噴流中での微小粒子と壁との衝突について*

長谷川 英治^{*1}田村 守淑^{*2}On the collision Between Small Particles and a Plane
Wall in a Jet

Eiji Hasegawa

Moriyoshi Tamura

When a jet stream containing the small particles impinges on a plane wall, the particles are possible to collide with the wall. Under the assumption that the flow is incompressible and irrotational, the fluid is governed by Stokes' drag law, and the interaction between particles is neglected, the classification of various types in the collision between the particles and the wall, the critical conditions above which the particles collide with the wall, the extent of the region in which the collision arise, the distribution of the collision frequency along the wall, the ratio of collision particles to total of particles, the position at which the collision frequency becomes maximum and so on are found theoretically by choosing the Stokes number and the angle between the axis of the jet and the wall as the parameters.

Key Words : Multiphase Flow, Jet, Small Particle, Stokes' drag law, Collision condition, Collision Frequency

1. はじめに

流体中に含まれた微小な粒子の流路壁との衝突の問題は吹きつけによる塗装とか研摩、曲がり流路などでの粒子の衝突による侵食、気流中の粒子の捕獲などに関連し大切である。それにもかかわらず一様流中におかれた簡単な形の物体、円柱、球、翼などと微粒子の衝突⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾、ポンプ内や流路内での壁との粒子の衝突⁽⁴⁾、角柱群と粒子の衝突⁽⁵⁾などの衝突に関連した問題を扱ったいくつかの研究はあるが、衝突条件について詳しく論じたものは比較的少ない。

流れの中に含まれた粒子と流れを取り囲む壁との衝突は、一般的にいて、流線が壁と交差する所、すなわち、よどみ点の近くで最も起りやすい。そのために特別な流れであるよどみ点流れでの粒子と壁との衝突の問題が完全流体の場合⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾と粘性流体の場合⁽⁸⁾などについて、重力の影響、斜めよどみ点流れの影響などをも含めて研究されている。しかし、よど

み点流れは、よく知られているように、N-S方程式の相似解の一つの例となっているため、実際の場合に大切となる流れの幅とか流れと壁との接近度、壁の空間的拡がりなどの影響をその結果から知ることはできない。ここでは衝突の起りやすいよどみ点流れに近い流れを実現する一つの方法であり、実用上も大切である。壁に衝突する有限幅を持つ噴流をとりあげ、その流れに含まれる微粒子と壁面との衝突の問題を調べることにする。この種の問題を扱う際、吹きつけによる塗装とか研摩などの場合を想定すると、粒子と壁の相互作用⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾、粒子と粒子との相互作用⁽¹¹⁾⁽¹²⁾とか、粒子の形状の影響⁽¹³⁾とか、流体と粒子の抵抗法則の影響⁽³⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾粒子を含む流れへの粘性の影響⁽⁸⁾などそれら自身が各々独立に流体力学の未解決な部分を含んだ基本問題になりうる事項に関連するので、かなり単純化を行わないと問題を扱うのが現状では困難である。そのため、以下では非圧縮でしかも渦なしであるとし、流れは粒子の混入に依って影響を受けないものとし、粒子と流体の相互作用はストークスの抵抗法則で表現出来るものとし、粒子間の相互作用は無視し、粒子は球形であるものとする。このような単純化された条件の下でも、流れの中での粒子の運動を理論的に扱うには、これまでの研究などに示されている

* 昭和61年3月14日 関西支部第62期定時総会講演会において講演、原稿受付 昭和61年7月31日。

^{*1} 正員、慶応義塾大学理工学部(〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)。

^{*2} 学生員、慶応義塾大学大学院。

ように (4) (5) (16) , 個々の粒子の軌跡を数値計算に依って求めざるを得ない。そのため、衝突条件とか衝突頻度などを知るためにはかなり手間のいる反復計算操作が必要となる。このように沢山の数値計算を行うことによって噴流による粒子と壁との衝突の形態、壁面上での衝突可能領域の広さ、衝突頻度分布、最大衝突発生場所など衝突現象の特性を中心に理論的に調べた。

2. 粒子の軌跡を支配する方程式

勝手な角度で平らな壁に衝突する噴流があつて、その流れの中に細かい粒子が含まれている場合に、どんな軌跡を粒子は描いて運動するかを理論的に調べる。流れは二次元的で定常的であり、渦なしの非圧縮流れであるとする。そして、噴流はある有限の幅 h と速さ U を持ち、その噴流の中心軸が平面壁となす角、すなわち、噴流の傾き角 β をなして、図 1 のように壁に衝突しているものとする。流体の密度を ρ とし、その壁に沿った x 軸方向とそれに直交する y 軸方向との速度成分を u_f , v_f とする。この流れの中に密度 ρ_p , 半径 R の球形粒子が含まれていて、速度成分 u , v で運動しているものとする。その際流体中に含まれる粒子数は少ないものとし、粒子相互間の影響と流れが粒子から受ける影響は無視できるものとし、流体から粒子はストークスの抵抗則に従った力を受けるものとする。

このような前提の下では粒子の運動、すなわち速度 u , v と位置 x , y を支配する方程式はラグランジュ的表示法によって、時間を t で表せば、

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_p \frac{du}{dt} = 6\pi\mu R(u_f - u) \quad \dots (1)$$

$$\frac{4}{3}\pi R^3 \rho_p \frac{dv}{dt} = 6\pi\mu R(v_f - v) \quad \dots (2)$$

図 1 噴流の概略と座標系

$$\frac{dx}{dt} = u \quad \dots (3)$$

$$\frac{dy}{dt} = v \quad \dots (4)$$

となる。ただし粒子は壁から遠い所で流体と同じ運動をしているものとして

$$y \rightarrow \infty \quad u = -U \cos \beta \quad \dots (5)$$

$$v = -U \sin \beta \quad \dots (6)$$

となっているものとする。ここで、流体の速度 u_f , v_f は、速度の大きさを q , その向きを θ とすれば

$$u_f = q \cos \theta \quad \dots (7)$$

$$v_f = q \sin \theta \quad \dots (8)$$

と表示され、 q と θ は場所 x , y の関数として陰の形に複素関数論によって次のように与えられる⁽¹⁷⁾。

$$\begin{aligned} x = & -\frac{h}{\pi} \left[(1 - \cos \beta) \log \left\{ \left(1 - \frac{q}{U} \cos \theta \right)^2 \right. \right. \\ & + \left. \left(\frac{q}{U} \sin \theta \right)^2 \right\}^{1/2} \\ & - (1 + \cos \beta) \log \left\{ \left(1 + \frac{q}{U} \cos \theta \right)^2 \right. \\ & + \left. \left(\frac{q}{U} \sin \theta \right)^2 \right\}^{1/2} \\ & + \cos \beta \log \left\{ \left(1 + \frac{q}{U} \cos(\theta + \beta) \right)^2 \right. \\ & + \left. \left(\frac{q}{U} \sin(\theta + \beta) \right)^2 \right\}^{1/2} \\ & + \sin \beta \tan^{-1} \left\{ \frac{-\frac{q}{U} \sin(\theta + \beta)}{1 + \frac{q}{U} \cos(\theta + \beta)} \right\} \\ & + \cos \beta \log \left\{ \left(1 + \frac{q}{U} \cos(\theta - \beta) \right)^2 \right. \\ & + \left. \left(\frac{q}{U} \sin(\theta - \beta) \right)^2 \right\}^{1/2} \\ & \left. - \sin \beta \tan^{-1} \left\{ \frac{-\frac{q}{U} \sin(\theta - \beta)}{1 + \frac{q}{U} \cos(\theta - \beta)} \right\} \right] \quad \dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y = & -\frac{h}{\pi} \left[(1 - \cos \beta) \tan^{-1} \left(\frac{\frac{q}{U} \sin \theta}{1 - \frac{q}{U} \cos \theta} \right) \right. \\ & - (1 + \cos \beta) \tan^{-1} \left(\frac{-\frac{q}{U} \sin \theta}{1 + \frac{q}{U} \cos \theta} \right) \\ & + \cos \beta \tan^{-1} \left(\frac{-\frac{q}{U} \sin(\theta + \beta)}{1 + \frac{q}{U} \cos(\theta + \beta)} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\sin\beta \log\left\{\left(1+\frac{q}{U}\cos(\theta+\beta)\right)^2\right. \\
& \left.+\left(\frac{q}{U}\sin(\theta+\beta)\right)^2\right\}^{1/2} \\
& +\cos\beta \tan^{-1}\left(\frac{-\frac{q}{U}\sin(\theta-\beta)}{1+\frac{q}{U}\cos(\theta-\beta)}\right) \\
& +\sin\beta \log\left\{\left(1+\frac{q}{U}\cos(\theta-\beta)\right)^2\right. \\
& \left.+\left(\frac{q}{U}\sin(\theta-\beta)\right)^2\right\}^{1/2}\Big] \cdots \cdots (10)
\end{aligned}$$

したがって、問題は式(1), (2), (3), (4)を形式的には初期条件とみなされる条件(5), (6)の下に解くことになる。

ここで、次のような無次元化

$$\begin{aligned}
x &= hx^*, & y &= hy^* \\
u &= Uu^*, & v &= Uv^* \\
u_f &= Uu_f^*, & v_f &= Uv_f^* \quad \cdots \cdots (11) \\
t &= \frac{h}{U}t^*
\end{aligned}$$

を行い、上のような*印のついた無次元量を導入すれば、支配方程式は

$$\frac{du^*}{dt^*} = N(u_f^* - u^*) \quad \cdots \cdots (12)$$

$$\frac{dv^*}{dt^*} = N(v_f^* - v^*) \quad \cdots \cdots (13)$$

$$\frac{dx^*}{dt^*} = u^* \quad \cdots \cdots (14)$$

$$\frac{dy^*}{dt^*} = v^* \quad \cdots \cdots (15)$$

$$y^* \rightarrow \infty \quad u^* = -\cos\beta \quad \cdots \cdots (16)$$

$$v^* = -\sin\beta \quad \cdots \cdots (17)$$

となる。ここで、無次元パラメータNはストークス数

$$N = \frac{9}{2} \frac{\mu h}{R^2 \rho_p U}$$

であり、 μ は流体の粘度である。したがって、ここでの問題は本質的には二つのパラメータN, β により支配されていることとなる。

式(12) - (17)を実際に解く方法はRunge-Kutta法を用いた数値計算によった。その際、無限遠での条件(5), (6)の適用は壁のために流速が0.2%だけ変化しはじめた場所をもって行い、噴流の幅方向に100分割し、それらの各場所から流体と同じ速度で運動し始めた粒子の軌跡を個々に計算しそれらをもとに種々の結果を導いた。

3. 衝突の形態

当然のことであるが、よどみ点流れの場合と同じく有限の幅をもつ噴流の場合にも流体粒子は、有限の時間のうちには壁に行き着くことは不可能である。しかし、粒子の方はその大きさ、重さ、噴流の向きなどにより衝突する場合としない場合がありうる。いま、粒子と壁との衝突形態の代表例を示すと、(1)すべての粒子が壁と衝突する、図2にあるような、全衝突型の場合、(2)一部分の粒子のみが壁と衝突する、図3(a), (b)にあるような、部分衝突型の場合、

図2 全衝突型

(a) 噴流の左側の自由流線に近い粒子の壁との衝突がない場合

(b) 自由流線に近い粒子は左右両側共衝突しない場合

図3 部分衝突型

(3) すべての粒子が壁と衝突しない、図4にあるような、無衝突の場合に分けられる。なお(2)の部分衝突型の場合は、更に、図3(a)のように、噴流の左右どちらかの自由流線に近い粒子が衝突しなくなる場合と、図3(b)のように、自由流線に近い粒子は左右両側共衝突せず、噴流の中央部の粒子のみが衝突する場合とに分けられる。これらの形態はパラメータ N , β により分類される。

4. 衝突限界線図

前章で述べたように、粒子の壁との衝突形態は大別して三種類あり、それらに無衝突の場合が加わることとなった、これらの形態はパラメータ N と β により分類されるから、 $N-\beta$ 面上に、全衝突型：(1)、左側の自由流線近くの粒子が衝突しない部分衝突型：(2)-a、左右両側の自由流線近くの粒子が衝突しない部分衝突型：(2)-b、無衝突型：(3)、となる境界線を描けば図5のようになる。なお、ここと以下では、 β は鋭角であるとする。図中曲線 (I) は全衝突領域と部分衝突領域を境する限界線であり、その下側が全衝突領域である。曲線 (II) は左側の自由流線近くの粒子が衝突しない場合と、左右の両自由流線近くの粒子が共に衝突しない場合との限界線であり、さら

図4 無衝突型

図5 衝突限界線図

に、曲線 (III) は無衝突領域と部分衝突領域との限界線を示す。この曲線の上側の領域では粒子の壁との衝突は全く起こらず、一方、下側の領域では部分衝突または全衝突が起り、それは衝突可能領域である。

この図より、全衝突領域の広さは噴流の傾き角に依存し、噴流の軸が壁に対して直角に近くなれば全衝突領域は広くなり、直角の時最大に達し、 $N = 2.09$ 以下で衝突が起きることが知られる。一方、左側の自由流線近くの粒子が衝突しなくなる部分衝突領域は噴流の傾き角の増加と共に減少する。すなわち、部分衝突領域は噴流の傾き角が小さい程広がっている。これは流れの向きが $\pi/2$ 以上曲げられる側では衝突粒子の数は少ないかも知れないがその部分で衝突が起き易いからである。ただし、噴流の傾き角 β が小さい場合については数値計算によって衝突するかどうかを判定することは極めて困難となるため、調べていないことを注意しておく。無衝突限界線 (III) は右さがりとなっているから、衝突現象は噴流の傾き角が減少すればより広いストークス数の範囲で起きることになる。よどみ点流れの場合には無衝突限界は $N = 4$ で与えられる(2)(6)(7)(8)が、有限幅の噴流では曲線 (III) の $\beta = \pi/2$ での値、ほぼ $N = 3.0$ で与えられる。したがって、噴流の幅の有限性は衝突を起きにくくしていることになる。このことは次のように説明される。 β が $\pi/2$ の場合は y 軸上の粒子の運動によって衝突限界は決定される。いま、噴流の流れの y 軸上の速さ Q の分布を書けば図6のようになっている。そして、確かに、原点の近くでは速さの分布は直線的となりよどみ点流れに近くなっている。そこで、もしも流れがよどみ点流れであったとすれば、その速さの分布は原点で噴流の速さの分布に接する図6の破線で示されたものとなる。したがって、ある y 軸上の流体の速さと噴流のそれとを比較すると、図6より明らかに、壁か

図6 よどみ点流れと壁に垂直な向きの噴流における

y 軸上の流速の比較

ら遠くの方で前者の方が後者に比べ流れの速さが大きい。このために前者の方が、粒子の初速度が相対的に大きくなり、ストークス数の広い範囲でよどみ点の場合の方が衝突現象を起こしやすくなる。また、よどみ点流れでは衝突限界は壁に垂直方向の流速成分のみで決定され、よどみ点流れの軸の傾きには依存しなかった⁽⁷⁾⁽⁸⁾。しかし、噴流の衝突限界は噴流の傾き角に依存するようになる。

5. 衝突粒子の特性

前章で $N-\beta$ 平面上に粒子と壁との衝突可能領域は図5の曲線 (III) の下側であることを示した。したがって、この衝突可能領域内での衝突粒子の色々な特性について調べる。

5・1 衝突可能区間 噴流の軸線が壁面と交差する点、すなわち幾何的中心、を原点0にとって壁面に沿って座標 X をとることとする。いま壁から遠い所で噴流の自由流線上にあった粒子が壁面と衝突する場所を X 座標で表したものが図7である。噴流の傾き角 β をパラメータとして表示してあり、図中の右側の曲線は初めに噴流の右側の自由流線上にあった粒子が壁面と衝突する位置を示し、左側の曲線は左側の自由流線上にあった粒子の衝突位置を示す。したがって、全衝突現象は図中で X 軸に平行な線が右と左の対応する曲線に挟まれる領域で発生する。

5・2 衝突頻度 次に、壁面に到達する粒子数の分布を知るために壁から遠い所での隣あう二つの粒子の軌跡の間隔 δ とそれらの粒子が壁面に到達した時の軌跡の間隔 δ' の比 δ/δ' で衝突頻度 I を定義したものとすれば、壁面上での衝突位置と衝突頻度の関係は垂直な噴流の場合には図8のように、傾いた噴流の場合は図9のようになる。これらの図より衝突頻度が大きくなる位置は必ずしも噴流の中心に近くはない

ことに注意すべきである。垂直な噴流では、全衝突型の場合に、流速の速い噴流の外縁部近くに衝突頻度が最大となる場所が現われる。しかし、部分衝突型になると自由流線近くを運動してきた粒子は無衝突となるため衝突頻度が最大となる位置は次第に中央部へと移動し、ストークス数の増加と共に衝突頻度の大きさを全体的に減らしながら、最終的には最大の頻度となる位置は原点となり、無衝突領域へと移行して行く。傾いた噴流の場合には、衝突頻度最大の位置は流れの向きがより大きく変る側に、図9のように偏ることになる。

5・3 最大衝突頻度とその位置 いま、この衝突頻度が最大となる位置をストークス数の関数として示せば図10のようになる。すなわち、ストークス数の小さい全衝突領域では、最大衝突位置はストークス数の増加と共に噴流の軸より遠い所へと移動するが、部分衝突域に入ると逆に噴流の軸の方へと移動する。これまでの説明から想像されるように、よどみ点の位置と衝突頻度最大の位置とは全く異なる所にあることに注意すべきである。よどみ点の位置は図10の中で破線で示されている。なお、衝突頻度の最大値はストークス数の増加と共に図11の様に減少し、全衝突域

図8 垂直な噴流の衝突頻度

図7 衝突可能区間

図9 傾いた噴流の衝突頻度

図 10 衝突頻度が最大となる位置

図 13 分離点の位置

図 11 衝突頻度の最大値

図 12 衝突粒子数比

より部分衝突域の場合の方がその減少率は大きくなっている。

5・4 衝突粒子数比 二章の終りの所で述べたように、噴流の上流のある場所の100等分された断面上に並んだ100個の粒子が流体に流されて、最終的に壁と衝突した粒子の数を調べ、全粒子数に対する衝突した粒子数の比、すなわち、衝突粒子数比Jは図

12のようにストークス数と共に変化する。全衝突域ではもちろん比は1であるが、部分衝突域に入ると急にNの増加と共に減少する。そして両側の自由流線に近い所の粒子が衝突をしなくなる領域に入ると衝突粒子数は急激に減少してしまう。したがって、図5の衝突限界図で粒子の衝突が実質的に起きるのは限界線(1)の下側の領域であるとみてよい。

5・5 分離点 壁の近くで右の方に運動する粒子と左の方に運動する粒子とを分ける点、それは流体運動についてのよどみ点に相当するようなものであり、それを分離点と呼ぶ。この分離点の位置を示したのが図13である。Nが大きい時の分離点の位置は流体のよどみ点の位置に相当し、ほとんど一致する。しかし、Nが小さくなり衝突可能領域に入ってくると分離点、は噴流の軸線が壁と交差する幾何学的中心よりみて、流れのよどみ点よりずっと遠い所に移動することがわかる。

6. 抵抗法則の違いの影響

これまでの結果は全て粒子と流体との相互作用をストークスの抵抗法則に従うものとして扱ってきた。しかし、壁の近くでは流体は壁に法線方向の速度を持たないため、その付近では粒子と流体との間の相対速度は必ずしも小さくない可能性もある。そこで、速度差が小さい場合に適している速度の一乗に比例するストークス法則ではなく、球の実際の抵抗値を近似式にて表示したもの⁽³⁾を粒子の運動の方程式(1)，(2)の右辺に代入し、 $\beta = \pi/2$ の場合に対して初め噴流の軸の近くにあった粒子と自由流線上にあった粒子の衝突位置をNに対して描いたのが図14(a)，(b)である。なお、この比較を行う際、実際の抵抗値を知るには粒子の大きさをもとにしたレイノルズ数が必要

(a) 粒子が噴流の中心軸近くから初期に流れた場合

(b) 自由流線に沿った所から初期に流れた場合

図14 抵抗法則による粒子の軌跡の違い

になる。そのため、図14(a)、(b)を得るために噴流の流体は空気とし、粒子はガラス製であり、噴流の噴出速度と幅を同図中にあるように、具体的に選んで計算を行った。この計算例では噴流のレイノルズ数 $Uh\rho/\mu$ は1000であり、粒子のレイノルズ数 $2R|\mathbf{v}_p - \mathbf{v}| \rho/\mu$ は0~4となっていたことを注意しておく。この図で縦軸の x は流れのよどみ点から壁面に沿って測れた粒子の衝突位置である。図中、実線はストークス抵抗の場合を示し、破線は実際の球の抵抗値を用いた場合を示す。さらに、図の(a)と(b)は粒子が噴流の中心軸近くから初期に流された場合と、自由流線に沿ったところから流された場合を示す。いずれの場合も、ストークスの法則を用いた結果と、実際の抵抗値を用いたそれとの差は、さほどではなく、実際には簡単なストークス抵抗則を用いて十分信頼できる結果が得られるものとみられる。

7. おわりに

噴流による粒子の壁との衝突の問題を非圧縮、渦なしの有限幅を持つ二次元噴流の流れの中に球形の粒子が入っているものとして、理論的に調べた。粒子の運動は流体からストークス抵抗法則に基づく力を受けるものとして扱われた。その結果、粒子と壁との衝突形態の分類とそれらをストークス数と噴流の傾き角の平面上に衝突限界線図として示した。この線図中で粒子が壁と衝突する領域内での衝突特性、すなわち、壁面上での衝突可能区間、衝突頻度、最大衝突頻度とその起きる位置、衝突粒子数比、粒子の運動のよどみ点に相当する分離点などがストークス数と噴流の傾き角の関数として求められた。

文 献

- (1) Michael, D.H. and Norey, P.W., J.Fluid Mech., 37-3(1969), 565.
- (2) Healy, J.V., Phys.Fluids, 13-3(1970), 551.
- (3) Morsi, S.A. and Alexander, A.J., J.Fluid Mech., 55-2(1972), 193.
- (4) 峰村・村上・沢田, 機論, 51-471, B(昭60), 3506.
- (5) 長谷川・寺田, 機論, 52-476, B(昭61), 1593.
- (6) Healy, J.V., J.Fluid Mech., 46-1(1971), 33.
- (7) 松藤・長谷川, 機論, 47-420, B(昭56), 1467.
- (8) 松藤・長谷川, 機論, 52-474, B(昭61), 549.
- (9) Clift, R., Grace, J.R. and Weber, M.E., Bubbles, Drops and Particles(1978), 221, Academic Press.
- (10) Ambari, A., Manuel, B.G. and Guyon, E., J.Fluid Mech., 149(1984), 235.
- (11) Hashimoto, H., J.Fluid Mech., 5-2(1959), 317.
- (12) Crowley, J.M., Phys.Fluids, 19-9(1976), 1296.
- (13) Clift, R., ほか2名, 文献(9)の69ページ
- (14) Saffman, P.G., J.Fluid Mech., 22-2(1965), 385.
- (15) 松藤・長谷川, 機論, 46-409(昭55), 1647.
- (16) 辻・森川・大嶋, 機論, 49-445(昭58), 1850.
- (17) Milne-Thomson, L.M., theoretical hydrodynamics, 5th ed.(1968), 299, Macmillan Press.

討 論

〔質問〕 辻 裕〔大阪大学工学部〕

一般に固気二相流の場合、固相の密度が圧倒的に気相の密度に比べ大きいので、流体抵抗に及ぼす非定常性の影響を無視することが許される。しかし貴研究における衝突可能区間のようによどみ点近くの粒子運動を細かく考察する場合、非定常の影響を無視してもよいのか。定常流に対する抵抗法則の違いの影響を論ずるのであれば、非定常の影響のほうがむしろ重要となるのではないか。

〔回答〕 粒子の密度が流体の密度に比べかなり大きく、また壁の近くでも流体に対する相対的な粒子の加速度は特に大きくなるとは考えられないので、流体と粒子の相互作用として非定常効果を取り入れないストークス抵抗則が適当である。本来のストークス抵抗則は流体と粒子の速度差が小さいときに使われるが、6章に述べたように壁近くでは相対速度が少し大きくなる可能性があるため、相対速度の二乗に比例した項まで取り入れた実際の抵抗則でその影響を調べた。

〔質問〕 茂 利 英 智

〔(株)日立製作所機械研究所〕

多数の数値計算を行い、衝突条件などの有用な図にまとめられたことに対し、敬意を表す。

(1) 粒子が壁に衝突したか否かの判定はどのように行ったか。

(2) 粒子径 R はストークス数 N に含まれているが、粒子径について貴解析の適用限界のようなものがあつたら、お教え願いたい。

〔回答〕 (1) 粒子の y 座標が零となったとき衝突とした。いっぽう、粒子のよどみ点を原点とする x 座標の絶対値が3を超えても y 座標が零とならないとき無衝突とした。

(2) 流体と粒子の相互作用としてストークス抵抗則を使っているから、粒子径はその制約を受けるので、具体的な場合にそれを考慮して適用するべきだと思える。