数値解析を用いた矩形容器内自励スロッシングの発生機構の解明*

(第1報, 水平平面噴流による自励スロッシングの数値シミュレーション)

佐伯 壮一^{*1}, 田中 伸和^{*2}
班目 春樹^{*3}, 岡本 孝司^{*3}

Study on Growth Mechanism of Self-Induced Sloshing, Using Numerical Simulation

(1st Report, Numerical Simulation of Self-Induced Sloshing Caused by Horizontal Plane Jet)

Souichi SAEKI, Nobukazu TANAKA,
Haruki MADARAME and Koji OKAMOTO

A self-induced sloshing is excited by the flow without any other external force. In a rectangular tank having a horizontal plane jet, the first-mode sloshing grew in a certain condition of the inlet jet velocity and the water level. In this study, the self-induced sloshing was simulated, using a two-dimensional numerical simulation code. The code was based on the Boundary Fitted Coordinate (BFC) method with the height function. The results of the simulation agreed qualitatively with the experimental results, e.g. the sloshing occurrence condition. In order to investigate the growth mechanism of the self-induced sloshing, the fluctuation of the jet streak line was calculated using the simulated results. The dependency of the jet fluctuation on the self-induced sloshing was clarified qualitatively using the numerical simulation.

Key Words: Numerical Simulation, Free Surface, Self-Induced Oscillation, Sloshing, Jet, Growth Mechanism, Edge Tone

1. 緒 言

自由液面を有する固定容器内流体に、定常的に流体が流入されているにもかかわらず、容器内流れによって自励的にスロッシングが発生する場合があることが知られている⁽¹⁾⁽²⁾。自励スロッシングが観測された二次元的な流れ場の代表例としては、矩形噴流が矩形容器側面から水平に流入する場合⁽¹⁾と、底面から垂直に流入する場合⁽²⁾とが挙げられる。

これら自励スロッシングに関して、以前にいくつかのモデルが提案されている^{(3)~(7)}。これらの振動発生モデルは、定性的な評価を行っていることがほとんどである。これは、この現象が自由液面と噴流を含む複雑な流れ場を有するためであり、完全なモデル化が困難であるからである。

このため、数値解析によるシミュレーションも行われており⁽⁸⁾⁽⁹⁾、現象はある程度再現されている。しかし、数値解析結果を実験結果と詳細に比較検討し、数

値解析上で発生した自励スロッシングの発生機構を、定量的に評価した例はあまりない。本研究では、数値解析結果の検証を詳細に行ったうえで、数値解析で得られるデータを基に、自励スロッシングの振動発生メカニズムの検討を行う。

本報では、矩形噴流が矩形容器側面から水平に流入する場合の自励スロッシングのシミュレーションに今回成功した数値解析コードの説明を行い、数値解析結果の実験との比較検討を詳細に行う。さらにこの現象の発生機構を解明するうえで、注目すべき物理的特徴を数値解析結果から抽出し、発生メカニズムの定性的な評価を行った。

今回抽出した物理的特徴は、液面の変動に伴う噴流流脈線の変動(噴流変動)である。自励スロッシングの発生機構として噴流に注目したモデルは、深谷ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾によって提案された。このモデルによって、自励スロッシング発生領域の水深・流入流速および容器形状に対する依存性が定性的に説明されている。ただしこのモデルでは、循環流や液面下の流れを考慮しておらず、流れ場の模擬が不十分である。このため振動発生量の定量的な評価がなされていない。しかし、液面の変動に伴う噴流変動の計測は、実験においても非常に困難である。そこで本研究では、数値解析結果から噴流変

* 原稿受付 1997年3月21日。

^{*1} 正員, 東京大学大学院 (〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-22)。

^{*2} (財)電力中央研究所我孫子研究所 (〒270-11 我孫子市我孫子1-646)。

^{*3} 正員, 東京大学工学部附属原子力工学研究施設。

動と自励スロッシング発生の関係について定性的な考察を行った。この噴流変動に関して定量的な考察は次報において詳しく説明を行う。

記 号

- H : 平均液位
 (x, y) : 物理空間における座標系
 (X, Y) : 計算空間における座標系
 $h(x, t)$: 液面形状
 Re : レイノルズ数
 U_0 : 流入流速
 W : 容器幅
 g : 重力の加速度
 U_{con} : 噴流におけるかく乱伝播速度
 U_{streak} : 噴流流脈線波動の伝播速度
 N_j : 流入・出口間の噴流流脈線波数

2. 数値シミュレーション

2・1 数値解析コード 本研究では境界適合座標(BFC)を用いた二次元層流コードにより、図1に示すような矩形容器に側壁から水平噴流が流入し容器底面中央から流出する体系内の流動を数値解析した。そしてこの体系において発生する自励スロッシング現象の再現を試みた。実際の流れは三次元性を伴っているが、実験体系が薄い矩形容器であるため、自励スロッシングは二次元的な現象であると仮定してよいと考えられる。なお、この現象は流入口でのレイノルズ数 Re が 10^4 以上の乱流現象である。しかし、自由液面の存在する乱流現象は自由液面での乱流境界条件が未解決であるなど、数値解析に乱流モデルを適用することが非常に困難である。また、この現象を以前に再現した数値解析コード⁽⁸⁾⁽⁹⁾も二次元層流コードであることから、この現象は乱流が支配している現象ではなく、二次元層流コードでも十分その本質を再現できると考

Fig. 1 Test tank

えられる。以上の理由から、本研究では「水平平面噴流による自励スロッシング」現象のシミュレーションを二次元層流コードで行った。

2・2 数値解析手法 自由液面を含む流れ場の数値解析では、自由液面の変形に伴い物理的計算領域が変化してしまい、一般直交座標系による格子生成法を用いることができない。このため本解析コードでは、時間的変形を伴う物理空間 (x, y) を変形を伴わない計算空間 (X, Y) に写像し、この固定された計算空間上で格子生成を行った(図2)。以下にその概要を説明する。

矩形容器内流体の自由液面位置 $[h(x, t)]$ は、特定座標 x 軸(図2)の一価関数で表すことができる。このため式(1)に表すように、鉛直方向座標(y 軸)を容器底面からの液位 $[h(x, t)]$ で規格化した座標 η を導入することにより、物理空間 (x, y) における自由液面位置 $[h(x, t)]$ を計算空間 (X, Y) では平均液位 H に固定することが可能となる。この座標変換[式(1)]によって計算空間上固定された計算領域を、一般直交座標系と同様にスタッガードメッシュを用いて格子生成した。

$$\begin{cases} X = x \\ Y = \left[\frac{y}{h(x, t)} \right] \cdot H = \eta \cdot H \end{cases} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、矩形容器内の下部には流入・流出口が存在するため、計算領域形状は固定されねばならない。これと計算時間の短縮の二つの理由から、この座標変換によって計算する領域(BFC領域)は液面近傍に限っており、BFC領域以外の領域では一般直交座標系を用いて計算した。両領域は、変数を三次曲線の内挿を行うことで接続している。

離散化手法は、時間項と拡散項については克蘭ク・ニコルソン法を用いた中心差分法で、移流項については三次精度の風上差分法(河村スキーム⁽¹⁰⁾)で離散化を行った。解析手順は圧力の補正量で他の変数を逐次補正していく SIMPLE 法に基づいて行った。

Fig. 2 Transformation in BFC method applied with height function $[h(x, t)]$

2.3 境界条件・その他の計算条件 壁面境界条件としては、流速に関してフリースリップ条件、圧力に関しては圧力補正の壁面法線方向微分が零 $[(\partial p / \partial n)|_{\text{wall}}=0]$ とした。流入・流出口には、それぞれ助走部を設けている。流入入口部の境界条件は、流入流速一定 ($u=U_0$) かつ壁面圧力条件と同様に x 方向圧力こう配が零 ($\partial p / \partial x=0$) である。流出部では流入流量と等しくなるように、流出方向の速度こう配が零 ($\partial v / \partial y=0$) かつ壁面圧力条件と同様に y 方向圧力こう配が零 ($\partial p / \partial y=0$) である。

さらに、自由液面での境界条件は、自由液面で一定大気圧 ($P_{\text{atm}}=0$) とし、この大気圧が流体圧の自由液面法線成分と表面張力で釣り合う境界条件とした。自由液面接線応力成分は考えていない。また自由液面と壁面との接触はフリースリップ条件とした。

レイノルズ数 Re は流入流速と流入口幅を用いて定義し、計算の都合上一定値 $Re=500$ を与えた。このため流入口幅や流入流速を変化させた場合、粘性の異なる流体を計算したことになる。

容器形状は実験⁽¹⁾に合せて図1の体系とした。流入流速 U_0 と平均液位 H をパラメータとし、各条件について自由液面を含んだ容器内流れ場の数値解析を行った。その結果、液面振動が時間とともに増幅していく自励スロッシング現象が発生した。

本数値解析結果の整理においては、自励スロッシング現象の発生に二つの判定基準を設けた。実験では最大発生振幅の大きさによって判断していることから、本数値解析においても最大発生振幅が1 cm 以上であることを第1の判定基準とした。また長時間の計算後では、振幅の増大による数値的不安定などが発生するため、噴流を流入してから120 s経過後に液面振動が増幅していることを第2の判定基準とした。この二つの基準を満足する条件 (U_0, H) を自励スロッシング発生条件とした。

3. 数値解析結果と実験との比較検証

本数値解析では、多くの仮定を行い、自由液面の存在する流れ場を模擬している。このため、自励スロッシングが発生する流入流速 U_0 や平均液位 H などが、実験結果と定量的に一致することはありえない。しかし、数値解析結果が実現現象の自励スロッシングに対応するのであれば、その現象の物理的な特徴や傾向は実験と定性的に一致するはずである。

そこで本報では、数値解析によって得られた自励スロッシングが、単なる数値的不安定現象ではなく、実験で観測されたものと同種の物理現象を模擬している

ことを示すため、物理的な特徴や傾向の定性的な検証を行う。すなわち、実験結果と数値解析結果の条件 (U_0, H) が若干異なる場合であっても、両結果から観測される液面振動現象の物理的傾向を比較検討する。

3.1 定常循環流のフローパターン 自励スロッシングの発生状態の数値解析結果を検証する前に、まず定常時のフローパターンについて、実験結果と数値解析結果の比較を行う。岡本ら⁽¹¹⁾は、実験観察と画像処理から定常循環流のフローパターンについて詳しく説明している。実験と数値解析の両結果による定常循環流のフローパターンを図3に示す。図3によると、流入口から流出口への主流に加え右側上部に大きな循環流が存在しているなど、両結果のフローパターンは定性的によく一致している。さらに実験での観察による容器液面中央付近で発生する循環流のもぐり込み現象や、平均液位の変化によるフローパターン遷移現象についても数値解析結果において確認された。これらの検証によって、本数値解析は定性的であるが十分に流れが模擬できていると考えられる。

3.2 液面振動・液面形状 実験において観測された自励スロッシング⁽¹⁾とは、ある特定の流入流速 U_0 と平均液位 H の条件(スロッシング条件)において、両端液位がほぼ逆位相で振動しながら振幅が徐々に大きくなり、振動が発達していく現象である。逆に

Fig. 3 Steady flow pattern of the experimental and simulated results

自励スロッシングが発生しない条件(安定条件)では、液面振動の振幅が徐々に小さくなり振動が減衰していく。

本数値解析において、自励スロッシングと判定した条件(スロッシング条件)と、安定状態と判定した条件(安定条件)における液面両端の変動時系列データを図4に示す。本数値解析におけるスロッシング条件・安定条件も実験結果と同様に、両端液位がほぼ逆位相で

Fig. 4 Variation of sloshing and stable conditions

Fig. 5 Free surface shape of the experimental and simulated results

振動しながら、振幅が成長・減衰する現象である。すなわち液面振動の傾向に関しては、実験と数値解析の両結果が一致しており、自励スロッシング現象が数値解析によって再現できたと考えられる根拠の一つである。

実験と数値解析の両結果における自励スロッシング発生時の液面形状を図5に示す。ただし数値解析によって得られた液面形状は、実験結果に比べ液面振動の振幅が小さかったため、図5中の数値解析結果の液面形状は振動方向に約3倍して示している。液面形状の時間変化について両結果とも、近似的に液面の中央部分が節となり両端部分が腹となってほぼ逆位相で上下する、一次モードのスロッシング運動であった。さらに噴流口側(左側)から噴流口反対側(右側)へ進行していく遡上波が、両結果からも観察できた。すなわち自励スロッシング発生時の波面形状について、実験と数値解析の両結果はよく一致している。

これらのスロッシングの液面振動・液面形状の検証において、数値解析によって得られた液面振動の運動傾向が、液面振動が一次モードのスロッシング運動であることなど、実験結果と定性的によく一致していた。

3.3 振動数 液面振動の時系列データから、FFTを用いて液面振動の振動数を求めた。容器幅 W 、水深 H の場合における一次モードのスロッシングの固有振動数は循環流が存在しない場合、

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{W} g \tanh\left(\frac{\pi}{W} H\right)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

と表される。液位 H と流入流速 U_0 をパラメータとして、数値解析で得られた振動数を図6に示す。図6中の実線は式(2)を表している。

自励スロッシングの振動数は、流れのない場合における固有振動数〔式(2)〕よりも低い数値を取る傾向

Fig. 6 Frequency of the self-induced sloshing in the simulation

にある。この数値解析結果は実験結果⁽¹²⁾と定性的によく一致していた。ただし、この振動数のずれは約5%程度であり、数値誤差を考慮するとこれ以上の分析は意味がない。これらの結果からも、本数値解析結果は液面下に流れを伴った液面振動現象の特徴をよく模擬しているといえる。

3.4 発生領域 本数値解析と実験で確認された自励スロッシング発生領域を図7に示す。自励スロッシングが発生した条件は(○)を、自励スロッシングが発生しなかった安定条件は(×)を用いて表している。また高流入流速の条件では、液面の乱れが大きくなることで計算が発散し、解が得られなかった(△)。水平平面噴流による自励スロッシング現象の最も重要な特徴は、流入流速 U_0 と平均液位 H に応じた特定の発生領域が存在することである。本数値解析では、図7に示すように、実験と同様にある特定条件下において自励スロッシング現象発生(○)が確認された。

しかし実験とまったく異なる結果として、低流入流速条件(スロッシング条件B)と高流入流速条件(スロッシング条件A)の2領域にわたって自励スロッシングが発生している。ただし、自励スロッシングがある限られた発生領域を有することは、実験でも数値解析でも確認された。またスロッシング条件Aだけ取り出して考えると、発生領域が実験とほぼ一致している。さらに実験では、条件に応じてスロッシング条件と安定条件の両者が共存するという遷移領域が観察されているが、本数値解析においてもこの遷移領域が確認された。これらの理由から本数値解析は、発生領域の面でも十分に、「水平平面噴流による自励スロッシ

Fig. 7 Flow state map

ング」現象を再現できていると考えられる。

3.5 減衰率 岡本⁽¹²⁾は、実験結果からスロッシングの減衰率を求めている。そこで本数値解析でも同様に、流入流速 U_0 と平均液位 H をパラメータとして振動の対数減衰率を求めた。図8の縦軸は、得られた減衰率と流れのない条件($U_0=0$ m/s)での減衰率との比を示している。なお負の減衰率は自励スロッシングの発生を意味している。実験と数値解析の両結果ともに、流入流速が非常に大きい条件(実験 $U_0=0.8$ m/s以上、数値解析 $U_0=0.6$ m/s以上)では、流入流速を上げていくと急速に減衰率が上昇して正になり、自励スロッシングが発生しなくなる。また液位が上昇すると減衰率が正のほうにシフトされ、自励スロッシングが発生しにくくなる傾向がある。さらに液位 $H=0.45$ m、流入流速 $U_0=0.5$ m/s以上の条件では、両結果ともに減衰率が大きく負の値を取り、自励スロッシングが急速に発達している。これらの減衰率に関する傾向は、数値解析によってよく模擬できており、数値解析結果は実験と定性的によく一致していることが確認された。

ただし数値解析では実験と異なり、低流入流速領域($U_0=0.3$ m/s 近傍)と、高流入流速領域($U_0=0.6$ m/s 近傍)の2領域で減衰率が負となり、自励スロッシ

Fig. 8 Damping ratio of the experimental and simulated results

グが発生している。ただし実験においても、高流入流速での自励スロッシング発生領域と低流入流速領域との間では、 $U_0=0.5$ m/s 近傍において減衰率が若干上昇し、 $U_0=0.4$ m/s 近傍において若干減少する傾向がある。この実験的傾向は数値解析における流入流速 $U_0=0.4$ m/s 近傍での傾向と対応していると考えられることもできる。すなわち、本数値解析におけるスロッシング条件 B での自励スロッシング現象は、この実験結果を反映しているものの、数値解析上の減衰が実験より小さく見積もられたことにより、本来実験において発生しない、数値解析上の現象である可能性がある。この実験結果との相違は、本数値解析が実際とは粘性の異なる流体を計算していることや、乱流を模擬していないことなどのために生じていると推測される。

4. 自励スロッシング発生原因 についての考察

4.1 着目する物理量 深谷ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾は、噴流と液面の相互作用に着目した振動発生モデルを提案している。このモデルは、スロッシング運動に応じて周期的に横変位する噴流(噴流変動)に注目し、スロッシング運動とこの噴流変動の相互作用を単純化したフィードバックモデルである。すなわち、噴流変動によるエネルギーフィードバックを、スロッシング運動に供給される振動エネルギーとして解析的に考察している。このモデルによって、自励スロッシング発生領域の液位・流入流速および容器形状に対する依存性が定性的に説明されている。ただしこのモデルでは、スロッシング運動の圧力場と無限空間に流出する乱流自由噴流の速度場の単純な重ね合わせにより、噴流流脈線を求めている。すなわち循環流や液面流れを考慮していないため、噴流変動を含めた流れ場の模擬が不十分であり、振動発生の定量的な評価がなされていない。一方、噴流変動を含めた流れ場の詳細な計測は実験においても困難である。

そこで本研究では、時空間に詳細な情報を得ることのできる数値解析を用いて、液面振動に伴って変化する噴流変動を含んだ流れ場のデータを抽出して発生機構を定性的に考察した。深谷ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾が噴流の挙動として噴流流脈線を求めていることから、数値解析から抽出する物理量として、本論文でも同様に噴流流脈線の空間的・時間的挙動に注目し定性的に評価した。

4.2 液面振動と噴流変動 図9~11に自由液面の振動に対応する噴流流脈線の時間変化を示した。図9~11は、図7に示した各(1)~(3)の条件において、容器左側端の液位が上昇しきった状態から液面振動

Fig. 9 Jet streak line ($U_0=0.30$ m/s, $H=0.45$ m)

Fig. 10 Jet streak line ($U_0=0.40$ m/s, $H=0.45$ m)

Fig. 11 Jet streak line ($U_0=0.50$ m/s, $H=0.45$ m)

(スロッシング運動)の1/4周期ごとに計算された、噴流口中心から発した噴流流脈線である。噴流流脈線は周期的かつ進行波的に振動している。この進行波はスロッシング運動にある位相差をもってほぼ同期して発生していることが確認された。この進行波は、せん断層の不安定波が液面振動による圧力波に同期して合体し、大きな渦構造を形成して下流に伝播している波動であると考えられる。

一般に乱流自由噴流において、せん断層に最も発達するかく乱伝播速度 U_{con} は、中心流速の約1/2の値をもつことが実験的に確認されている⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。この実

験的見地から深谷ら⁽⁵⁾⁽⁶⁾は、噴流中心軸に直角方向に生じた噴流変位が中心流速の約1/2であるかく乱伝播速度 U_{con} で下流へ伝播していくと定義している。すなわち噴流流脈線波動の伝播速度 U_{streak} がかく乱伝播速度 U_{con} と一致しているとして、噴流流脈線を解析的に計算している。

本報では、噴流の周期的横変位運動(噴流変動)すなわち噴流流脈線の変動と自励スロッシング発生との関係を考察するため、定性的に流入口・流出口間における噴流流脈線波数 N_j と、噴流流脈線波動の伝播速度 U_{streak} (噴流の変動伝播速度)を概算して求めた。実際には、噴流流脈線波動の伝播速度 U_{streak} は空間的に分布をもっているが、ここでは考慮せず、図9～11より噴流流脈線波数 N_j を読取り、伝播距離と伝播時間から算出した。表1に平均液位 $H=0.45$ m の条件において流入流速 U_0 を変化させた場合の、噴流流脈線波動の伝播速度 U_{streak} と噴流流脈線波動の伝播速度と噴流の中心流速の割合 U_{streak}/U_0 、および流入口・流出口間距離の噴流変動波数 N_j を示した。表1より、噴流流脈線波動の伝播速度 U_{streak} は、流入中心流速 U_0 の約60～70%の値を取っている。これは実験的な知見と一致している⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾。

さらに、噴流流脈線波数 N_j が整数に近い値をもつ条件では、スロッシング運動が増幅できずに減衰していることが確認できた。すなわち、自励スロッシング発生と流入流速の依存性は、噴流流脈線波数 N_j によって説明できることが定性的に明らかにされた。表1で明らかにように、噴流流脈線波動の伝播速度 U_{streak} は流入流速 U_0 にほぼ比例する。このためスロッシング運動に同期した噴流流脈線の波動は、流入口・流出口間に流入流速に依存した波数 N_j をもつ。本数値解析における水平噴流自励スロッシングでは、噴流流脈線波数 N_j の自励スロッシング発生条件値として定性的に下式を得た。

$$N_j \approx m \quad (m: \text{自然数}) \quad \dots\dots\dots (3)$$

また噴流流脈線波数 N_j は、流入流速に依存するだけでなくスロッシング運動の固有振動数によっても決定されている。すなわち、液面振動によって生じる流体の固有振動(圧力変動)が、噴流の発振に寄与していると考えられる。すなわち自励スロッシング発生機構に噴流変動が大きくかかわっていることが示された。

式(3)によく類似した発振条件を与えている例として、くさび形構造物に衝突する噴流の自励振動(エッジトーン)がある。エッジトーン現象では、 $N_j \approx m + 1/4$ [m : 振動モード(自然数)] という発振条件が

Table 1 Characteristics of the jet streak line fluctuation

State (case in Fig.9) U_0 [m/s]	Sloshing B(○) (1) 0.3	Stable (×) (2) 0.4	Sloshing A(○) (3) 0.5	Sloshing A(○) (4) 0.6
U_{streak} [m/s]	0.19	0.27	0.29	0.38
U_{streak}/U_0	63 %	68 %	58 %	63 %
N_j	2.6	2.1	1.7	1.3

実験的に得られている⁽¹⁴⁾。両現象は類似点も多いが、フィードバック機構について考察すると明らかな差異があり、それが発振条件の差にも現れていると考えられる。すなわちエッジトーン現象は発振条件を満たした場合に、噴流の変動がそれ自体の振動を自励的に促進させる現象である。一方自励スロッシング現象は、噴流の変動とスロッシング運動の異なる運動が相互作用して発生する現象である。しかし、振動数はスロッシング運動によって決定されるため、両者の空間的な相互作用も大きく作用している現象であると考えられる。この点では共鳴器のある体系のエッジトーン現象により類似しているといえる。

5. 結 言

自由液面を有し、側壁・底面に流出・流入口をもつ二次元矩形容器内流動場の数値解析を行った。数値解析の結果、実験とよく類似した自励スロッシングが発生した。さらに本数値解析結果の検証を、実験結果を用いて十分に行った。その結果、本数値解析は実験結果を定性的によく表していることが明らかになり、本数値解析結果を用いて、自励スロッシングの発生機構を考察することが可能であることが確認された。本報ではスロッシング運動と噴流変動との関係に注目し、噴流流脈線を本数値解析から求め、噴流流脈線波動の噴流流脈線波数 N_j 等の定性的な評価を行い、以下に記す知見を得た。

(1) スロッシング運動に同期した噴流流脈線の変動は、数値解析においてもよく再現できた。

(2) 流入口・流出口間における平均的な噴流流脈線波動の伝播速度 U_{streak} は、噴流におけるかく乱伝播速度 U_{con} と、ほぼ一致していることが確認され、深谷らのモデル化の正当性を定性的に証明した。

(3) 自励スロッシングが発生する条件は、流入口・流出口間の噴流流脈線波数 N_j を用いて式(3)で示されることが確認された。すなわち、自励スロッシング発生機構に噴流変動が大きくかかわっていること

がわかった。

文 献

- (1) 岡本孝司・班目春樹・萩原剛, 流れによる容器内液面の自励振動(第1報, 実験結果), 機論, **57**-535, C(1991), 647-653.
- (2) 深谷征史・班目春樹・岡本孝司・飯田将雄, 垂直平面噴流による自由液面の自励揺動, 機論, **60**-574, B(1994), 2014-2021.
- (3) 岡本孝司・班目春樹・萩原剛, 流れによる容器内液面の自励振動(第2報, 振動モデル), 機論, **57**-535, C(1991), 654-660.
- (4) 班目春樹・岡本孝司・萩原剛, 流れによる容器内液面の自励振動(第3報, 完全流体モデル), 機論, **58**-551, C(1992), 2017-2023.
- (5) 深谷征史・班目春樹・岡本孝司, 噴流による矩形容器内自励スロッシングの発生機構(第1報, 垂直平面噴流による自励スロッシング), 機論, **62**-594, B(1996), 541-548.
- (6) 深谷征史・班目春樹・岡本孝司, 噴流による矩形容器内自励スロッシングの発生機構(第2報, 水平矩形噴流による複数モードスロッシング), 機論, **62**-599, B(1996), 64-71.
- (7) Takizawa, A. and Kondo, S., Computer Discovery of the Mechanism of Flow-Induced Sloshing, *ASME PV&P*, **314**(1995), 153-158.
- (8) Takizawa, A. and Kondo, S., Generalization of Physical Component Boundary Fitted Coordinate (PCBFC) Method for the Analysis of Free Surface Flow, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, **15**(1992), 1213-1237.
- (9) 天野研・岩野龍一郎, 噴流を伴う容器内のスロッシング現象の実験と解析, 機論, **57**-538, B(1991), 1947-1954.
- (10) Kawamura, T. and Kuwahara, K., Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness, *AIAA Paper*, (1984), 84-0340.
- (11) Okamoto, K., Madarame, H. and Fukaya, M., Flow Pattern and Self Induced Oscillation in a Thin Rectangular Tank with Free Surface, *J. Fac. Eng., Univ. of Tokyo (B)*, **XLII**-2(1993), 123-142.
- (12) Okamoto, K., Ph.D. Thesis, Faculty of Engineering, the University of Tokyo, (1992).
- (13) Curle, N., *Proc. R. Soc., Ser. A*, **216**(1953), 412-424.
- (14) Blake, W. K., *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration*, **1**(1986), 130, Academic Press.