の場合と比べて衝突頻度は増加する。また、磁場印加による衝突頻度の増加率は、3 章で述べた、交流電流と直流電流の重畳印加による介在物間衝突頻度の増加率よりも大きくなる。

本研究をとおして、以下のことが明らかとなった。交流電磁場と静磁場の重畳印加よる交流電磁場印加により、無印加と比べて介在物間衝突頻度は促進される。大電流、あるいは、強磁場を印加すれば、介在物間衝突頻度は著しく促進される。一方、適切な周波数の交流磁場により交流電磁場を印加すれば、強磁場でなく、工業的に利用可能な 0.3 T 程度の磁場強度でも、大きな介在物のチャンネル壁付着の促進だけでなく、大きな介在物と小さな介在物との衝突頻度の著しい促進が期待できる。

そこで、交流磁場印加の、介在物除去プロセスとしての実用化のための、更なる検討が必要だと考えられる。具体的には、溶鋼中介在物はチャンネル内壁に向かって移動するため、第 4 章で扱った浮上挙動だけでなく、鉛直下向き成分、または、水平成分の挙動なども考慮しつつ、介在物の除去特性を総合的に評価することで、適切な操業条件を明らかにする必要がある。また、これまで除去困難だった微小介在物を対象とした合体挙動の検討が望まれる。将来的には、介在物除去促進、ひいては材料の高品質化や歩留まり向上の実現を目指す。

研究業績

1. 学術論文

学位論文関連

第 2 章

[1-1] 丸山明日香、岩井一彦、「振動電磁場の印加下における導電性流体中の非導電性粒子挙動に及ぼすバセット力の影響」、『鉄と鋼』、日本鉄鋼協会、第 102 巻 3 号、pp.106-112、2016 (査読あり)

第 3 章

[1-2] 丸山明日香、岩井一彦、「振動電磁場の印加による導電性流体中の非導電性粒子間の衝突促進」、『鉄と鋼』、日本鉄鋼協会、第 102 巻 3 号、pp.113-118、2016 (査読あり)

第 4 章

[1-3] 丸山明日香、岩井一彦、「交流磁場印加下における溶鋼中介在物の浮上挙動」、『鉄と鋼』、日本鉄鋼協会、投稿中 (査読あり)

その他

[1-4] Asuka Maruyama, Manabu Iguchi,「Cold Model Study of Spout Eye Area in the Presence of the Slag Layer Simulated by Low-Density Particles」,『Journal of JSEM』,The Japan Society for Experimental Mechanics, Vol.12 Special Issue, pp.s7-s10, 2012 (査読あり)

[1-5] Asuka Maruyama, Tatsuya Ohmi, Masatoshi Sakairi, Manabu Iguchi, 「Effects of Alkali Leaching on Composition and Surface Structure of Cu-Al Alloy Layer Produced by Powder-Metallurgical Method」,『Journal of JSEM』, The Japan Society for Experimental Mechanics, Vol.13 Special Issue, pp.s194-s198, 2013 (査読あり)

[1-6] 丸山明日香, 井口学, 「底吹き円筒容器内におけるスラグを模した低密度粒子層に形成されるスポウトアイ」,『鉄と鋼』, 日本鉄鋼協会, 第 97 巻 10 号, pp. 519−524, 2011 (査読あり)

[1-7] 村上史展、丸山明日香、岩井一彦、「電磁振動が Sn-10mass%Pb 合金のマクロ偏

析に及ぼす影響」、『鉄と鋼』、日本鉄鋼協会、第 12 巻 3 号、pp. 164-169、2016
（査読あり）

[1-8] 横田智之、丸山明日香、山田隆志、岩井一彦、「振動電磁気力を印加したときにアノード近傍で形成される濃度境界層の直接観察」、『鉄と鋼』、日本鉄鋼協会、第 12 巻 3 号、pp. 119-126、2016 （査読あり）

2. 解説

[2-1] 岩井一彦、嶋崎真一、上野和之、大笹憲一、棗千修、柳楽知也、丸山明日香、「電磁振動印加時の物理現象」、『ふぇらむ』、日本鉄鋼協会、第 21 巻 9 号、2016
（査読なし）

[2-2] 岩井一彦、丸山明日香、「高温環境における運動制御ツールとしての交流電磁場」、『混相流』、日本混相流学会、9 月号、2016 （査読なし）

3. 講演

[3-1] 丸山明日香、「交流電磁場印加下における第二相挙動および衝突」、『第 16 回日本磁気科学会研究会、応用物理学会・磁気科学研究会　第 4 回講演会、低温工学・超電導学会、多次元拘束磁場の発生と物質応答に関する調査研究会　第 2 回研究会、「磁気科学若手に聞く」』、東京、2015 年 8 月

4. 国際会議発表

Proceedings

[4-1] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai, 「Theoretical Analysis of Behavior of a Non-conductive Sphere Subjected to Oscillating Electromagnetic Force in Conductive Fluid」, 『The 3rd International Symposium on Cutting Edge of Computer Simulation of Solidification, Casting and Refining』, P-45, Helsinki and Stockholm, (May 2013)
(ポスター発表、査読なし)

[4-2] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai,「Enhancement of Collision Frequency among Non-Metallic Inclusions in Molten Steel by Inducing Horizontal Oscillating Motion Excited by Alternating Electromagnetic Force」, 『Proceedings of Asia Steel International Conference

2015』, Yokohama, pp.194-195, (October, 2015)　　（口頭発表、査読あり）

その他の国際会議発表

[4-3] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai,「Behavior of a Non-Metallic Inclusion in Molten Metal under Oscillating Electromagnetic Field」,『13th Joint Symposium between Hokkaido University and University of Science and Technology Beijing』, 25, Sapporo, (March 2014)
(ポスター発表)

[4-4] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai,「Collision among Insulating Particles in Conductive Fluid under Oscillating Electromagnetic Field」,『6th International Workshop on Materials Analysis and Processing in Magnetic Fields』, P-37, Okinawa, (July, 2014)
(ポスター発表)

[4-5] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai,「Theoretical Analysis of a Non-Metallic Inclusion Behavior in Molten Steel under Sinusoidal Electromagnetic Force」『The 3rd Symposium on Materials Science and Engineering』, 4, Sapporo, (November 2014)　(ポスター発表)

[4-6] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai,「Application of Oscillating Electromagnetic Field to Collision Enhancement among Inclusions in Molten Metal」,『International Conference on Magneto-Science 2015』, 1O08, Matsumoto, (October, 2015)　(口頭発表)

[4-7] Tomoyuki Yokota, ○Asuka Maruyama, Takashi Yamada, Kazuhiko Iwai,「Concentration Boundary Layer under Imposition of Electromagnetic Vibration」,『International Conference on Magneto-Science 2015』, P09, Matsumoto, (October, 2015)　(ポスター発表)

5. 国内学会発表

[5-1] ○丸山明日香, 椿昌久, 岩井一彦,「電磁気力による振動運動を伴い流体中を上昇する介在物の挙動解析」,『第 7 回日本磁気科学会年会』, 京都, 2012 年 11 月
(ポスター発表)

[5-2] ○丸山明日香, 岩井一彦,「振動電磁場を印加された導電性流体中の非導電性粒子

の挙動解析」,『平成 24 年度日本鉄鋼協会・日本金属学会両支部合同冬季講演大会』, 室蘭, 2013 年 1 月 (口頭発表)

[5-3] ○丸山明日香, 岩井一彦, 「振動電磁場を印加された導電性流体中の非導電性球の挙動」,『第 60 回応用物理学会春季学術講演会』, 厚木, 2013 年 3 月 (口頭発表)

[5-4] ○岩井一彦, 丸山明日香, 「交流電磁場印加下での介在物挙動」, 『日本鉄鋼協会 電磁振動印加時の物理現象解明研究会 第３回研究会』, 東京, 2013 年 6 月 (口頭発表)

[5-5] ○丸山明日香, 岩井一彦, 「導電性流体中で周期的な電磁気力を受ける非導電性粒子の挙動」,『平成 25 年度日本鉄鋼協会・日本金属学会両支部合同サマーセッション』, 室蘭, 2013 年 7 月 (ポスター発表)

[5-6] 丸山明日香, ○岩井一彦, 「電磁振動印加による溶鋼中介在物の衝突促進効果」, 『高温プロセス部会「電磁振動印加時の物理現象解明」研究会　中間報告会「電磁振動印加時の物理現象解明I」』, 金沢, 2013 年 9 月 (口頭発表)

[5-7] ○丸山明日香, 岩井一彦, 「振動電磁場を印加された導電性流体中における絶縁性粒子の挙動と粒子間衝突」, 『第８回日本磁気科学会年会』, 仙台, 2013 年 11 月 (口頭発表)

[5-8] ○丸山明日香, 岩井一彦, 「振動電磁場を印加された導電性流体における気泡と絶縁性粒子の衝突」, 『2014 年　第 61 回応用物理学会春季学術講演会』, 相模原, 2014 年 3 月 (口頭発表)

[5-9] ○丸山明日香, 岩井一彦, 「電磁振動を印加された溶鋼中における気泡-介在物間の衝突」,『日本鉄鋼協会　第 167 回春季講演大会』, 東京, 2014 年 3 月 (口頭発表)

[5-10] ○丸山明日香, 中村公紀, 村上史展, 岩井一彦, 「Sn-Pb 合金の偏析に及ぼす振動

電磁場印加の影響」, 『平成 26 年度日本鉄鋼協会・日本金属学会両支部合同サマーセッション』, 札幌, 2014 年 7 月 (ポスター発表)

[5-11] ○丸山明日香, 中村公紀, 村上史展, 岩井一彦,「振動電磁場が Sn-Pb 系合金の偏析に及ぼす影響」, 『第 75 回応用物理学会秋季学術講演会』, 札幌, 2014 年 9 月 (口頭発表)

[5-12] ○丸山明日香, 中村公紀, 村上史展, 岩井一彦,「振動電磁場印加下で凝固した Sn-Pb 系合金内の溶質分布」, 『日本鉄鋼協会　第 168 回秋季講演大会』, 名古屋, 2014 年 9 月 (口頭発表)

[5-13] ○丸山明日香, 中村公紀, 村上史展, 岩井一彦,「Sn-Pb 合金の凝固中における振動電磁場の印加が溶質濃度分布に及ぼす影響」, 『第 9 回日本磁気科学会年会』, 高山, 2014 年 11 月 (口頭発表)

[5-14] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai,「Observation of Insulating Particle Motion in Electrically Conductive Fluid under Oscillating Electromagnetic Field」,『第 62 回応用物理学会春季学術講演会』, 14a-D11-9, 神奈川, 2015 年 3 月 (英語での口頭発表)

[5-15] ○丸山明日香、岩井一彦、「電磁振動印加下における導電性流体中の非導電性粒子挙動の観察」、『日本鉄鋼協会 第 169 回春季講演大会』、58、東京、2015 年 3 月 (口頭発表)

[5-16] ○Asuka Maruyama, Kazuhiko Iwai,「Collision among Inclusions in Molten Aluminum under Oscillating Electromagnetic Field」,『第 76 回応用物理学会秋期学術講演会』, E14p-4B-1, 名古屋, 2015 年 9 月 (英語での口頭発表)

[5-17] ○丸山明日香、岩井一彦、「振動電磁場印加下における溶鋼中介在物挙動および衝突頻度」, 『平成 27 年度日本鉄鋼協会・日本金属学会両支部合同冬季講演大会』, 札幌, 2015 年 12 月 (口頭発表)

[5-18] ○丸山明日香, 岩井一彦, 「電磁振動印加による溶鋼中介在物の衝突促進効果」, 『高温プロセス部会「電磁振動印加時の物理現象解明」研究会　最終報告会』, 東京,

2016 年 3 月 (口頭発表)

6. その他の発表

[6-1] ○丸山明日香,「振動電磁場印加が溶鋼中介在物挙動および介在物間の衝突頻度へ与える影響」,『日本鉄鋼協会北海道支部ノース・フォーラム　第 1 回　高温プロセスを対象とした振動印加に伴う現象セミナー』,札幌, 2015 年 12 月 (口頭発表)

[6-2] ○丸山明日香, 「交流電磁気力の溶鋼中介在物除去への応用」, 『日本鉄鋼協会北海道支部ノース・フォーラム　第 3 回　高温プロセスを対象とした振動印加に伴う現象セミナー』, 札幌, 2016 年 7 月 (口頭発表)

7. 受賞

[7-1] 2015 年春季応用物理学会第 3 回英語講演奨励賞、2015 年 9 月 (上記[5-14])

8. 外部獲得資金

[8-1] Financial support for young scientists under 32 and students、2015 年 10 月
(上記[4-6]の参加費助成)

9. その他 (研究会設立)

[9-1] 日本鉄鋼協会北海道支部 ノース・フォーラム「高温プロセスを対象とした振動印加に伴う現象」研究会、2015 年 6 月-2017 年 2 月