三次元外部供給型 ACV の外部流れの数値シミュレーション^{*1}

(半球状機体の場合)

Numerical Simulation of Outer Flow around a Three Dimensional

ACV with an External Air Supply

(The Case of a Semispherical ACV)

林 隆 一^{*2}・木 田 輝 彦^{*3}

Ryuichi HAYASHI, Teruhiko KIDA

安 富 善 三 郎^{*4}

and Zensaburo YASUTOMI

Key Words: Three Dimensional ACV, Unsteady Flows, Horseshoe Vortex,
Discrete Vortex Method, Flow Pattern

1. ま え が き

Abstract

The behavior of the outer flow around a three dimensional ACV was simulated by the discrete vortex method, which was almost similar to that proposed by Shirayama. In the present numerical method, the Kelvin's theorem was used. The shape of ACV is semispherical and impulsively started flow is investigated in this paper. It was confirmed, from the comparison of the present numerical results with the flow visualization of earlier works, that the present numerical method might simulate the feature of the outer flow around a three dimensional ACV. Especially we simulated a horseshoe-shaped vortex. It is seen that the feature of the outer flow around this shape of ACV changes according to the air supply flux to the cushion chamber and we may classify roughly into two groups: (1) In the large amount of the air supply flux, the fluid is issued from the overall edge of the cushion chamber to the exterior and the horseshoe-shaped vortex is generated around the body of ACV. (2) In the small amount of the air supply flux, the outer fluid inflows into the cushion chamber from the front part of the cushion chamber and the concentration of vortices does not develop near this part.

ACVの走行特性を把握、改善するには、ACVの外部流れを詳細に知る必要がある。ACVが走行する際、機体の外部の流れは、機体下端からの噴流および機体形状に影響を受けるが、これらの相互干涉についての詳細な研究はほとんど行われていない。Andoら¹⁾は実験結果を整理し、ACV走行時に干涉推力が発生する可能性を示唆した。この原因として、浮上用ファン空気取り入れ流れとACV機体下端からの噴流による離れの抑制、後方への噴流による推力、さらに機体先端付近の負圧領域の存在を指摘している。干涉推力を積極的に利用するという観点から考えれば、Andoらの指摘した干涉推力の中で機体先端付近の負圧の利用を考えるべきである。近年、小田切ら^{2,3)}によって再び干涉推力についての研究が行われ、実験的にこの推力の存在が明らかにされた。小田切らは機体前方に渦塊が形成され、それによって機体前面に負圧が生じ、干涉推力が発生するというAndoらの推定を確認した。また、走行速度と噴流速度の比がこの渦塊形成に大きく寄与していることを明らかにした。しかし、ACVの走行時の外部流れがどのように噴流と干涉し渦塊が形成されるのか、渦塊の形成のための条件はどのようなものか、さらには機体周りの流れが機体形状によってどのように影響されるのか、などのACV周り全体の流れに関する研究は未だほとんど行われていない。また、外部流れの理論的研究はほとんどなく、Cookeら⁴⁾がキャビティ流れによく用いられ

^{*1} 平成元年10月19日、第27回飛行機シンポジウムにて一部講演。平成2年4月4日原稿受理

^{*2} 島根大学教育学部

^{*3} 大阪府立大学工学部

^{*4} 近畿大学理工学部

るTulinのモデルを用いた解析を、安富⁵⁾が運動量理論を利用した解析を二次元流れで試みているに過ぎない。

以上のような背景から、筆者らはACV周り全体の外部流れを数値シミュレーションにより明らかにすることを試みている。前報^{6,7)}においては、走行時の二次元外部供給圧力室型の外部流れ挙動および空力抵抗を解析するため、離散渦法とパネル法を組み合わせた数値計算モデルを提案した。単純な二次元機体(円弧および門型形状)のもとでの数値シミュレーションの結果、干渉推力は機体前面付近に形成される渦塊によること、またこの渦塊は機体前端からの噴流によるせん断層が外部流れと干渉し、せん断層の移動速度が減少するため渦が集中することによって形成されることを明らかにした。さらに、抵抗について考察し、この機体前面付近の渦塊は機体前面の圧力を下げ推力に寄与するが、機体前端からの噴流を吸引する力ともなり、噴流による運動量抵抗の増加の原因となることもあり得ることを明らかにした。また、気流供給量と機体高さによって渦塊の形成のされ方が違うので、干渉推力を積極的に利用しようとするれば、機体高さによって適切な気流供給量があることもわかった。

上述のように二次元機体においては、干渉推力は機体前面付近に形成される渦塊の性質に影響を受ける。次には、三次元機体においてもこのような渦塊が存在するのか、基本的な流れ挙動はどのようになるかを検討する必要がある。走行時のACVの三次元流れ挙動については、安富が円筒模型を、小田切ら²⁾が半球機体を用いて実験的に調べている。安富は中央断面流れと地面板を通しての下方からの平面流れの可視化から、小田切らは中央断面流れと側方断面流れの可視化から、機体周りに一つの馬てい形渦が形成されることを観察している。しかし、走行時のACVをとり巻く任意の空間的断面の流れを観察することは容易ではない。したがって、ACVの三次元外部流れの数値計算手法を確立することは重要であり、流体力学的にも興味のある問題である。本報の目的は、前報の二次元離散渦法による数値計算法を三次元に拡張し、三次元ACVの発達時の過渡的な流れ挙動を定性的に把握することである。ここでは、基本的な三次元ACVとして、噴流が機体全周縁から噴出されるACV形状を取り上げる。

2. 計算モデルと計算スキーム

2.1 三次元離散渦法 離散渦法では一般に非定常、非圧縮、非粘性流れとして定式化され、基礎式は次のようになる。

$$D\boldsymbol{\omega}/Dt = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla)\mathbf{u} \quad (1)$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_\omega + \mathbf{u}_p \quad (2)$$

$$\mathbf{u}_\omega = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times \boldsymbol{\omega}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d\mathbf{x}' \quad (3)$$

$$D\mathbf{x}/Dt = \mathbf{u} \quad (4)$$

ここで、 $D/Dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$ であり、 ∇ は微分演算子のナブラである。 $\mathbf{u} = (u, v, w)$ は $\mathbf{x} = (x, y, z)$ における速度ベクトル、 t は時間である。 $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$ は渦度ベクトル $\boldsymbol{\omega} = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ である。(2)式の右辺第1項 $\mathbf{u}_\omega$ は渦度分布が与えられればビオ・サバルの法則(3)式より求められ、第2項 $\mathbf{u}_p$ は境界条件を満足するように決定されるポテンシャル場の速度である。三次元では、(1)式より渦度はmaterial lineとともに運ばれながら増減し、material lineは伸び縮みする。この点をどのように計算するかが数値計算では問題となり、流れ場の渦度を表現する基本要素のとり方によって二つの方式に大別される。

(i) 基本要素として連続した渦糸を採用する方法。この方法は、複数の渦糸が複雑に変形する場合や物体からの渦度の発生がある場合には何らかのモデル化なり工夫を要する。

(ii) 渦糸の連続性を必ずしも前提としない方法で、渦度場を微小な離散渦要素によって表現する。この方法は、厳密には $\text{div } \boldsymbol{\omega} = 0$ を満足しないが⁸⁾、(i)のような問題を局所的に取り扱えるので複雑な流れを比較的柔軟に取り扱える可能性がある。最近、Chorin⁹⁾はvortex segment, Shirayamaら⁹⁾はvortex stick, Ghoniemら¹⁰⁾はvortex ballという基本要素を提案している。

いずれの方法にしても、初期の渦度場を与えられているものとし、その後の時間的发展を調べることを目的としたものが大部分で、せん断層、渦輪の不安定問題、渦輪の相互作用、乱流構造の解析などに利用されている。しかし、渦度の発生を伴う流れへの適用例はわずかで、Chorinは境界層の不安定問題、Shirayamaらは円板からのwake、亀本ら¹¹⁾は地面近傍を走行する三次元物体周りのはく離流れ、のシミュレーションを行っている。

2.2 流れのモデル化 走行時のACVの三次元外部流れを考える場合、走行に伴い外部流れに対向する噴流から順向する噴流が共存する複雑な流れとなるため、連続した渦糸群でモデル化することは困難である。ここでは、Shirayamaら⁹⁾のvortex stickを用いて流れ場を離散化する。数値計算モデルは第1図に示すように機体に固定した座標系で考える。 x 軸は一樣流 u_∞ (つまり走行速度)の方向に、 z 軸は地面から垂直にとる。楕円状点線は機体全周縁を地面に投影した

ものであり、 h はホバー高さ、 H, L はそれぞれ機体高さと長さである。気流は外部の空気源から S 点に供給される。圧力室に供給された気流はそこで広がり、ほぼ一定の圧力となり機体下端と地面の間隙から噴流となって吹き出し、外部の流れと干渉する。機体形状は機体面を四角形パネルに分割し、各辺に循環 G_i のline vortexを置く渦格子によって、気流供給源は S 点に置いた集中ソース M によって表現する。噴流せん断層は直線円筒上のvortex stickによって離散化する。vortex stick内において渦度 ω とコア半径 σ は一定であるとすれば、vortex stickは中心座標 x_c 、コア半径 σ 、長さ δl 、渦度 ω によって定義され、vortex stickの循環 Γ は

$$\Gamma = \int_A \omega \cdot dA = \pi \sigma^2 |\omega| \quad (5)$$

となる。したがって、vortex stickによる誘導速度 u_ω は(3)式から次のように解析的に求まる(第2図参照)。

$$u_\omega = \frac{\Gamma}{4\pi} \left(\frac{\omega}{|\omega|} \times f \right) \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{g} \right) \left(\frac{1}{f+g-\delta l} - \frac{1}{f+g+\delta l} \right) \quad (6)$$

u_ω の計算にあたっては、vortex stickに近接した点での誘導速度の発散を避けるため、vortex stickの中心線からの距離を r とすれば、 $r < \sigma$ 内では、vortex stickの循環 Γ を

$$\Gamma' = (r/\sigma)^2 \Gamma \quad (7)$$

第1図 数値計算モデル

第2図 Vortex stickの概念図

として計算する。パネルはline vortexから構成されているので、渦格子による誘導速度も(6)式から解析的に求まる。本モデルにおいては、(2)式右辺第2項のポテンシャル場の速度 u_p は走行に伴う外部流れ u_∞ 、渦格子による誘導速度、集中ソース M による速度の和として表される。

2.3 計算スキーム vortex stickを時々刻々機体全周にわたって機体下端から流れ場を導入し、これらの運動を(4)式よりラグランジュ的に追跡することにより流れ場を解析するが、各vortex stickの渦度、長さ、コア半径は時間とともに変化する。この計算スキームもShirayamaらに準拠しているので、ここでは概略を述べる。

$$k \text{ 番目の vortex stick の中心位置 } x_{ck} \text{ は (4) 式より} \\ x_{ck}(t+\Delta t) = x_{ck}(t) + u_{ck}(t)\Delta t \quad (8)$$

によって移動する。ここで u_{ck} はvortex stickの中心位置の速度であり、 Δt はvortex stickの移動時間ステップである。渦度 ω_k の時間変化は(1)式より

$$\omega_k(t+\Delta t) = \omega_k(t) + (\omega_k(t) \cdot \nabla) u_{ck}(t) \Delta t \quad (9)$$

として求める。 u_{ck} は解析的に求まるので、 $\text{grad } u_{ck}$ も解析的に求まる。コア半径 σ_k 、長さ δl_k の時間変化は、Helmholtzの渦定理、渦管の体積保存条件

$$\Gamma_k = \pi \sigma_k^2(t+\Delta t) |\omega_k(t+\Delta t)| = \pi \sigma_k^2(t) |\omega_k(t)| \quad (10)$$

$$\pi \sigma_k^2(t+\Delta t) \delta l_k(t+\Delta t) = \pi \sigma_k^2(t) \delta l_k(t) \quad (11)$$

から決められる。(9)式と(11)式から移動後のvortex stickの両端の位置が求まる。粘性効果は(10)式より求めたコア半径を次の関係で補正することによって導入される。

$$\sigma_k(t+\Delta t) = \sigma_{sk}(t+\Delta t) + \frac{c^2 \nu \Delta t}{2 \sigma_{sk}(t+\Delta t)} \quad (12)$$

ここで、 σ_{sk} は(10)式より求めた非粘性流れでのコア半径、 c は定数、 ν は動粘性係数である。循環 Γ_k は一定であるので(12)式で求めたコア半径を用いて(10)式より渦度の大きさ $\omega_k(t+\Delta t)$ を修正する。

2.4 vortex stickの導入と境界条件 流れ場を導入される発生vortex stickには、前報の二次元の場合と同様に導入位置固定方式を採用する。導入位置は、機体全周にわたって機体下端の延長上 E の距離で、機体下端に平行とする。未知量は、パネルのline vortexの循環 $G_i(t)$ ($i=1, 2, \dots, m$; m はパネル数)と時間ステップごとに流れ場を導入される n 個の発生vortex stickの循環 $\Gamma_j(t)$ ($j=1, 2, \dots, n$)である。これらの $(m+n)$ 個の循環は以下の境界条件式(13)および(14)式から決定される。機体面上の標点(パネルの図心)において、機体に垂直な速度成分 v_{ni} は零である。

$$v_{ni} = 0 \quad (i=1, 2, \dots, m) \quad (13)$$

さらに, Kelvin の循環保存定理により流れ場全体の循環は零でなければならない. 各パネルは循環一定の閉曲線によって囲まれているので, パネルの実質的な循環は零である. したがって, パネルでおおわれた機体周りの循環は恒等的に零となる. しかし, 流れ場には時々刻々 vortex stick が導入されるので, 流れ場全体の循環は零とならない. そのため, 機体下端から流出する vortex stick を含めて Kelvin の循環保存定理を満足するように, 機体最下面のパネルを第 3 図に示すように構成した. 機体最下面のパネルでは, 機体下端上に line vortex を置かなく, 発生 vortex stick とで一つのパネルを構成する. そして, このパネルの line vortex の循環 $G_{0j}(t)$ と発生 vortex stick の循環 $\Gamma_j(t)$ は

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_j(t) &= G_{0j}(t) - G_{0j}(t - \Delta T) \\ \Gamma_j(0) &= G_{0j}(0) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

($j=1, 2, \dots, n$)

すなわち

$$G_{0j}(t) = \Gamma_j(t) + \Gamma_j(t - \Delta T) + \dots + \Gamma_j(0) \quad (15)$$

により関係づける. ここで, ΔT は vortex stick 導入時間ステップであり, 時間 t において $G_{0j}(t - \Delta T)$ は既知である. Shirayama らは, 一樣流れに置かれた円板からの wake のシミュレーションを行っているが, 円板端のパネルを構成する循環をそのまま流れ場に導入している. この場合, 軸対称性がくずれば Kelvin の循環保存定理は満足されていないように思われる. 本問題においてこのような取り扱いにより計算した場合には, 大きな噴流速度でも機体前方側から導入された vortex stick は圧力室内に入り込み, (14)式の条件を用いた場合の流れ挙動とは大きく異なった. 二次元離散渦法においては, 通常 Kelvin の循環保存定理を用いる. 三次元流れの極端な場合が二次元流れと考えるならば, (14)式の条件を用いて発生 vortex stick の循環を決定するのが妥当であろう. なお, 機体最下面のパネルでは, Kutta 条件を満足させるため標点をパネルの図心ではなく機体下端上にとる. また, 地面の境界条件は鏡像を置くことによって満足させる.

第 3 図 機体下端でのパネル構成

3. 計算結果

本計算では, ある瞬間 ($t=0$) に機体が一定速度 u_∞ で動き始めると同時に噴流が流出する過渡状態を考える. 以下の諸量は, 長さ L は機体長さ, 速度は u_∞ , 時間は L/u_∞ で無次元化されている. 本報の目的の一つは三次元 ACV の外部流れの基本的性質を把握することにあるので, 噴流が機体全周縁から流出する ACV 形状を採用する. ここでは, 計算時間短縮のため最大高さ $H=0.25$ の半球状機体を考え, パネル数 $m=145$ である. 気流供給源を表す集中ソース M は機体内部中央に置いた. 発生 vortex stick は機体全周縁に沿って等間隔に 24 個を導入位置長さ $E=0.03$, 初期長さ $\delta l_0=0.314$, 初期コア半径 $\sigma_0=0.03$ で導入し, vortex stick の移動時間ステップ $\Delta t=0.01$, 導入時間ステップ $\Delta T=0.02$ とした. vortex stick 長さ δl が初期長さ δl_0 の 2 倍以上になると半分に分割し, 循環および方向の等しい二つの vortex stick で置き換えた. また, vortex stick の中心が機体や地面に $\sigma_0/2$ 以内に接近した場合, 機体下流 $x=2.0$ 以上に流された場合には消去した. 渦度の粘性拡散を考慮した (12) 式第 2 項を無次元化すると, $Re=u_\infty L/\nu$ として $c^2 \Delta t / (2 Re \sigma_{sk})$ (ここで $\sigma_{sk}=\sigma_{sk}/L$) となり, ここでは $Re/c^2=5000$ とした. ホバー高さ $h=0.1$ と 0.2 について計算したが, 定性的な流れ挙動は同じである. $h=0.1$ の場合には, 地面との干渉により流れ場の変動が大きくなるために vortex stick は分割され増加する. そのために流れ場の特徴を捉えにくいので, ここでは $h=0.2$ の計算結果を示す. また, 本計算時間内では中央断面 ($y=0$) に関してほとんど対称であるので片側だけを示す.

本計算では, 気流供給量 M がパラメータとなっているが, ホバー時の噴流出口速度 $\bar{U} (=M/(\pi L h) = M/(0.2\pi))$ に変換して考える. 第 4 図は $\bar{U}=2.0$, $t=0.4$ における vortex stick の分布と vortex stick の中心位置 x_c の流脈線を示す. (e) は流脈線の oblique 投影表示であり, 破線で半球状機体の下端と子午線を表している. 各位置から導入された vortex stick はらせん状の流脈線を形成し, 下流のらせん状流脈線と糸を縫うように交差し, 機体周辺に一つの馬てい形渦を形成する. 時間が経過すれば vortex stick 間の相互干渉により明白ならせん状流脈線にはならないが, 全体としては一つの馬てい形渦を形成する. 馬てい形渦が形成されることは第 5 図からも明らかである. (a) は vortex stick 分布の isometric 投影表示であり, 楕円状の円は機体端円周を地面に投影したものである. (b) は上流側 x 軸より $x-y$ 平面上で時計方向

第4図 Vortex stick 分布と Vortex stick 中心位置の流脈線 ($\bar{U}=2.0$, $t=0.4$)

第5図 (a) Vortex stick 分布 (isometric 投影) と (b) R - z 断面 ($R=\sqrt{x^2+y^2}$) 速度ベクトル ($\bar{U}=2.0$, $t=0.82$)

第6図 Vortex stick 分布 ($t=0.82$)

に角度 θ をとり、各 θ での半径方向断面 (R - z 断面, $R=\sqrt{x^2+y^2}$) の速度ベクトルを示したもので、上述の馬てい形渦が形成されていることがわかる。機体頂上付近の速度ベクトルの乱れは、この付近でのパネル分割が粗いためであると思われる。馬てい形渦の存在は古くから予想されていたし、前述のように安富、小田切らによって流れの可視化実験から確認されているが、ここに数値シミュレーションによって表現できることがわかった。

次に三次元流れ挙動を明らかにするため、種々の $\bar{U}$ に対する vortex stick 分布、速度、流量の変化を第6図から第10図に示す。いずれも $t=0.82$ での状態である。第6図には vortex stick 分布、第7図には地面上の速度ベクトルを示す。第8図には機体先端と後端の噴流出口における x 方向速度成分 U_x の分布を示す。第9図は機体端周辺からの噴流流量 Q の変化を示したもので、圧力室から流出する流量を正に、圧力室内に流入する流量を負にとっており、噴流出口での半径方向速度を積分して求めた。角度 θ は機体先端から時計方向に測られている。第10図は機体後

 第7図 地面上の速度ベクトル ($t=0.82$)

 第8図 機体先・後端噴流出口における x 方向速度成分 U_x の分布 ($t=0.82$, ○: 先端, △: 後端)

方 $x=0.8$ の y - z 断面の速度ベクトル図である。 $\bar{U}$ が大きい場合には、噴流は機体全周縁から放射状に外部へ流出し、一つの馬蹄形渦を形成する。vortex stickの集中は $\bar{U}$ の減少とともに側方に移動しており、強い渦集中も $\bar{U}$ の減少とともに側方に移動するものと思われる。これはvortex stickの集中している位置が第9図の流量が増加している位置にほぼ対応

 第9図 機体周り噴流出口における流量 $Q(t=0.82, \theta=0^\circ$: 機体先端)

 第10図 y - z 断面速度ベクトル ($x=0.8, t=0.82$)

していることからわかる。第6図(d)の $\bar{U}=1.0$ において、機体先端付近にvortex stickがほとんど存在しないのは機体に接近し消されたためである。この流れでは、機体先端付近の流れは停留しており、vortex stickは機体先端と側方の中間あたりから外部へ流出し始め、側方から下流にかけて渦が集中している。 $\bar{U}=0.5$ では、機体先端付近で外部流が圧力室内に流入し、噴流は機体側方手前から後方にかけて外部へ流出する。機体先端付近のvortex stickは圧力室内に入り込み、外部に流出するvortex stickは強い渦集中をおこさない(第10図(b))。さらに $\bar{U}$ が小さい $\bar{U}=0.1$ では、機体前方から噴流が外部へ流出す

第11図 機体先端から導入された Vortex stick の中心位置の中央断面 ($y=0$) への投影 ($t=0.82$, ○: 時計回り循環, ●: 反時計回り循環)

ることはない。前方側の vortex stick は圧力室内に入り、一部は側方付近から外部に流出し側方付近からの vortex stick につながるが、外部に流出する vortex stick は渦をほとんど形成しない (第10図(c))。これらの流れ挙動は安富、小田切らの観察結果と定性的に一致する。上に述べたように、流れ挙動は大きな $\bar{U}$ から小さな $\bar{U}$ まで連続的に変化し、機体全周縁から噴流が外部へ流出し機体周りに馬蹄形渦を形成する場合と、外部流が機体先端から側方にかけて圧力室内に流入し機体近くにほとんど渦を形成しない場合の二つに大別できる。

第11図は機体先端から導入された vortex stick の中心位置 x_c を中央断面 ($y=0$) に投影した点の分布である ($\bar{U}=2.5$ では、先端から導入された vortex stick の大部分は伸びて分割されるために中心位置は中央断面上にはない)。○印は時計回りの、●印は反時計回りの循環を表している。三次元中央断面付近の流れは二次元流れと類似しているが、渦の巻き上がりは二次元流れの方が大きいようである。二次元流れでは、渦塊が機体をおおうように形成される場合、あるいは渦点か機体上方をまわって後方に流される場合がある。しかし、三次元流れではこのような流れは報告されていないし、本計算時間内でもあらわれなかった。

本計算では、流れ場に導入された vortex stick は 984 個 (24×41) であるが、空間分解能を一定の範囲に保つために引き伸ばされた vortex stick は長さが半分で循環および方向の等しい二つの vortex stick に置き換えている。そのため、流れ場の vortex stick 数は時間の経過とともに急激に増加し、本計算では

$\bar{U}=2.5$ での 2,156 個が最大である。二次元流れとの詳細な比較を含めて、十分に長い時間までの流れ挙動のシミュレーションは今後の検討課題である。

4. 結 論

三次元外部供給型 ACV の外部流れの数値計算手法を提示し、基本的な三次元 ACV として半球状機体を取り上げ、発進時の過渡的な流れ挙動を数値シミュレーションによって調べた。得られた結果を要約すると、

(1) これまでの流れの可視化による観察結果と比較して、本計算手法により三次元 ACV 周り全体の外部流れを表現できることがわかった。

(2) 外部流れ挙動は $\bar{U}$ の大きさにより連続的に変化するが、次の二つに大別できる。

(a) 噴流が機体全周縁にわたって外部に流出し、機体周りに馬蹄形渦を形成する。強い渦集中は $\bar{U}$ の減少とともに側方に移動する。

(b) 機体前方部で外部流が圧力室内に流入し、機体近くに渦はほとんど形成されない。

参考文献

- Ando, S. and Miyashita, J.: Aerodynamic Drag of Ground Effect Machines, J. Aerospace Engineering, 20 (1961), pp. 24-25, pp. 79-83.
- 小田切文治, 安東茂典: 周辺噴流型 GEM に関する実験 (馬蹄形渦の観察とその抗力特性に及ぼす影響), 日本航空宇宙学会誌, 24 (1976), pp. 239-245.
- 小田切文治, 安東茂典, 伊藤昌年, 井川勇喜夫: 二次元周辺噴流型 GEM の抗力特性に関する実験 (干渉推力発生メカニズム), 日本機械学会論文集 (B 編), 49 (1984), pp. 367-375.
- Cooke, G. C. and Duffy, R. E.: Forward Speed Effects on Peripheral-Jet Ground Support Systems, AIAA-71-908 (1971), pp. 1-18.
- 安富善三郎: 前進走行時の ACV のクッション圧力に関する実験的研究, 大阪府立大学博士論文 (1977).
- 林 隆一, 木田輝彦, 安富善三郎: ホバークラフトの外部流れ (第1報, 離散渦法による発進時の過渡的な二次元流れの数値解析), 日本機械学会論文集 (B 編), 53 (1987), pp. 2460-2467.
- 林 隆一, 木田輝彦, 安富善三郎: 外部供給型 ACV の外部流れの数値シミュレーション (二次元門型機体形状の抵抗特性について), 日本航空宇宙学会誌, 37 (1989), pp. 39-46.
- Chorin, A. J.: Vortex Models and Boundary Layer Instability, SIAM J. Sci. Stat. Comput., 1 (1980), pp. 1-21.
- Shirayama, S., Kuwahara, K. and Mendez, R. H.: A New Three-Dimensional Vortex Method, AIAA-85-1488 (1985), pp. 14-24.
- Ghoniem, A. F., Aly, H. M. and Knio, O. M.: Three-Dimensional Vortex Simulation with Application to Axisymmetric Shear Layer, AIAA-87-0379 (1987), pp. 1-18.
- 亀本喬司, 中西裕二: 地面に沿って走行する三次元物体まわりの流れのパネル・離散渦併用法による試験的解析, 流体力学における特異点法に関する研究分科会成果報告書, 日本機械学会編, 1990.