



ISSN 1349-1121
JAXA-RM-10-002

宇宙航空研究開発機構研究開発資料

JAXA Research and Development Memorandum

回転数がインデューサに発生するキャビテーションの 熱力学的効果に与える影響

菊田 研吾, 橋本 知之, 島垣 満
南里 秀明, 水野 勉, 吉田 義樹

2010年 5 月

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

回転数がインデューサに発生するキャビテーションの 熱力学的効果に与える影響*

菊田 研吾^{*1}, 橋本 知之^{*1}, 島垣 満^{*1},
南里 秀明^{*1}, 水野 勉^{*2}, 吉田 義樹^{*1}

Influence of Rotational Speed on Thermodynamic Effect in Cavitating Inducer

Kengo KIKUTA^{*1}, Tomoyuki HASHIMOTO^{*1}, Mitsuru SHIMAGAKI^{*1},
Hideaki NANRI^{*1}, Tsutomu MIZUNO^{*2} and Yoshiki YOSHIDA^{*1}

Abstract

To estimate the influence of velocity on thermodynamic effect, we conducted the experiments, in which inducer rotational speed was changed in liquid nitrogen. The experiments in liquid nitrogen and in cold water allowed us to estimate the amplitude of the thermodynamic effect. In the experiment with lower rotational speed, suction performance was improved. The cavity length at lower rotational speed was shorter than that at higher one at the same cavitation number. Thus, we have confirmed that the degree of thermodynamic effect depends on the rotational speed as the suppression of cavity length. The temperature depression of liquid nitrogen was estimated from the comparison of the cavity length. We found that the amplitude of temperature depression became smaller when the rotation speed was lower. In addition, from the arrange data using the modified non-dimensional thermodynamic parameter Σ_{mod}^* , the effect of nonlinearity of the vapor pressure/temperature curve should be considered to evaluate the thermodynamic effect especially in the case of higher temperature.

Key Words : Cavitation, Inducer, Thermodynamic Effect, Rotational Speed, Temperature Depression

1. 緒言

ロケットエンジンの推進剤である液体水素、液体酸素などの極低温流体においては、キャビテーションに熱力学的効果の影響が大きく現れ、水に比べてターボポンプインデューサのキャビテーション性能は向上する。熱力学的効果に影響を与える要因としては、①流体の物性と②時間の二つがある。

前者の①物性の中では、気体と液体の密度比 (ρ_v/ρ_l)

と飽和蒸気圧の温度勾配 (dp_v/dT) の影響が大きい、いずれも液体の温度に依存する。Brennen⁽¹⁾, Francら⁽²⁾は、式(1)に示す Rayleigh - Plesset の気泡成長方程式に熱力学的効果を表す項として $\Sigma\sqrt{C/U^3} \dot{R} \sqrt{i}$ を考え、その項の係数となる $\Sigma\sqrt{C/U^3}$ の大小から熱力学的効果の程度を考察し、また Watanabeら⁽³⁾も無次元熱力学的パラメータ $\Sigma^* = \Sigma\sqrt{C/U^3}$ として、これをインデューサ翼列の熱力学的効果の解析に適用している。

* 平成 22 年 3 月 2 日受付 (Received 2 March 2010)

*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 (株) IHI (IHI Corporation)

$$\left(\ddot{R}\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right) + \Sigma \sqrt{\frac{C}{U^3} \dot{R} \sqrt{t}} = -\frac{C_p + \sigma}{2} \quad (1)$$

式(1)の熱力学的パラメータ Σ [$\text{m/s}^{3/2}$] (Brennen⁽⁴⁾) は以下の式で表わされる。

$$\Sigma = \frac{(\rho_v L)^2}{\rho_\ell^2 c_{pl} T_\infty \sqrt{\alpha_\ell}} = \frac{\rho_v L}{\rho_\ell^2 c_{pl} \sqrt{\alpha_\ell}} \frac{dp_v}{dT} \quad (2)$$

Σ は物性値のみによって構成されており、流体の種類、液温のみに依存し同種の液体においては液温を昇温させると Σ が大きくなり、熱力学的効果の程度は大きくなる。

一方、熱力学的効果のもう一つの重要な要因に②時間がある。これは熱力学的効果が顕著となるために必要な熱移動に要する時間の影響であり、式(1)においては $\sqrt{C/U^3}$ の部分に相当する。時間の影響については Franc ら⁽²⁾ は、式(1)に付加する熱力学的効果を表す項として、対流による熱伝達モデルを提案し、相変化の特性時間 $\tau_T = Nu \sqrt{\alpha_\ell} / \Sigma$ とインデューサを通過する時間 $\tau = C/U$ との大小関係から熱力学的効果の程度を考察することを提案している。

また、ポンプに発生するキャビテーションの熱力学的効果における回転数の影響について、Ruggeri ら⁽⁵⁾ は、Stepanoff^{(6),(7)} の B ファクターについて、多数の実験結果をもとに回転数の影響を推定する経験式として式(3)を提案している。

$$B_{pred} = B_{ref} \left(\frac{\alpha_{\ell-ref}}{\alpha_\ell} \right)^{1.0} \left(\frac{N}{N_{ref}} \right)^{0.8} \quad (3)$$

式(3)から、B ファクターは回転数比の 0.8 乗に比例して大きくなるとされている。

このようにキャビテーションの熱力学的効果には時間の影響もあり、これはインデューサの大きさと回転数に関係しているため、極低温流体を推進剤とするロケットエンジン用ターボポンプのインデューサ設計においては重要な設計要因となる。本報では、液体窒素を用いて同一インデューサの回転数 (= 速度) を変化させた実験を行い、キャビティ長さに着目することで、回転数が熱力学的効果に与える影響について調べたので、その結果について報告する。

2. 記号

B_{pred} : B ファクター (予測値)
 B_{ref} : B ファクター (参照値)

C : インデューサ翼弦長
 C_{cl} : 無次元キャビティ長さ = キャビティ長さ / スペーシング = L_c / h
 C_p : 圧力係数
 c_{pl} : 定圧比熱
 h : インデューサ翼列のスペーシング
 L : 蒸発潜熱
 L_c : キャビティ長さ
 N : 回転数
 N_{ref} : 回転数 (参照値)
 Nu : ヌセルト数
 p_v : 飽和蒸気圧
 Q : 流量
 Q_d : 設計流量
 R : 気泡半径
 R_T : インデューサ半径
 t : 時間
 t_c : 臨界時間
 T : 温度
 T_c : キャビティ温度
 T_∞ : 液体温度
 ΔT : 温度降下量
 U : インデューサ周速
 Z : 翼枚数
 α_ℓ : 液体の熱伝達率
 $\alpha_{\ell-ref}$: 液体の熱伝達率 (参照値)
 ρ_l : 液体の密度
 ρ_v : 蒸気の密度
 Σ : 熱力学的パラメータ [$\text{m/s}^{3/2}$] [式(2)]
 Σ^* : 無次元熱力学的パラメータ [式(5)]
 Σ^{*mod} : 修正無次元熱力学的パラメータ [式(7)]
 Σ^{**} : 無次元熱力学的パラメータ [式(4)]
 σ : キャビテーション数
 σ_c : キャビティ近傍におけるキャビテーション数
 σ_x : 揚程低下のキャビテーション数
 $(\sigma_x)_0$: 熱力学的効果が無視できる場合の揚程低下のキャビテーション数
 τ : 通過時間
 τ_c : 臨界時間
 τ_T : 特性時間
 ϕ : 流量係数
 ψ : 揚程係数
 ψ_0 : 基準揚程係数

Ω : 軸の回転角速度

3. 実験装置および実験方法

同寸法、同形状のインデューサ（翼枚数 $Z=3$ 、ソリディティ $C/h=$ 約 2.0）を用いて、作動流体に熱力学的効果の無視できる水を用いた実験（水試験）と、熱力学的効果が顕著に現れる液体窒素を用いた実験（窒素試験）の 2 種類の実験を行った。

水試験については IHI 横浜事業所の水理実験場インデューサ試験装置⁽⁸⁾を用いて行った。実験は流量比 $Q/Q_d=1.00$ 、回転数 $N=6000$ rpm で行った。実験は流量、回転数、水温を一定に保ち、インデューサ入口圧力を徐々に低下させることによりキャビテーション数 (σ) を変化させた。

一方、窒素試験については JAXA 角田宇宙センターの極低温インデューサ試験設備⁽⁹⁾にて行った。実験は流量比 $Q/Q_d=1.00$ 、液体窒素入口温度 79 K の条件で、回転数は $N=18300$ rpm, 14000 rpm, 10000 rpm と 3 つの試験を行い、水試験と同様に、それぞれの流量と回転

数を一定に保ち、インデューサ入口圧力を徐々に低下させることによりキャビテーション数を変化させた。また液体窒素入口温度を 86 K に昇温した条件についても回転数 18300 rpm にて同様の試験を行い、回転数 N を変化させた場合と熱力学的パラメータ $\Sigma(T_{in})$ のみを変化させた場合を比較した。

本研究では、従来 JAXA が行ってきたように翼端キャビティの長さをキャビテーションの指標としている。水と液体窒素、何れの試験もケーシング壁に翼に沿って圧力センサを配置し、測定された圧力分布を基にキャビティ長さを計測した⁽¹⁰⁾。また水試験においては圧力計測と同時に透視管を用いた可視化観察を行い、ビデオ撮影した画像からもキャビティ長さを計測を行って圧力センサから推定したキャビティ長さと比較した。

図 1 に本試験にて得られたキャビテーションの発生状況を示す。圧力分布の描画に使用した計測波形は 1 回転に 1 パルス出力される回転信号をトリガーとして 50 回の平均化処理を行っている。青色の部分キャビテーション領域となる。

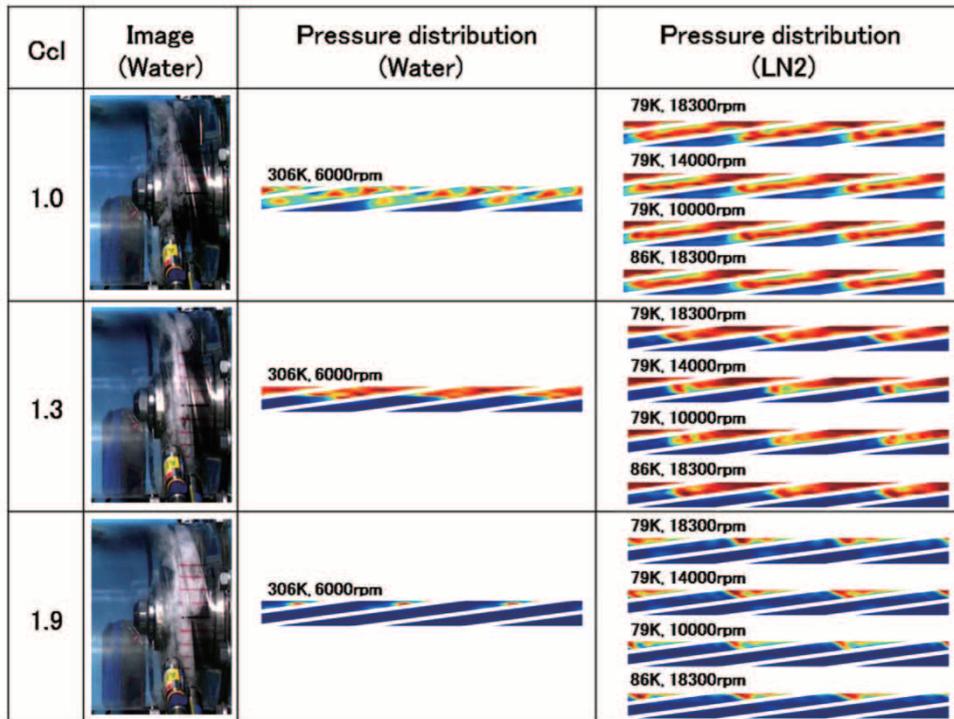


Fig. 1 Visualization of cavity with direct images and indirect pressure distributions

4. 実験結果

図2に、各試験から得られたキャビテーション性能曲線、及び図1に示した圧力分布より求めたキャビティ長さ ($C_{cl}=L_c/h$) を、横軸を水試験の揚程低下開始キャビテーション数 ($\sigma_x)_0$ で規格化して示す。

水試験と比べて窒素試験の揚程低下開始点は回転数が低い程、液温が高い程キャビテーションの小さい方へシフトしており、熱力学的効果による違いが認められる。また揚程低下時の勾配を水試験と比較すると、熱力学的効果が大きい窒素試験の方がゆるやかに低下しており、さらに回転数が小さい程揚程が低下する勾配はゆるやか

である。これより揚程低下中にも熱力学的効果の大きさが増加していることが分る。

Brennen⁽¹¹⁾ は気泡の通過時間の近似として $1/\phi\Omega$ と臨界時間 t_c の比較から無次元熱力学的パラメータ Σ^{**} [式(4)] を定義し、多数の既存実験データについて、熱力学的効果が無い場合 ($(\sigma_x)_0$) と熱力学的効果がある場合 (σ_x) の揚程低下のキャビテーション数の比 $\sigma_x/(\sigma_x)_0$ で整理している。

$$\Sigma^{**} = \frac{\Sigma}{\{R_T^2 \Omega^3 \phi(\sigma_x)_0\}^{1/2}} \quad (4)$$

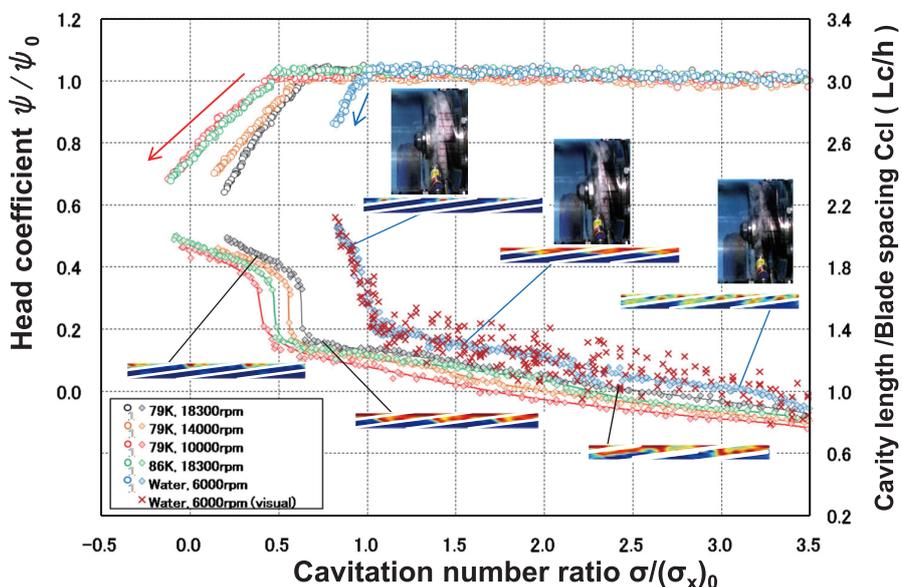


Fig. 2 Cavitation performance, pressure coefficient andcavity length in cold water and in liquid nitrogen

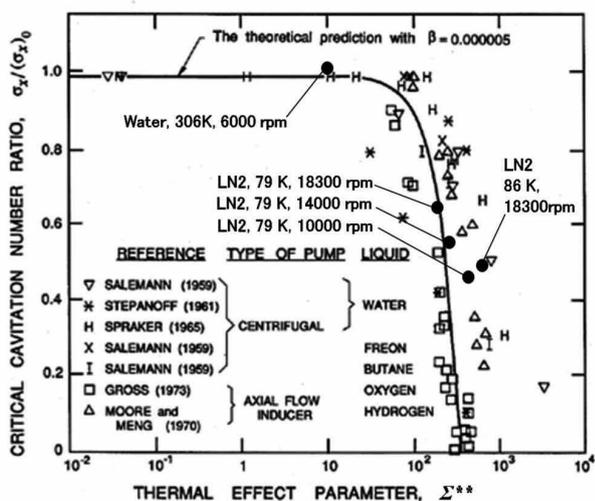


Fig. 3 Ratio of the critical cavitation number as the thermal effect parameter Σ^{**} from Brennen⁽¹¹⁾

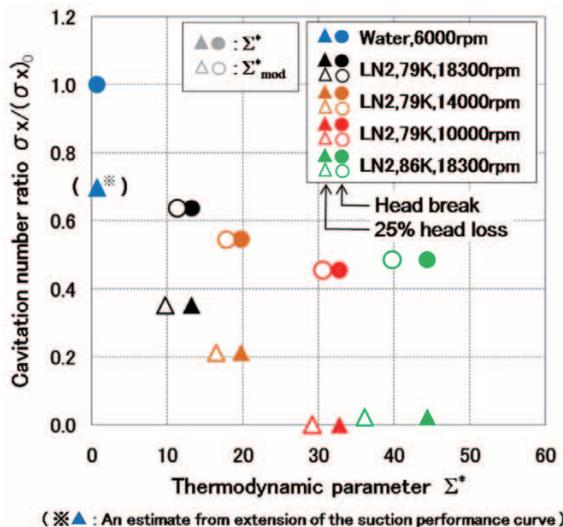


Fig. 4 Influence of thermodynamic parameter Σ^* on suction performance

今回の各試験条件における揚程低下開始点を、Brennenの整理したデータ上に黒丸点でプロットして比較したものを図3に示す。水試験の場合の Σ^{**} は 10^1 のオーダーであり熱力学的効果による影響は殆どないと考えてよいが、窒素試験の Σ^{**} は $1.5 \sim 6.0 \times 10^2$ となり熱力学的効果が顕著に現れる領域となっている。また $\Sigma^{**}=10^2 \sim 10^3$ の領域では、回転数や液温の変化に伴う僅かな Σ^{**} の違いでも $\sigma_x/(\sigma_x)_0$ に大きな差が発生するデータ群となっており、今回我々が行った試験結果にも同様の傾向が見られる。

各試験の揚程低下開始点、および25%揚程低下点のキャビテーション数を、 Σ^* [式(5)]で整理した結果を図4に示す。

$$\Sigma^* = \Sigma \sqrt{\frac{C}{U^3}} \quad (5)$$

これより、回転数の低下、または液温の上昇によって Σ^* が増大すると、それとともに揚程低下開始点のキャビテーション数は小さくなるのがわかる。しかし、79 K/10000 rpmと86 K/18300 rpmの試験では Σ^* に違いがあるものの、揚程低下のキャビテーション数にはほとんど違いが見られない。この理由についての検討は第6章にて述べることにする。また79 K/10000 rpmと86 K/18300 rpmの2試験では25%揚程低下点においてキャビテーション数はほぼ0に到達していることが興味深い。この状態では、インデューサ入口の圧力は飽和蒸気圧となり、流れは二相流状態となっているものと考えられるが、熱力学的効果による飽和蒸気圧の低下も同時に発生していると考えられ、特異な現象も現れずこのような二相流状態でもノンキャビテーション時の約75%の揚程を発生させている。

図2のキャビティ長さについては、キャビテーション数の減少に伴って揚程低下開始点までは、ほぼ直線的に増大している。水試験において画像より読み取ったキャビティ長さが、圧力測定から推定したキャビティ長さよりもばらつきがあるのは、圧力により推定したものは50回の平均化処理をしているのに対して、画像から読み取った長さは瞬時画像(30 FPSにて撮影)によるためである。しかしながら、圧力測定から推定したキャビティ長さは、画像から読み取ったキャビティ長さのばらつきの範囲内にあり、圧力から推定したキャビテーション領域は実際の可視化によるキャビテーション領域とよく一致しており、圧力からキャビティ長さを推定する間接的計測法の妥当性を確認できる。

キャビティ長さを同じキャビテーション数で比較すると、予想されたとおり回転数 N を小さくして Σ^* を大きくした方が熱力学的効果によりキャビティ長さの成長は抑制されている。本試験に供したインデューサにおいては、 $C_{cI}=1.35 \sim 1.70$ の領域においてキャビティ長さが“jump”している箇所が見られる。キャビティ長さの急増を開始する時のキャビティ長さ($C_{cI}=1.35$)と急増した後のキャビティ長さ($C_{cI}=1.70$)は水試験、窒素試験の両者において大差なく、これは実験に使用したインデューサの特性によるものと考えている。

一方、キャビティ長さが急増するキャビテーション数は試験条件によって異なっており、また各試験における揚程低下開始点のキャビテーション数とも一致している。これよりインデューサにおける熱力学的効果の影響はキャビティ長さの成長の遅れとして現れ、キャビティの成長が抑制されることによってキャビテーション性能が向上していることがわかる。同様に、キャビティ長さが急増した後にさらにキャビティが成長していく領域では、窒素試験は水試験より緩やかにキャビティ長さが増加しており、このことが水試験と窒素試験でキャビテーション性能曲線の揚程低下時の勾配の違いの原因と考えている。

5. 熱力学的効果による温度降下量

Francら⁽¹²⁾が水とフロンの実験で用いた方法と同様、式(6)を用い、水試験と窒素試験でキャビティ長さが等しい対応する2点のキャビテーション数の差から温度降下量 ΔT を推定した。

$$\frac{1}{2} \rho_l U^2 (\sigma_c - \sigma) = \int_{T_c}^{T_\infty} \frac{dp_v}{dT} dT \quad \Delta T = T_\infty - T_c \quad (6)$$

この結果をキャビティ長さを横軸として図5に示す。図5の $C_{cI}=1.35 \sim 1.70$ の範囲はキャビティ長さの急増により対応する2点を選ぶことができず ΔT が計算できていない。また、図5の下段には、キャビテーションの非定常性を調べるために、79 K/18300 rpmにおけるキャビティ長さ変動の標準偏差を示す。

温度降下量 ΔT はキャビティ長さによって変化しており、何れの実験も $C_{cI}=1.0$ 付近で一度ピークとなった後、 $C_{cI}=1.1$ 付近において一度低下し、その後また増大している。既研究においても同様の傾向が確認されており⁽¹³⁾、 $C_{cI}=1.0$ 付近において温度降下量が増加するのは、キャビティ長さ変動の標準偏差がこの付近で大きいこ

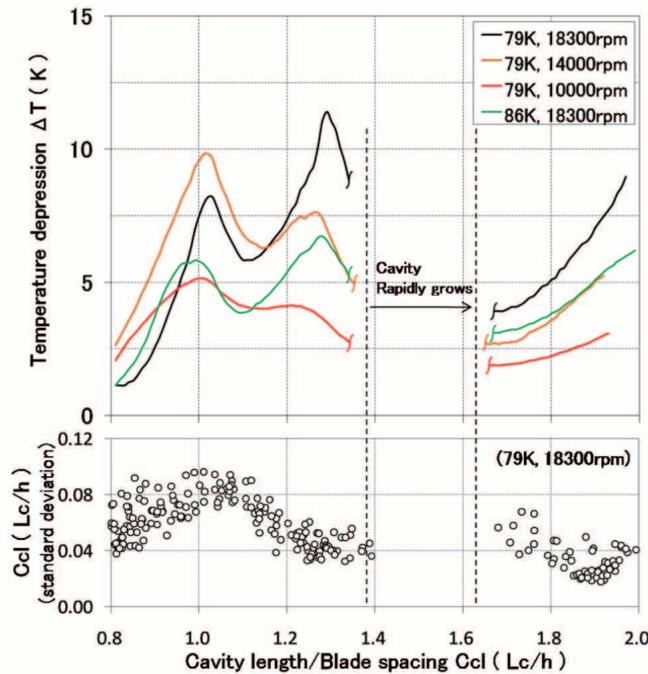


Fig. 5 Estimated temperature depression ΔT and standard deviation of C_{cl} as a function of the cavity length

とから、キャビティ後縁が下流の翼の圧力面に近づき、キャビティ後縁で流れの変動が大きくなり、クラウド状になったキャビティが下流に運ばれて崩壊（凝縮）するためではないかと考えている。しかし $C_{cl}=1.3$ 付近で逆にキャビティ長さ変動の標準偏差は小さい値となっているにもかかわらず、温度降下量 ΔT が増大しているが、この理由については本実験からだけではよく分らなかった。その後、キャビティ長さが“jump” ($C_{cl} \approx 1.35$) して揚程低下が始まり、さらに揚程低下中 ($C_{cl} > 1.7$) にも温度降下量 ΔT は単調に増加している。 $C_{cl} > 1.7$ では水での可視化観察からはボイド率が高まり、キャビティ後縁の非定常性は弱まるように観察された。また、窒素試験でも図5に示すように計測されたキャビティ長さ変動の標準偏差は $C_{cl} > 1.7$ で小さくなっている。このことから $C_{cl} > 1.7$ での ΔT の増大は、先に述べた $C_{cl} = 1.0$ 付近でのキャビティの変動によるものではなく、キャビティ長さが十分長くなり、また翼前縁から発生する翼面上のシートキャビテーションなどの翼端部以外のキャビテーションが増加すること等が関係しているもの推定される。

6. 熱力学的パラメータの検討

図4において79 K/10000 rpm と 86 K/18300 rpm の実

験では Σ^* に違いがあるものの、揚程低下のキャビテーション数にはほとんど違いが見られない結果であった。この理由について以下の検討を行った。

熱力学的効果に伴う温度降下量が大きい場合、熱力学的パラメータ Σ において飽和蒸気圧曲線の勾配の温度による変化（式(1)中の d_{pv}/dT ）が無視できなくなる。この問題に対し、Florschuetz 氏⁽¹⁴⁾は飽和蒸気圧が温度に対して線形的に変化する仮想流体を想定し、キャビテーション気泡の崩壊過程について検討を行っている。ここでは、これと同様の仮想流体を想定し、熱力学的パラメータ Σ について修正を行う。図5より求められる温度降下量 ΔT を基に、修正された飽和蒸気圧の温度勾配 $(\Delta p_v/\Delta T)_{mod}$ は図6における直線の傾きとして求める。これは T_∞ から T_c まで、線形的な変化をした場合の勾配を表し、 T_∞ と T_c における勾配の中間的な値を取る。この $(\Delta p_v/\Delta T)_{mod}$ を基に、修正された熱力学的パラメータ Σ^*_{mod} を式(7)とする。

$$\Sigma^*_{mod} = \frac{\rho_v L}{\rho_\ell^2 c_{p_\ell} \sqrt{\alpha_\ell}} \left(\frac{\Delta p_v}{\Delta T} \right)_{mod} \sqrt{\frac{C}{U^3}} \quad (7)$$

ここで、

$$\left(\frac{\Delta p_v}{\Delta T} \right)_{mod} = \frac{p_v(T_\infty) - p_v(T_\infty - \Delta T)}{\Delta T}$$

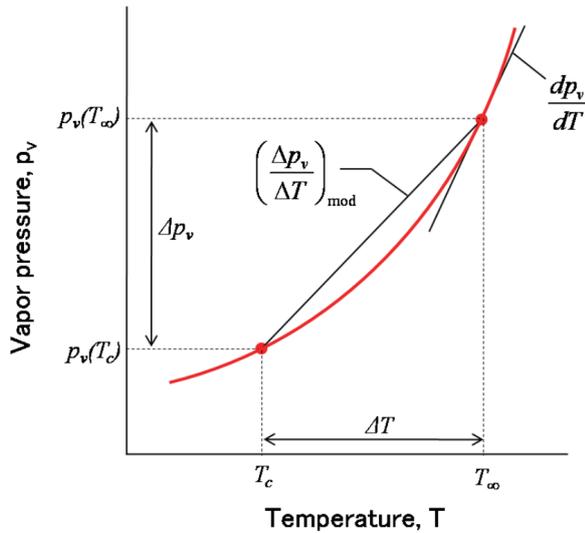


Fig. 6 Evaluation of the modified $(\Delta p_v/\Delta T)_{mod}$

各実験結果について、 Σ^*_{mod} にて整理した結果を(○, △)で図4に併せて示す。これより、79 K/10000 rpm と 86 K/18300 rpm の揚程低下点(○, ○), および 25% 揚程低下点(△, △)は Σ^* で表すよりも近接するようになる。この様に、温度降下量 ΔT が大きい場合、飽和蒸気圧の温度勾配の変化を考慮することが必要であると考えられる。特に、 Σ^* の値が同じであっても、液温を上昇させた場合は、液温が同じで回転数を低下させた場合よりも温度降下量が大きくなり、上記の温度勾配の変化が強く影響しているものと考えられる。

一方、図7にNASA J-2 液酸ターボポンプ⁽¹⁵⁾の2%, 5% 揚程低下点のキャビテーション数を、図4と同様に Σ^* (●, ▲), 及び Σ^*_{mod} (○) で再整理した結果を示す。作動流体は液体酸素で、回転数は約 4400 rpm でほぼ一定で液温を 89 K ~ 101 K に変えることで Σ^* が変化している。図4と比較すると、今回実験したインデューサの方が小さい Σ^* でも揚程低下開始点の低減量が大きく、より熱力学的効果の恩恵を得ているといえる。この様に、熱力学的パラメータ (Σ^* または Σ^*_{mod}) を用いることで異なるインデューサについて、異なる流体、温度、回転数の実験結果を比較してみることは今後興味深いと考えている。

7. 結言

回転数がキャビテーションの熱力学的効果に与える影響を調べるために、液体酸素を作動流体として異なる3

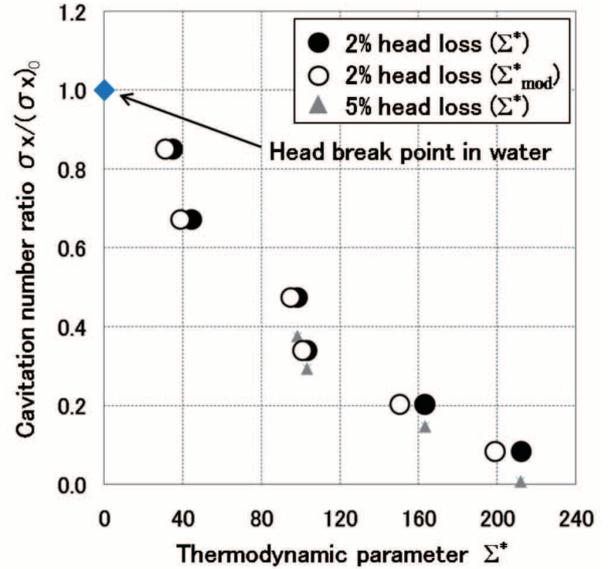


Fig. 7 Influence of thermodynamic parameter Σ^* on suction performance of J-2 liquid oxygen pump⁽¹⁵⁾

種の回転数での実験を行い、キャビティ長さに着目して考察を進めた結果以下の知見を得た。

- (1) 同じキャビテーション数では回転数が低いほどキャビティの成長が遅れ、これによって揚程低下開始点は低キャビテーション数にシフトしキャビテーション性能が向上した。
- (2) 揚程低下中も熱力学的効果は増加していることがわかった。また 79 K/10000 rpm と 86 K/18300 rpm の2実験ではキャビテーション数がほぼ0に達して、インデューサ入口流れが二相状態となるような状態でも、ノンキャビテーション状態の約75%の揚程を発生させていた。
- (3) 推定されたキャビティ内の温度降下量はキャビティ長さによって変化しており、温度降下量にはキャビティ長さだけではなくキャビティ後縁の流れの非定常性も影響している。
- (4) 熱力学的効果による温度降下量 が大きい場合(速度が大きい、温度が高い場合)、熱力学的効果をより正確に評価するには飽和蒸気圧曲線の温度勾配の変化を考慮することが必要であると考えられる。

謝 辞

本報で示した水試験データの掲載を許可していただいた(株)IHI、および有益なご討論を頂いた川崎 聡氏、四宮教行氏に心からお礼申し上げます。

文 献

- Phase Liquid Oxygen Pumping,” NASA Technical Note, (1973), NASA TN D-7451.
- (1) Brennen, C. E., “Cavitation and Bubble Dynamics,” Oxford University Press, (1995).
 - (2) Franc J. P., and Michel J. M., “Fundamentals of cavitation”, Kluwer Press, (2004).
 - (3) Watanabe, S. et al., “Steady Analysis of the Thermodynamic Effect of Partial Cavitation Using the Singularity Method,” Journal of Fluids Engineering, Vol. 129, (2007), pp. 121-127.
 - (4) Brennen, C. E., “The Dynamic Behavior and Compliance of a Stream of Cavitating Bubbles,” Journal of Fluids Engineering, Vol. 95, (1973), pp. 533-541.
 - (5) Ruggeri, R. S. et al., “Method for Prediction of Pump Cavitation Performance for Various Liquids, Liquid Temperatures, and Rotative Speeds,” NASA Technical Note, (1969), TN D-5292.
 - (6) Stahl, H. A. et al., “Thermodynamic Aspects of Cavitation in Centrifugal Pumps,” Journal of Basic Engineering, (1956), Vol. 78, pp. 1691-1693.
 - (7) Stepanoff, A. J., “Cavitation Properties of Liquids,” Journal of Engineering for Power, Vol. 86, (1964), pp.195-200.
 - (8) Nakano, K. et al., “Inducer test facility”, IIC REVIEW, (2008), No. 39, pp. 73-76. (In Japanese)
 - (9) Yoshida, Y. et al., “JAXA Cryogenic Inducer Test Facility,” Turbomachinery, (2005), Vol. 36, No. 8, pp. 468-475. (In Japanese)
 - (10) Yoshida, Y. et al., “Thermodynamic Effect on a Cavitating Inducer in Liquid Nitrogen,” Journal of Fluids Engineering, Vol. 129, No. 3, (2007), pp. 273-278.
 - (11) Brennen C.E. “Hydrodynamics of pumps,” Concepts ETI Inc. & Oxford University Press., (1994).
 - (12) Franc, J. P. et al., “An Experimental Investigation of Thermal Effects in a Cavitating Inducer,” Journal of Fluids Engineering, Vol. 126, (2004), pp. 716-723.
 - (13) Kikuta, K. et al., “Thermodynamic Effect on Cavitation Performance and Cavitation Instabilities in an Inducer,” Journal of Fluids Engineering, (2008), Vol. 130, 111302-1~8.
 - (14) Florschuetz, L. W. et al., “On the Mechanics of Vapor Babble Collapse,” Journal of Heat Transfer, (1965), Vol. 87, pp. 209-220.
 - (15) Gross, L. A., “An Experimental Investigation of Two-