

### 第3章 振動現象のメカニズム[54]

蒸気をプール水中で凝縮させた際の圧力振動を振動波形や界面変動の観察に基づいて分類し、それぞれの様式の特徴と発生範囲を明らかにした。この振動現象を振動周波数から見れば、いずれの様式も低周波成分と高周波成分のいずれか或は二つの成分からなっている。そこで、振動現象のメカニズムを、各振動様式ごとに考える代わりに各様式に共通する周波数成分ごとにその発生メカニズムについて考察することにする。

#### 3.1 低周波振動のメカニズム

第2章において、間欠的振動や遷移振動を引き起こしている低周波振動成分の特徴を明らかにする上で、その発生メカニズムに関連したデータも一部示したが、ここでは、低周波成分がヘッダーを含む大きな蒸気空間に支配されていることをより明確にする。

図3-1は、遷移振動領域におけるヘッダー圧力とベント管出口付近の流体温度 $T_3$ と $T_4$ （図2-1参照）の周期的な変動例である。ヘッダー圧力は、温度 $T_3$ や $T_4$ の変動から推定される蒸気-水界面の運動とよく対応している。時刻0.1~0.3秒の間はベント管内へプール水が逆流しない期間である。この間の $T_4$ の変化により示される界面変動は周波数が30Hz前後であり、逆流の伴うチャギングに比べて短周期であるが、低周波振動の一種と見なされる。というのは、この振動の発達したものがプール水の逆流を伴う典型的なチャギング、即ち、間欠的振動であるからである。ヘッダー圧力と界面変動の同期性の良さは、低周波圧力振動成分がヘッダーまでも含んだ大きな蒸気空間をコントロール容積とする振動であることを物語るものである。図3-1の場合はベント管数が1本であるが、ベント管数5本の場合でも各ベント管出口の界面変動とヘッダー圧力の変動がよく一致する（図2-14参照）ことは、多ベント系においても低周波振動成分が、ベント管系をまとめるヘッダーをコントロール容積としていることを示している。この事は、ベント管内径が60cmの実規模装置（ベント管数7）においても同様であって、周期約2秒のチャギングがベント管間で実質上同期している[55]（厳密にはベント管間でチャギング開始に平均で32ミリ秒の差）。

ベント管出口付近の蒸気凝縮に起因する圧力振動がヘッダーのようにベント管を通して離れた空間に支配されるためには、振動周期が圧縮波のベント管通過時間に比べて十分長いことが必要である。本装置の場合、0.5mベント管で圧縮波の通過時間は、1.2ミリ秒、実規模装置（ベント管長約14m）の場合35ミリ秒程度であり、蒸気流がある場合でもこれらの値の数倍までであろうと考えられ

るので、いずれの装置においても低周波成分の周期は圧縮波のベント管通過時間に比べて十分長いと言える。

次章以降の解析では、低周波振動をベント管及びヘッダーまで含めた蒸気空間への流入蒸気量と凝縮による流出蒸気量とのバランスによって生じる圧力振動として取り扱う。

### 3.2 高周波振動のメカニズム

ベント管内の圧力振動に含まれる高周波成分は気泡凝縮振動ばかりでなくチャギング時にも現れるので、振動様式ごとにその発生メカニズムを考察する。

#### 3.2.1 チャギング時の高周波振動

図3-2は、典型的なチャギング時に、ベント管内へのプール水の逆流に伴い高周波圧力振動が間欠的に発生する様子を示している。温度 $T_3$ と $T_4$ をヘッダー圧力と対応づけて見ると、高周波振動の発生には図中に示される(a)~(b)の3つの場合のあることが分かる。即ち、

(a) 蒸気-水界面がベント管内を上昇し始める時

(b) 界面運動がベント管内で下降から上昇に転ずる時

(c) 界面が下降しベント管出口に達した時

である。タイプ(b)の振動は、蒸気流束を減少させると(a)と(c)の間に2回以上生じる。図3-2のようにタイプ(b)が1回の場合を「双子タイプ」のチャギングと呼ぶことにする(次章の数値解析の項参照)。同様に、(b)が2回、3回…の場合、三つ子、四つ子タイプと呼ぶ。逆に蒸気流束を増加させていくと、タイプ(b)が消え、タイプ(a)と(c)が一つになる遷移振動が発生する。更に蒸気流束を増すと、次第に気泡凝縮振動へと移行する。

ベント管内を下降する界面がプール水まで達せずベント管内で上昇に転じる際にもタイプ(b)の高周波圧力振動が生じるという事実は、低周波成分や高周波成分の発生には必ずしもプール水中において蒸気泡の崩壊が必要であるとは限らないことを意味しており、ベント管系に生ずる圧力振動発生メカニズムを考える上で重要である。

図3-3は、高周波振動発生時の様子を詳しく調べるために、図3-2の $P_V - P_A$ の時間軸を拡大したものである。これらの図から、高周波成分の性質に関して以下が得られる。

(i) 高周波成分は常に負圧から始まり、その直後に最大の正圧ピークが現れ次第に減衰する。(図(a)の場合は、一つ先のチャギングによる高周波成分が残っている状態から始まっている)

(ii) 振動周波数はタイプに依らずほぼ同一。

(iii) よく発達した振動では、正圧のピークは負圧に比べて鋭く大きい。



いる。いずれの場合も高周波振動が連続的に発生しているが、蒸気流束のやや少ない図3-7の段階では、温度 $T_4$ の変動と高周波成分の発達の良い一致が見られる。この界面変動は周期約0.02秒であり、チャギング時の界面変動と比べてかなり短い。周期がこのように短くなってくると、界面変動とヘッダー圧力との対応はほとんどなくなり、高周波圧力振動ばかりでなく、界面変動もベント管ごとに独立していると言える。蒸気流束の増した図3-8では、高周波振動成分がほぼ完全に連続して続き、界面変動を示す温度 $T_4$ の変化が、前章の高速写真による観察結果と同様、圧力変動によく同期している。ベント管数は5本であって、温度 $T_4$ とヘッダー圧力との相関は前図同様弱いことが分かる。

以上の検討から、圧力変動のベント管間の同期性は周波数が高くなる程弱くなっていると言える。この結果は久木田らによる実規模試験[29]の結果とも一致している。

図3-9は、図3-8の連続的な高周波振動の波形を拡大したものである。チャギング時の高周波振動が間欠的或いはうなり状に現れることを除けば、高周波振動成分の基本的性質は振動様式に依らないと言える(図3-3参照)。高周波成分の周波数が150Hz前後と余り蒸気流束の影響を受けないのに対して、界面変動の周波数は低蒸気流束の数Hzから蒸気流束の増加とともに増え、気泡凝縮振動に達すると高周波圧力振動と同じ150Hz程度になる。ただし、前章でも述べたように、高速度カメラによる観察によると、チャギング時においても振巾は小さいが大きな低周波界面変動に重畳して、高周波圧力振動と同じ周期の界面変動が存在する。

### 3.2.3 高周波圧力振動の物理モデル

実験データに基づき高周波成分の性質について詳しく調べてきたが、これまでの検討結果をまとめると、ベント管内に生じる高周波圧力振動の発生に関して次のような物理モデルが導き出される。高周波圧力振動を引き起こすコントロール容積は、ベント管出口の蒸気泡或いはベント管内の界面近傍の蒸気空間であって、その容積へ流入する蒸気量と界面で凝縮する蒸気量のバランスによって圧力振動が生じる。コントロール容積内で生じた圧力変動は、種々の音響的效果の影響を受けながら、プール水中やベント管内を上流側へ伝播する。このモデルから、高周波振動成分がベント管の長さに依存しないことや、ベント管間で独立していることが説明できる。

### 3.3 各振動様式の発生メカニズム

前節で述べた低周波及び高周波振動成分のモデルを使えば、チャギング等各振動様式で生じる圧力振動の発生パターンを、低周波界面振動の周期と界面変

動に伴う蒸気流束の変動から説明することができる。

### 3.3.1 間欠的振動時の初期負圧

間欠的振動時にスパイク的に現れる高周波振動の発生直前では、一つ前のチャギングから界面がベント管内のみを上下に運動しているため、界面の水側境界層の温度はほとんど飽和温度に達しており、蒸気凝縮は実質上零と見なしてよい。従って蒸気凝縮に起因した高周波振動は生じていない。そこへ界面がプール水中へ突き出され、急激な凝縮が起こるため大きな負圧が発生する。これが、間欠的振動時の高周波振動が必ず負圧のピークから始まる所以である。

### 3.3.2 間欠的及びうなり状振動パターン

ベント管内にあった界面がプール水中へ出た瞬間のベント管内を流れる蒸気流束は平均的な蒸気流束よりはるかに大きく、気泡凝縮振動時に近い値となっているに違いない(5.5節 参照)。この瞬間蒸気流束は、蒸気-水界面近傍の水の持つ凝縮能力によって定められ、その凝縮能力は境界層水のサブクール度によって左右される。また、前章で示した図2-23のデータの内、蒸気流束変動の少ない気泡凝縮振動時の圧力振巾がプール水のサブクール度にほぼ比例している。これらの事柄を間欠的振動時に当てはめて見ると、界面がプール水中へ出た直後の境界層サブクール度は極大であり次第にサブクール度が失われ、蒸気流束が極大値からほぼ零へと減少する。即ち、高周波振動の振巾が始めに最大となり徐々に減衰し、次のチャギングまで高周波振動が生じない。これが間欠的振動時に高周波振動がプール水の逆流に伴ってに生じるプロセスである。

同様のことが遷移振動時のうなり状波形に対しても適用できる。この場合は、界面変動振巾とその周期は間欠的振動の場合よりもはるかに小さいため、境界層のサブクール度は常に変化しており、蒸気流束もその変化に応じて変動している。従って、高周波振動の圧力振巾は蒸気流束の変動とともに発達と減衰を繰り返すいわゆるうなり状となる。そして、更に平均蒸気流束を増加させていくと、界面変動と圧力変動の周期が一致した気泡凝縮振動へと移行する。図3-10は、界面変動周波数を温度 $T_3$ や $T_4$ の変動から求め、蒸気流束の増加とともにチャギングを引き起こす低周波振動から高周波振動へと遷移する様子を示している。

## 3.4 第3章のまとめ

蒸気の液中凝縮に伴う振動現象を周波数から見れば、ベント管径1.8cm程度の小規模装置ではいずれの振動様式も、2~8 Hzの低周波成分と200Hz前後の高周波成分の組み合わせから成っている。多ベント管系におけるベント管間の各周波数成分の周期性の有無、及び、高周波成分がヘッダー圧力にほとんど現れないことなどから、高周波成分と低周波成分はそれぞれベント管出口に形

成される蒸気泡とヘッダーまで含んだ大きな蒸気空間をコントロール容積とする圧力振動であることを明らかにした。このような圧力振動のメカニズムを使い、両周波数成分の混在する間欠的振動や遷移振動、高周波成分のみの卓越する気泡凝縮振動及び低周波成分のみから成るバブリングまで全ての振動様式における圧力変動と界面変動の特徴が矛盾なく説明できることを示した。

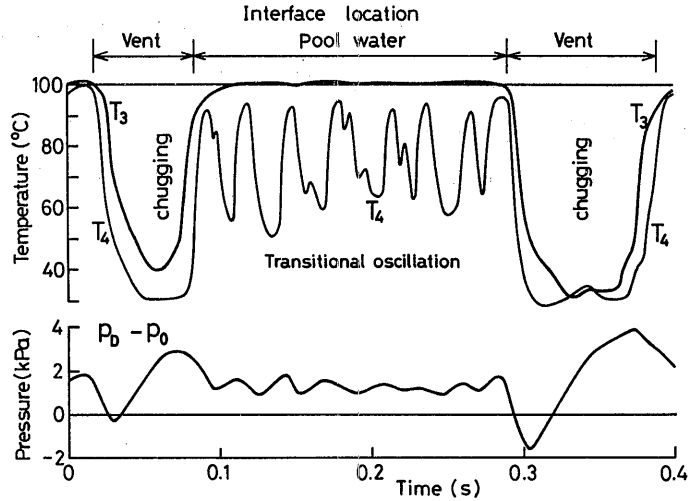


図3-1 間欠的振動領域におけるベント管出口近傍の温度変化とヘッダー圧力変動との対応

$T_3$ が飽和蒸気温度(100℃)を示す間が遷移振動の発生時期で、界面は $T_3$ と $T_4$ の間で振動していることがうかがわれる。

$$(d_v = 0.029 \text{ m}, l_v = 0.5 \text{ m}, n = 1, T_L = 34 \text{ }^\circ\text{C}, j_s = 19.2 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$$

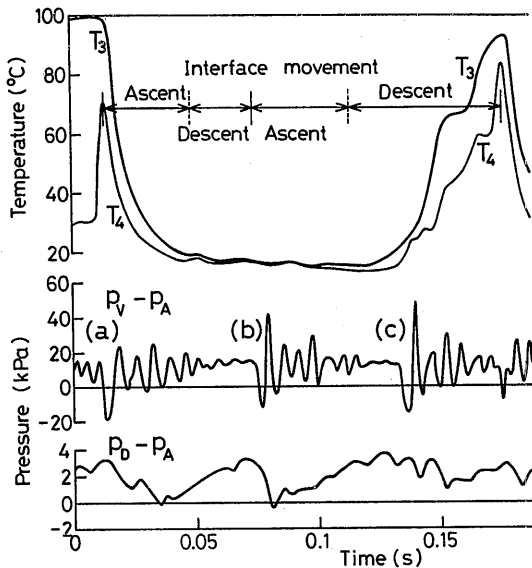


図3-2 チャギングに伴う高周波圧力振動の発生パターン

$$(d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 1.0 \text{ m}, n = 5, T_L = 13 \text{ }^\circ\text{C}, j_s = 13.0 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$$

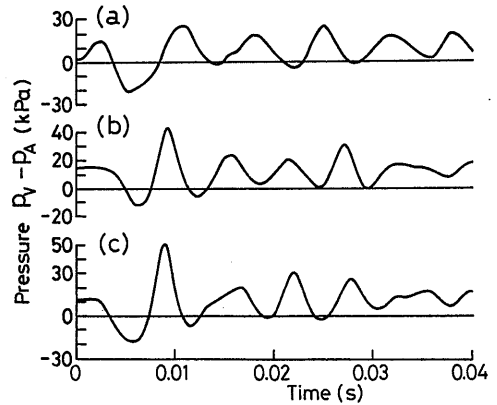


図3-3 図3-2で示されたベント管内圧力変動波形の拡大図

(三つの発生パターンに類似性が認められる)

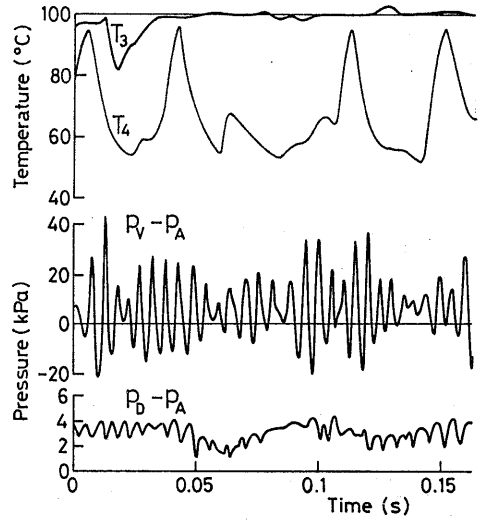
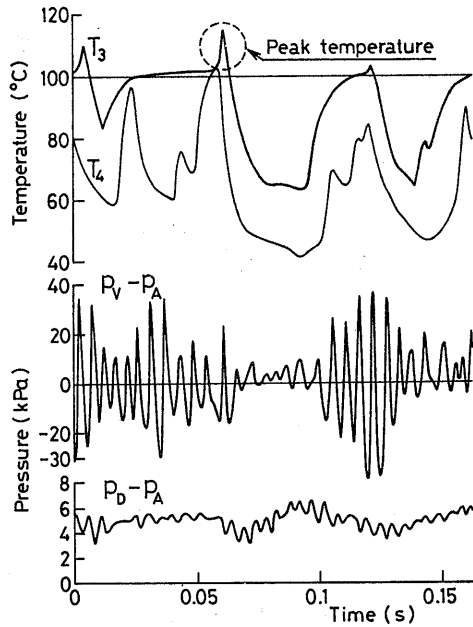


図3-4 プール水の逆流を伴う遷移振動時のビートの高周波圧力振動

$$(d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 1.0 \text{ m}, n = 5, T_L = 29 \text{ }^\circ\text{C}, j_s = 20.5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$$

図3-5 蒸気-水界面の往復運動に同期して現れるビートの波形を持った遷移振動

(ベント管内へのプール水の逆流はない)

$$(d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 1.0 \text{ m}, n = 5, T_L = 27 \text{ }^\circ\text{C}, j_s = 21.2 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$$

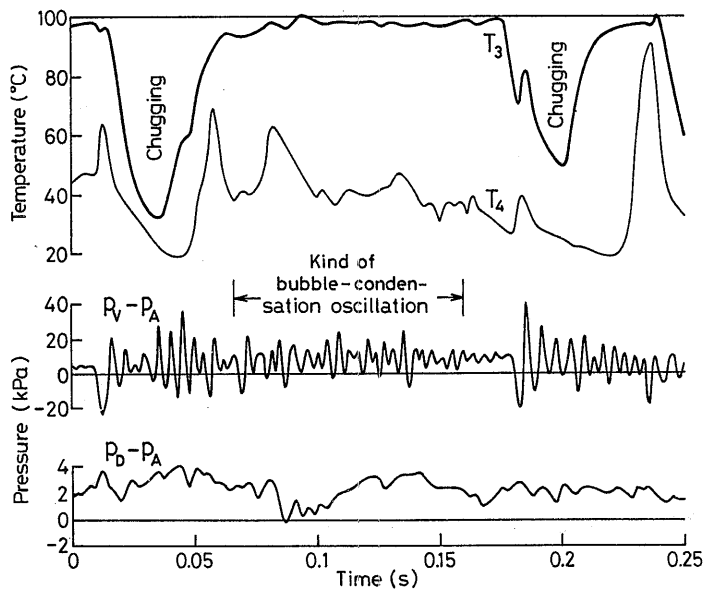


図3-6 チャギング間で見られる連続的な高周波圧力振動の発生状況 (図3-2と同条件)







このように考えると、図4-1で示された三者によるチャギング限界は、実質的には同一の内容であるということが出来る。また、Ayaらおよび福田らは、ベント管径  $d_V$  や相対ヘッダー容積  $V_S/A_V$  などの実験パラメータの範囲内では、チャギング限界に対するそれらの影響はほとんど無いことを見出だしている。

一方、チャギング発生の限界に関して理論的研究はほとんどなされておらず、福田ら[27]によるベント管先端の球状蒸気泡の微小変形に対し線形安定論を使って気泡寸法が不安定となる限界を求める研究があるのみである。この方法からはチャギング発生の上限水温は求められるが、蒸気流束に関する限界は求めることができない。

蒸気-水界面がベント管内を運動している間は図2-2で示したように、蒸気凝縮がほとんど行なわれないため、ヘッダーへの供給蒸気によりヘッダー圧力は上昇し、界面を下方へ押し下げる。この界面押し下げ効果——一種の強制項——は供給蒸気量の増加とともに大きくなり、チャギングによる流体振動の振幅と周期に大きな影響を及ぼすものと予想される。本解析は、供給蒸気による強制項に着目したモデルを用い、これまで十分には明らかにされていないチャギング時の流体振動が蒸気流束に依存することを示すとともに、チャギング発生の蒸気流束限界を求め、小規模実験装置による実験結果[51][53]との比較を行う。

#### 4.1.2 解析モデルと基礎式

チャギング時のリングアウト圧力振動に同期した界面変動の存在が高速度写真により確かめられている(2.2.3節参照)。しかし、この流体振幅はチャギングに伴う低周波で大きな流体振幅に比べるとわずかであって、本解析の対象であるチャギングの周期と流体振幅にほとんど影響を及ぼさないので、リングアウト圧力振動による流体振動は含まれていない。

実験装置に対応した図4-2に示される解析体系に対し、供給蒸気による蒸気側の圧力上昇、即ち、蒸気-水界面を下方へ押す効果に重点をおき、解析的取扱いを容易にするため、次のような近似または仮定を設ける。

—解析条件—

- (1) ベント管内の蒸気-水界面への蒸気凝縮はない。

$$\frac{d(\rho_S V_S)}{dt} = G_{IN} \text{ (const.)} \quad (1)$$

- (2) ベント管内水柱の慣性力は平均高さ  $\bar{z}$  を使って  $\rho_L \bar{z} d^2 z/dt^2$  で表す。

$$\bar{z} = 0.5 z_{MAX} \quad (2)$$

- (3) 水柱運動に対するプール水の慣性力を模擬するため、直径  $d_V$  で高さ

$l_M$ なる仮想円柱をベント管出口下端に設ける。

(4) 水柱  $z + l_M$  の下端圧力  $P_B$  は一定。

$$P_B = P_A + \rho_L g l_H \quad (\text{const.}) \quad (3)$$

(5) 蒸気の状態は断熱変化をする。

$$\frac{d\rho_S}{dt} = \frac{\rho_{S0}}{\kappa P_{S0}} \cdot \frac{dP_S}{dt} \quad (4)$$

(6) ベント管容積を含むヘッダー容積は侵入プール水量より十分大きい。

$$V_S \gg A_V z_{MAX} \quad (5)$$

(7) 水柱運動に伴う摩擦抵抗はない。

— 解析条件の妥当性 —

比べ

ベント管内界面への凝縮は、界面がプール水中にある時に僅かであるので、条件(1)は近似的に成り立つ。ベント管内水柱の慣性効果は水柱高さ  $z$  に比例するが、 $z$  の代わりに平均値  $\bar{z}$  で取扱うため、 $z > \bar{z}$  では慣性力は実際より小さく見積もられ、 $z < \bar{z}$  では大きく見積もられる。そのため界面変動曲線は実験値のほうが  $z = z_{MAX}$  付近で丸びを帯びた曲線(図4-4、6参照)となる。しかし、条件(2)の近似は本報で解析するチャギング周期と流体振動振幅へは大きな影響を及ぼさないと考えられる。条件(3)の仮想質量としては計算機を使ったチャギングのシミュレーション解析に使用されている値  $l_M = d_V$  [37][51]を採用した。条件(4)の圧力  $P_B$  に影響を与えるプール水位の変化は一般にベント管内界面変動に比べ僅か(解析対象とした実験装置は、最大でも前者は後者の1/100程度)であるので無視できる。実験ではヘッダー内温度はほぼ飽和温度を示すので、条件(5)の断熱指数としては飽和蒸気の数値  $\kappa = 1.135$  を使った。相対ヘッダー容積  $V_S/A_V$  が小さいときは、界面変動による蒸気の圧縮効果が無視できなくなるが、小規模装置では  $z_{MAX}$  は高々 0.5m であり、 $V_S/A_V > 5m$  に対してはこの効果は小さい。条件(7)で無視した摩擦力の影響は、解析パラメータとして取扱われる積分定数  $C$  の中に含まれる。

— 基礎式 —

解析条件(1)~(7)を用いると以下の基礎式を得る。

ヘッダー内蒸気の質量保存式：

$$G_{IN} = V_S \frac{\rho_{S0}}{\kappa P_{S0}} \frac{dP_S}{dt} - A_V \rho_{S0} \frac{dz}{dt} \quad (6)$$





対し、 $j_s = 2.8 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では0.85となっており、蒸气流束が増すほど界面変動の非対称性が大きくなることが分かる。この非対称性は本解析モデルでは $\omega_c$ と $\tau$ を使って次式で表される(脚注(i)参照)。

$$\frac{\tau_{\text{DN}}}{\tau_{\text{UP}}} = \frac{\omega_c \tau}{\cos^{-1}\left(\frac{\sin \omega_c \tau}{\omega_c \tau}\right)} - 1 \quad (12)$$

式(12)の値は、図4-5で示されるように、 $\omega_c \tau = \pi$  ( $\dot{m}_s = 0$ )のとき1となり、チャギング限界に近づく( $\omega_c \tau \rightarrow 0$ )につれて $\sqrt{3} - 1 = 0.73$ に漸近する(脚注(ii)参照)。図4-5のデータは、チャギング周期 $\tau$ が解析と実験で一致するような $\omega_c$ を使って、図4-4の値をプロットしたものであるが、式(12)とほぼ一致していることが分かる。

図4-6は、式(10)を使って蒸气流束の影響を定量的に求めたもので、蒸气流束の増加とともに界面の押し下げ効果が強まり、 $z_{\text{MAX}}$ 、 $\tau$ および $\tau_c$ が減少していく様子が示されている。

#### 4.1.5 流体振動の振幅と周期

チャギングによる流体振動振幅 $z_{\text{MAX}}$ は、式(10)を使った繰返し計算により求められる平均振幅 $\bar{z}$ の2倍である。図4-7は、図2-1の実験装置について、マノメータ振幅 $C$ をパラメータとして計算した $z_{\text{MAX}}$ と実験値としての $z_{\text{MAX}}$ の平均値および最大・最小値を比較したものである。図4-7の解析値は図4-6で見られた供給蒸気による界面の押し下げ効果をさらによく表して

脚注(i)

$$\tau_{\text{DN}}/\tau_{\text{UP}} = \tau/\tau_{\text{UP}} - 1 \quad (a)$$

$$\text{式(10)より} \quad C \sin \omega_c \tau - D \tau / \omega_c^2 = 0$$

$$\text{従って} \quad D / (C \omega_c^2) = \sin \omega_c \tau / \tau \quad (b)$$

一方、 $\tau_{\text{UP}}$ に対しては

$$\left. \frac{dz}{dt} \right|_{t=\tau_{\text{up}}} = C \omega_c \cos \omega_c \tau_{\text{UP}} - \frac{D}{\omega_c^2} = 0$$

が成り立つ。式(b)を使えば、

$$\tau_{\text{UP}} = \frac{1}{\omega_c} \cos^{-1}\left(\frac{1}{\omega_c} \cdot \frac{D}{C \omega_c^2}\right) = \frac{1}{\omega_c} \cos^{-1}\left(\frac{\sin \omega_c \tau}{\omega_c \tau}\right)$$

となる。これを式(a)に代入すると式(12)を得る。

おり、 $C=0.6$ ,  $0.4\text{m}$  と  $0.2\text{m}$  に対するチャギング限界蒸気流束  $j_{\text{SCHG}}$  は式(11)から求められ、それぞれ  $25.9$ ,  $17.2 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  と  $8.6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  となる。

図4-7の実験データは、 $j_g < 2 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  では  $C$  が一定なる解析値とは大きく異なった傾向となっている。これは、このような低蒸気流束では図2-2の期間③で見られるベント管内界面への僅かな蒸気凝縮が相対的に大きくなり、解析条件(1)が満足されなくなるためと考えられる。 $j_g > 3 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  では、 $z_{\text{MAX}}$  の平均振幅は  $C=0.4\text{m}$  の解析値にほぼ沿って  $j_g$  の増加とともに減少し、 $20 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  付近で振幅が零、すなわちチャギング限界となる。また、振幅の最大値と最小値はそれぞれ  $C=0.6\text{m}$  および  $0.3\text{m}$  程度に相当することが分かる。このように流体振動振幅が  $C$  =一定 の解析値に沿って変化する

脚注(ii)

$$y \equiv \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{\omega_c \tau}{\cos^{-1} \frac{\sin \omega_c \tau}{\omega_c \tau}} \quad \text{を 求 め る。}$$

上式 of 分母・分子ともに 零 に近づくので、それぞれ  $\omega_c \tau \equiv x$  で微分を6回繰り返す。

$$\frac{1}{y} = \lim_{x \rightarrow 0} \left( -\frac{\cos x}{x} + \frac{\sin x}{x^2} \right) \bigg/ \sqrt{1 - \frac{\sin^2 x}{x^2}}$$

$$\frac{1}{y^2} = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{(x^2 - 1) \cos^2 x - x \sin 2x + 1}{x^4 - x^2 \sin^2 x}$$

$$= \lim_{x \rightarrow 0} \frac{2 \cos^2 x - x \sin 2x - 2 \cos 2x}{4x^2 - 2 \sin^2 x - x \sin 2x}$$

$$= \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin 2x - 2x \cos 2x}{8x - 3 \sin 2x - 2x \cos 2x}$$

$$= \lim_{x \rightarrow 0} \frac{x \sin 2x}{2 - 2 \cos 2x + x \sin 2x}$$

$$= \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sin 2x + 2x \cos 2x}{5 \sin 2x + 2x \cos 2x}$$

$$= \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\cos x - x \sin 2x}{3 \cos 2x - x \sin 2x} = \frac{1}{3}$$

$$\therefore y = \sqrt{3}$$



ことは、チャギング1回当たりの界面上昇の潜在的能力 $C$ が $j_S$ にあまり依存しないことを意味している。

蒸気流束の増加とともに振動様式はチャギングから凝縮振動へと遷移する。図4-8は、図2-15で示される装置に対して、この遷移過程における界面変動周波数の解析値と実験データとを比較したものである。実験データはベント管出口から5mm下方に設けた熱電対を使って測定した流体温度の変化から求めた。プール水温が20~30℃および40℃の実験データは、 $C=0.5$ mの解析値とほぼ一致して、 $j_S$ の増加とともに次第に周波数が増し、 $j_S=20$ kg/(m<sup>2</sup>·s)付近で急激に気泡凝縮振動における振動周波数(この装置の場合150Hz程度)へ移行していく様子が示されている。この蒸気流束付近での勾配が解析値よりゆるやかなのは、チャギング限界に近づくと $z_{MAX}$ が小さくなり $\tau$ と $\tau'$ が同じオーダーとなるため、 $f=\tau^{-1}$ から求めた近似値よりも実際は小さな周波数 $(\tau+\tau')^{-1}$ となるためと考えられる。プール水温が70℃の場合は、図4-1で示したように $j_S>10$ kg/(m<sup>2</sup>·s)ではプール水の逆流を伴うチャギングは起こらず、ベント管出口を包んだ蒸気泡が膨張・収縮を繰り返す振動様式となるため、本解析法は適用できない。そのため、実験データは $C$ が一定の解析値とはかなり異なったものとなっている。しかし、この場合にあっても実際の界面変動周波数は $j_S$ の増加とともに次第に気泡凝縮振動の値に近づく。

#### 4.1.6 考察

積分定数 $C$ は供給蒸気による界面の押し下げ効果のないときの界面の到達高さを表しているが、これまで調べてきたように、チャギングによる流体振動振幅や周波数を決定づける重要なパラメータである。 $C$ の値は、界面がプール水中に存在するごく僅かな期間 $\tau'$ で行われる蒸気凝縮の程度、それによるヘッダー圧力の低下の大きさ、蒸気泡の崩壊に伴うプール水の突進とプール水が水柱となってベント管内を上昇する際の流動抵抗などにより支配される。従って、 $C$ はプール水温、ヘッダー容積やベント管径の影響を受け、それを解析的に求めるには蒸気凝縮が伴う期間 $\tau'$ も含めて解かねばならないが、本解析ではチャギング特性の蒸気流束依存性に焦点を絞っており、 $C$ をパラメータとして取扱った。しかし、本解析法からも $C$ の性質とそれに関連した事柄で考察できる部分があるので、以下に述べる。

##### (1) ヘッダー容積とチャギング限界

図4-9は、パラメータ $C$ を一定(0.4m)とした際の式(11)で表されるチャギング限界における蒸気流束 $j_{SCHG}$ と相対ヘッダー容積 $V_S/A_V$ の関係を示している。 $V_S/A_V > 50$ mではほぼ $j_{SCHG} \propto V_S/A_V$ が成り立ち、 $V_S/A_V < 1$ mではほぼ $j_{SCHG} \propto (V_S/A_V)^{-1/2}$ という関係になっている。図4-9に示すよう

に  $V_S/A_V$  の実験範囲では  $j_{SCHG}$  の計算値に10倍以上の差が生じるが、図4-1で示されるようにその実験範囲ではチャギング限界の実験値は  $V_S/A_V$  にあまり依存していない。この違いは大きな矛盾のように見える。しかし、次のように説明することができる。

チャギングによるベント管内へのプール水の逆流は、蒸気泡の崩壊に伴うプール水の突進に基づく慣性力と蒸気側の負圧による吸い上げにより引き起こされる。前者の効果がCの大きさを決定づけると考えると、前者はヘッダー容積の影響を受けないので、Cは  $V_S/A_V$  に依存しないことになり前述の矛盾とぶつかる。

しかし、蒸気流束が数  $kg/(m^2 \cdot s)$  のとき界面がベント管外へ出ないまま(蒸気泡の崩壊を伴わず)再上昇することがある[26][54]ことと、複数ベント管のときベント管内を上下振動する水柱運動がベント管間で実質上同期[54][55]していることから、チャギング時の水柱運動はベント管を含むヘッダー内の圧力変化にほぼ支配されるものと言える。すると、ヘッダー圧力の負圧の大きさは  $V_S/A_V$  に反比例するので、Cも  $V_S/A_V$  に反比例することになる。一方、式(11)が示すように  $j_{SCHG} \propto C$  であるので、結局  $V_S/A_V > 50$  mでは  $j_{SCHG} \propto (V_S/A_V) \cdot (V_S/A_V)^{-1}$  となり、 $j_{SCHG}$  は  $V_S/A_V$  に依存しなくなる。 $V_S/A_V < 50$  mに  $C \propto (V_S/A_V)^{-1}$  の関係を適用すると、 $j_{SCHG}$  は  $V_S/A_V$  の減少とともに増加の傾向が現れる(C=一定な図4-9参照)。 $V_S/A_V$  が小さくなるにつれて新たに界面変動による蒸気側の圧縮効果が加わるが、これはCを小さくする効果をもち、 $j_{SCHG}$  を小さくする働きがある。このような幾つかの効果が競合して、図4-1の実験範囲では  $j_{SCHG}$  が  $V_S/A_V$  にあまり依存しない結果となったのであろう。

## (2) プール水サブクール度とチャギング限界

チャギング発生にはプール水温にある限界が存在するが、この上限以下のプール水温では、著者の行った実験では図4-1が示すように、チャギング限界における蒸気流束はほぼプール水サブクール度に比例する結果を得ている。これは本解析におけるマノメータ的流体振動の振幅Cがプール水サブクール度に比例することに相当する。Cの大きさは、前述のように、ヘッダー圧力の負圧、すなわち界面がプール水へ出た際の蒸気凝縮量に比例すると考えられる。そして界面の単位面積当たりの蒸気凝縮能力はプール水サブクール度に比例すると考えることができる。一方、チャギング限界付近の状態においては、界面振動の振幅は小さく、界面の大きさはプール水温に関係なくベント管断面積程度である。これらのことから  $C \propto (T_S - T_L)$  が導かれ、図4-1のチャギング上限水温以下では  $j_{SCHG} \propto (T_S - T_L)$  となっていることが説明できる。

### (3) ヘッダー容積とチャギング周期

以上より、 $j_{SCHG}$  は相対ヘッダー容積  $V_S/A_V$  に依らず一定であることが分かったので、逆に  $j_{SCHG} = \text{一定}$  となるパラメータ  $C$  の値を使うことにより、チャギング周期と  $V_S/A_V$  の関係を調べることができる。図4-10は、式(11)から求まるチャギング限界が図4-8における  $C = 0.5 \text{ m}$  に相当する  $21.6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  となるような  $C$  を使ってチャギング周波数を  $f = \tau^{-1}$  から計算した結果および図4-8と同じ実験装置による界面変動周波数を示している。実験データに対応する  $20 \leq V_S/A_V \leq 80 \text{ m}$  では解析値は  $j_S$  がほぼ  $3 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  以上で  $V_S/A_V$  が大きくなるにつれて小さな周波数となるがその影響は小さい。実験データはほぼ解析値と一致しており、 $V_S/A_V$  の影響は多少見られる。周波数は図4-8の場合と同様、 $j_{SCHG}$  に近づくにつれて急激に増加し気泡凝縮振動へと移行することが分かる。図4-10には参考のため、 $V_S/A_V$  のずっと小さな  $5 \text{ m}$  のときの解析値が示されているが、 $V_S/A_V = 20 \text{ m}$  の場合より周波数はかなり大きくなっている。

### (4) ヘッダー圧力変動

本解析では界面がベント管外へ出ている期間  $\tau'$  の解析を行っていないので、その間の蒸気凝縮の結果として生じるヘッダー内の負圧は計算できない。しかしながら、その負圧によってもたらされるマノメータ振幅  $C$  が定まれば、界面がベント管内に存在する期間  $\tau$  内に現れるヘッダー圧力の最高値は、式(10)を式(7)に代入し、 $P_S$  の  $0 \leq t \leq \tau$  間における最高値  $P_{SMAX}$  として求められる(脚注(iii)参照)。

図4-11は  $P_{SMAX}$  の計算値を示しているが、パラメータ  $C$  としては、比較するデータがよく発達したチャギングであるため図4-7における  $C = 0.6 \text{ m}$  に相当する  $j_{SCHG} = 25.9 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$  となる値を用いた。 $P_{SMAX}$  は実験結果[51]と同様、 $V_S/A_V$  が小さくなるほど大きくなっている。また、 $V_S/A_V = \text{一定}$  においては、 $P_{SMAX}$  は  $j_S$  のある値で最大となり、チャギング限界で零となるが、 $j_S = 0$  では零にはならない。図4-11には  $V_S/A_V = 31.4 \text{ m}$  の場合における発達したチャギングの  $P_{SMAX}$  の実験データ(図2-10)も示されているが、計算値とかなりよく一致していることが分かる。

### (5) チャギング発生限界のスケール効果

チャギング発生限界では、供給蒸気による界面押し下げ効果と蒸気部の負圧による界面引き上げ効果が釣り合っており、界面はベント管出口付近にあり、その変動振幅はベント管径に比べて小さく、蒸気凝縮が行われる界面の大きさはベント管断面積程度である。したがって、蒸気-水界面における凝縮熱伝達率が界面寸法に依存しないならば、チャギング発生限界の蒸気流速はベント管

出口付近のプール水のサブクール度によってのみ定まり、管径には依存しないことになる。

小規模実験装置では、図4-1で示したように、管径(8~29mm)の影響はあまり見られない。一方、大規模装置に対するチャギング発生限界のデータは少ないが、日本原子力研究所で行われた大規模 Mark II 格納容器圧力抑制試験におけるチャギング発生の上限は 25 kg/(m<sup>2</sup>・s) (解析コード RELAP 4 と CONTEMP T-L T による推定値)と報告[57]されており、小規模装置と同程度の蒸気流束となっている。

なお、スケール効果の一部と考えられるヘッダー容積のチャギング発生限界へ及ぼす影響については、これまでに検討したようにほとんど無いと言える。

脚注(iii)

式(10)より

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = -C \omega_c^2 \sin \omega_c t \quad (c)$$

$P_S$  の変動分を  $\Delta P_S = P_S - P_B + \rho_L g l_M$  とおくと、

式(7)より、

$$\Delta P_S = C \rho_L g \left\{ (\bar{z} + l_M) \omega_c^2 / g - 1 \right\} \sin \omega_c t + \rho_L g \frac{D}{\omega_c^2} t \quad (d)$$

が得られる。 $d(\Delta P_S)/dt = 0$  となる  $t_{MAX}$  は、

$$t_{MAX} = \frac{1}{\omega_c} \cos^{-1} \left\{ \frac{-D/\omega_c^3}{C \omega_c^2 (\bar{z} + l_M) / g - C} \right\}$$

$j_S (\equiv G_{IN} / A_V)$ 、 $\omega_c^2$  および  $D$  を式(8)、(11)を使って書き換えると、

$$t_{MAX} = \left\{ \frac{\bar{z} + l_M}{g} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\rho_L g V_S / A_V}{\kappa P_{S0}}} \right\}^{\frac{1}{2}} \cos^{-1} \left\{ - \frac{j_S}{j_{SCHG}} \cdot \frac{\rho_L g V_S / A_V}{\kappa P_{S0}} \left( \frac{\bar{z} + l_M}{l_M} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (e)$$

(イ)  $t_{MAX} < \tau$  のとき(図4-3参照)

$$P_{SMAX} = \Delta P_S \Big|_{t=t_{MAX}} \quad (f)$$

(ロ)  $t_{MAX} \geq \tau$  のとき

$$P_{SMAX} = \Delta P \Big|_{t=\tau} = \frac{\kappa P_{S0} j_S \tau}{\rho_{S0} V_S / A_V} \left( \because \sin(\omega_c \tau) = \frac{D\tau}{C \omega_c^2} \right) \quad (g)$$