

論文 / 著書情報
Article / Book Information

論題(和文)	高速蒸気の水中共縮に伴う圧力振動発生機構
著者(和文)	宇多村 元昭
出典(和文)	日本機械学会論文集. B, Vol. 52, No. 476, pp. 1515 - 1523
発行日	1986, 4

高速蒸気の水中共縮に伴う圧力振動発生機構*

宇多村 元 昭**
Motoaki UTAMURA

高速蒸気の水中凝縮に伴う圧力振動発生機構*

宇多村 元 昭**
Motoaki UTAMURA**Key Words:** Steam Condensation, Pressure Oscillation, Steam Bubble, Mechanical Energy, Subcooling, Mach Number

1. 緒 言

配管を通じて蒸気在水中で凝縮する際には、水中や配管内に圧力振動が発生し、蒸気流速や水温に依存して複雑な挙動を示すことが知られている⁽¹⁾。本研究では、それらの中で蒸気の噴流コーンが配管の先端部に定在し、持続的な圧力振動が発生する凝縮形態(凝縮振動)の範囲を対象とする。凝縮振動に関する従来の研究の多くは、振動数の予測に関するものであり⁽³⁾⁽⁵⁾、振動の発生機構に言及したものは少ない。この領域における先駆的研究は文献(4)に見られ、班目は理論的考察により凝縮振動における発振可能性を指摘した。また、綾らは水-蒸気系での振動発生領域を定性的に説明するモデルを提案した⁽⁶⁾。しかし、実験との定量的比較に耐えるモデルは提案されていないのが現状である。

本研究では、理論的検討により凝縮振動を支配する無次元数を導き、水-蒸気系以外の媒体にも適用可能な振動エネルギーと発振限界の表示式の導出を試みた。また、広範囲の実験データにより理論を検証した。

記 号

A: 蒸気導入管の流路面積

a: h の蒸気流速依存性を示す指数C: 蒸気の音速 $\equiv \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s}$ c_p : サブクール水の定圧比熱

D: 蒸気導入管の直径

d: 液滴の直径

 ΔE : 機械エネルギー

F: サブクール度と蒸気流速の関数〔式(15)〕

f: 凝縮振動の振動数

G: 噴流内湿り蒸気の質量

h: 液滴表面における凝縮熱伝達率

 h_B : 噴流部におけるバルクの凝縮熱伝達率 J_a : ヤコブ数 $\equiv c_p \Delta \theta / L$ K: 蒸気の体積弾性率 $\equiv \rho \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s$

k: 実効伝熱面積の蒸気流速依存性を示す指数

L: 蒸発潜熱

l: 噴流界面の面積を噴流体積のべき乗で表した時の指数

M: マッハ数 $\equiv u/C^*$ m_d : エントレインメント液滴の質量 $\equiv \frac{4}{3} \pi \rho_l \left(\frac{d}{2}\right)^3$

N: 噴流界面の単位面積当たり、単位時間にエントレインされる液滴個数

n: 蒸気凝縮速度の蒸気流速依存性を示す指数
 $\equiv a + k$

p: 圧力

R: 噴流界面の単位面積から単位時間にエントレインされる液滴の全表面積 $\equiv NS_d$

S: 伝熱面積

 T_m : 最大圧力発生時の水温

t: 時間

 t_s : 蒸気のコントロールボリューム通過時間

u: コントロールボリュームへの流入蒸気流速

V: 噴流体積

 W_{in} : コントロールボリュームへの蒸気流入量 W_c : コントロールボリューム内での蒸気凝縮量

x: 噴流内蒸気の乾き度

 δz : 変数 z の微小変動量

* 昭和59年9月28日 日立地方講演会において講演、原稿受付 昭和60年1月25日。

** 正員、(株)日立製作所エネルギー研究所 (〒316 日立市森山町1168)。

- ρ : 密度
- σ : 液の表面張力
- μ_g : 蒸気の粘性係数
- $\Delta\theta$: サブクール度
- θ_{sat} : 飽和温度
- τ_1 : サブクール液滴が凝縮により飽和液滴となるまでの平均時間 $\equiv c_p m_d / h S_d$
- π_c : 無次元サブクール度 $\equiv \rho L \Delta\theta / K \theta_{sat}$
- π_c^* : コントロールボリューム入口で定義した π_c 値
- π_c : 振動発生限界を与える π_c 値
- ω : 凝縮振動の角周波数

添字

- 0: 定常状態
- *: コントロールボリュームの入口部
- g: 気相
- l: 液相
- d: 液滴
- l: 噴流界面

2. 理 論

2.1 解析モデルの概要 凝縮振動に伴って液中や配管内に誘起される圧力振動は、噴流内での蒸気の凝縮、噴流界面の運動を媒介とする自励振動とみなせる。自励振動する系は正の機械エネルギーを生成することはよく知られている。非自励振動系の一例として気泡の自由振動を考えると、気泡内圧の一次変動量と体積の二次変動量とは互いに異符号となるので、気泡は負の機械エネルギーを生成することになる。本モデルでは、配管出口に形成される蒸気噴流をコントロールボリュームとみなし、そこで生成される機械エネルギーが正となる条件を用いて発振限界を解析する。

図1にモデルの概要を示す。蒸気が単一の開口部をもつ配管から液中に流出し、気液界面のある噴流を形成しているモデルを考える。コントロールボリューム内の蒸気相のマスバランス式ならびに蒸気状態(圧力, 温度, 密度)の関係式を基礎式とする。基礎式の誘導に当たって用いた主要な仮定を以下に示す。

- (1) 噴流内の諸量は定常値 z_0 と時間依存の微小変動量 δz との和として表せる。
- (2) 噴流部の蒸気は均質な飽和状態かつ熱平衡にある。
- (3) 噴流部の変動圧力は管路上流へ伝ばするが反射波の影響はない。
- (4) 蒸気中にはエントレイン液滴が存在し、これが凝縮伝熱面積を支配する。

(5) 液滴表面上での凝縮熱伝達率は液滴のサブクール度に依存しない。

(6) 気液界面の表面積 S_l は噴流体積 V と幾何学的な関係を有する。

(7) 気液界面の運動は噴流内の熱伝達によって支配され液の慣性は無視できる。

上記仮定の妥当性を検討する。仮定(3)は福田が管路長を変えた実験から、配管系は、凝縮振動の起振源ではないことを示している⁽⁹⁾。仮定(4)は以下のように説明できる。もともと噴流は気液の密度差により静水圧下では不安定であり容易にその形状が変わりうる。これに加えて蒸気流の剪断力が存在するので気液界面形状は相当に乱れているはずである。噴流界面の液滴発生限界式は知られていないので、Wallisによる水平液膜の式⁽⁷⁾を用いると、

$$\frac{u \mu_g \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2}}{\sigma} \geq 2.46 \times 10^{-4} \dots\dots\dots (1)$$

大気圧の中高温域下では式(1)より $u > 30 \text{ m/s}$ { $\sim 18 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ }を得る。噴流の場合には水平液膜よりも乱れが大きいと考えられるので、 u の下限値はこれより低流速側にあるであろう。一方、凝縮振動の発生下限は $\sim 30 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ であることが知られている⁽¹⁾ので、凝縮振動時にはエントレイン液滴が蒸気中に多数存在し、これが伝熱面積を支配すると考えてよい。仮定(5)は、液滴表面上の凝縮機構が滴状凝縮に類似していることから、サブクール度が非常に大きい場合を除けば妥当である。仮定(7)は、Florshtuetzの無次元パラメータ B を用いて評価できる。

$$B = J_a^2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^2 \frac{\alpha}{R_0} \left(\frac{\rho_l}{\Delta p} \right)^{1/2} \dots\dots\dots (2)$$

$B < 0.05$ で気泡運動は熱伝達が律速、 $B > 20$ で液の慣性が律速となる⁽¹¹⁾。ここで、 α は液の温度伝導率、 R_0 は気泡の半径を表す。中高温域における典型的な値 $0.02 < J_a < 0.1, 8 \times 10^{-3} < R_0 < 50 \times 10^{-3} \text{ m}, \Delta p = 10$

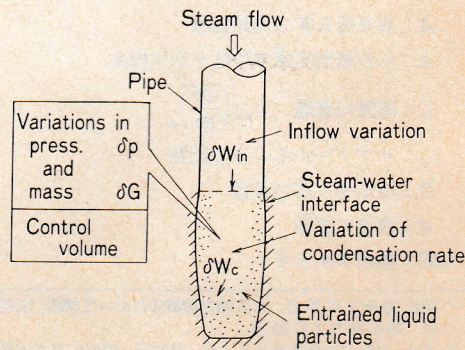


図1 モデルの概要

と
高水温域では液の
仮定(1)、(2)、
比較から、総合的
2.2 基礎式
量の変動、すな
の変動と変動
つ、
蒸気速度の変動
 $\delta u = \frac{\delta p}{\rho u}$
蒸気温度の変動
クール度の変動と
フスの関係式を用
 $\delta(\Delta p) = \frac{\delta p}{\rho u}$
噴流の圧力変動
での蒸気流速の変
合、仮定(3)に基
とにより
 $\delta u = -\frac{1}{\rho u} \frac{\delta p}{C^2}$
ここに、*はコン
を示す。配管出口で
を先細ノズルとみ
に自由膨張して音
は変動圧力の影響
ボリューム入口部
置で定義すれば、
 $\delta u^2 + (1/\rho^2) \delta p =$
かわりに次式を得
 $\delta u = -\frac{\delta p}{\rho^2 C^2}$
コントロールボ
次式で表せる。
 $\frac{d\delta G}{dt} = \delta W_{in}$
 $W_{in} = \sigma^* A u$
 $W_c = h S_d \Delta\theta / L$
管出口の流れが
 $\delta W_{in} = W_{in}^0 (\delta p)$
一方、流れが管口
流内の圧力変動の
 $\delta W_{in} = 0, (M$
式(8)中の熱伝
て
 $h = \eta u^2 \dots\dots$

kPa を用いると $1 \times 10^{-3} < B < 2 \times 10^{-1}$ であるので、中高水温域では液の慣性を無視した解析が可能である。仮定(1), (2), (6)の妥当性は解析結果と実験との比較から、総合的に検証されるものである。

2.2 基礎式 仮定(1)と(2)より噴流内の状態量の変動、すなわち蒸気の平均密度 ρ 、蒸気温度 θ_{sat} の変動と変動圧力 δp との間には次式の関係が成り立つ。

蒸気密度の変動は、体積弾性率 K を用いて

$$\delta \rho = \frac{\rho_0}{K} \delta p \quad \dots\dots\dots (3)$$

蒸気温度の変動を $\delta(\Delta\theta) = \delta(\theta_{\text{sat}})$ の関係からサブクール度の変動として表す。クラペイロン・クロージュスの関係式を用いると

$$\delta(\Delta\theta) = \frac{\theta_{\text{sat}}}{\rho_0 L} \delta p \quad \dots\dots\dots (4)$$

噴流の圧力変動に伴うコントロールボリューム入口での蒸気流速の変動は、管内蒸気流速が亜音速の場合、仮定(3)に基づき平面進行波の関係式を用いることにより

$$\delta u = -\frac{1}{\rho_0^* C^*} \delta p \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、*はコントロールボリューム入口部での値を示す。配管出口で蒸気流が臨界流である場合には、管を先細ノズルとみなすと流れは管外で等エントロピ的に自由膨張して音速を超える。この超音速流れの流速は変動圧力の影響を受ける。この場合、コントロールボリューム入口部を、流れが静水圧下まで膨張した位置で定義すれば、自由膨張流にベルヌーイの式 $d[(1/2)u^2] + (1/\rho_0^*)dp = 0$ を適用することにより式(5)のかわりに次式を得る。

$$\delta u = -\frac{\delta p}{\rho_0^* C^* M} \quad \dots\dots\dots (5')$$

コントロールボリューム内の蒸気のマスマランスは次式で表せる。

$$\frac{d\delta G}{dt} = \delta W_{\text{in}} - \delta W_c \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$W_{\text{in}} = \rho^* A u \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$W_c = h S \Delta\theta / L \quad \dots\dots\dots (8)$$

管出口の流れが亜音速の場合は式(7)より

$$\delta W_{\text{in}} = W_{\text{in}}^0 (\delta \rho^* / \rho_0^* + \delta u / u_0), (M < 1) \quad \dots\dots\dots (9)$$

一方、流れが管出口で臨界流の場合、流入蒸気量は噴流内の圧力変動の影響を受けない。よって、この場合

$$\delta W_{\text{in}} = 0, (M \geq 1) \quad \dots\dots\dots (9')$$

式(8)中の熱伝達率 h については、仮定(5)を用いて

$$h = \eta u^a \quad \dots\dots\dots (10)$$

次に伝熱面積 S の表示式を誘導する。図2に伝熱面積の考え方を示す。仮定(4)により噴流内にはエントレイン液滴が存在し、その表面で蒸気の凝縮が起こる。液滴表面での伝熱では、液滴の離脱から界面での再付着の過程において、液滴の温度上昇による伝熱機能の消滅を考慮する必要がある。

急加速を受ける液膜から離脱する液滴の直径は次式⁽⁸⁾

$$\rho_g (u_g - u_l)^2 d / \sigma \approx 10 \quad \dots\dots\dots (11)$$

で与えられる。

これが、噴流に適用できるものと仮定し、かつ $u_l = 0$ とすれば典型的な蒸気流速 $u_g = 200 \text{ m/s}$ では $d = 2.5 \times 10^{-2} \text{ mm}$ となる。高速蒸気流の剪断力の存在により液滴内混合を仮定できるので、液滴の温度上昇(サブクール度減少)は $d\Delta\theta/dt = -\Delta\theta/\tau_1$ で表せる。ここに、 τ_1 は液温上昇の時定数で $c_p m_d / h S_d$ である。滴状凝縮熱伝達率 [$h = 10^5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$] を仮定すると $\tau_1 \approx 0.2 \text{ ms}$ となる。一方、過去の研究によれば凝縮振動の振動数の範囲は $f < 200 \text{ Hz}$ ⁽³⁾⁽⁵⁾ であるので、 $\tau_1 \ll 1/f$ 。よって、凝縮振動の一周期の間の $\Delta\theta$ の時間積分は、離脱時に液滴が有するサブクール度を改めて $\Delta\theta$ と書いて、一定値 $\tau_1 \Delta\theta$ となる。他方、界面から単位時間当たりに離脱する液滴の総表面積は $NS_d S_l$ で与えられるが、ここで、液滴のサブクール度の減少を伝熱面積の減少(サブクール度は不変)に置きかえた実効伝熱面積 S を定義する。すなわち、 $S = \tau_1 R S_l$ ($R = NS_d$)。式中 τ_1 は液滴径 d の関数であり、 d は式(11)より蒸気流速の関数である。同様に R も蒸気流速の関数と考えられる。また、 S_l は仮定(6)より噴流体積の関数 ($\propto V^l$) なので、結局 S の表示式として次式を仮定することができる。

$$S = \xi u^k V^l \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 ξ は $\Delta\theta, u, V$ に依存しない定数である。 l は噴流形状を表すパラメータで、 $l = 2/3$ の時界面形状が球面、 $l = 1$ で円筒形を表している。なお、液滴が界面に再付着するまでの時間 τ_2 は $\tau_2 \gg \tau_1$ であることは容易に示せるので再付着による伝熱機能消滅は考慮する必要はない。

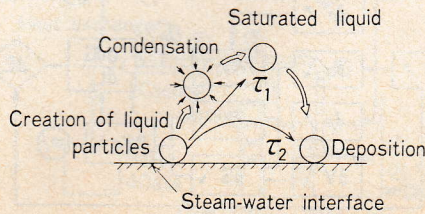


図2 噴流内蒸気の凝縮機構

噴流体積 V と蒸気質量 G との間には次式の関係がある。

$$G = \rho V \dots\dots\dots (13)$$

式(3)~(8)および式(10), (12), (13)が基礎式である。式(9)の $\delta\rho^*$ に関し式(3)と類似の関係式 $\delta\rho^* = \rho_0^* \delta p / K^*$ が成り立つものとする。

2.3 圧力振動発生条件

2.3.1 $M < 1$ の場合 式(8), (10), (12)を用いて δW_c を求め、式(13)を用いて変数 V を消去する。これと式(9)を式(6)に代入すると次式を得る。

$$t_s \frac{d\delta G}{dt} + l\delta G = \frac{G_0}{K} F \delta p \dots\dots\dots (14)$$

$$F = \frac{K}{K^*} + l - \frac{K}{K^*} \cdot \frac{C^*(1-a-k)}{u_0} - \frac{K\theta_{sat}}{\rho_0 L \Delta\theta_0} \dots\dots\dots (15)$$

ここで、定常状態の関係式 $W_{in}^0 = W_c^0 = W_0$ を用いて $t_s = G_0 / W_0$ とした。また、関係式 $K^* = \rho_0^* C^{*2}$ を用いた。 δp が角周波数 ω の単振動、すなわち $\delta p = |\delta p| \cos \omega t$ で変動しているとすると、コントロールボリューム内で生成される機械エネルギー ΔE は、

$$\Delta E = \int \delta p \frac{d\delta V}{dt} dt = \frac{V_0}{G_0} \int_0^{2\pi\omega} \delta p \frac{d\delta G}{dt} dt = \frac{\pi V_0 |\delta p|^2}{K} \cdot \frac{\omega t_s}{l^2 + \omega^2 t_s^2} F \dots\dots\dots (16)$$

したがって、 $\Delta E > 0$ の条件は $F > 0$ と等価である。

$$F = \frac{K}{K^*} \left(1 - \frac{1}{M}\right) + \left(l + \frac{K}{K^*} \cdot \frac{n}{M}\right) - \frac{1}{\pi_c} > 0 \dots\dots\dots (17)$$

ここで、 $n = a + k$, $M = u_0 / C^*$ (マッハ数)、また

$$\pi_c = \frac{\rho_0 L \Delta\theta_0}{K \theta_{sat}} \dots\dots\dots (18)$$

である。圧力の無次元表示 $\delta\tilde{p} = \delta p / K$ と式(18)を式(3)に代入すると $\delta(\pi_c) = \delta\tilde{p}$ を得る。これから、無次元数 π_c の物理的意味は、一定水温下の変動圧力場におけるサブクール度の尺度であることがわかる。

式(17)の各項の意味を検討する。第1項はコントロールボリュームに流入する蒸気質量の変動に起因し、

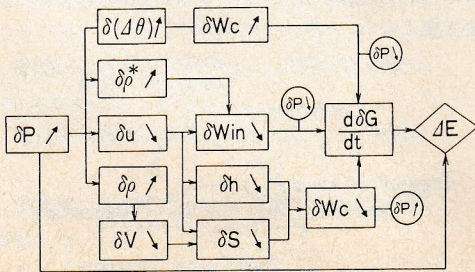


図3 凝縮振動発生機構

第2, 3項は凝縮量の変動に起因している。第2項は伝熱面積と熱伝達率の変動にかかわり、第3項はサブクール度にかかわる。 $M < 1$ より第1, 3項が制振、第2項が励振作用を有することがわかる。図3に本モデルによる諸量の変動機構をフロー線図で示す。 δp と $d\delta G/dt$ の符号が一致する時に $\Delta E > 0$ となることがわかる。またこの条件は式(15)に示されている、サブクール度と蒸気流速の関数 F が、 $F > 0$ をみたく条件として与えられることが明らかになった。

次に、式(17)中の K を吟味して簡略式を求める。熱平衡にある一成分二相系の体積弾性率は蒸気の湿り度に依存する。既述したように、噴流中には飽和エンタレイン液滴が多数存在する。 $K = \rho_0 C^2$ (C : 湿り蒸気中の音速)と書ける。乾き度を x とすると、 $1/\rho_0 = x/\rho_g + (1-x)/\rho_l$ また、熱平衡二相系の断熱圧縮式⁽⁹⁾から、 $x > 0.1$ では近似的に、 $C^2 = x C_g^2$ (C_g : 乾き飽和蒸気中の音速)である。流入蒸気は乾き飽和状態にあると仮定すると、 $C^* = C_g$, $\rho_0^* = \rho_g$ なので

$$\frac{K}{K^*} = \frac{\rho_0 C^2}{\rho_g C_g^2} = \frac{x}{x + \frac{\rho_g}{\rho_l}(1-x)} \dots\dots\dots (19)$$

大気圧下では $\rho_g/\rho_l \approx 6 \times 10^{-4}$ ゆえ、式(19)は $x > 0.1$ において0.5%の精度で1に等しい。これと、関係式 $K = \rho_0 x C_g^2$ を用いれば式(17)の簡略式として次式を得る。

$$F = 1 + l - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c} > 0 \dots\dots\dots (20)$$

ここで、

$$\pi_c^* = \frac{L \Delta\theta_0}{C_g^2 \theta_{sat}} \dots\dots\dots (21)$$

2.3.2 $M \geq 1$ の場合 式(5), (9)のかわりに、

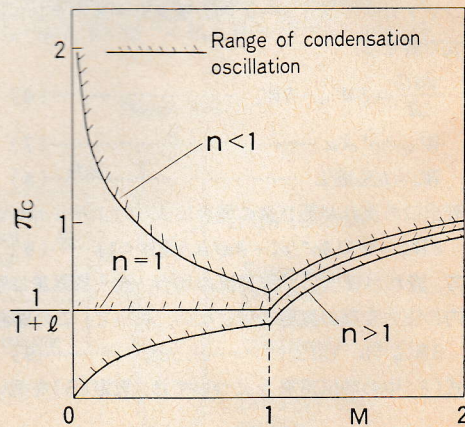


図4 凝縮振動発生範囲

式(5), (9)を用いて式(20)に相当して次式を得る。

$$F = 1 + \frac{n}{M} - \frac{x}{\pi_c^*} > 0$$

また、機械エネルギーは式(16)より

$$\pi_c^* / x = \pi_c \text{ と書き直すと}$$

式(20)を π_c について整理すると図4を得る。

振動発生範囲は異なる値の n に関する実験から定まるも

限度を超える凝縮振動は蒸気流速の増大に伴い、

とが明らかになった。この定性的に一致する。振動

量的比較は3章で行う。

2.4 振動エネルギーの

水温依存性を解析する。

仮定を設ける。

$$(1) \quad l^2 \gg (\omega t_s)^2$$

$$(2) \quad \omega \propto \pi_c^{2/3} A^{-1/3}$$

これらの仮定ならびに

$$= h_0 S_0 \Delta\theta_0 / L, S_0 = \xi u_0^2$$

$$\text{係数 } V_0 \propto \pi_c^{-1/2} M^{(1-n)/2}$$

$$\text{次元エネルギー } \Delta e \equiv \Delta E / W_0$$

$$\text{を求めると}$$

$$\Delta e = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right) > 0$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

$$\Delta e_{max} = \frac{\pi_c}{\pi_c^*} \left(1 - \frac{1-n}{M} - \frac{x}{\pi_c}\right)_{max}$$

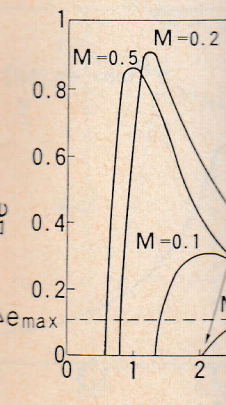


図5 機械エネルギー

式(5'), (9')を用いて前項と同様な展開を行えば、式(20)に相当して次式を得る。

$$F' = l + \frac{n}{M^2} - \frac{x}{\pi_c^*} > 0 \dots\dots\dots (20')$$

また、機械エネルギーは式(16)において F を F' で置換したものとなる。

$\pi_c^*/x = \pi_c$ と書き直して(20), (20')で示される範囲を図示すると図4を得る。 $M < 1$ では $n \geq 1$ に応じて振動発生範囲は異なる傾向を示す。 n の値は熱伝達に関する実験から定まるものである。図4から、水温が限度を超えると凝縮振動が消滅すること、 $M > 1$ では蒸気流速の増大に伴い、振動の発生範囲は狭くなることが明らかになった。これらの結果は、従来の実験と定性的に一致する。振動発生範囲に関する実験との定量的比較は3章で行う。

2.4 振動エネルギーの解析 振動エネルギーの流速、水温依存性を解析する。式(16)の展開に当たり下記の仮定を設ける。

- (1) $l^2 \gg (\omega t_s)^2$
- (2) $\omega \propto \pi_c^{2/3} A^{-1/3}$ (綾らの実験式⁽⁵⁾),

これらの仮定ならびに定常状態の諸関係式、 $\rho_0^* A u_0 = h_0 S_0 \Delta \theta_0 / L$, $S_0 = \xi u_0^* V_0^*$, $h_0 = \eta u_0^*$ から得られる関係式 $V_0 \propto \pi_c^{-1/3} M^{(1-n)/l}$, $t_s \propto V_0 / AM$ を用いると、無次元エネルギー $\Delta e \equiv \Delta E / K \bar{V}_0 |\delta p|^2$ に関して次式を得る。

$$\Delta e(\pi_c, M) = \frac{\pi_c - \bar{\pi}_c}{\bar{\pi}_c \pi_c^{[(2/l)+(1/3)]}} \cdot M^{[2(1-n)/l]-1} \dots (22)$$

ここで、 $\bar{\pi}_c$ は式(20), (20')において $F=0$ または $F'=0$ を $\pi_c (= \pi_c^*/x)$ について解いたもので M の関数である。図5に Δe を π_c の関数として示す。機械エネルギーは極大を有し、 $\pi_c = \bar{\pi}_c$ で零となる。極大をもつ理由は、本モデルによれば、水温上昇に伴う噴流体積の

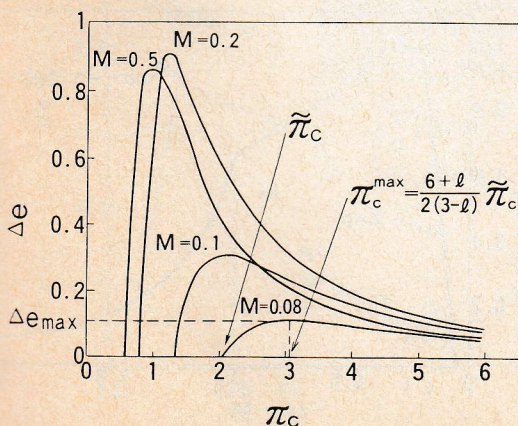


図5 機械エネルギーのサブクール依存性

増大(助長効果)と $\pi_c - \bar{\pi}_c$ の減少(抑制効果)として説明できる。極大の位置と極大値はそれぞれ次式で与えられる。

極大を与える水温：

$$\pi_c^{\max} = \frac{6+l}{2(3-l)} \bar{\pi}_c \dots\dots\dots (23)$$

極大値：

$$\left. \begin{aligned} \Delta e_{\max} &= f(l) M^{[2(1-n)/l]-1} \bar{\pi}_c^{-[(2/l)+(1/3)]} \\ f(l) &= \frac{3l}{2(3-l)} \left\{ \frac{6+l}{2(3-l)} \right\}^{-[(2/l)+(1/3)]} \end{aligned} \right\} \dots (24)$$

理論から得られた結果を要約すると、

- (1) 凝縮振動の発生範囲を蒸気流速とサブクール度の関数として表現し〔式(20), (20')〕, 励振機構を明らかにした。
- (2) 機械エネルギーの蒸気流速とサブクール度への依存性を定式化した〔式(22)~(24)〕。

3. 実験

3.1 実験方法

2章の理論で導かれた結果を検証するため実験した。図6に実験の概要を示す。装置は蒸気発生器、蒸気導入配管および蒸気を凝縮する水槽から構成される。管路の全長は20m、管径は130.8mmである。発生蒸気は熱交換器により冷却し管路の出口近傍で乾き飽和蒸気が得られるようにした。実験中蒸気流量を一定に保持し、凝縮により水温が上昇する過程で計測した。圧力は水槽壁上、管出口高さの位置で測定し、水温は管の中心から半径方向300mmの位置に配置した複数の熱電対指示の平均値を基準にした。実験パラメータは出口配管の直径(67.9~130.8mm^φ)、管の水深(900~1500mm)、蒸気流束〔20~270kg/(m²·s)〕、水温(35~97.5°C)であり水槽上部は大気圧とした。本実験の特徴は、管径が従来の小規模実験⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁵⁾(8~40mm^φ)よりも大きい点にある。

3.2 実験結果

図7に圧力波形の測定例を示す。実験条件は、蒸気流束82kg/(m²·s)、管径130.8mm、

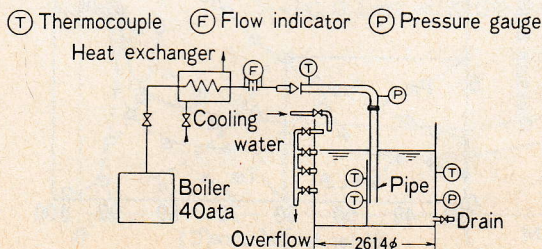


図6 実験装置

配管の水深は 900 mm である。水槽中に誘起される凝縮振動の振幅は低中温域で水温上昇につれ増大する傾向にあるが、高温域では逆に低下し、本例の場合 84°C で凝縮振動はほぼ消失している。振幅が最大となる水温域では激しい凝縮音を伴うが、凝縮振動が消失すると凝縮音は完全に消滅する。水深を変えても凝縮振動限界を与える水温は変わらなかった。

図 8 は圧力波形の平均振幅 (rms) を水温に対してプロットしたものでパラメータは蒸気流束を示す。蒸

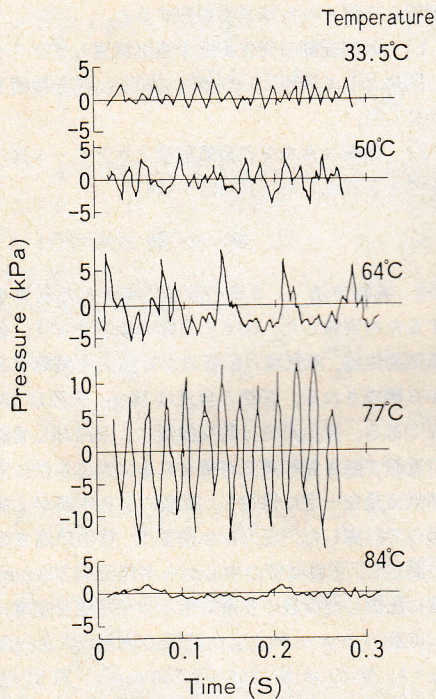


図 7 圧力振動測定例

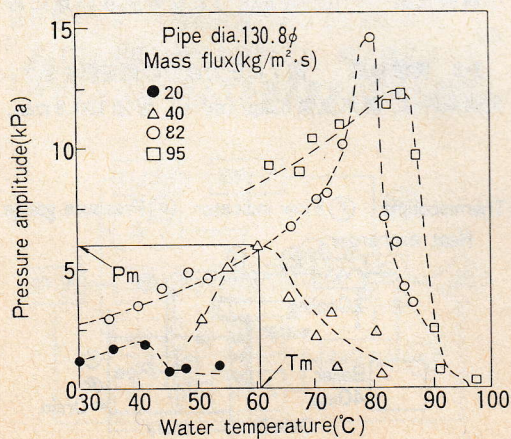


図 8 圧力振幅の水温依存性

気流束一定の条件下では、水温に対して振幅が最大となる点が存在し、最大振幅 P_m を与える水温 T_m は蒸気流束の増大に伴い高温側 (低サブクール度側) に移行する。また、 P_m は蒸気流束の増加とともに増大することがわかる。さらに、蒸気流束が増加するほど最大振幅発生点から単位の温度上昇に対する振幅の低下こう配が大きくなる傾向にある。上記した実験データの特徴は図 5 に示した Δe と π_c の関係と酷似しており、理論から予測された振動エネルギーのサブクール依存性を定性的に裏づけていると言える。

次に、最大振幅 P_m を与える蒸気流束と水温 T_m との組合せを各実験ケースごとに求めプロットすると図 9 を得る。福田の実験データ⁽³⁾をも合せて示した。福田のデータは凝縮形態の遷移点として定義されているが、本実験データから推定した $P_m/2$ を与える水温の線上にほぼ乗っている。この点を考慮すると、最大振幅を与える流束と水温の関係は管径に依存せず、一定の関数関係にあることが予想される。また、蒸気流束が 100 kg/(m²·s) 以上の範囲では、最大振幅を与える

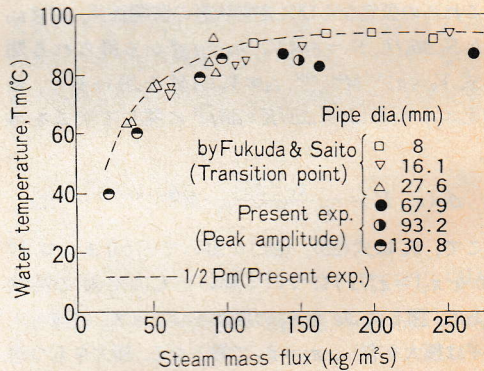


図 9 最大振幅を与える水温と蒸気質量流束の関係

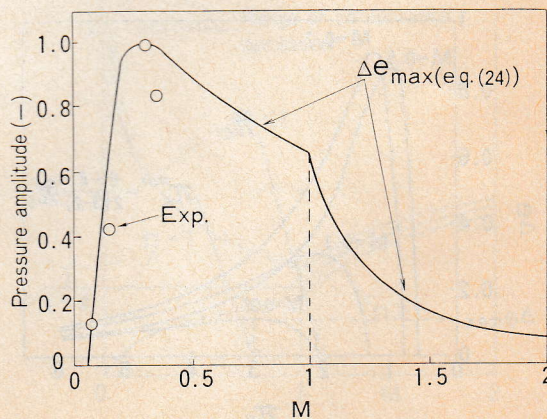


図 10 最大振幅のマッハ数依存性

水温の流束への依存性...
温には漸近値が存在す

3-3 理論と実験との...
論と比較する。噴流...
形態を経由して水槽...
流速場。したがって動...
ので、圧力振幅の絶...
要となる。本報では圧...
力振幅の相対値の準...
験値と計算値の比較...
82kg/(m²·s)の最大振...
る。これから、比較...
値の傾向を良く表し...
は、 $n=0.9$, $l=0.741$ の...
る。 $M>0.3$ では振幅...
の場合、振幅の著し...
は福田が超音速域で観...
に一致する。

図 11 は図 8 の実験値...
(R-113)の実験値を無...
には従来良く知られて...
用いている。これから、...
 M 値において水系の値...
ブ数は異種媒質間の凝...
るうえで適切でないこ...
図 12 は、式 (21) で定...
値の整理ならびに予測...
水のデータの間に顕著...
<0.075 に存在する 6...
は、該当する範囲に水

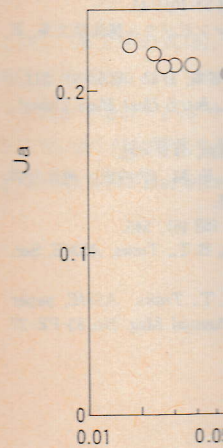


図 11 凝縮振動

水蒸気の流束への依存性は小さく、最大振幅を与える水蒸気には漸近値が存在する。

3.3 理論と実験との比較 図8の最大振幅を理論と比較する。噴流から水への仕事は運動エネルギーの形態を経由して水槽の側壁では動圧に変換される。流速場、したがって動圧もまた水槽の体系に依存するので、圧力振幅の絶対値を知るには流れ場の解析が必要となる。本報では圧力源の挙動に着目しているので、圧力振幅の相対値の挙動を理論と比較する。図10に実験値と計算値の比較を示す。各実験点の大きさは流束 $82\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ の最大振幅に対する相対値を示している。これから、比較的 M の小さい範囲でモデルは実験値の傾向を良く表していると言える。最大振幅発生点は、 $n=0.9, l=0.741$ の場合(後述)、 $M \approx 0.3$ に現れる。 $M > 0.3$ では振幅は単調減少し、特に超音速流れの場合、振幅の著しい低下が示されている。このことは福田が超音速域で観察した凝縮音の低下⁽³⁾と定性的に一致する。

図11は図8の実験値と福田らの行ったフレオン(R-113)の実験値を無次元表示したものである。縦軸には従来良く知られているヤコブ数 $Ja = c_p \Delta\theta/L$ を用いている。これから、フレオンデータの Ja 値は同一 M 値において水系の値の約2倍を示しており、ヤコブ数は異種媒質間の凝縮振動データを統一的に表現するうえで適切でないことがわかる。

図12は、式(21)で定義されている π_c^* による実験値の整理ならびに予測値との比較を示す。フレオンと水のデータの間には顕著な相違はないことがわかる。 $M < 0.075$ に存在する6個のフレオンデータについては、該当する範囲に水系のデータがないのでこの範囲

におけるデータを π_c^* で整理可能かどうかについては、現時点で判断は下せない。なお、福田らの分類⁽³⁾によれば、上記のフレオンデータはタイプBの凝縮形態、すなわち、管の出口部で液の逆流が小規模に発生する形態とされており、本モデルで仮定した凝縮形態とは異なる。いずれにしても、凝縮振動の発生範囲については、新しい無次元数 π_c^* を用いることにより異種媒質間のデータを統一的に整理できることが示された。

予測式中の無次元パラメータ、 n, l, x はそれぞれ以下のようにして定めた。まず、凝縮速度の流速依存性を示す $n (= a+k)$ については、福田が蒸気噴流について整理した凝縮熱伝達率 $h_B \propto R_0^a$ を用いた。この表示式の伝熱面積は噴流界面を基準としているので、その指数0.9は本モデルにおける液滴表面での熱伝達率の指数 a と直接対応づけられるものではない。むしろ伝熱面積の流速依存性を示す指数 k と a を合せた n に対応するものと考えべきである。これより、 $n=0.9$ とした。 l と x については、式(23)の関数形を与えて、著者のデータ(□印)を基に回帰分析した。その結果 $l=0.741, x=0.502$ を得た。パラメータの値は $2/3 < l < 1$ の範囲にある。このことは、 l の物理的意味(2.2節)から、噴流形状が球面($l=2/3$)と円筒面($l=1$)との中間的形状であることを示しており、現象の観察結果⁽³⁾と矛盾しない。また、乾き度 x の値も、非加熱上昇管でのエントレインメント測定実験から推定した値($x \approx 0.6$)に近く妥当である。

計算と実験を比較すると、凝縮振動範囲にあるデータ($M > 0.075$)については、全体として良い一致が得られている。計算値は $M=0.0574$ で $\pi_c^* \rightarrow \infty$ となる挙動を示す。これは、式(1)を用いたエントレインメン

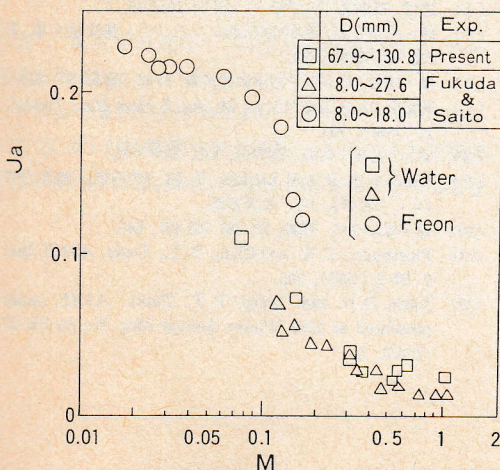


図11 凝縮振動発生限界の Ja による整理

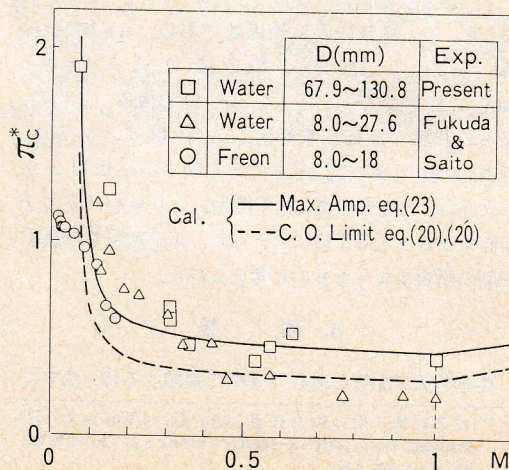


図12 凝縮振動発生限界の π_c^* による整理

ト発生下限流速 $u=30$ m/s ($M=0.075$) にほぼ近く、エントレインメント発生を仮定する本モデルの妥当性を示すものと考えられる。しかし、データと計算値との相違を詳細に分析すれば、低流速域で計算が実験を過小評価する傾向にある。福田らのデータはその定義から、モデル上は実線と破線で囲まれる範囲に存在すべきであるが、 $M<0.3$ の範囲で上記の傾向が見られる。著者の実験についても同様である。以下この点について考察する。

4. 考 察

4.1 噴流内現象の熱的非平衡性 低蒸気流速域 ($M<0.3$) では振動発生限界を与える水温は低温側にあるので、凝縮振動の周波数は高い。このような場合、噴流内の蒸気と液滴との間の相変化の過程は熱的に非平衡性を帯びてくるのが予想される。この時噴流内の圧力変動は可逆断熱的に進行するので、主として気体(蒸気)を媒介とすることになりみかけの音速 C は熱平衡を仮定した本モデルの音速よりも速くなる。すなわち、 $C^2 > xC_g^2$ となるので見かけ上噴流内の乾き度が高くなり図 12 中の計算値は上側にシフトする。この非平衡性の程度を定量的に評価しよう。

綾らの実験式 $f=95.3(\Delta\theta/D)^{2/3(5)}$ 、 f : 周波数 [Hz]、 D : 管径 [mm]、 $\Delta\theta$: サブクール度 [K] を用いて図 12 中の水の実験範囲で f を試算すると、 $20 < f < 130$ Hz となる。一方、森らの噴霧流中の音速に関する研究⁽¹⁰⁾によれば、 ω を現象の角周波数、 τ を平衡状態に至るまでの遅れとして、 $\tau\omega$ より非平衡過程の音速が支配される。 τ は液滴径 d に依存し次式で与えられている。

$$\tau = \left(\frac{d}{2}\right)^2 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right) / \nu_g \dots\dots\dots (25)$$

ここに、 ν_g : 蒸気の動粘性係数である。 $u=100$ m/s ($M=0.22$)、 $f=130$ Hz の場合式(11)より $d=0.1$ mm、これを式(25)に用いて $\tau\omega=40$ を得る。この時、森らの計算では気液重量比 $G_l/G_g=0.3$ ($x=0.77$ に相当)の場合、 $C^2/C_g^2 > 0.9$ であり明らかに 0.77 よりも大きい。したがって、非平衡性により見かけ上の x が高くなることは十分に考えられ、低流速域での過小評価の原因になったものと考えられる。

5. 結 言

高速蒸気が配管を通じて液中で凝縮する際、液中に

1 π_c^ の評価に用いた物性値: (水) $C_p=439$ m/s, $L=539$ kcal/kg, $\theta_{sat}=373$ K. (R-113) $C_p=122$ m/s, $L=35.07$ kcal/kg, $\theta_{sat}=320.6$ K

誘起される圧力振動の発生機構を、蒸気噴流の機械エネルギー生成に着目したモデルを用いて検討した。またモデルの妥当性を実験により確認した。以下に主要な結論を示す。

(1) 蒸気流速を固定して液温を上昇する過程で振動の成長と消滅があることを理論的に予測し、かつ実験により確認した。

(2) 凝縮振動特性を支配する新しい無次元数 π_c を得た。 π_c は変動圧力場でのサブクール度の尺度を表し、これを用いると異媒質間の実験データ(水系とフロン系)を統一的に整理できる。

(3) 凝縮振動の振幅と振動発生範囲をマッハ数と π_c の関数として解析的に表現した。これらの予測式は幅広い実験データと定量的に一致した。

(4) 振幅は水温の上昇とともに増幅し極大値を経由して減衰する。この振幅極大値は、マッハ数 $M < 0.3$ で流速とともに増大し、 $M > 0.3$ では逆に減少する。特に超音速域 $M > 1$ では振幅の著しい低下がある。水温上昇に伴う振幅の増大は、本モデルによれば噴流体積の増加として説明される。

(5) 凝縮振動消滅点を与えるサブクール度は、蒸気流速の増大とともに小さくなり、 $0.5 < M < 1$ でほぼ一定値を有する。 $M > 1$ では逆に流速とともに増大する。

(6) 凝縮振動の発生範囲は、 $8 < D < 130$ mm の範囲で蒸気配管の管径に依存しないことを、理論と実験から確認した。

文 献

- (1) 有信・和田, 機講論, No.770-14 (昭52-10), 78.
- (2) 福田・斉藤, 日本原子力学会誌, 24-5 (昭57), 372.
- (3) 福田, 日本原子力学会誌, 24-6 (昭57), 466.
- (4) 班目, 機講論, No.780-14 (昭53-10), 44.
- (5) 綾・ほか2名, 第20回伝熱シンポジウム講演論文集, B 315 (昭58-6), 283.
- (6) 綾・成合, 日本原子力学会要旨集, D 43 (昭58-9), 211.
- (7) Wallis, G. B. and Wicks, M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 11 (1968), 783.
- (8) 赤川, 気液二相流, (昭49), 138, コロナ社.
- (9) Landow, L. D. and Lifshitz, E. M. (竹内訳), 流体力学(2), (昭47), 285, 東京図書.
- (10) 森・ほか2名, 機論, 37-295 (昭46), 546.
- (11) Florshuetz, L. W. and Chao, B. T., *Trans. ASME, Ser. C*, 87-2 (1965), 209.
- (12) Jones, D. D. and Dodge, F. T., *Trans. ASME, paper presented at 1983 Winter Annual Mtg. No. 83-PE-27* (1983), 3.

【質問】 綾 威 達 (他)

(1) 機械エネルギーの生産線形安定論による限界は同一の範囲にありたい。

(2) 蒸気が配管を通して現象には、チャタリングなどのような高周波な振動があり、これはこれら二つの成分が重畳したような低流速でも界面エネルギー生産は正であるはずである。森らのデータに流速限界が存在している。考察において、理論と実験の熱的非平衡性からの説明を試みる。少ない低流速における相対的に重要になることにも思える。すなわち、低流速域で評価すれば小さく見積もりの点に関してのお考えをお願い。

(回答) (1) 本論文でからみた振動発生限界について基礎式に気泡の運動方程式を発生限界を線形安定論の立場の結果は、気泡の運動方程式の場合には異なる。しかし、気泡の加質量のみで表せ、減衰項が結果は一致する。そのことを運動方程式を

$$\delta p = \frac{\alpha K}{V_0} \frac{d^2 \delta V}{dt^2} \dots\dots\dots$$

と表し、本文中の式(3)、(13)

特性方程式は

$$\alpha t_s s^3 + \alpha(l-F)s^2 + t_s s + \dots$$

ここで、 α : 付加質量を表す係数である。式(ii)に Hurwitz の安

討 論

〔質問〕 綾 威雄〔船舶技術研究所〕

(1) 機械エネルギーの生産から見た振動発生限界と線形安定論による限界は同一のものかどうかお教え願いたい。

(2) 蒸気が配管を通して液中で凝縮する際の振動現象には、チャッキングなどの低周波なものと同縮振動のような高周波な振動があり、約 40 m/s 以下の流速ではこれら二つの成分が重畳して現れる。したがって、このような低流速でも界面変動による機械エネルギーの生産は正であるはずである。これが図 11, 12 のフレオンのデータに流速限界が存在しない結果として現れている。考察において、理論との違いに対して噴流内の熱的非平衡性からの説明を試みているが、エントレインメントの少ない低流速においては、界面上の凝縮が相対的に重要になることにも大きな一因があるように思える。すなわち、低流速域での熱伝達率を $h \propto R_0^{0.9}$ で評価すれば小さく見積もりすぎなのではないか。この点に関してのお考えをお聞きしたい。

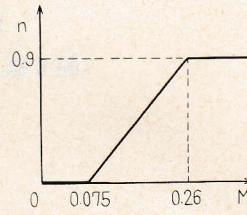
〔回答〕 (1) 本論文では、機械エネルギーの生産から見た振動発生限界について言及したが、本文中の基礎式に気泡の運動方程式を加えることにより、振動発生限界を線形安定論の立場からも検討できる。両者の結果は、気泡の運動方程式が減衰項を含む一般の場合には異なる。しかし、気泡運動への液体の影響を付加質量のみで表せ、減衰項が無視できる場合、両者の結果は一致する。そのことを以下に例証する。気泡の運動方程式を

$$\delta p = \frac{\alpha K}{V_0} \cdot \frac{d^2 \delta V}{dt^2} \dots\dots\dots (i)$$

と表し、本文中の式(3), (13), (14)を用いると、系の特性方程式は

$$at_s^3 + \alpha(l-F)s^2 + t_s s + l = 0 \dots\dots\dots (ii)$$

ここで、 α : 付加質量を表す係数、 s : ラプラス変数である。式(ii)に Hurwitz の安定条件を課すと $F \leq 0$ を



付図 1

得る。よって、発振条件は $F > 0$ となり本文の結果と一致する。上記の仮定は、振動数の高い凝縮振動では常に成立すると考えられるので、凝縮振動に関するかぎり両手法は同一の結果を与えると言える。

(2) 二つのご指摘があるものと理解する。第 1 点は、極低流量でも機械エネルギーの生成があることを現象論から例示され、モデルとの不一致を指摘されている。ご指摘のとおり、極低流量時にも機械エネルギーの生成があることは著者も認める。極低流量時には気泡の変形量が大いので、微小変形を仮定する本モデルからは予測が困難である。したがって、この流量範囲にあるフレオンの発振限界データを説明するには別なモデルを開発する必要があると思われる。

第 2 点について、福田の熱伝達表示 $h \propto R_0^{0.9}$ は、流速範囲 $M > 0.26$ で確認されている。一方、エントレインメントの発生限界は $M = 0.075$ であるので、 $h \propto R_0^{0.9}$ における指数 n を M の関数として、付図 1 のように表す。ここで、 $n=0$ は熱伝達が界面上のみであることを示す。これを式(20)に用いて発振限界を計算すると $M \approx 0.2$ で $\pi \epsilon \rightarrow \infty$ となり、今度は逆に実験値を大幅に過大評価する。よって、ご指摘のように、低流速域では界面上の凝縮が相対的に重要になることは確かと思われるが、実験値と理論との違いの主因は他にあると考えられる。