

# 宇宙航空研究開発機構研究開発資料

JAXA Research and Development Memorandum

---

## ターボポンプ単体試験で発生した共鳴キャビテーションサージの 一次元非線形解析による検討

南里 秀明, 藤原 徹也, 河南 広紀, 吉田 義樹

2011年11月

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

# ターボポンプ単体試験で発生した共鳴キャビテーションサージの 一次元非線形解析による検討\*

南里 秀明\*<sup>1</sup>, 藤原 徹也\*<sup>2</sup>, 河南 広紀\*<sup>1</sup>, 吉田 義樹\*<sup>1</sup>

## Study of Acoustic Cavitation Surge in a Turbopump using One-dimensional Nonlinear Analyses\*

Hideaki NANRI\*<sup>1</sup>, Tetsuya FUJIWARA\*<sup>2</sup>, Hiroki KANNAN\*<sup>1</sup> and Yoshiki YOSHIDA\*<sup>1</sup>

### ABSTRACT

The cavitation surge is a kind of instability phenomenon generated in a liquid rocket engine, and it is known that when the inlet pressure of the turbopump of the engine is decreased, the frequency of cavitation surge continuously varied. On the other hand, it was observed in a turbopump test conducted in JAXA that the frequency of cavitation surge discontinuously decreased when the inlet pressure was decreased. Aiming at explaining this curious phenomenon, we conducted the linear analysis using the frequency-domain method and found that this phenomenon was a kind of self-excited vibration coupling the cavitation characteristics with the acoustic resonance of the inlet pipeline. However, the linear analysis could not simulate the phenomenon that a frequency of standing wave changed to the other mode at a certain inlet pressure. Therefore, we conducted the nonlinear analysis using the one-dimensional time-domain method. As a result, it was found that when the inlet pressure was decreased, the damping effect became larger in the higher frequency oscillation because of nonlinear factors. Consequently, the oscillation of higher frequency was intensely weakened and the oscillation of lower one appeared instead.

**Key words:** Cavitation, Surging, Inducer, Stability, Acoustic Resonance

### 1. 緒 言

液体ロケットエンジン用ターボポンプのインデューサの周りに発生するキャビテーションによって引き起こされる不安定現象のひとつにキャビテーションサージがある。キャビテーションサージは、キャビテーションの非定常特性だけではなく、ロケットのタンクや配管を含めた推

進剤供給システム全体の振動特性が原因となって引き起こされる事象であることから、その発生有無の特定及び発生の抑制を図るためには、ターボポンプ単品でなくロケットのタンクやエンジンを合わせた機体システム試験が必要となる。このシステム試験は供試体の製作や試験の実施においてコスト・期間が大規模なものとなるため、現在までに様々なキャビテーションサージのモデル化と解

\* 平成 23 年 10 月 4 日受付 (Received 4 October 2011)

\* 1 宇宙輸送ミッション本部 宇宙輸送系推進技術研究開発センター (Space Transportation Propulsion Research and Development Center, Space Transportation Mission Directorate)

\* 2 東北大学大学院 工学研究科 (Division of Mechanical Engineering, Tohoku University)

析法の提案及び実験が行われてきた。1960年代頃から液体ロケットの開発初期に圧力脈動が励振力となって液体系とロケット構造系が連成して激しい縦モードの自励振動（POGO振動）が起き、ロケットが墜落する事故が発生したため、この圧力脈動の解明を目的とした研究が行われるようになった<sup>1)-3)</sup>。1970年代になると、キャビテーションの動特性伝達関数としてキャビテーションコンプライアンス  $K$  とマスフローゲインファクタ  $M$  を用いる伝達マトリックスモデルが構築され<sup>4)-6)</sup>、タンク、配管、ポンプ及びバルブを含めたポンプシステムの線形安定性解析モデルが提案された<sup>7)</sup>。更には、ターボ機械に生じる不安定現象として、サージ、旋回失速、キャビテーションサージ及び旋回キャビテーションの4つに分類し、それらを統合した線形解析モデルが示された<sup>8)</sup>。キャビテーションサージの現象に関する理論解析と実験<sup>9)-13)</sup>も重ねられ、脈動の周波数が吸込管路の長さの平方根に逆比例して変化することが実験的に示された。

これらのモデルでは、初期の段階では配管内の流体の圧縮性が考慮されていたが、大学実験室レベルの実験で生じるキャビテーションサージの周波数は比較的低いことから、流体を非圧縮と仮定しても実験データを表現できる場合が多かった。このため、一般にはキャビテーションサージによる圧力変動の角周波数は、密度  $\rho$ 、キャビテーションコンプライアンス  $K$ 、配管の長さ  $L$  及び配管の断面積  $A$  を用いて  $1/(\rho KL/A)^{1/2}$  と表わすことができ<sup>11)</sup>、実験データにおいてもキャビテーション数が小さくなるにつれて周波数は連続的に小さくなること、及び入口配管長さが長いほど周波数が低くなることが定説となっている。しかし、宇宙航空研究開発機構において、ある液体ロケット用ターボポンプの試験を行った結果、図1に示すように脈動の圧力振幅の値を円の直径で表現すると、キャビテーションサージの変動周波数が従来の解析モデルの周波数（図1の実線）より高く、従来の解析モデルのように連続的に低下せず、かつ周波数が“不連続”に変化する現象が認められた。

このため、既報<sup>14)</sup>では、流体の圧縮性を考慮することによりターボポンプに推進剤を供給する入口配管内の音響的効果をモデルに取り入れ、キャビテーションサージの周波数が不連続となる事象の解明を行った。更に、この次元解析モデルに、実際のロケットの液体酸素のターボポンプの上流に装着されている PSD（POGO Suppression Device）と呼ばれるサージタンクと似た部品を取り入れ、PSD がキャビテーションサージ現象に与える影響を調べ、解析結果と試験結果が定性的に一致することを確認した<sup>14)</sup>。しかし、図1においてキャビテーション数を小さくしていくと、キャビテーション数  $\sigma/\sigma_D = 2.5$  あたりで、周波数  $\omega_R/\omega_f$  が約 1.5 から約 1.0 へ飛躍する事象について

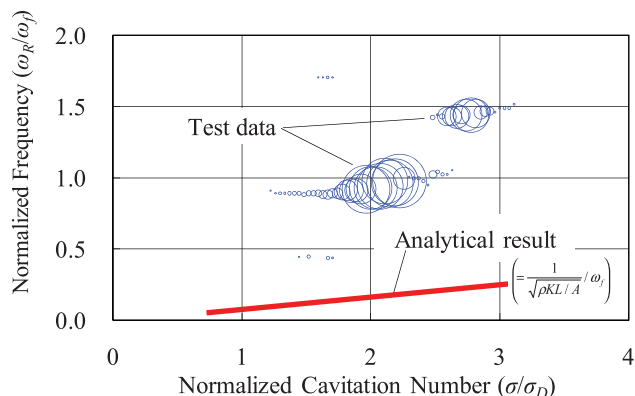


Fig. 1 Analytical expectation by inertia model and experimental results of pressure oscillation at the inlet of turbopump

は、既報では定性的な議論に留まっており完全には再現できていない。その原因として、既報においてはキャビテーションサージの圧力変動の振幅は小さく正弦波的な振動、即ち線形現象と仮定していることにあると考え、本報では有限振幅としての非線形性の影響をも考慮できるように特性曲線法によって事象のより詳細な解明を行った。

## 2. 記号・単位

$A$	: 配管の断面積 [m <sup>2</sup> ]
$c$	: 流体中の音速 [m/s]
$D$	: 配管の直径 [m]
$f_r$	: 摩擦係数
$K$	: キャビテーションコンプライアンス [m <sup>4</sup> ·s <sup>2</sup> /kg]
$K_{psd}$	: PSD のコンプライアンス [m <sup>4</sup> ·s <sup>2</sup> /kg]
$L$	: 長さ [m]
$M$	: マスフローゲインファクタ [m <sup>3</sup> ·s/kg]
$p$	: 圧力 [Pa]
$p_I$	: インデューサ入口圧力 [Pa]
$p_v$	: 飽和蒸気圧 [Pa]
$q$	: 質量流量 [kg/s]
$R$	: インデューサの半径 [m]
$t$	: 時間 [s]
$U$	: 平均流の速度 [m/s]
$u$	: 速度 [m/s]
$V_C$	: キャビティ体積 [m <sup>3</sup> ]
$V_{PSD}$	: PSD 内の気相部の体積 [m <sup>3</sup> ]
$x$	: 流れ方向の座標 [m]
$\Delta t$	: 微小時間 [s]
$\Delta Amp$	: 理想的な圧力振幅と解析結果の圧力振幅の差
$\sigma$	: キャビテーション数 $(p_I - p_v) / \{\rho[U^2 + (2\pi R\Omega)^2]/2\}$
$\sigma_D$	: 揚程 5% 低下時のキャビテーション数
$\rho$	: 密度 [kg/m <sup>3</sup> ]

- $\Omega$  : ターボポンプ回転速度 [1/s]  
 $\omega_f$  : 入口配管の音響の基本角振動数( $2\pi c/L$ ) [rad/s]  
 $\omega_I$  : 複素角振動数の虚数部 [rad/s]  
 $\omega_R$  : 複素角振動数の実数部 [rad/s]

### 3. 解析モデル

図2にタンク、入口配管、PSD、ポンプで構成される最も単純な解析モデルを示す。なお、通常のサージではポンプ下流に何らかの容量要素を設ける必要があるが、ここではターボポンプのキャビテーション自体が容量要素となるためにキャビテーション以外の容量要素は考えないことにする<sup>8)</sup>。このため、ターボポンプの非定常特性のひとつであるダイナミックゲイン ( $dp/dq$ ) はゼロと仮定する。

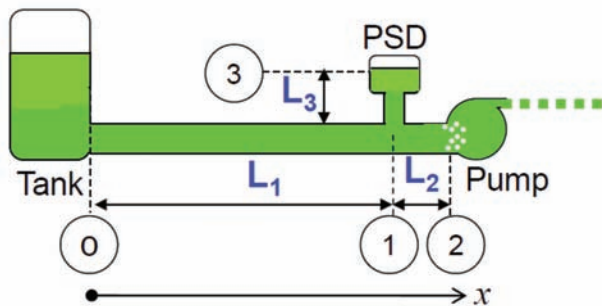


Fig. 2 Analytical model applying with PSD

配管内の流体の一次元の運動方程式は式(1)、連続の式は式(2)で表すことができ、それぞれ特性曲線法を用いて離散化する<sup>15), 16)</sup>。離散化する際に配管を複数の要素(node)に分割して計算するが、配管内の流体の定在波を再現できるように要素の数を多く取る必要がある、ここでは50以上の要素に分割する。

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \rho \frac{f_r}{2D} |u|u \quad (1)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{u}{c^2} \frac{\partial p}{\partial x} + \rho \frac{u}{A} \frac{\partial A}{\partial x} + \rho \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

ターボポンプ内の連続の式は、キャビテーションコンプライアンス  $K$  とマスフローゲインファクタ  $M$  を用いて式(3)で表せる。式(3)を微小時間区間  $t \sim t + \Delta t$  にて積分することによって式(4)を得ることができ、これをターボポンプ(図2の②部)の境界条件として扱う。なお、式(4)の左辺は、式(3)の左辺の積分を台形面積によって求める近似式である。

$$uA = K\dot{p} + MpA\dot{u} \quad \text{ここで、} \quad K = -\left( \frac{\partial V_C}{\partial p} \right), \quad M = -\left( \frac{\partial V_C}{\partial q} \right) \quad (3)$$

$$\frac{u(t+\Delta t) + u(t)}{2} A \Delta t = K[p(t+\Delta t) - p(t)] + MpA[u(t+\Delta t) - u(t)] \quad (4)$$

タンク部(図2の①部)は完全反射の開放端と仮定し、解析に使用したキャビテーションコンプライアンス  $K$  とマスフローゲインファクタ  $M$  は、既報<sup>14)</sup>と同様にインデューサまわりの流れについてCFD解析を行い、準静的な状態の変化から算出した値を使用する<sup>17)</sup>。なお、本解析ではキャビテーションの応答は線形であると仮定し、キャビテーション非定常特性( $K$ と $M$ )を平均キャビテーション数に対して一定として計算を行っている。また、サージタンクのモデルは一般にタンク内の液柱の高さ(ヘッド圧)の変化として与えられる<sup>16)</sup>が、PSDはサージタンクに似た部品ではあるものの、PSD内の液柱の高さは低く、PSD内気相部を加圧して用いられるため、PSDのモデルはPSD内気相部のガス圧の変化によるコンプライアンスとして式(5)によって与える。これにより、ターボポンプのモデルと同様に微小時間区間  $t \sim t + \Delta t$  にて積分することによって式(6)を得ることができ、PSD(図2の③部)の境界条件として扱う。

$$uA = K_{PSD}\dot{p} \quad \text{ここで、} \quad K_{PSD} = -\left( \frac{\partial V_{PSD}}{\partial p} \right) \quad (5)$$

$$\frac{u(t+\Delta t) + u(t)}{2} A \Delta t = K_{PSD}[p(t+\Delta t) - p(t)] \quad (6)$$

特性曲線法では圧力振幅値を計算によって求めることができ、流体の平均圧力が低い場合や圧力振幅が大きい場合には、圧力の計算値が流体の飽和蒸気圧を下回ることもある。特に配管内の定在波を扱う場合、ターボポンプ部は音響的に開放端に近いので圧力振幅が小さいが、タンクとターボポンプの間の配管の中央部では図3に示すように圧力振幅が大きくなる。計算上圧力が飽和蒸気圧を下回った場合には圧力の値を飽和蒸気圧の値に置き換える。つまり、音響効果を考慮したキャビテーションサージ現象においてはターボポンプ近傍だけではなく、配管内の圧力振幅が大きい箇所(圧力振幅の腹に当たる箇所)にキャビテーションが発生していることを本モデルでは想定して



Fig. 3 Mode shape of pressure oscillation in a feed line

いる。なお、配管内の流体にキャビテーションが発生するとその部分では気液二層流となり局所的に音速は小さくなると考えられるが、管路内にキャビテーションが発生する範囲は圧力振幅の腹に当たる限られた範囲のみであるため、キャビテーションによる音速の変化はこのモデルでは考慮していない。また、解析において圧力振動を生じるためには初期条件として外乱が必要である。この外乱として、タンク部（図2の①部）において微小な圧力矩形波を1000分の1秒間印加する。その他の計算条件や計算方法等については、一般的な特性曲線法<sup>16)</sup>に基づいているため、ここでは説明を省略する。

## 4. 解析結果と試験結果の比較

### 4.1 波形について

PSDを考慮しない条件下におけるキャビテーション数 $\sigma/\sigma_D = 2.0$ の時のターボポンプ入口部（図2の②部）における圧力振幅の時間変化を図4(a)に示す。なお、キャビテーション数はターボポンプ入口部における平均圧力を使用して求めており、試験データについてもターボポンプ入口部における平均圧力を使用してキャビテーション数を求めている。初期外乱は小さく圧力振幅も小さいが、その後ターボポンプのキャビテーション非定常特性 $M$ の影響によって振幅が漸増して行き、計算開始から20秒時点にて圧力振幅がほぼ一定となっていることが分る。このため、計算開始から30秒時点において振動は十分安定している

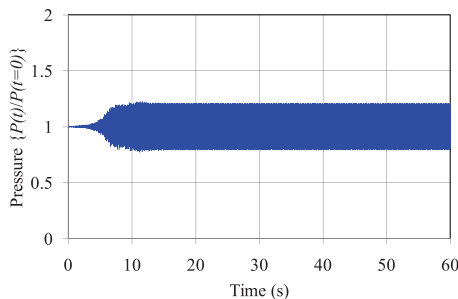


Fig. 4(a) Pressure waveform in the inlet of the turbopump by analysis ( $\sigma/\sigma_D = 2.0$ )

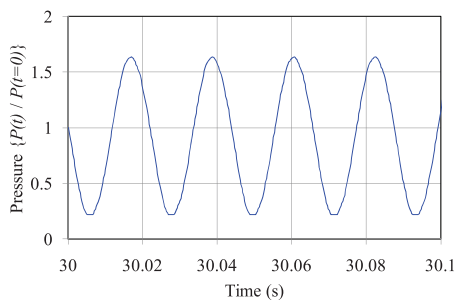


Fig. 4(b) Pressure waveform in the middle of the inlet pipe by analysis ( $\sigma/\sigma_D = 2.0$ )

と見なし、計算開始から30秒時点の計算結果に対してFFT（Fast Fourier Transform）解析を行い、以下に周波数を比較する。なお、図4(a)の約10秒時点までは計算上の過渡的な状態であるが、この時間帯の波形に対してFFT解析を行うと、タンクとポンプをつなぐ配管の音響的な複数のモードの定在波が出現している。一方、圧力振幅がほぼ一定となる30秒時点に対してFFT解析を行うと、その複数のモードのうち一つの定在波のみが出現している。つまり、初期外乱によって一時的に複数の定在波が励起され、その後、系として安定な周波数の振動が減衰されて行き図4(b)に示すような一つの周波数の定在波の振動のみが継続している。また、タンクとターボポンプをつなぐ配管の中央部における圧力波形の時間拡大図を図4(b)に示す。図3の圧力振幅のモード図で示したように、配管の中央部の圧力振幅は図4(a)に示すターボポンプ部の圧力振幅に比べて大きく、この例では振幅の下側が飽和蒸気圧に達しているために波形が僅かに歪んでいることが分る。

### 4.2 PSD非装着の場合の解析結果と試験結果の比較

既報<sup>14)</sup>にて実施した線形解析結果と試験結果の比較を図5(a)に、本報の特性曲線法による解析結果と試験結果の比較を図5(b)に示す。なお、図5(a)に示す解析結果は、計算上振動が発生する範囲（減衰率 $\omega_l < 0$ ）のみを実線と

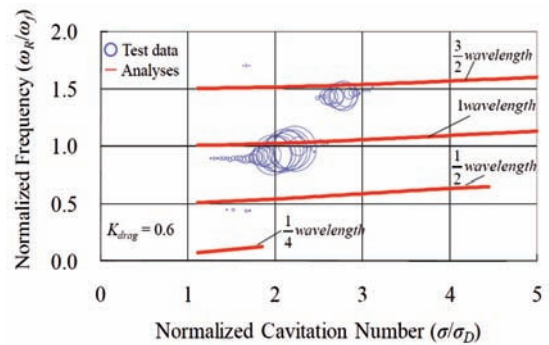


Fig. 5(a) Comparison of frequency between experimental result and analytical result of frequency domain method<sup>14)</sup>

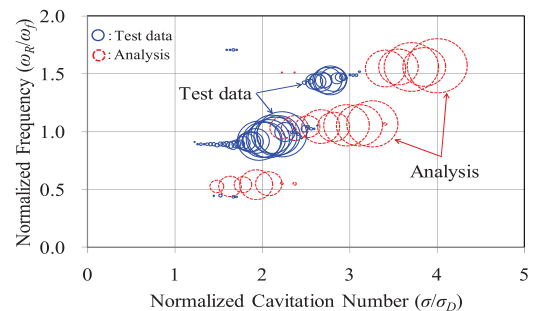


Fig. 5(b) Comparison of frequency between experimental result and analytical result of time domain method

している。また、図5(a)及び図5(b)中の丸の直径は試験結果及び解析結果のターボポンプ入口部における圧力振幅の大きさを示している。

図5(a)では、キャビテーションサージの周波数は解析結果と試験結果とではほぼ一致しているが、キャビテーション数 $\sigma/\sigma_D = 2.5$ あたりで周波数が高いモードの振動がキャビテーション数が小さくなると減衰し一つ下のモードに切り換わる事象を再現できていない。これに対し、図5(b)では周波数は解析結果と試験結果とではほぼ一致し、かつキャビテーション数 $\sigma/\sigma_D = 3.2$ あたりで、周波数が高いモードの振動が一つ下のモードに切り換わっており、キャビテーション数には違いがあるものの定性的に周波数が飛躍する事象を再現できている。このように、特性曲線法の解析においても試験結果の事象をある程度再現できる理由について以下に考察する。

キャビテーション数を小さくしていくと、キャビテーション非定常特性によってポンプ部の境界条件は音響的な開放端に近付いて行くため、図6に示すモード図のようにキャビテーションサージの周波数の波長が長くなって行く。この波長が長くなることによって、図5(a)及び図5(b)にてキャビテーションサージの周波数が徐々に低くなっているものである。また、図6において同じキャビテーション数での高い周波数(例えば3/2波長、赤)のモード図と低い周波数(例えば1波長、緑)のモード図を比較すると、高い周波数のモード図の方が低い周波数に比べてポンプ部がより開放端に近付いていることが分る。つまり、同じキャビテーション数においては、周波数が高いほどポンプ部がより開放端に近い条件となる。

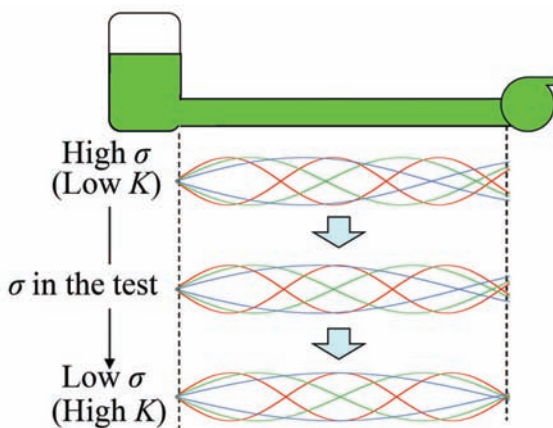


Fig. 6 Mode shape of pressure oscillation in inlet line as decreasing cavitation number,  $\sigma$

ターボポンプのキャビテーション非定常特性 $M$ の影響によって時間とともに圧力振幅が漸増して行き、圧力振幅の下限値が飽和蒸気圧に達すると、それ以上振幅が大きくなることができず、図4(b)に示すように波形の下側が

抑制されて圧力振動に対する抑制作用が働く。例として図7(a)にキャビテーション数を変化させた時の3/2波長のモード図の模式図を示す。圧力振幅値が飽和蒸気圧の制約によって小さくなる量を図7(a)で $\Delta Amp$ と示すと、図7(a)中の波形と $\Delta Amp$ とで囲まれた部分、即ち図7(a)で塗りつぶされた部分が3/2波長の振動に対する抑制作用の大きさの程度を表している。キャビテーション数が大きい時におけるタンク部からポンプ側に向かって波がちょうど3山になる点の距離(図7(a)中の $L_A$ )と、キャビテーション数が小さい時における距離(図7(a)中の $L_B$ )を比較すると、キャビテーション数が小さいほど距離が長いことが分る。このため、図7(a)で塗りつぶされた部分はキャビテーション数が小さいほど大きくなっており、キャビテーション数を小さくしていくほど抑制作用が大きくなって行くことを意味している。

また、キャビテーション数を小さくしていくと、キャビテーション数はポンプ部の圧力を無次元化したものであるため、配管内の平均圧力、即ちキャビテーションサージの圧力振動の中央値が小さくなって行く。配管内の圧力は計算の前提により飽和蒸気圧より小さくなることはないため、キャビテーション数を小さくしていくと、配管内の圧力と飽和蒸気圧の差である圧力振幅は徐々に小さくなって行く。つまり、キャビテーション数が小さくなるに従って圧力振幅を小さくするように、圧力振幅の制限に起因する振動に対する上述した抑制作用が大きくなっていると考えられる。このため、図7(a)の上図のキャビテーション数が大きい時における $\Delta Amp$ より、図7(a)の下図のキャビテーション数が小さい時における $\Delta Amp$ の方が大きくなることが予想される。事実、図8に示すように、計算結果の圧力振幅値と理想的な圧力振幅値の比は、キャビテーション数が小さくなると小さくなっている。

図7(b)に同じキャビテーション数における3/2波長のモード図と1波長のモード図の模式図を示す。3/2波長のモード図におけるタンク部からポンプ側に向かって波がちょうど3山になる点の距離(図7(b)中の $L_A$ )と、1波長のモード図におけるタンク部からポンプ側に向かって波がちょうど2山になる点の距離(図7(b)中の $L_C$ )を比較すると、3/2波長の距離の方が長いことが分る。このため、図7(b)で塗りつぶされた部分は3/2波長のモード図の方が大きくなっており、周波数が高いほど抑制作用が大きくなっていることを意味している。さらに、図8に示すように、計算結果の圧力振幅値と理想的な圧力振幅値の比は周波数が高いほど小さくなっており、図7(b)の3/2波長の $\Delta Amp$ の方が1波長の $\Delta Amp$ より大きいことから、周波数が高いほど抑制作用が大きいたことが分る。

このように圧力振幅の制限によって振動に働く抑制作用は、キャビテーション特性に起因するポンプ部の音響的

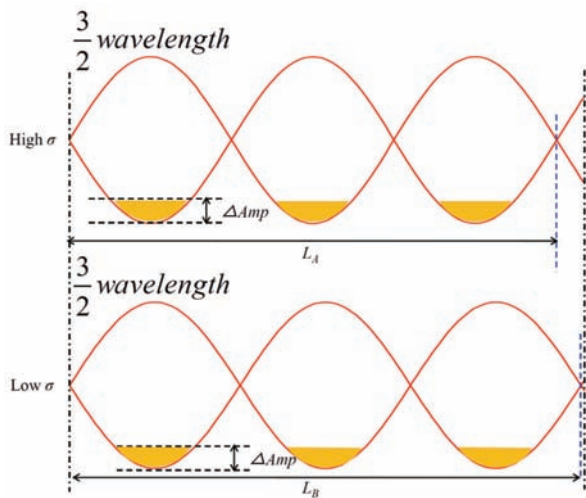


Fig. 7(a) Comparison of mode shape of pressure oscillation in inlet line with different cavitation number

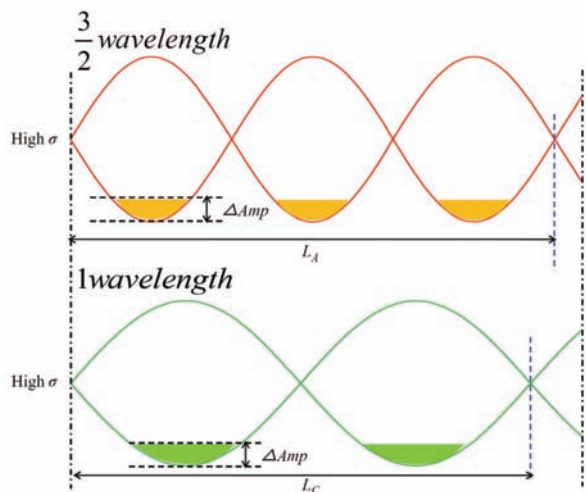


Fig. 7(b) Comparison of mode shape of pressure oscillation in inlet line between 3/2 wavelength and 1 wavelength

境界条件の違いにより、キャビテーション数が小さいほど大きく、かつ周波数が高いほど大きくなる。

一方、線形解析結果では、図9に示す減衰率 $\omega_1$ が負となる複数の周波数の振動が不安定となることが予想される（線形解析では、速度 $u$ は $e^{-\omega_1 t}$ を含む関数として表わすことができ、減衰率 $\omega_1$ が正の場合は振幅一定とならずに振動が減衰していくことを意味し、減衰率 $\omega_1$ が負の場合は振動が発散していくことを意味する）。また、図9から周波数が高いほど減衰率 $\omega_1$ が小さく、同じキャビテーション数においては周波数が高いほど発散傾向が強いことが分る。このため、キャビテーション数が高い時は、高い周波数（例えば3/2波長）の振動が顕在化するが、キャビテーション数が小さくなるにつれて圧力振幅の制限によって抑制作用が大きくなるため、高い周波数の振動が消滅する。また、その一つ下の低い周波数のモード（例えば

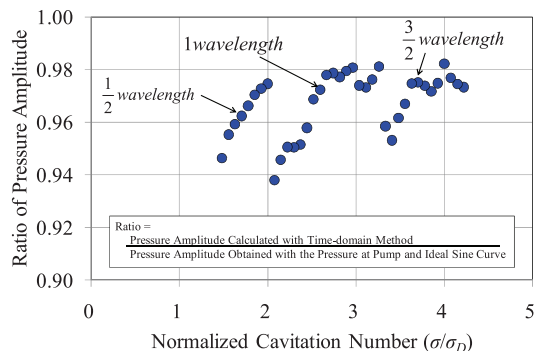


Fig. 8 Ratio of pressure amplitude of analytical result and ideal oscillation

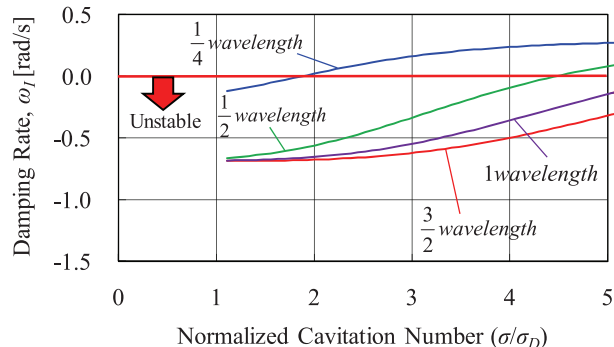


Fig. 9 Analytical result of damping rate  $\omega_1$ ,  $K_{drag} = 0.6$

1波長)の振動についてもキャビテーション数が小さくなるにつれて同様に抑制作用が大きくなるが、その抑制作用は高い周波数に比べてよりキャビテーション数が低い時に大きくなる。このため、高い周波数（例えば3/2波長）の振動が消滅した後に、高い周波数の振動の代わりに一つ下の低い周波数のモード（例えば1波長）の振動が顕在化することになり、これがあるキャビテーション数において周波数の一つ下のモードに飛躍するメカニズムであると考えられる。なお、圧力振幅を抑制する他の要因として式(1)中の速度の2乗の項に比例する配管抵抗もあるが、本論文で扱っている事象では変動速度成分が平均速度成分よりもかなり小さいため、圧力振幅を抑制する非線形効果は小さい。

#### 4.3 PSD 装着の場合の解析結果と試験結果の比較

本試験設備のタンクからターボポンプまでの間にPSDを装着した場合の、既報<sup>14)</sup>にて実施した線形解析結果と試験結果の比較を図10(a)に、本報の特性曲線法による解析結果と試験結果の比較を図10(b)に示す。なお、図10(a)及び図10(b)中の丸の直径は試験結果及び解析結果のターボポンプ入口部における圧力振幅の大きさを示している。試験結果においてキャビテーション数 $\sigma/\sigma_D$ が2より小さい範囲はキャビテーション数の変化に従って周波数が変化し、キャビテーション数 $\sigma/\sigma_D$ が2より大きい範囲では

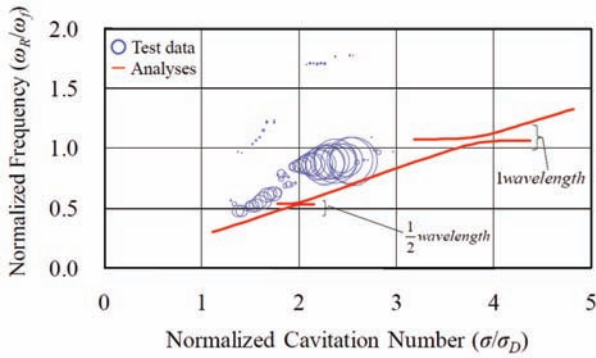


Fig. 10(a) Comparison of frequency between experimental result and analytical result of frequency domain method, applying PSD

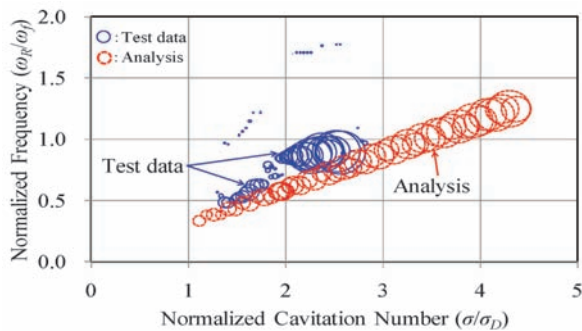


Fig. 10(b) Comparison of frequency between experimental result and analytical result of time domain method, applying PSD

周波数がほぼ一定となる現象が現れている。これは、キャビテーション数  $\sigma/\sigma_D$  が 2 より小さい時はターボポンプと PSD 間のヘルムホルツ周波数が支配的となって連続的に周波数が変化し、キャビテーション数  $\sigma/\sigma_D$  が 2 より大きい範囲では PSD とターボポンプ間のヘルムホルツ周波数と、タンクと PSD の間の配管の音響的な固有周波数が近付くことによって共振し、タンクと PSD 間の配管の音響固有周波数のみが顕著に出現し、周波数が停滞したものと考えられる<sup>14)</sup>。図 10(a) の線形解析結果では、キャビテーションサージの周波数の解析結果は、キャビテーション数が小さくなるにつれて、ターボポンプと PSD 間のヘルムホルツ周波数  $1/[\rho K(L_2 + L_3)/A]^{1/2}$  に沿って小さくなり、タンクと PSD 間の 1 波長成分の周波数と 1/2 波長成分の周波数に近付いた時に、ほぼ一定の周波数となっており、試験結果と定性的に一致している。しかし、図 10(b) の特性曲線法の解析結果ではターボポンプと PSD 間のヘルムホルツ周波数に沿って小さくなるものの、タンクと PSD 間の 1 波長成分の周波数と 1/2 波長成分の周波数に近付いた時に、ほぼ一定の周波数となっていない。

図 11 にタンクと PSD のほぼ中間地点における配管内の変動圧力の解析結果を示す。また、図 12 に図 11 の解析範囲における圧力振幅のモード図を示す。図 11 において

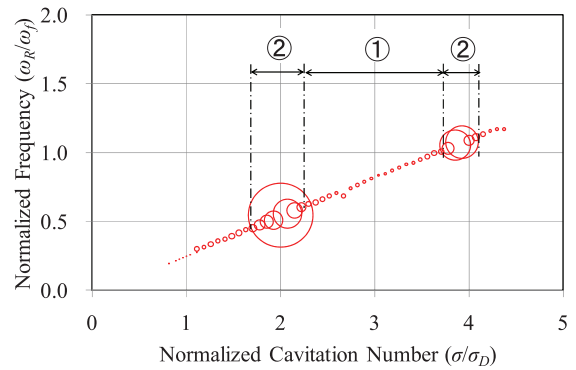


Fig. 11 Analytical result of pressure oscillation between the tank and the PSD, with time domain method, applying PSD

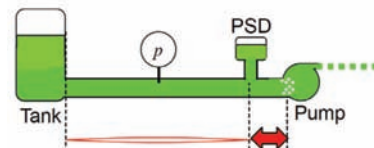


Fig. 12(a) Mode shape of velocity oscillation at ① in Fig. 11

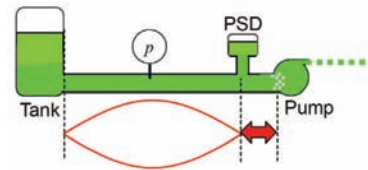


Fig. 12(b) Mode shape of velocity oscillation at ② in Fig. 11

キャビテーション数が小さくなるにつれて、ターボポンプと PSD 間のヘルムホルツ周波数に沿ってキャビテーションサージの周波数が小さくなるが、タンクと PSD 間の音響固有周波数と離れている間 (図 11 の①部) は、図 12(a) のモード図のようにターボポンプと PSD 間のヘルムホルツ周波数とタンクと PSD 間の音響固有周波数が共振していない状態であるため、タンクと PSD 間の配管内の圧力振幅は小さい。一方、ヘルムホルツ周波数がタンクと PSD 間の音響固有周波数 (1 波長成分の周波数と 1/2 波長成分の周波数) に近付いた時 (図 11 の②部) に、図 12(b) のように共振し圧力振幅が大きくなっている。このように、本モデルでは、図 10(b) に示すターボポンプ部の圧力振幅には明確に現れていないものの、キャビテーション数  $\sigma/\sigma_D$  に対して差異はあるが、キャビテーション数の低下に従ってキャビテーションサージの周波数が低下し、タンクと PSD 間の配管の音響固有周波数に近付くと共振し、配管内の圧力振幅が大きくなることを再現できている。

実際の試験設備の配管の各所に圧力センサを装着し、試験中においてキャビテーション数を変化させた時の圧力振幅の変化を計測した。なお、試験設備の仕様上、圧力



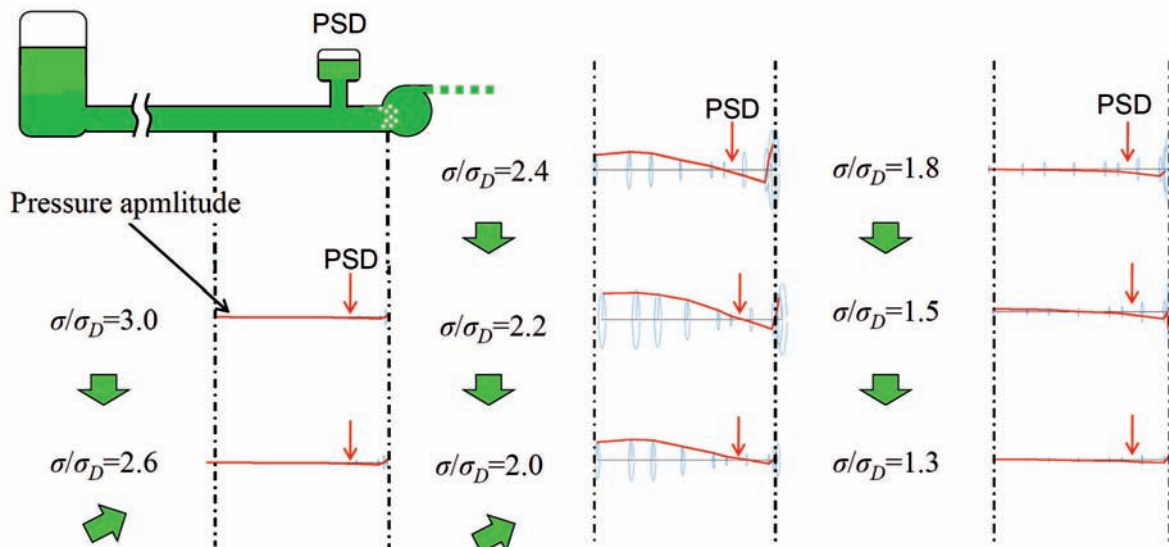


Fig. 13 Experimental result of mode shape of pressure oscillation in the inlet line

センサを装着できる場所が限られたため、主にポンプと PSD の近くのみ装着している。試験によって得られたモード図を図 13 に示す。図 10(a)においてキャビテーション数  $\sigma/\sigma_D = 2.4$  あたりでポンプ部の圧力振幅が大きくなっており、この時、図 13 に示すようにタンクと PSD の間の配管内の圧力振幅の計測値も大きくなっている。つまり、図 11 の②部のようにポンプと PSD 間のヘルムホルツ周波数がタンクと PSD 間の音響固有周波数（1 波長成分の周波数）と共振していることが分る。このように解析結果は PSD とターボポンプ間のヘルムホルツ周波数と、タンクと PSD 間の音響固有周波数の共振現象を表現できている。なお、試験結果においてはキャビテーション数  $\sigma/\sigma_D = 2$  あたりで共振によって周波数が停滞する現象が出現しているが、解析結果では周波数が停滞するまでには至っていない。その原因として PSD と配管をつなぐ部分の圧損の推定値や PSD の気相部のコンプライアンスの推定値が適切では無かったことが考えられる。しかし、本解析モデルは共振による周波数の停滞現象を表現できていないものの、共振現象は表現できており、図 11 の解析結果と図 13 の試験結果とはキャビテーション数  $\sigma/\sigma_D$  に対して差異はあるものの定性的に一致する結果が得られている。

## 5. 結 言

既報<sup>14)</sup>では、圧力変動の振幅は小さく、正弦波的な振動を仮定して線形理論による線形解析を行った。本報では、速度の 2 乗の項を考慮した配管抵抗や配管内の圧力が飽和蒸気圧より低下し圧力振幅が制限される非線形性の影響をも考慮できるように特性曲線法によって事象のより詳細な解明を行い、次の結論を得た。

- (1) 配管内の圧力の飽和蒸気圧の制限や速度の 2 乗の項に比例する配管抵抗等の非線形効果によって、キャビテーションサージの振動に抑制作用が加わり振幅が一定となる。さらにターボポンプ部の音響的な境界条件は、キャビテーション数が低いほど、かつ周波数が高いモードほど開放端の状態に近付くため、振動に対する抑制作用が大きくなる。これが原因となって、キャビテーション数がある値まで低くなると、より高い周波数の振動が抑制されて代わりに低い周波数のモードの振動が出現する解析結果が得られ、定性的に試験結果と一致した。
- (2) 入口配管に PSD が設置された場合、キャビテーションサージの周波数は PSD とターボポンプ間の流体のヘルムホルツ周波数が支配的となり、かつその周波数がタンクと PSD 間の配管の音響固有周波数に近付くと共振し、タンクと PSD 間の配管内の圧力振幅が大きくなる解析結果が得られた。このことは、実際のターボポンプ試験設備に PSD を装着した場合の試験結果と定性的に一致しており、試験データと同じ事象が再現できた。

## 謝 辞

ターボポンプの単体試験を共に実施し、試験データに関する様々な助言を提供頂いた JAXA の沖田耕一氏、橋本知之氏、堀秀輔氏及び JAXA 角田宇宙センターの職員、並びに (株) IHI、三菱重工業 (株) の関係者に感謝の意を表する。

## 文 献

- 1) Sack, L. E., Nottage, H. B., "System Oscillations Associated with Cavitation Inducers," *ASME Journal of Basic Engineering*, (1966), pp. 917–924.
- 2) Rubin, S., "Longitudinal Instability of Liquid Rockets Due to Propulsion Feedback (POGO)," *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 3, No. 8 (1966), pp. 1188–1195.
- 3) Fashbaugh, R. H., Streeter, V. L., "Resonance in Liquid Rocket Engine Systems," *ASME Journal of Basic Engineering*, (1965), pp. 1011–1017.
- 4) Brennen, C. E., Acosta, A. J., "The Dynamic Transfer Function for a Cavitating Inducer," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 98, No. 2 (1976), pp. 182–191.
- 5) Brennen, C. E., "Bubbly Flow Model for the Dynamic Characteristics of Cavitating Pumps," *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 89, No. 2 (1978), pp. 223–240.
- 6) NG, S. L., Brennen, C. E., "Experiments on the Dynamic Behavior of Cavitating Pumps," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 100 (1978), pp. 166–176.
- 7) Greitzer, E. M., "The Stability of Pumping Systems — The 1980 Freeman Scholar Lecture," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, No. 2 (1981), pp. 193–242.
- 8) Tsujimoto, Y., Kamijo, K., Brennen, C. E., "Unified Treatment of Flow Instabilities of Turbomachines," *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 17, No. 3 (2001), pp. 636–643.
- 9) Braisted, D. M., Brennen, C. E., "Auto-oscillation of Cavitating Inducers," *Polyphase Flow and Transport Technology*, (ed: R.A. Bajura) (1980), pp. 157–166.
- 10) Yamamoto, K., "An Experimental Study on Instability in a Cavitating Centrifugal Pump with a Volute Suction Nozzle," *Proceedings of the Symposium of IAHR, Tokyo* (1980), pp. 303–312.
- 11) 山本和義, "遠心ポンプのキャビテーションに伴う脈動現象 (第1報, 現象の分類と振動特性)", 日本機械学会論文集B編, Vol. 56, No. 523 (1990), pp. 636–643.
- 12) 山本和義, "遠心ポンプのキャビテーションに伴う脈動現象 (第2報, エネルギーの授受)", 日本機械学会論文集B編, Vol. 56, No. 523 (1990), pp. 644–650.
- 13) 山本和義, "遠心ポンプのキャビテーションに伴う脈動現象 (第3報, 現象の発生機構)", 日本機械学会論文集B編, Vol. 58, No. 545 (1991), pp. 180–186.
- 14) 南里秀明, 谷 直樹, 河南広紀, 吉田義樹, "ターボポンプ単体試験で発生した共鳴キャビテーションサージの一次元安定解析による検討", JAXA-RM-10-014 (2011).
- 15) Brennen, C. E., *Hydrodynamics of Pumps* (1994), pp. 210–216, Concepts ETI, Inc. and Oxford University Press.
- 16) 横山重吉, 水撃入門 (1979), pp. 1–17, 日新出版.
- 17) 谷 直樹, 山西伸宏, "定常CFDを用いたキャビテーションサージ予測", キャビテーションに関するシンポジウム (第13回) (2006), Paper No. 17.