

宇宙航空研究開発機構研究開発資料

JAXA Research and Development Memorandum

JAXA 極低温インデューサ試験結果の概要

吉田 義樹, 渡邊 光男, 長谷川 敏, 橋本 知之, 島垣 満
木村 俊哉, 永浦 克司, 菊田 研吾, 笹尾 好史, 風見 佑介
伊賀 由佳, 井小萩 利明, 加藤 洋治, 渡邊 聡

2008年12月

宇宙航空研究開発機構
Japan Aerospace Exploration Agency

宇宙航空研究開発機構研究開発資料

JAXA Research and Development Memorandum

JAXA 極低温インデューサ試験結果の概要

Overview of Experimental Results of Cryogenic Inducer in JAXA

吉田 義樹^{*1} 渡邊 光男^{*1} 長谷川 敏^{*1} 橋本 知之^{*1} 島垣 満^{*1}
木村 俊哉^{*1} 永浦 克司^{*2} 菊田 研吾^{*3} 笹尾 好史^{*3} 風見 佑介^{*3}
伊賀 由佳^{*4} 井小萩 利明^{*4} 加藤 洋治^{*5} 渡邊 聡^{*6}

Yoshiki YOSHIDA^{*1} Mitsuo WATANABE^{*1} Satoshi HASEGAWA^{*1} Tomoyuki HASHIMOTO^{*1}

Mitsuru SHIMAGAKI^{*1} Toshiya KIMURA^{*1} Katsuji NAGAURA^{*2} Kengo KIKUTA^{*3} Yoshifumi SASAO^{*3}

Yusuke KAZAMI^{*3} Yuka IGA^{*4} Toshiaki IKOHAGI^{*4} Hiroharu KATO^{*5} and Satoshi WATANABE^{*6}

- * 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 航空宇宙技術振興財団
Foundation for Promotion of Japanese Aerospace Technology
- * 3 JAXA 技術研修生 [学籍：東北大学流体科学研究所]
JAXA Research Student [Institute of Fluid Science, Tohoku University]
- * 4 東北大学流体科学研究所
Institute of Fluid Science, Tohoku University
- * 5 東洋大学
Toyo University
- * 6 九州大学
Kyusyu University

2008年12月

December 2008

宇宙航空研究開発機構

Japan Aerospace Exploration Agency

JAXA極低温インデューサ試験結果の概要*

吉田 義樹^{*1}, 渡邊 光男^{*1}, 長谷川 敏^{*1}, 橋本 知之^{*1}, 島垣 満^{*1}
木村 俊哉^{*1}, 永浦 克司^{*2}, 菊田 研吾^{*3}, 笹尾 好史^{*3}, 風見 佑介^{*3}
伊賀 由佳^{*4}, 井小萩 利明^{*4}, 加藤 洋治^{*5}, 渡邊 聡^{*6}

Overview of Experimental Results of Cryogenic Inducer in JAXA*

Yoshiki YOSHIDA^{*1}, Mitsuo WATANABE^{*1}, Satoshi HASEGAWA^{*1}, Tomoyuki HASHIMOTO^{*1}
Mitsuru SHIMAGAKI^{*1}, Toshiya KIMURA^{*1}, Katsuji NAGAURA^{*2}, Kengo KIKUTA^{*3}
Yoshifumi SASAO^{*3}, Yusuke KAZAMI^{*3}, Yuka IGA^{*4}, Toshiaki IKOHAGI^{*4}
Hiroharu KATO^{*5} and Satoshi WATANABE^{*6}

Abstract

Turbopump inducer, which is actually a high-precision, high-speed, sophisticated rotating impeller, is one of the key components of a liquid propellant rocket engine. On the other hand, the thermodynamic effect on cavitation is a favorable phenomenon in cryogenic fluids. It suppresses the growth of cavity since thermal imbalance appears around the cavity due to heat transfer for evaporation. Therefore, cavitation performance in cryogenic fluids is improved. In this article, some highlights about the thermodynamic effects on cavitating inducer carried out during the years 2004-2006 through the Cryogenic Inducer Test Facility in JAXA are presented.

Keywords; Cavitation, Inducer, Cryogenic Fluid, Thermodynamic Effect

1. はじめに

日本の基幹ロケットH-IIAの推進剤は液体水素と液体酸素であり、大気圧下では各々の飽和温度が20Kと90Kの極低温流体である。ロケットの分野ではこれらの推進剤は数気圧程度の下でハンドリングされるが、大気圧付近での極低温流体の飽和温度は三重点の温度(T_t)に比べると三重点の温度から遠いという意味で“温かい”。一方、水は常温で用いられることが多いが、水の常温は水の三重点の温度(273K)に近いという意味で“冷たい”。図1に酸素の場合について、三重点の温度(T_t : 54.4K)と臨界点の温度(T_{cr} : 154.6K)で無次元化した

相対温度($T^* = (T - T_t) / (T_{cr} - T_t)$)に対して気体密度(ρ_v)、液体密度(ρ_l)、飽和蒸気圧力(p_v)、蒸発潜熱(L)、液体定圧比熱(C_{pl})の変化を示すが、“温かい”(T^* が大きい) 時の飽和蒸気密度 ρ_v は “冷たい” 場合に比べて非常に大きくなる(三重点付近では飽和蒸気の密度は0に近い)ため温度変化に対してオーダ的に変化する)。そのため“温かい”液体が、“冷たい”液体の場合と同じ体積の気体に相変化するためには大きな質量の液体が必用となり、気液界面を通して液体から気体に熱移動する熱量は大きくなる(もちろん蒸発潜熱(L), 液体定圧比熱(C_{pl})も温度により変化するが、飽和蒸気密度がオーダ的に変化的に変化することに比べると、臨界点付近

* 平成20年10月3日受付 (received 3 October 2008)

*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 航空宇宙技術振興財団 (Foundation for Promotion of Japanese Aerospace Technology)

*3 JAXA技術研修生 [学籍: 東北大学流体科学研究所] (JAXA Research Student [Institute of Fluid Science, Tohoku University])

*4 東北大学流体科学研究所 (Institute of Fluid Science, Tohoku University)

*5 東洋大学 (Toyo University)

*6 九州大学 (Kyusyu University)

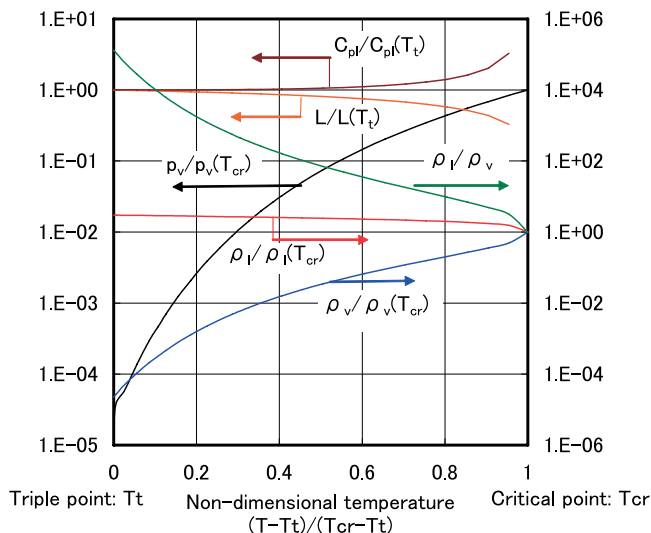


Fig. 1 Vapor pressure (p_v), vapor density (ρ_v), liquid density (ρ_l), latent heat of vaporization (L), and liquid heat capacity (C_{pl}) as a function of non-dimensional temperature $T^*=(T-T_t)/(T_c-T_t)$ in oxygen

に近くない限りそれほど大きな変化ではない)。このため、“温かい”流体では気泡のまわりには大きな温度境界層ができて気泡の中の温度 (T_c) は、まわりの液体の温度 (T_∞) よりも低くなり、同時に気泡の中の飽和蒸気圧 ($p_v(T_c)$) もまわりの液体の飽和蒸気圧 ($p_v(T_\infty)$) よりも低くなる。

以上の理由により、 T^* が大きい“温かい”流体ほど気泡内の温度降下の程度は大きくなるため、気泡の中の飽和蒸気圧とまわりの液体の圧力差 ($\Delta p_c = p_v(T_c) - p_{ref}$) は、一般的に工学的にキャビテーション数を定義できる参照点 (気泡からは遠い) での温度に基づく飽和蒸気圧と圧力の差 ($\Delta p_\infty = p_v(T_\infty) - p_{ref}$) よりも減少する。このことは、実際の気泡成長に関するキャビテーション数 σ_c が参照点でのキャビテーション数 σ よりも小さくなり、実際の気泡成長が遅くなる (キャビテーションの熱力学的効果) ことを意味し、ロケットの推進剤である“温かい”極低温流体では工学的にこの恩恵にあやかっている。それならば、設計者の目標として、もっとこの恩恵にあやかるためにはインデューサをどのように流体設計すれば良いかというのが、我々の最終目標である。

前報⁽¹⁾ではJAXA角田宇宙センターに在る「極低温インデューサ試験設備」の設備機能および計測システムについて紹介した。本資料では、その後の極低温インデューサ試験結果の概要と諸問題について解説する。

2. 熱力学的効果の指標、および実験方法

2.1 熱力学的効果の指標

実験はJAXA角田宇宙センターにある極低温インデューサ試験設備にて行った。この設備の特徴はランタンクの内圧を調節することにより、異なる温度の液体窒素を作動流体とすることで物性面から熱力学的効果の“程度”を変えた試験が行えることにある⁽¹⁾。

Brennen⁽²⁾は流れの中にある単一球形気泡のキャビテーションの成長に影響するパラメータとして、物質の熱力学的な特性を表す指標 thermodynamic function $\Sigma(T)$ (式(1)) (注:この“形”は、相変化の熱バランスのみを考えたStepanoff⁽⁷⁾の thermal cavitation criteria $B_l = C_{pl} T_\infty (\rho_l/\rho_v L)^2$, シートキャビテーション界面からの熱伝達を考えたKato⁽³⁾の thermal property governing

$$\text{cavitation phenomena } \alpha = \frac{L}{\lambda} \sqrt{\frac{\rho_v \alpha_l}{\rho_l}} \frac{dp_v}{dT} = \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \Sigma \text{ とほぼ}$$

類型であり、気液密度比 (ρ_v/ρ_l) と飽和蒸気圧の温度勾配 (dp_v/dT) がその大きさに強く影響する。 λ :熱伝導率, α_l :温度伝導率)と、熱力学的効果の現れる臨界時間を考慮した場合に示される流体力学的な指標である flow property Λ (式(2))を提案している。この両指標の大小関係 (Σ/Λ) から、気泡の成長がキャビテーションによる成長が支配的か、または沸騰による成長が支配的かを推定することが出来る。(この辺りのRayleigh-Plesset方程式に基づく scaling rulesについては、Francの文献(4)に詳しいのでその詳細は省く)

$$\Sigma = \frac{(\rho_v L)^2}{\rho_l^2 C_{pl} T_\infty \sqrt{\alpha_l}} = \frac{\rho_v L}{\rho_l^2 C_{pl} \sqrt{\alpha_l}} \frac{dp_v}{dT} \quad [\text{m/s}^{3/2}] \quad (1)$$

$$\text{但し, Clapeyron relation } \frac{dp_v}{dT} \cong \frac{\rho_v L}{T_\infty}$$

$$\Lambda = \sqrt{\frac{U^3 \sigma}{C}} \quad [\text{m/s}^{3/2}] \quad (2)$$

(注:但し,式(2)中の σ にはBrennenの $-C_{pmin}$ - $\sigma \cong \sigma$ とするやや強引な仮定が含まれている点が少々疑問である。)

ちなみにKato⁽³⁾のキャビテーション内の無次元圧力降下量をよく表すY-factor $Y = \alpha \sqrt{\frac{D}{U_\infty^3}}$ (D :物体の基準寸法, U_∞ :一様流速),およびKatoのモデルを特異点法によるインデューサ翼列に適用したWatanabeら⁽⁵⁾の thermodynamic parameter

$$\Sigma^* = \frac{L^2}{C_{pl} T_\infty} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^2 \sqrt{\frac{C}{\alpha_l U^3}} = \Sigma \sqrt{\frac{C}{U^3}} \quad (C:翼コード長, U:$$

周速)は Σ/Λ とほぼ類型であり、熱力学的効果の“程度”の指標に物性のみならず長さ/速度 (=時間)の影響が含まれていることが重要である。

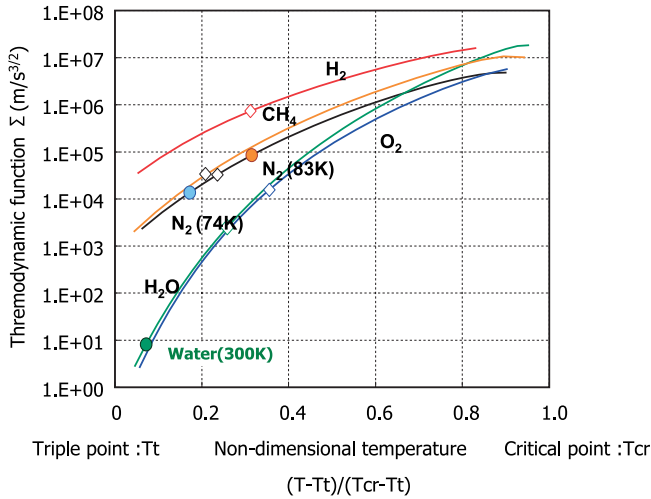


Fig. 2 The thermodynamic function Σ ($m/s^{3/2}$) for hydrogen, nitrogen, oxygen, methane, and water as a function of non-dimensional temperature $T^*=(T-T_t)/(T_c-T_t)$ (\diamond : at 1atm, \bullet : experiment condition 74K, 83K in nitrogen in Fig. 9)

図2に水素 (H_2)、酸素 (O_2)、窒素 (N_2)、メタン (CH_4)、および水 (H_2O) の三重点から臨界点までの Σ の変化を示す。横軸の温度は図1と同様各物質の三重点 (T_t) と臨界温度 (T_{cr}) で基準化して $T^*=(T-T_t)/(T_{cr}-T_t)$ で示している。この図より、水素 (大気圧下での飽和温度; 20K ($T^*=0.31$))・酸素 (90K ($T^*=0.36$))・窒素 (77K ($T^*=0.24$))・メタン (112K ($T^*=0.21$)) などの極低温流体の大気圧下での飽和温度は前述したように三重点に比べて“温かく” (すなわち気液密度比 (ρ_v/ρ_l) が大きく、かつ飽和蒸気圧の温度勾配 (dp_v/dT) が大きく

Σ が大きい)、300K ($T^*=0.07$) の水と比較すると大気圧下では実温度では“冷たい”けれど、水に比べて相対的に T^* では“温かい”物質であることが分かる。また、今回実験した液体窒素温度では Σ (74K, 78K, 83K) \gg Λ ($\approx 6 \times 10^2 [m/s^{3/2}]$, $\sigma=0.04$) (Σ/Λ が 10^2 のオーダー) であるため、熱力学的効果が大きく現れる。また、最近話題のメタンも Σ から見れば、熱力学的効果が大きな物質である。

2.2 実験方法

インデューサ内部のキャビテーションの様相を調べるには実際のキャビテーションを直接目視観察したいところではあるが、水試験で用いられるような樹脂製の透明管を極低温流体に用いた場合、熱収縮に関する実験技術の壁は厚い。そのために、間接的にキャビテーションの発生状況を観察するために図3 (a) に示す様にインデューサの翼に沿ってステンレス製のケーシング壁面に変動圧センサを設置し、この圧力波形からインデューサの各翼間流路におけるキャビテーションの発生領域を推定して、図3 (b) に示すようにキャビティ長さ $C_{cl}=L_c/h$ (翼前縁からキャビティ後縁までの翼に沿う長さ (L_c)/翼列のスペーシング (h)) を求めた⁽⁶⁾。この方法で測定できるキャビテーションは翼端隙間漏れ流れによるキャビテーションのみに限定されるが、翼端部に生じるキャビテーションが、吸込み性能やキャビテーション不安定に大きな影響を与えることが今までの研究結果から既知であるため、翼端でのキャビティ長さをキャビテーションの発生状況を表す指標とすることは妥当であると考えている。キャビティ長さを一指標とする事は、インデューサに発生するキャビテーションを

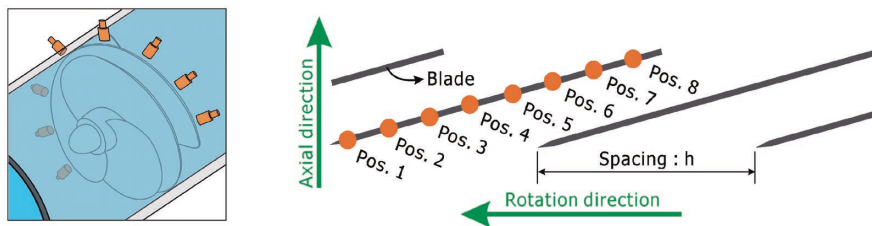


Fig. 3 (a) Illustration of the inducer section installed pressure sensors along the inducer blade to estimate the cavity region⁽⁶⁾

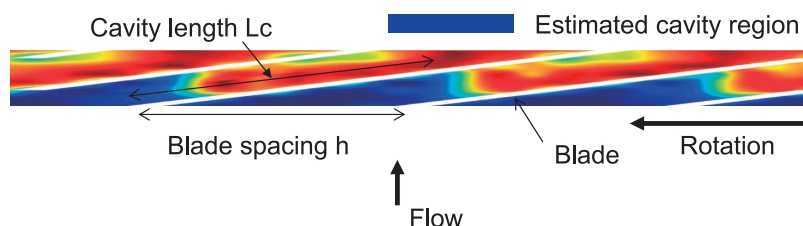


Fig. 3 (b) Unsteady pressure distribution showing the estimated cavity region⁽⁶⁾

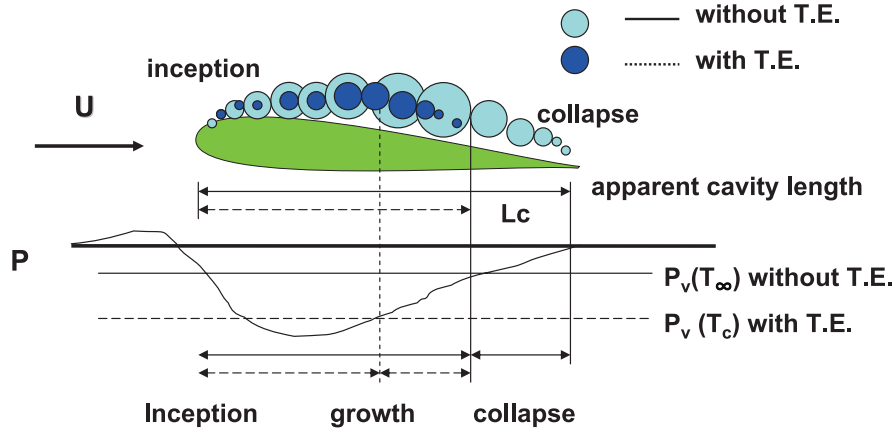


Fig. 4 Illustration of cavity growth with/without thermodynamic effect (T.E.)

気泡群としてモデル化して考えた場合、図4に示すように熱力学的効果により、キャビティ気泡の成長に“遅れ”が現れることを測定しているものと考えている。また、熱力学的効果の“程度”を何をもって代表させるのか^(注)ということについては今までも課題であったし、これからの課題であると考えている。そのため、近い将来実際の極低温下でインデューサに発生するキャビテーションを是非直接可視化観察したいものと考えている。

(注) 古くはStepanoff⁽⁷⁾はポンプの3%揚程低下のNPSHの差をもって熱力学的効果の程度の代表値とした。その方法が現在まで踏襲されてきているが、今後はよりキャビテーション現象の本質であるキャビティ内の温度の測定が最重要課題と考えている。

3. キャビティ長さ と 温度低下⁽⁶⁾

液体窒素 (80K) でのインデューサ翼端に発生するキャビティ長さ と 水試験 (296K) における可視化観察のキャビティ長さの比較から、キャビティ内の温度低下量 $\Delta T (= T_\infty - T_c)$ を推定した。

3.1 熱力学的効果

図5は水試験と窒素試験でインデューサ揚程 ψ とキャビティ長さ $C_{cl} (= L_c/h)$ の変化を、キャビテーション数 σ に対して比較したものである。図中の白丸 (○) は水試験での可視化画像からキャビティ長さを読み取ったものであり、黒丸 (●) は窒素試験での圧力変動の測定結果から求めたキャビティ長さである。図にはそれぞれのキャビティ長さのデータを元に最小二乗法で求めたフィット曲線も描いている。図5のフィット曲線で両実験でのキャビティ長さを比べると、同じキャビテーション数では窒素試験の方がキャビティ長さが短くなっており、熱力学的効果がキャビティ長さの差 (キャビテーションの“成長の遅れ”) となって現れていることが分かる。また $C_{cl} < 1.0$ では、両者の差は比較的小さいが、キャビティ長さが $C_{cl} = 1.0$ (スロート) を越える付近か

ら両者の差は大きくなる。また、揚程が $\psi/\psi_0 = 0.9$ (ψ_0 : $\sigma = 0.06$ での基準揚程係数) となる C_{cl} はいずれの場合も $C_{cl} \approx 1.6$ (ソリディティは $C/h \approx 1.9$) であり、このことは揚程低下 ($\Delta H/H = 3\%$) を熱力学的効果の指標としたStepanoff⁽⁷⁾の仮定“揚程低下量が同じ場合にはキャビテーションの様相が同じになる”が、少なくともキャビティ長さに関しては正しいものであることを示している。

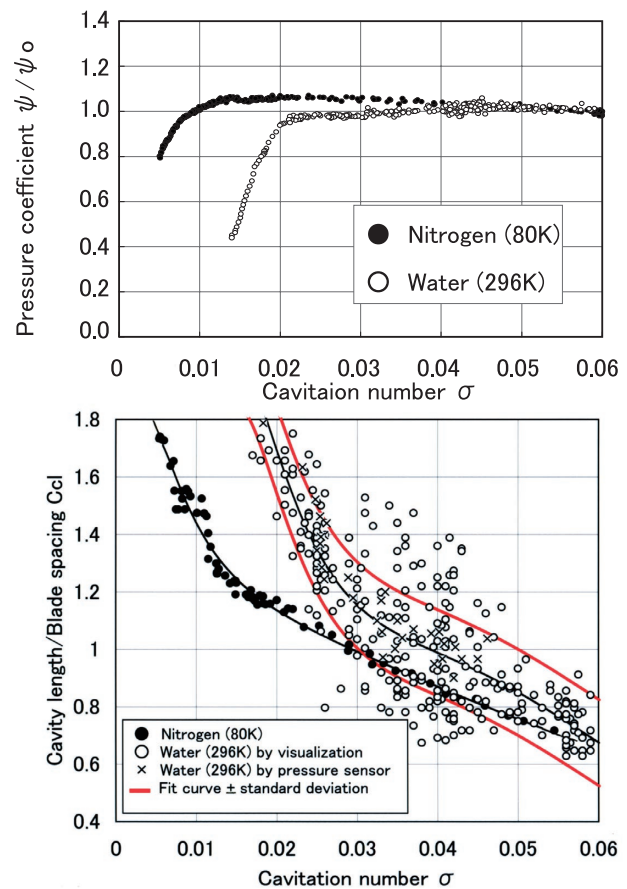


Fig. 5 Cavitation performance ψ/ψ_0 , and cavity length $C_{cl} (= L_c/h)$ in water (296K) and nitrogen (80K)⁽⁶⁾

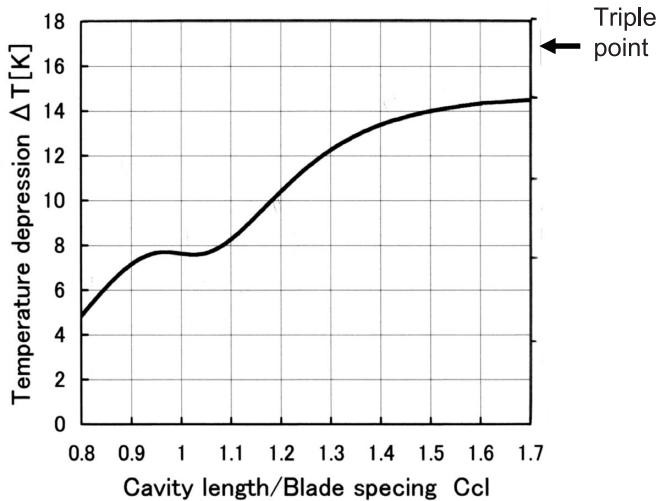


Fig. 6 Estimated temperature depression $\Delta T(=T_{\infty}-T_c)$ by eq. (3) as a function of cavity length $C_{cl}(=Lc/h)^{(6)}$

3.2 温度降下量

図6は、図5から同じキャビティの長さに対する σ_c - σ (σ_c : 水試験でのキャビテーション数, σ : 窒素試験でのキャビテーション数) を求め、Francr⁽⁴⁾ と同様の考え (cavity length is a function of the only cavitation number σ_c whatever may be the fluid) に基づき式 (3) より温度降下量 ΔT を計算し、キャビティ長さに対してその変化を示したものである。

$$\frac{1}{2} \rho_l U^2 (\sigma_c - \sigma) = \int_{T_c}^{T_{\infty}} \frac{dp_v}{dT} dT \quad \Delta T = T_{\infty} - T_c \quad (3)$$

熱力学的効果の大きさの指標である温度降下量 ΔT はキャビティの長さによって増大するが、その増加の傾向はキャビティ長さに依存し変化していることが興味深い。図6の結果より、(1) キャビティ長さがスロート付近 ($C_{cl} = 1.0$) に達すると温度降下量 ΔT の増加の傾向は一度停滞し、(2) キャビティがスロートを越えると ($C_{cl} > 1.1$) 温度降下量は再び増加し、(3) その後 ($C_{cl} > 1.4$) は温度降下量の増加傾向が鈍る様相を示していることが分かる。 $C_{cl} > 1.4$ では温度降下量 ($\Delta T = T_{\infty} - T_c$) は約14Kに達しており、インデューサ上流で測定された窒素温度80K (T_{∞}) から14Kの温度降下 (ΔT) を考えるとキャビティ内の温度 (T_c) は66Kと推定される。この値は窒素の三重点温度 (T_t) である63.1Kに近い。液体の温度が三重点の温度に近い状態になると、飽和蒸気圧の温度に対する勾配 (dp_v/dT) は小さくなり、また気液密度比 (ρ_v/ρ_l) が小さくなって極低温流体であっても熱力学的効果の増大はもはやこれ以上望めなくなり、温度降下量が頭打ちとなるものと考えられる。このよう

な温度降下における三重点までのマージンの重要性は、Watanabeらの理論計算⁽⁸⁾ においても指摘されている。なお、図2より水素、酸素はこの三重点までのマージンが大きい (温度が高い場合に $\sigma_{\infty} < 0$ まで試験出来た例が数多く散見される) が、窒素、メタンではこのマージンが比較的小さい。

4. 非定常キャビテーション特性と熱力学的効果⁽⁹⁾

水 (296K) と液体窒素 (76K, 80K) のインデューサの翼端に発生するキャビテーションの計測から、熱力学的効果がキャビテーション不安定に与える影響について考察した。

4.1 出現するキャビテーション不安定

図7に水試験と窒素試験でのインデューサ翼間の圧力変動の周波数分析結果を示す (軸回転周波数に対する変動周波数の比を比較しやすいように、各々の実験回転数は違うが、周波数を軸回転周波数 (Ω) で規格化して図に示した)。水試験 (図7 (a)) ではキャビテーション数の低下に伴って、先ずサージモードの振動 (Surge mode oscillation, 以下SMOと略す) が振動周波数約0.16 Ω で出現し、次に亜同期回転キャビテーション (Sub-synchronous rotating cavitation, 以下Sub-RCと略す) が振動数0.80~0.84 Ω で、最後にキャビテーションサージ (Cavitation surge, 以下CSと略す) が振動数0.13~0.14 Ω で発生した。これに対して、窒素試験 (図7 (b)) の80KではSub-RCが振動周波数0.82~0.84 Ω で発生した。また、76Kの場合も発生する振動周波数は殆ど同じであった。ここで水試験のみにSMOとCSが発生したが、文献 (10) に示したようにSMOとSub-RCは翼1枚のキャビティの振動から見ると非常に似通った特性を示す。つまりSMOは翼3枚で各々のキャビティが同相で振動するのに対して、Sub-RCは $2\pi/3$ (3枚翼) づつ位相が異なってキャビティが振動していると見なせる。そのため近似的に“(SMOの振動周波数) + (Sub-RCの振動周波数) \approx (軸回転周波数)”という関係が多く、今回の場合も概ねその関係が成り立っている。キャビテーション不安定の振動数がこういった関係になり得ることは、Brennen⁽¹¹⁾ によって各翼間でのキャビテーション非定常特性 (K, M) を考えた解析モデルにおいても指摘されている。従って、この2種は類似のキャビテーション不安定現象と考えており、水試験と窒素試験 (温度変化試験も含めて) でいずれも $C_{cl} \geq 1.0$ 付近で発生していることから、これら (SMO, Sub-RC) のキャビテーション不安定は熱力学的効果の影響よりも、本質的にキャビティ長さに依存する流体力学的な不安定だと考えている。

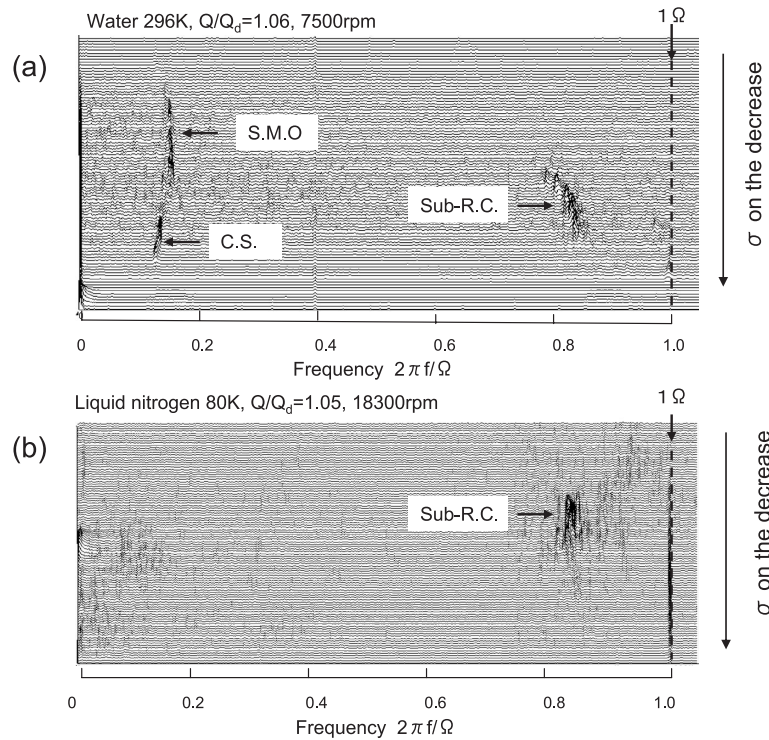


Fig. 7 Comparison of FFT analyses of unsteady pressure on the casing wall in water (296K) with that in nitrogen (80K)⁽⁹⁾

4.2 非定常キャビテーション特性

次に、水試験の低キャビテーション数にのみ発生したCSについてキャビテーションの非定常特性、キャビテーションコンプライアンス K 、マスフローゲインファクタ M から考えてみる。そのために図8に、同じインデューサで流量比 $Q/Q_d=1.00$ と $Q/Q_d=1.05$ （水試験では1.06）の場合の、キャビティ長さ（平均長さを見なすフィット曲線）を比較して示す。水試験におけるCSの発生範囲は $\sigma=0.022\sim 0.03$ であり、この時 $Q/Q_d=1.00$ のキャビティ長さは $Q/Q_d=1.06$ に比べてやや長い。つまり、キャビティ容積 (V_c) がキャビティ長さ (L_c) に比例すると仮定し（これはかなり大胆な仮定ではあるが）準定常的に考えると、このキャビテーション数の範囲でマスフローゲインファクタ $M(=-\partial V_c/\partial \phi)$ が正で大きくなる。これは、線形安定解析から見たキャビテーションサージの発生限界⁽¹²⁾、 $M > 2(1+\sigma)\phi K$ から見てキャビテーションサージが発生しやすい方向となる。一方、液体窒素では $Q/Q_d=1.00$ と1.05でキャビテーション数全域で M が正に大きくなる傾向はなく、窒素試験では M は0に近いが、もしくは負と推定されキャビテーションサージは発生しにくい方向となっている。このように、実験で得られた翼端キャビテーションに限った推論ではあるが、窒素試験では M が熱力学的効果によって減少しCSが抑制されているものと考えている。一

方、他方の非定常キャビテーション特性、キャビテーションコンプライアンス $K(=-\partial V_c/\partial \sigma)$ から見ると、熱力学的効果があるとキャビティの伸長が抑制されているので K は小さくなる。 K が小さくなると、系の固有振動数は $\propto K^{-1/2}$ で高くなるので、熱力学的効果が大き

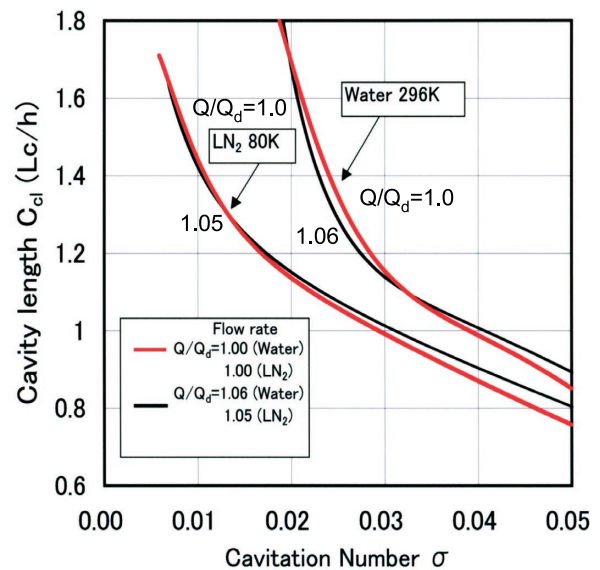


Fig. 8 Comparison of cavity length in nitrogen (80K, $Q/Q_d=1.00$ and 1.05) with that in water (296K, $Q/Q_d=1.00$ and 1.06)⁽⁹⁾

い方が固有振動数は高くなる。以上の2点は熱力学的効果がある方が、キャビティの排除仕事に系にエネルギーを与えにくくなり、その結果窒素試験ではキャビテーションサージが発生しにくくなったものと考えられる。また, Cervoneら⁽¹³⁾が行った常温水(293K)と熱水(343K)のインデューサの比較試験でも熱水ではCSの発生が抑制されていること, また渡邊らの K, M の非定常解析結果⁽¹⁴⁾でも熱力学的効果があると定常キャビティ長さがスロートを越える辺りから, K, M の絶対値は急激に減少し, 振動周波数が高くなると位相遅れも大きくなる事が計算されている。これらの結果から, 熱力学的効果はキャビティの成長を抑制する thermal damping 効果だけでなく, 特にキャビティが大きく成長する範囲 ($C_{cl} > 1.0$) においては, 非定常キャビテーション特性 K, M を減少させ, キャビテーション不安定をも抑制する効果(キャビテーション不安定の“振動”に対してthermal的に“damping”を増加させるような効果)を持つものと考えている。

5. 熱力学的効果の巡回キャビテーションへの影響^{(15) (16)}

図9に液体窒素で $Q/Q_d = 1.06$ (インデューサのソリディティは $C/h = \text{約}2.1$) の場合の74K (注: 窒素を74Kとすると図2より $\Sigma(T)$ 上では酸素の90Kの場合とほぼ同等となる) と83Kでの吸込み性能 (ψ/ψ_0) とキャビティ長さ C_{cl} ($=Lc/h$), および出現した巡回キャビテーションの巡回速度比 (ω/Ω , ω : 巡回周波数, Ω : 軸回転周波数) を示す。また図10には74Kでの同期巡回キャビテーション (Synchronous rotating cavitation, 以下Syn-RCと略す) と83Kでの超同期巡回キャビテーション (Super-synchronous rotating cavitation, 以下Super-RCと略す) のキャビティ長さの代表的な挙動を示し, 図11には図10中の

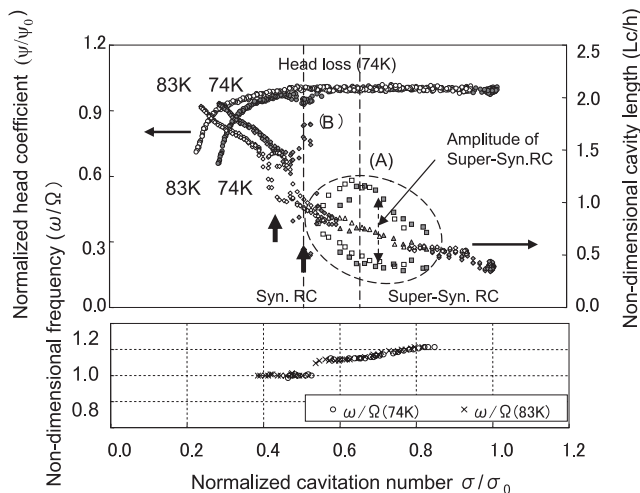


Fig. 9 Cavitation performance ψ/ψ_0 , cavity length C_{cl} ($=Lc/h$), and propagation speed ratio (ω/Ω) of super-syn./syn. rotating cavitation in nitrogen (74K, 83K)⁽¹⁶⁾

(1) (2) (3) の場合のキャビティの不均一状態を示す。 $\sigma/\sigma_0 \approx 0.8$ 付近で両温度共, $\omega/\Omega = 1.1 \sim 1.2$ で巡回する Super-RCが出現し, キャビティ長さの不均一なパターンが軸回転方向に移りかわることが図10 (A) および図11 (A) から観察された。しかし, Super-RCのキャビティ長さの変動振幅 (図9の中の□が振幅のmax-minを示す) およびその巡回周波数は74K, 83Kの両条件においてほぼ等しく, 熱力学的効果はSuper-RC発生中のキャビティ長さの不均一性や巡回周波数にさほど影響を与えていないことが分かる。しかし図9より, Super-RCが初生するキャビテーション数ではキャビティ長さはいずれも $Lc/h \approx 0.5$ であるが, 83Kの場合には74Kの場合に比べてキャビテーション数が小さいほうにややシフトしている。一方, $\sigma/\sigma_0 \approx 0.5$ 付近になるとSyn-

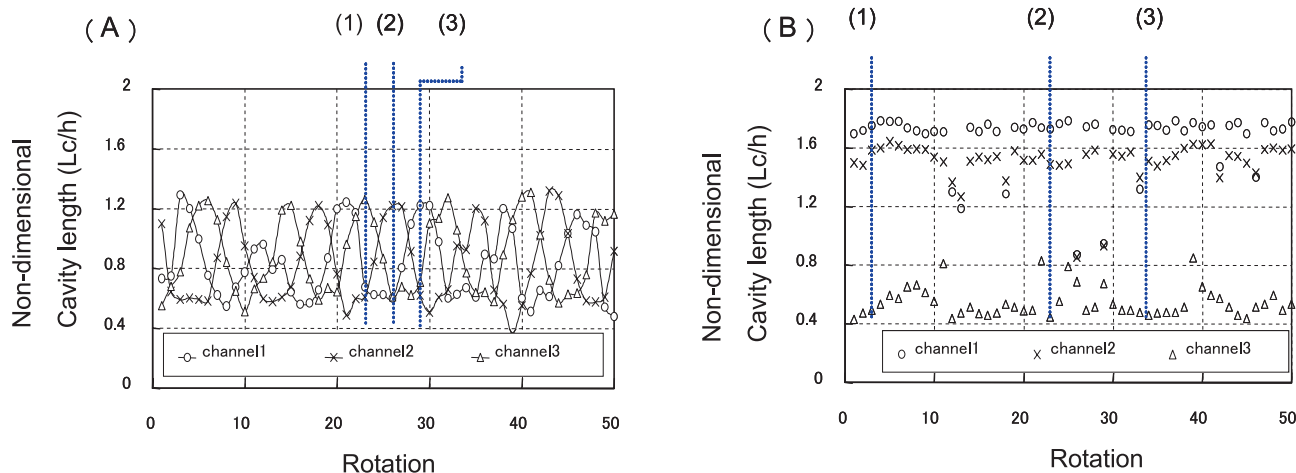


Fig. 10 Fluctuations of cavity length during (A) super-synchronous rotating cavitation, and (B) synchronous rotating cavitation in Fig. 9⁽¹⁶⁾

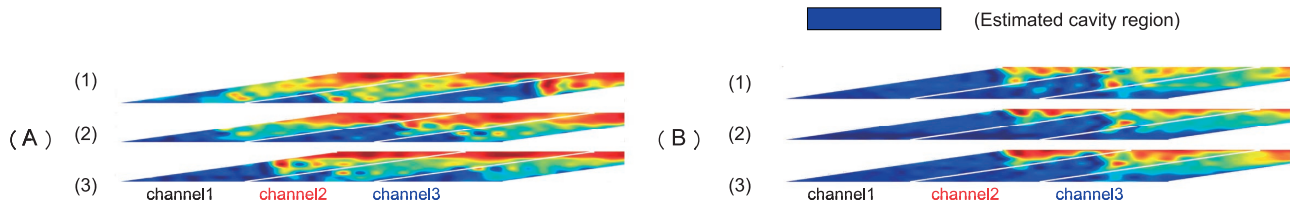


Fig. 11 Behavior of cavity fluctuations during (A) super-synchronous rotating cavitation, and (B) synchronous rotating cavitation in Fig. 9⁽¹⁶⁾

RC ($\omega/\Omega=1.0$) が初生した。この時のキャビティ長さを図10 (B) で見ると、キャビティ長さは不均一性を保ったままほぼ一定の状態となっていることが確認される。また、キャビティ長さの3流路における不均一性を見ると74Kは83Kの時に比べ不均一性が大きく、74Kの場合にはSyn-RC発生時に揚程が一度低下しているが、83Kでは揚程は低下していない。83Kの場合のように低キャビテーション数で発生するSyn-RCの場合は、熱力学的効果によりSyn-RC発生中の長いキャビティの成長が抑制され、その不均一性を小さくしているものと考えている。また、Syn-RCの発生し始めるキャビティ長さを、 $\omega/\Omega=1.0$ が明確となる周波数から判断すると74K、83Kのいずれの場合もキャビティ長さが $Lc/h \approx 0.9 \sim 1.0$ であり消滅点は $Lc/h \approx 1.5$ であって、その発生点と消滅点はキャビティ長さに依存していると言える。しかし、83Kの場合は熱力学的効果によって平均キャビティ長さの成長が遅れるために、その発生点は74Kに比べてキャビテーション数の小さい方向に大きくシフトしている。

これらの結果を含め一連の実験結果を、

$$\Sigma = \frac{(\rho_v L)^2}{\rho_l^2 C_{pl} T_\infty \sqrt{\alpha_l}} \quad [\text{m/s}^{3/2}] \quad (1)$$

$$\Lambda_{\text{mod}} = \sqrt{\frac{U^3 \sigma}{L_c}} \quad [\text{m/s}^{3/2}] \quad (4)$$

(注:式(4)は式(3)の C (翼弦長)を L_c (キャビティ長さ)に修正し、時間の基準をより実際の通過時間 (transit time) である Lc/U としたものである。但し σ については依然疑問は残る。)

で整理して、 $\Sigma/\Lambda_{\text{mod}}$ vs. C_{cl} ($=Lc/h$) で図12に示す。図10と見比べるとキャビテーションの不安定の初生点(注:ここではStepanoffが指標とした揚程低下点 ($\Delta H/H=3\%$)と同様に、キャビテーション不安定の初生点をキャビテーション状態の一つの指標と考える)とその不安定の程度の大きさ、揚程低下のシフト量等を総合的に考慮すると、“熱力学的効果の大きさの程度”と“物性温度”および“キャビテーション長さ”の関係がおぼろげながらこの図に現れているものと考えている。が、単一気泡モデルで考える $\Sigma/\Lambda_{\text{mod}}$ の限界も現れていて悩ましい。

6. 時間 (回転数) の影響

Brennen⁽¹⁷⁾はインデューサ内の気泡の通過時間(transit

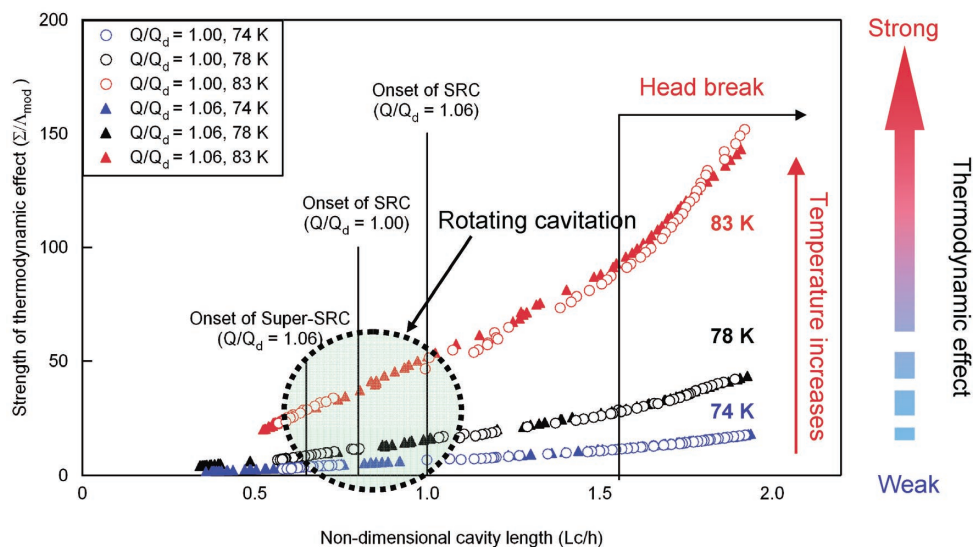


Fig. 12 Strength of thermodynamic effect ($\Sigma/\Lambda_{\text{mod}}$) as a function of non-dimensional cavity length (Lc/h)

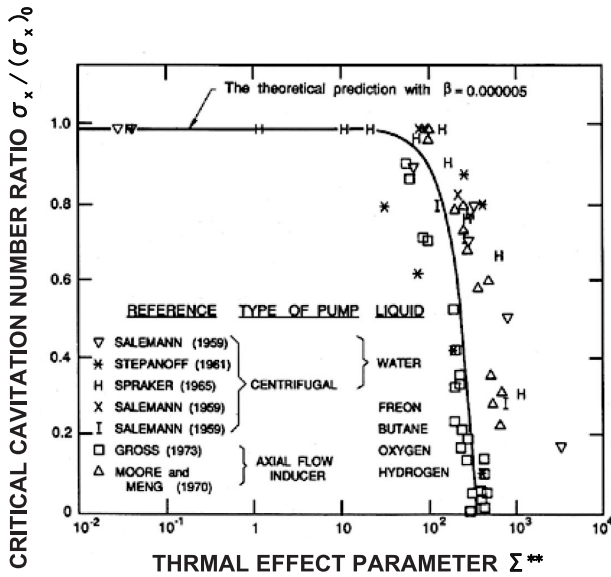


Fig. 13 The ratio of the critical (head break) cavitation number σ_x to $(\sigma_x)_0$ as a function of the thermal effect parameter Σ^{**} from Brennen⁽¹⁷⁾

time : $1/\phi\Omega$ で近似, ϕ : 流量係数, Ω : 回転角速度) と, 熱力学的効果が大きくなる臨界時間 t_c の比較を考え, Σ/Λ と類似ではあるが thermal effect parameter $\Sigma^{**} = \Sigma / (R_T^2 \Omega^3 \phi (\sigma_x)_0)^{1/2}$ として, 次式を与え既存実験データと比較している。

$$\frac{\sigma_x}{(\sigma_x)_0} = 1 - 2\beta \times \frac{\Sigma^2}{R_T^2 \Omega^3 \phi (\sigma_x)_0} = 1 - 2\beta \times \Sigma^{**2} = 1 - 2\beta \times \left(\frac{R_T}{C\phi}\right) \times \left(\frac{\Sigma}{\Lambda}\right)^2 \quad (5)$$

ここで, R_T :インデューサ翼端半径, $(\sigma_x)_0$:熱力学的効果がない場合に揚程が head break するキャビテーション数, σ_x :熱力学的効果がある場合に揚程が head break するキャビテーション数。

Σ^{**} と $\sigma_x/(\sigma_x)_0$ を図13のように整理した (β は実験結果にフィットする実験定数で $\beta = 5 \times 10^{-6}$)。データにかなりばらつきがあり, ロケットエンジン用ターボポンプの極低温流体では, 概ね Σ^{**} が $10^2 \sim 10^3$ のオーダーとなり (前章までに紹介した試験では $\Sigma^{**} = 2 \times 10^2$ のオーダーである) Σ^{**} の小さいところのデータが不足する所ではあるが, この図からはある程度の Σ^{**} の大きさ ($\Sigma^{**} > 2 \times 10^2$) がなければポンプの揚程 (キャビテーション性能) に熱力学的効果が現れにくいことが分かる。しかし, $\Sigma^{**} > 2 \times 10^2$ のオーダーでは少しの Σ^{**} の違いがインデューサの揚程低下キャビテーション数 $\sigma_x/(\sigma_x)_0$ に与える影響が大きい。また物性 (Σ) が同じ場合でも, Ω (回

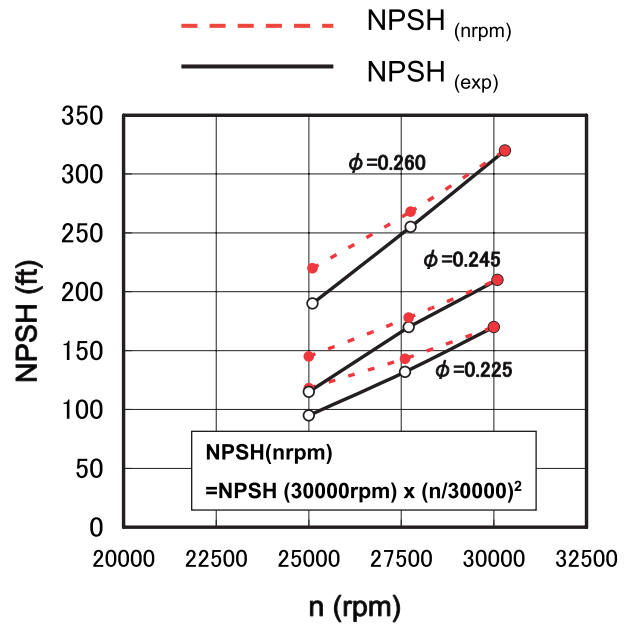


Fig. 14 NPSH as a function of rotation speed (hydrogen impeller) from Ruggeri and Moore⁽¹⁸⁾

転数) もしくは $R_T \times \Omega = U$ (周速), もしくは $1/\phi\Omega$ (すなわち気泡のインデューサ内通過時間) が熱力学効果によるキャビテーション性能の“恩恵”に与える影響が大きいことをも示している。

図14は, 回転数の影響について文献 (18) の液体水素用遠心羽根車の回転数変化の実験結果を再整理したものであるが, 回転数30000rpmでの $NPSH_{(30000rpm)}$ を基準として, $NPSH_{(nrpm)} = NPSH_{(30000rpm)} \times (n/30000)^2$ とした熱力学的効果がないとした場合の相似則に対する破線に対して, 回転数を変化させた場合の実験結果の $NPSH_{(exp)}$ を実線でプロットしている。いずれの流量においても回転数が下がるに従って $NPSH_{(exp)} < NPSH_{(nrpm)}$ となっており, 少なくともこれは上式の回転数が小さいと Σ^{**} が大きくなって $\sigma_x/(\sigma_x)_0$ は小さくなる $\Sigma^{**} > 2 \times 10^2$ 範囲の傾向と一致している。従って, インデューサのキャビテーション性能に現れる熱力学的効果においては, 熱力学的効果の熱作用が効き始めるようになる時間 (臨界時間) とインデューサ内の気泡の通過時間 (transit time) の大小関係の影響も大きい。今後は, キャビテーションの熱力学的効果については単に物性 (温度) のみならずキャビテーション気泡の成長に要する時間にも着目して行く必要があると考えている。

7. あとがき

本資料ではJAXA極低温インデューサ試験設備での最近 (2004-2006年) の試験結果の数例を紹介した。これまでは主に作動流体の温度を変えて物性を変える試験を行ってきたが, キャビテーションの熱力学的効果

についてまだまだ“分からない”ことが多い。特に、インデューサに発生する熱力学的効果の scaling rules [速度(回転数)と代表長さ{=時間}, およびキャビテーション形態と熱力学的効果の関係] については未だ良く分っていない。前者においては回転数変化試験を, または大きさの異なる相似インデューサの試験を, 後者においては実際に極低温流体中で発生するキャビテーションの直接観察を今後の課題にしたいと考えている。

参考文献

- (1) 吉田義樹, 渡邊光男, 長谷川 敏, 橋本知之, 島垣 満, 山田 仁, 志村 隆, “JAXA極低温インデューサ試験施設”, 宇宙航空研究開発機構, (2006), JAXA-RR-05-042
- (2) Brennen C. E., “The Dynamic Behavior and Compliance of a Stream of Cavitating Bubbles,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol.95, (1973), pp.533-541.
- (3) Kato, H., “Thermodynamic Effect on Incipient and Developed Sheet Cavitation,” *ASME, International Symposium on Cavitation, FED-Vol.16*, (1984), pp.127-136.
- (4) Franc, J. P., Rebattet, C., and Coulon, A., “An Experimental Investigation of Thermal Effects in a Cavitating Inducer,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol.126, (2004), pp.716-723., Franc, J. P., and Pellone, C., “Analysis of Thermal Effect in a Cavitating Inducer Using Rayleigh Equation,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol.129, (2007), pp.974-983.
- (5) 渡邊 聡, 日高達哉, 堀口祐憲, 古川明德, 辻本良信, “熱力学的効果を考慮した翼列の部分キャビテーションの解析”, *機論B*, Vol.71, No.701, (2005), pp.133-139.
- (6) Yoshida, Y., Kikuta, K., Hasegawa, S., Shimagaki, M., Nakamura, N., and Tokumasa, T., “Thermodynamic Effect on a Cavitating Inducer in Liquid Nitrogen,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol.129, (2007), pp.273-278.
- (7) Stepanoff, A. J., “Cavitation Properties of Liquids,” *Journal of Engineering for Power*, Vol.86, (1964), pp.195-200.
- (8) Watanabe, S., Furukawa, A., and Yoshida, Y., “Theoretical Analysis of Thermodynamic Effect of Cavitation in Cryogenic Inducer Using Singular Method,” *Proceedings of the 12th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, Honolulu, Hawaii, (2008), ISROMAC12-2008-20251.
- (9) Kikuta, K., Yoshida, Y., Watanabe, M., Hashimoto, T., Nagaura, K., and Ohira, K., “Thermodynamic Effect on Cavitation Performances and Cavitation Instabilities in an Inducer,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol.130, (2008), 11302-1 ~ 11302-8.
- (10) 吉田義樹, 橋本知之, 島垣 満, 渡邊 聡, “亜同期旋回キャビテーションの一考察”, *ターボ機械*, Vol.34, No.3, (2006), pp.168-180.
- (11) Brennen, C. E., “Multifrequency Instability of Cavitating Inducers,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol.129, (2007), pp.731-736.
- (12) Tsujimoto, Y., Kamijo, K., and Brennen C. E., “Unified Treatment of Flow Instabilities of Turbomachines,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol.17, No.3, (2001), pp.893-899.
- (13) Cervone, A., Testa, R., and d'Agostino, L., “Thermal Effects on Cavitation Instabilities in Helical Inducers,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol.21, No.5, (2005), pp.893-899.
- (14) 渡邊 聡, 古川明德, 吉田義樹, “インデューサのキャビテーション特性に及ぼす熱力学的効果の解析”, 第84期日本機械学会流体工学部門講演会, (2006), G703.
- (15) Yoshida, Y., Sasao, Y., Okita, K., Hasegawa, S., Shimagaki, M., and Ikohagi, T., “Influence of Thermodynamic Effect on Synchronous Rotating Cavitation,” *Journal of Fluids Engineering*, Vol.129, (2007), pp.871-875.
- (16) Yoshida, Y., Sasao, Y., Watanabe, M., Hashimoto, T., Iga, Y., and Ikohagi, T., “Influence of Thermodynamic Effect on Rotating Cavitation,” *Proceedings of ASME FEDSM'07, FEDSM2007-37468*, (2007), San Diego, CA.
- (17) Brennen C. E., “Hydrodynamics of Pumps,” *Concepts ETI Inc.*, 1994, p. 148.
- (18) Ruggeri, R. S., and Moore, R. D., “Method for Prediction of Pump Cavitation Performance for Various Liquids, Liquid Temperatures, and Rotative Speeds,” (1969), NASA TN D-5292.

宇宙航空研究開発機構研究開発資料 JAXA-RM-08-005

発行 平成20年12月26日

編集・発行 宇宙航空研究開発機構

〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1

URL: <http://www.jaxa.jp/>

印刷・製本 株式会社 実業公報社

本書及び内容についてのお問い合わせは、下記をお願いいたします。

宇宙航空研究開発機構 情報システム部 研究開発情報センター

〒305-8505 茨城県つくば市千現2-1-1

TEL: 029-868-2079 FAX: 029-868-2956

©2008 宇宙航空研究開発機構

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。

