

蒸気のプール水中凝縮に伴う圧力および流体の振動

綾 威雄

Pressure and Fluid Oscillations during Steam Condensation in Pool Water

by

Izuo AYA

ABSTRACT

The characteristics and the mechanism of various types of pressure and fluid oscillations, occurring when steam is made to condense in pool water, were examined experimentally using two small-scale apparatus to simulate the suppression type containment of an Integrated Type Marine Reactor. The basic mechanism of the oscillation phenomena, which can qualitatively explain the experimental data, was proposed.

The analysis basing on the oscillation mechanism could predict the frequency and the amplitude of typical regimes, that is, bubbling and condensation oscillation characterized by low- and high-frequency component respectively. Through the discussions, it was shown that the temperature thresholds of those regimes are obtained by linear stability analysis for steam-water interface and that the steam flow rate limit of low-frequency component is well correlated with Hodgson Number to control pulsating gas flow.

Comparing the data of large-scale experiment at the Japan Atomic Energy Research Institute with the predicted values, it was cleared that the results of the present work can be applied to the real suppression type containment systems.

概要

本研究は、沸騰水型原子炉の冷却材喪失事故時に圧力抑制型格納容器内のドライウェルからベント管を通してウェットウェルに流入する蒸気がサブレーション水中で凝縮する際に生ずる振動現象を、小型の模擬装置を用いた実験およびその解析から検討したものである。

第1章は序論であって、圧力抑制型格納容器の開発段階ではほとんど考慮されなかったこの振動現象が注目されるに至った経緯を述べるとともに、現象の分類、特徴、モデル化および解析方法についての従来の考えかたを調べ、本研究が行なわれた背景、動機と目的を明らかにしている。

第2章は、2種類の透明模擬装置を用いた大気圧下の実験について詳述したものである。第1の実験は、ベント管内の蒸気流束が $30 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以下の比較的low蒸気流束で生じるチャギング現象に焦点を合わせ、ドライウェルに相当するヘッダー内の圧力変動の様相がプール水温及び蒸気流束でどのように変わるかを明らかにし、プール水が間欠的にベント管内へ逆流するチャギングの発生限界を求めるとともに、ベント管の本数、長さおよび浸水深さ及びヘッダー容積といった実験パラメータの圧力変動へ及ぼす影響について述べている。第2の実験は、チャギングより高蒸気流束で生じる気泡凝縮振動の特性を明らかにするため、蒸気流束 $30 \sim 120 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の範囲で行なわれ、これまでの圧力変動に高速フィルムによる観察を加え、ベント管内の圧力変動と界面変動の係り、及び上述の実験パラメータが圧力変動の振幅と周期に及ぼす影響を詳しく調べている。第1の実験データと合わせ広い蒸気流束に亘る現象マップを得、 $70 \sim 80^\circ\text{C}$ 以上の高プール水温領域には別の振動様式であるバブリング振動が、また、これら3様式に囲まれた部分に間欠的振動(典型的なチャギング)と気泡凝縮振動の遷移域と考えられる振動様式が存在することが明らかにされている。

第3章は前章で示された各振動様式の圧力変動と界面変動の特徴を矛盾なく説明できる振動現象のメカニズムについて述べたものである。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 1.8 cm 程度の小規模装置では $2 \sim 8 \text{ Hz}$ の低周波成分と 200 Hz 前後の高周波成分から成っている。多ベント管系におけるベント管間の圧力変動の周期性の有無から、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が示されている。このメカニズムを使って、両周波数成分の混在する間欠的振動と遷移振動、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の特徴が定性的に説明されている。

第4章は、第3章のメカニズムに基づく解析であり、種々の現象を定量的に明らかにするため次の4節から構成されている。4.1節は、チャギングによりベント管内へ逆流するプール水の運動を取り扱ったもので、界面がベント管内に存在するときは蒸気凝縮が実質上生じないことに着目した簡単な線形解析から、チャギング発生のためには蒸气流束に上限値が存在すること、及び蒸气流束の増加に伴い気泡凝縮振動へと遷移していく過程が明らかにされている。4.2節は、界面水側に温度境界層を設けるなど、より実際的なモデルを使ってチャギング現象を数値解析したもので、第2章の圧力振動及び界面変動との比較がなされている。この解析により、チャギング時には境界層温度が大きく変動し、界面がベント管内に存在するときはほぼ飽和温度に達しており、前節で用いた近似のなり立つことが示されている。4.3節は、気泡凝縮振動即ち高周波振動成分の周波数を代表的な気泡形状である円筒状、球状および半球状モデルに対する線形解析から求めたものである。周波数はこれらの気泡形状にはあまり依存せず、ベント管径にほぼ反比例しプール水のサブクール度の $2/3 \sim 5/3$ 乗に比例し、従来の研究を含む多くのデータとよく対応することが、また、2つの無次元量で表される厳密解は、大気圧近傍の蒸気に対しては従来からの気泡の自由振動近似と凝縮支配近似によく対応していることが示されている。更に、この解析結果を従来の相関式と比較を行い、それらの相関式が小規模装置による大気圧実験に基づくため、大気圧以上の実規模装置には必ずしも適用できるとは限らないことを述べている。4.4節は、第2章で得られた振動様式マップに表われる4つの境界を解析的に求めたものである。バブリング領域を形成する2つの境界は蒸气流束に余り依存しない温度境界であって、それぞれ高周波および低周波圧力振動成分の発生限界として線形安定論より求められる。他の2つの境界は一種の蒸气流束限界である。チャギング限界は4.1節の考え方に従い、界面がプール水中へ達したときの大量凝縮による負圧（界面を引き上げる力）と恒常的にヘッダーへ流入している蒸気による界面押し下げ効果とがバランスする点として与えられる。最後の遷移振動と気泡凝縮振動の境界は、気泡とヘッダーにおける低周波振動（その2点間を圧縮波が伝播する時間より十分長い周期をもった振動）の周期性の程度を表すHodgson数が一定な線として与えられる。

第5章は考察であり、前章の解析法の適応範囲の検討及びそれまで扱っていない観点から振動現象を眺めたものである。5.1節では、本研究で提案している解析法に出てくる種々のパラメータの寸法依存性の検討や日本原子力研究所等で行われた実規模試験のデータとの比較から本研究の手法が圧力や寸法の大きい異なる実規模装置にも適用可能なことを述べている。5.2節は、非線形振

動が大きく発達したチャギングによる流体力を4.2節のプログラムを使って評価したもので、チャギングによる構造物への潜在的な衝撃力となり得る水柱運動の持つ速度、運動量および運動エネルギーの最大値は蒸气流束が5~10 kg/(m²・s)の低蒸气流束域に現れることを示している。5.3節では、実際の圧力抑制型格納容器を薄肉円筒で近似した場合の固有振動数と解析による圧力振動周波数及び実規模装置におけるデータとの比較から、両者の共振の可能性を指摘している。5.4節では、気泡凝縮振動時の圧力振巾の最大値について、5.5節ではチャギング時の変動するベント管内の蒸气流束について、5.6節では高周波振動成分に対する従来からの音響モデルと本報告で主張している蒸気泡コントロールモデルとの関係について、それぞれ考察した結果が述べられている。

第6章はまとめであり、本研究において明らかにされた事項を個条書きで簡潔に述べている。

なお、付録には、本研究の趣旨から外れるものの、蒸気の液中凝縮時の圧力振動を研究する過程において技術者である筆者が特に興味を抱いた事柄として、蒸気のなす機械仕事の生成から見た圧力振動の発生限界及びチャギングを熱機関と見立てた場合の特性について考察した結果を述べている。

目次

記号一覧

第1章 序論

1.1 在来の研究

1.1.1 現象の分類とマップ

1.1.2 振動現象の特徴

(1) チャギング現象

(2) 気泡凝縮振動

(3) バブリング振動

1.1.3 解析

(1) 計算機による数値シミュレーション

(2) 周波数解析

(3) 安全評価解析

1.2 本研究の動機と目的

1.2.1 本研究の動機

1.2.2 本研究の目的

1.3 第1章のまとめ

第2章 実験

2.1 チャギング現象

2.1.1 実験装置と方法

2.1.2 チャギング現象の特性

(1) ヘッダー内の圧力変動の分類

(2) プール水温の影響

(3) ベント管本数の影響

(4) ヘッダー容積の影響

(5) 浸水深さの影響

(6) ベント管長さの影響

2.1.3 チャギング発生限界

2.1.4 ベント管内の圧力変動

2.1.5 高プール水温時の圧力変動

2.1.6 圧力振動の低周波成分と高周波成分

2.2 気泡凝縮振動

2.2.1 実験装置と方法

2.2.2 振動現象の分類

2.2.3 高速フィルムによる観察

2.2.4 現象マップ

2.2.5 実験パラメータの影響

(1) 圧力振巾への影響

(2) 周波数への影響

(3) その他のパラメータの影響

2.3 第2章のまとめ

第3章 振動現象のメカニズム

3.1 低周波振動のメカニズム

3.2 高周波振動のメカニズム

3.2.1 チャギング時の高周波振動

3.2.2 気泡凝縮振動時の高周波振動

3.2.3 高周波圧力振動の物理モデル

3.3 各振動様式の発生メカニズム

3.3.1 チャギング時の初期負圧

3.3.2 間欠的及びうなり状振動パターン

3.4 第3章のまとめ

第4章 解析

4.1 チャギング時の流体振動の振巾と周期

4.1.1 本解析の目的

4.1.2 解析モデルと基礎式

4.1.3 解析解

4.1.4 チャギング界面変動

4.1.5 流体振動の振巾と周期

4.1.6 考察

(1) ヘッダー容積とチャギング限界

(2) プール水サブクール度とチャギング限界

(3) ヘッダー容積とチャギング周期

(4) ヘッダー圧力変動

(5) チャギング発生限界のスケール効果

4.2 チャギングの数値シミュレーション

4.2.1 現象のモデル化

4.2.2 基礎式

4.2.3 計算方法

4.2.4 インプットパラメータ

4.2.5 計算結果

- (1) 振動様式の蒸气流束依存性
- (2) 実験パラメータの影響
- (3) 境界層温度への影響
- (4) 解析パラメータの影響
- (5) 界面運動の実験データとの比較

4.3 気泡凝縮振動解析

4.3.1 振動周波数データの整理

4.3.2 気泡形状のモデル化

4.3.3 基礎式

- (1) 円筒蒸気泡モデル
 - －界面変動の小さい場合－
 - －界面変動を考慮する場合－
 - －蒸気温度の変化を考慮する場合－

- (2) 球状気泡モデル

- (3) 半球状気泡モデル

4.3.4 線形振動論に基づく振動数

4.3.5 実験データとの比較

- (1) 円筒蒸気泡モデルによる振動数
- (2) 球状蒸気泡モデルによる振動数
- (3) 半球状蒸気泡モデルによる振動数
- (4) 円筒蒸気泡モデルと球状蒸気泡モデルの関係
- (5) 凝縮支配と気泡の固有振動支配の振動数
- (6) 従来の相関式との比較

4.4 振動様式間の境界の解析

4.4.1 高周波および低周波圧力振動の温度限界

- (1) 円筒蒸気泡モデルの場合
- (2) 球状蒸気泡モデルの場合
- (3) 振動限界の解析値
 - －高周波振動限界－
 - －低周波振動限界－

- (4) 実験データとの比較

4.4.2 遷移域と気泡凝縮振動の境界

4.4.3 チャギング限界

4.5 第4章のまとめ

第5章 考察

5.1 本研究結果の大規模装置への適用性

5.1.1 チャギング数値解析

5.1.2 気泡凝縮振動

5.1.3 振動発生限界

(1) チャギング限界

(2) 高周波及び低周波振動成分の発生限界

(3) 遷移振動と気泡凝縮振動の境界

5.2 チャギング時の流体力

5.3 格納構造系との共振の可能性

5.4 気泡凝縮振動(高周波振動成分)の圧力振巾

5.5 チャギング時の瞬間ベント管内流量

5.6 音響モデルと蒸気泡コントロールモデル

5.7 第5章のまとめ

第6章 まとめ

謝辞

参考文献

付録

1. 熱の仕事への変換から見た振動発生限界

2. チャギングと蒸気機関

2.1 チャギングのP-V線図

2.2 チャギングの熱効率

記号

A : 断面積	(m^2)
B_1, B_2, B_3 : 特性方程式の係数	(s^{-1}, s^{-2}, s^{-3})
b : チャギング限界比例定数 (式(115))	($m^2 sK/kg$)
C : 強制項のないときの界面変動振巾 (マノメータ振巾)	(m)
C_x : プール水と界面境界層間の混合係数、	(-)
c_{PL} : 水の定圧比熱	($J/(kg \cdot K)$)
D : 供給蒸気による界面押し下げ効果を表す項	(m/s^3)
d : 直径	(m)
E : 単位断面積当たり運動エネルギー 縦弾性係数	(J/m^2) ($kg/(m \cdot s^2)$)
F : $E t^3 / \{12(1 - \nu^2)\}$ (式(124))	(kgm^2/s^2)
f : 振動周波数	(s^{-1})
G : 質量流量	(kg/s)
g : 重力の加速度	(m/s^2)
h : 熱伝達率	($W/(m^2 K)$)
i : 比エンタルピ	(J/kg)
j : 質量流束	($kg/(m^2 \cdot s)$)
k : $m \pi r / l_H$ (式(124))	(-)
L : 蒸気の潜熱	(J/kg)
l : 長さ又は高さ	(m)
M : 単位断面積当たり運動量	($kg/(s \cdot m)$)
m : 質量、 蒸気凝縮が振動周波数に及ぼす効果を 示す無次元数 (式(45))	(kg) (-)
縦方向波数	(-)
N_H : Hodgson数	(-)
n : ベント管数、 ポリトロープ指数、 蒸気の温度変化が振動周波数に及ぼす効果を 示す無次元数	(-) (-) (-)
周方向波数	(-)
p : 圧力	(Pa)

ΔP : 圧力差	(Pa)
Q : 単位時間当たりの伝熱量、 式(63)で定義される量	(J/s) (s^{-3})
R : 式(64)で定義される量	(s^{-2})
r : 界面境界層の厚さ、 球状気泡モデルにおける気泡半径	(m) (m)
S : 気液界面積	(m^2)
s : 特性方程式の変数	(s^{-1})
T : 温度	($^{\circ}C$)
ΔT : サブクール度	(K)
t : 時間 板厚	(s) (m)
U : エンタルピ	(J)
u : 流速	(m/s)
V : 容積	(m^3)
v : 比容積	(m^3/kg)
W_1 : 蒸気のなす図示仕事	(J)
Y : 半球状気泡モデルにおける気泡の高さ	(m)
z : ベント管出口からの界面位置	(m)
\bar{z} : z の平均値 ($\bar{z} = 0.5 z_{MAX}$)	(m)
α : 式(103)で定義される量 $12(1-\nu^2)r^2/t^2$ (式(124))	(-)
η_c : カルノーサイクルの熱効率	(-)
η_1 : 図示熱効率	(-)
κ : 断熱指数	(-)
λ : 熱伝導度、 管摩擦係数	(W/(m.K)) (-)
μ : 面積密度	(kg/m^2)
ν : 動粘度 ポアソン比	(m^2/s) (-)
ξ : 出入口損失係数	(-)
ρ : 密度	(kg/m^3)
τ : 周期	(s)
τ' : 界面がプール水中に存在する期間	(s)

ω : 角周波数 (rad./s)
 ω^* : ω の近似値 (rad./s)

添字

0 : 平衡状態
1 : 蒸気供給系のオリフィス上流
2 : 蒸気供給系のオリフィス下流
3,4: ベント管出口付近の熱電対位置
I : 振動発生限界
IA, IB: それぞれ、高周波及び低周波振動成分の発生限界
II : 凝縮振動発生限界
III : 内部チャギング発生限界
 ∞ : 無限遠
A : 大気圧
B : 円筒モデルにおける底面
btm : 下死点
C : マノメータ振動
CHG: チャギング
CON: 凝縮
cylinder: 円筒状気泡モデル
D : ヘッダー(ドライウエル)
DN: 降下
F : 境界層
H : ベント管サブマージェンス
プール水深
IN: 流入又は入口
inst: 瞬時
L : 水又はベント管内の水柱
M : プール水の慣性
MAX: 最大値
MIN: 最小値
OUT: 流出又は出口
S : 蒸気
sat: 飽和状態
SI: 蒸気-水界面

semisphere:半球状気泡モデル

sphere:球状気泡モデル

top : 上死点

UP: 上昇

V : ベント管

第1章 序 論

沸騰水型原子炉(BWR, Boiling Water Reactor)の大半は、図 1-1 に示される圧力抑制型格納容器のいずれかのタイプを採用している。これは、近年のBWRの大型化に伴う1次系エネルギー保有量の増大に対応し、格納容器の設計基準事故である1次系冷却材喪失事故(LOCA, Loss Of Coolant Accident)時に破断口からドライウェル空間へ噴出する大量の蒸気をベント系を通してウェットウェル内の圧力抑制プール中へ導き凝縮させることにより、格納容器容積をできるだけ小さくするという経済上の理由から開発されたものである。

LOCA時における圧力抑制型容器の安全性を評価する上で考慮すべき荷重は、大別して次の2つに分類できる。第1は、LOCA発生直後の、ベント管内水柱の排出(ベントクリアリング)や圧力抑制プール水中への空気流入による水面上昇(プールのスエリング)などによる圧力抑制系への過渡的な水力学的荷重であり、第2は、ベント管出口近傍での蒸気凝縮に伴う圧力抑制系への荷重である。前者は圧力抑制型格納容器の開発初期から注目されていた荷重であるのに対し、後者は後述のMarviken炉によるMX-1実験[1]~[3]まではあまり注目されていなかった。MX-1実験以降の実規模試験および小規模実験から、蒸気をベント管を通してプール水中で凝縮させる際には蒸気流量とプール水温に依存して色々なパターンの圧力振動や流体振動がベント管系に生ずることが明らかにされているが、このような現象の発生メカニズムについては十分には解明されていない。本研究は、蒸気凝縮に伴う圧力抑制系への荷重評価において有用となる圧力振動の発生メカニズムと解析に関するものである。

1.1 在来の研究

BWRの圧力抑制型格納容器の開発段階で行われた小規模模擬実験[4]~[6]は、プール内での蒸気の完全な凝縮や格納容器内の巨視的な圧力応答の確認を目的とする圧力抑制型格納容器の動作の実証のための実験であったため、プール水中での蒸気凝縮に伴う圧力振動には大きな関心が寄せられていなかった。また、船用原子炉の圧力抑制型格納容器として、圧力容器を水づけにする格納方式の開発のための模擬実験[7][8]も行われ、高温・高圧の蒸気が水中へ放出される際の蒸気噴流による衝撃荷重が問題にされたことがある。

その後、この問題に関する基礎研究が小関ら[9][10]やSaitoら[11]により始められた。小関らは、船用加圧水炉の小型化をめざした圧力抑制格納方式の開発を念頭におき、小口径の上向きノズルからの蒸気凝縮に伴う圧力振動周波数に対する蒸気流量、プール水温や空気混入量等の影響を調べるとともに、高速写真をもとに気泡消滅過程の熱伝達率を求めた。また、Saitoらは小型の垂

直下向き管による実験を行い、小蒸気流量時に管内の急激な負圧に伴うプール水の管内への逆流を生ずる、いわゆるチャギング現象を観察し、その抑制策としてプール水のサブクール度を下げて凝縮速度を和らげる方法などを提案した。

一方、発電炉を使ったLOCAの実規模試験として、開発計画が中止されたまま放置されていたスウェーデンのMarviken炉を用いたMX-1実験[1]~[3]が1972年から73年にかけて行われた。16回のブローダウン実験を通して、格納容器内各部の圧力、温度等が測定されたが、特に圧力抑制系を中心とする格納容器各部に予想外に大きな圧力振動が発生していることが注目された。図1-2はMarviken炉の断面を、また図1-3は圧力振動の記録例を示している。図1-3(a)から、ヘッダーとベント管出口間の差圧がブローダウン開始後13秒から1000秒あたりまで激しく振動していることが分かる。図1-3(b)は(a)の一部を拡大したもので、6 Hz程度の振動が卓越しているのが見られる。この振動数は近接する構造材の固有振動数に近いと考えられたことから、このような圧力振動が格納容器に何らかの損傷をもたらす可能性が指摘された。この圧力振動をさらに研究するためMX-II実験[12]が実施され、1976年に9回の試験が行われた。そして、これらの実験を契機にベント管系に生ずる圧力振動の評価と発生メカニズムに対する関心が世界的に高まった。

以上の状況を背景に、さまざまな規模の実験が行われるようになった。圧力抑制型格納容器の設計に有用なデータを得るための中規模実験として、米国のMark III格納容器の1/3スケール装置による実験[13]や西独のPSS (Pressure Suppression System) による実験[14]が行われ、安全評価法の確立のためのデータを得るのを主目的とした実規模装置による試験として、米国のPSTF (Pressure Suppression Test Facility) 試験[15]と4Tテスト[16]、日本原子力研究所のMark II格納容器圧力抑制試験[17]や西独の多ベント圧力抑制試験[18]などが行われデータの蓄積が進められてきた。

また、BWRの圧力抑制プールは、LOCA時にベント系を通して流入する蒸気の凝縮に用いられるばかりでなく、他の工学的安全施設からのエネルギーシンクとしても用いられる。特に、SRV (Safety Relief Valve) 排気管における蒸気凝縮による荷重発生は、Würgassen炉でのプール内構造物の損傷[19]以来関心が集まり、排気管の先端形状の変更による荷重の軽減[20]や実機試験による動荷重の測定[21]が行われた。

ところで、プール水中の蒸気凝縮による圧力振動現象は、上述の蒸気流量やプール水温ばかりでなく、ベント管径、ベント管長さ、ベント管本数、ベント管の侵入深さ(サブマージェンス)、蒸気ヘッダー部の容積など、多くのパラメータの影響を受けるものと考えられる。小規模実験装置は、実規模装置に比べ

てこのような実験パラメータを容易に変えることができるため、圧力振動現象のパラメータ依存性や振動メカニズムに関連した研究は、これまで小規模装置によるものが中心となって行われてきた。小規模装置の利点を利用して、蒸気凝縮による荷重を和げるベント管の開発をめざした基礎的研究[22]～[23]も行われている。しかし、振動現象のメカニズムという観点から見れば、未だ十分には解明されておらず、実機に対する安全評価は、実規模装置によるデータまたはそのデータに基づく解析により実施されている[24]。

1.1.1 現象の分類とマップ

Marksら[25]は、蒸気流量とプール水温の広い範囲に亘り実験を行い、現象をチャギング、凝縮振動とバブリングの3様式に分類し、各様式の発生範囲を示す Regime map 図1-4を得た。Arinobu[23]は圧力振動波形をもとにチャギングと凝縮振動を含む数種の様式に分類した。Chanら[26]は、高速写真によるベント管出口の気泡形状とその運動から広い領域に亘る Regime map を得るとともに、チャギングをさらに幾つかの様式に細分化することを試みている。図1-4に示すように、Regime map は通常、ベント管内を流れる平均蒸気流束 \dot{J}_g ($\text{kg}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$) とプール水温 T_L ($^{\circ}\text{C}$) (またはサブクール度 ΔT (K)) に対して示される。これは、ベント管出口に形成される蒸気泡の形状がベント管径に依存せず、単位界面積当たりの凝縮速度が蒸気流束とプール水サブクール度のみによって定まる場合に成り立つことであるが、小規模装置による実験に基づくこれまでの Regime map がそのまま実規模装置に適用できるという確証は十分には得られていない。

本振動現象が複雑でいまだそのメカニズムが十分解明されていないことその他に、分類基準や判定方法の違い、さらに振動様式間の遷移の不鮮明さのため、研究者によって Regime map にはかなりの差異が存在する。しかし、図1-4に示すように、チャギングと凝縮振動（本研究では後述の振動メカニズムに対応させ、以降、気泡凝縮振動と言う）にはプール水温の上限値があり、チャギングは低蒸気流束側で凝縮振動は高蒸気流束側で発生し、バブリングは高プール水温時に生ずるという3様式の発生域についての基本的特徴は、その後に表示された map [27]も含めて全ての map に共通している。ただし、低プール水温時のチャギング発生域は、図1-4では高蒸気流束側へ延びているが、他の Regime map ではチャギングと凝縮振動の境界は直線的でもっと垂直に近く、チャギング発生蒸気流束限界が存在することが明らかにされている。

上述の Regime map に現れる各振動様式間の境界の物理的意味を把握することは重要である。しかし、振動発生メカニズムから見た考察あるいは解析は、福田ら[27]によるチャギング発生限界の解析以外見当たらない。福田らの方法

はベント管出口の蒸気泡寸法の平衡値からの微小変動に線形安定論を適用することにより、チャギング発生の温度限界(チャギングとバブリングの境界)を求めるものであるが、この解析法からはもう一つのチャギング限界である蒸気流束限界(チャギングと凝縮振動の境界)を求めることができない。

ところで、各振動様式の名称は振動メカニズムの解明が不十分であることもあって、研究者により異なっている。その中で、Marksにより名付けられた上述の3様式の名称が比較的広く用いられておりまた各様式の特徴をよく表していると思われるので、本研究においても、凝縮振動を気泡凝縮振動と呼び換える以外、その名称を使用することにした。

1.1.2 振動現象の特徴

(1) チャギング

蒸気流束が小さくプール水温がある値以下では、図1-5に示すように、間欠的なプール水のベント管内への逆流をくり返す所謂「チャギング」現象が生ずる。これは、界面がベント管外へ出ている間の凝縮速度がベント管内を流れる平均的蒸気流束を上まわるときに起こるものと考えられている。チャギングの発生には不規則性が見られることがあるが、Sargisら[28]はプール水中の渦がチャギング発生のトリガになると考え、水中渦の不規則性とチャギングの不規則性を統計的に結びつける試みを行っている。

一つの蒸気ヘッダーに複数のベント管が設けられている場合のチャギングによる界面変動はベント管間でほとんど同期していると見なされる[29]が、チャギング開始に伴う急激な圧力変動の開始時刻はベント管間でごく僅かの差(実規模装置では、2s前後のチャギング周期に対してその差は10msのオーダー[30])が見られ、チャギング発生による格納容器壁への荷重を和らげる効果をもたらす[31]。

チャギング状態から蒸気流束を増加させていくと、チャギング発生間隔は次第に短くなり[27]、ついにはプール水のベント管内への逆流が起こらなくなるというチャギングの蒸気流束限界が現れる。更に蒸気流束を増すと気泡凝縮振動領域に入る。逆に、蒸気流束を減じていくと、ベント管内の界面がベント管外へ出ないうちに再び上昇を始めるといった流体振動が通常のチャギング振動の中に混ざってくる。Chanら[26]はこれを内部チャギング(Internal chugging)と呼んでいる。

チャギング時のベント管内およびプール壁面上の圧力波形は図1-6が示すように、チャギング発生に同期した振巾の小さい低周波の圧力変動に周波数の高い成分が重畳して現れる。この高周波成分の振巾は通常低周波成分を圧倒しており、これらが重畳して現れるときは低周波成分の方が不鮮明である。高周波

成分の周波数はベント管内径が1～3cmの小規模装置では100～300Hz[27]であるのに対し、内径60cmの実規模装置では10Hz程度[30]となり、ベント管内径に強く依存する。また、低周波成分の周波数すなわちチャギング発生頻度では装置寸法が大きいほど小さくなる(小規模装置では数Hz～数10Hz[27]、実規模装置では0.5Hz前後[32])が、先に述べたように蒸气流束の影響も受ける。チャギングに伴って現れる高周波成分は急激な負圧として始まり、その直後正圧の最大ピークが現れた後、徐々に圧力振巾が減ずるリングアウト波形を示す。

(2) 気泡凝縮振動

蒸气流束の高い領域で生ずる気泡凝縮振動では、気泡界面は常にベント管外のプール水中にあって膨張と収縮を繰り返す。蒸気凝縮は界面変動の影響を受け変動するであろうが、ほぼ連続して行われていると考えられる。圧力振動は高周波成分のみが卓越し連続して現れる。その周波数はチャギング時の高周波成分と同じオーダーであってベント管径ばかりでなくプール水のサブクール度の影響も受けるが蒸气流束の影響は小さい。図1-7は、横田[33]により得られた実験データで、振動周波数がいかにベント管径とプール水サブクール度に支配されるかを示している。

(3) バブリング

プール水温を70℃以上に上昇させると、低水温時には騒音が伴い界面が白く不鮮明であったものが、急に静かな振動となるとともに界面もはっきり見えるようになる[27]。これがバブリング振動であり、ベント管内の圧力波形は、ベント管出口を包むような形をした蒸気泡の膨張と収縮による低周波振動のみとなり、その振巾は低温における高周波成分に比べて小さい。しかし、蒸気泡の不均衡凝縮に起因すると見られる水平力がベント管に加わるのがこの様式の特徴である[23]。また、バブリングとチャギングあるいは気泡凝縮振動の境界、即ち、プール水温を上昇させていった際に凝縮音が急に弱まる境界は低水温で蒸气流束を増加させていった際のチャギングと気泡凝縮振動の境界より鮮明である[27]。

1.1.3 解析

(1) 計算機による数値シミュレーション

電子計算機により現象をシミュレーションする方法で数値解析を行った例としては、Sargisら[34]、Okazaki[35～36]、Pitts[37]やLee[38]による研究がある。この内、前2者は主として高い周波数成分の圧力振動を対象としているのに対し、後の2者はチャギングに焦点を合わせており、気泡形状を円筒でモデル化している。これらの解析においては、界面がプール水中に出ている間の非常に速い蒸気凝縮がこの現象を支配しているとの認識から、凝縮速度を支配

する界面近傍の水側温度境界層に対してそれぞれ独自の考えに基づいたモデルを採用している。

(2) 周波数解析

数値シミュレーションからは、周波数などの振動特性とベント管径やプール水温などのパラメータの関係が判り易い形で与えられないので、現象を支配していると考えられる因子に着目した単純化されたモデルにより周波数を解析的に求める試みが幾つか行われてきた。その際、本現象のメカニズムに対する考え方が定式化に大きな影響を与えるが、研究者により着目する因子が異なるため多少異なった結果となっている。

Saitohら[11]は、ベント管内への供給蒸気とベント管内界面への弱い蒸気凝縮が釣合うようなごく小さな蒸気流束時のチャギングに至らないベント管内の水柱振動を解析し、実験データと良く一致することを示した。界面がプール水中へ間欠的に出る、いわゆるチャギング振動の周期を解析したものとしては、Sursockら[39]の研究があるが、彼らの導いた式には蒸気流束が含まれておらず、周期は蒸気流束に依らないという結果になっている。しかし、福田ら[27]の実験では、チャギング周期は蒸気流束に強く依存し、蒸気流束の増加とともに急激に短くなっている。

気泡凝縮振動時の卓越振動数については、研究者により振動メカニズムに対する考え方に大きな差が見られ、これまでに次の3つのモデルが提案されている。Appeltら[40]は Marviken 炉によるMX-I実験で測定された圧力振動の周期性をベント管等の気相部の振動との共鳴(Acousticモデル)から説明しようとした。その後、Marksら[25]は蒸気泡容積も含めたベント管内気体の1/4波長定常波という新しい Acoustic モデルを提案した。一方、Arinobu[41]は、ベント管出口に形成される蒸気泡の自由振動により決定づけられるとする気泡の自由振動モデルを使って彼の得た実験値と比較してゐる。これに対し、福田[42]は蒸気流入量の一定な球状気泡の寸法変化と凝縮量変化が互いに影響し合っ生ずると考え、線形振動論による振動数が実験値とほぼ一致することを示した。

Marksらにより提唱された Acoustic モデルは主として実規模装置を使った試験を行っている研究者グループに支持されている[30]。また、蒸気凝縮を考慮した Acoustic モデル[43]も提案されているが、そこでは蒸気凝縮を単なる圧力振動の増巾項として取り扱われている。後の2つのモデルは小規模装置を使った研究者により考えられたものであり、小規模装置における気泡凝縮振動の周波数がベント管長にほとんど依存していないこと[42]やベント管径にはほぼ逆比例すること[33]などの実験事実を説明することができる。Acoustic モデルからはこのような実験事実を説明することができないが、実規模装置において

も小規模装置と同様なベント管径依存性を示すかどうかについては、装置寸法の変更が容易でないこともあり十分なデータが得られていない。

高プール水温時のバブリング振動に伴う圧力振巾はチャギングや凝縮による振巾に比較して小さいので、これまで研究者の注目も余り集めておらず、振動周波数の解析も行われていない。

(3) 安全評価解析

LOCA時におけるBWRの圧力抑制型格納器の安全評価の立場からは、圧力抑制室を構成している容器側壁や底面がチャギングや気泡凝縮振動時に受ける変動圧力の評価が最も重要な問題となる。この考えに立った解析プログラムとしては、Sargisら[34]やArinobuら[44]の方法が挙げられる。Sargisらの方法は、実規模実験装置で測定されたチャギング発生時の最初の負圧とそれに続く圧力スパイクがベント管出口に発生するものと仮定し、圧力抑制格納系の応答を解析するものである。一方、実規模試験を行ってきたグループの中には、試験結果を直接利用して評価を行った方が良いとの考え[45]もある。

1.2 本研究の動機と目的

1.2.1 本研究の動機

船舶技術研究所においてブローダウン実験[46]を行っていた際、放出蒸気のダンプ系に「スーパン、スーパン……」という大きな音が観測された。その頃、前節で述べたMarviken炉での蒸気凝縮に起因した圧力振動に関心が集まっていたが、このダンプ系の周期音も蒸気凝縮に起因した現象の一つであろうと考えられた。その後、船舶技術研究所では、BWRのMark II型圧力抑制方式と類似の方式を採用している船用炉として日本造船研究協会で概念設計がなされた一体型船用炉[47]を取り上げ、その格納方式の有効性を確かめるための模擬実験[48]および解析[49]が行われた。図1-8は、容積で設計炉の約1/200に縮小した模擬装置の概要を示すもので、実験の都合上圧力容器と格納容器が分離されている。ブローダウン過程においてベント管出口付近の圧力変動にも注目していたところ、一定の条件下で図1-9に示すような圧力振動[50]が測定された。Marviken炉で生じたものと同様なこの振動現象を究明することが本研究の直接の動機となっている。

1.2.2 本研究の目的

蒸気をプール水中で凝縮させる際に生ずる圧力振動現象は、前節で述べたようにLOCA時におけるBWRの圧力抑制型格納容器の健全性に関連した現象として関心が持たれ、これまで多くの実験的あるいは解析的研究が行われ、振動現象の全体像がかなり明らかにされている。しかしながら、この現象には多くのパラメータが複雑に係わっているため、幾つかの事柄に関しては未だ十分

には解明されていない。特に、振動発生メカニズムに関しては実規模装置を使った研究者と小規模装置を使った研究者、或は小規模装置を使った研究者間で必ずしも意見が一致していない部分がある。また、Regime map に現れる振動発生限界や各振動様式間の境界については、チャギング発生のための上限プール水温についての解析[27]以外にはほとんど物理的説明がなされていない。

本研究は、未だ統一の見解の示されていない圧力および流体振動現象の各々の振動様式を支配している因子とメカニズムを明らかにすることを目的とし、概略、以下の順序で研究を進めた。

(i) 代表的な振動様式であるチャギングと気泡凝縮振動を主な対象とした小規模可視装置をそれぞれ製作し、ベント管の内径・長さ・本数とサブマージェンス、ヘッダー容積を実験パラメータとして振動現象が蒸気流束とプール水温にいかに関係するかを調べる実験を行った。

(ii) ベント管内の圧力変動、ベント管出口付近の温度変動および高速度写真による界面形状のデータをもとに、新たな Regime map を求めるとともに、これらのデータを矛盾なく説明できる振動メカニズムを考えた。

(iii) その振動メカニズムに基づいた解析モデルを使ってチャギングと凝縮振動を解析した。チャギングについては、流体変動の振幅と周期および発生限界の解析と計算機による数値シミュレーションを行った。気泡凝縮振動については、ベント管出口にある蒸気泡の運動に対する基礎式を線形化し、その特性方程式を使って気泡振動に対する一般論を展開し、気泡固有振動モデルなどの従来から提案されている振動モデルとの関係を調べるとともに解析値と本研究および在来のデータとの比較を行った。

(iv) (iii) で用いた基礎式に線形安定論を適用することにより振動発生限界を導き、従来ほとんど考察されていないバブリング振動の発生範囲を調べた。

(v) 種々の振動様式や様式間の境界に対して本研究で提案した手法の大規模装置への適用性を検討するとともに、実炉における格納系固有振動数の推定値を求め共振の可能性を考察した。

(vi) チャギング数値解析プログラムを利用し、チャギングに伴う水柱運動の持つ潜在的衝撃力について検討した。

1.3 第1章のまとめ

圧力抑制型格納容器の開発段階ではほとんど考慮されなかった蒸気の水中凝縮に伴う圧力振動現象が、Marviken 炉を使った実証試験で格納系の固有振動に近い予想外に大きな圧力振動が測定されて以来、BWR の LOCA 時における格納系の健全性に関して注目されるようになった経緯を詳細に述べるとともに、振動現象の分類、特徴、モデル化および解析法についての従来の研究結果や考

え方の検討から、振動発生メカニズムや振動様式間の境界などいまだ理論的に十分には解明されていない事項を明らかにし、本研究の動機と目的について述べた。

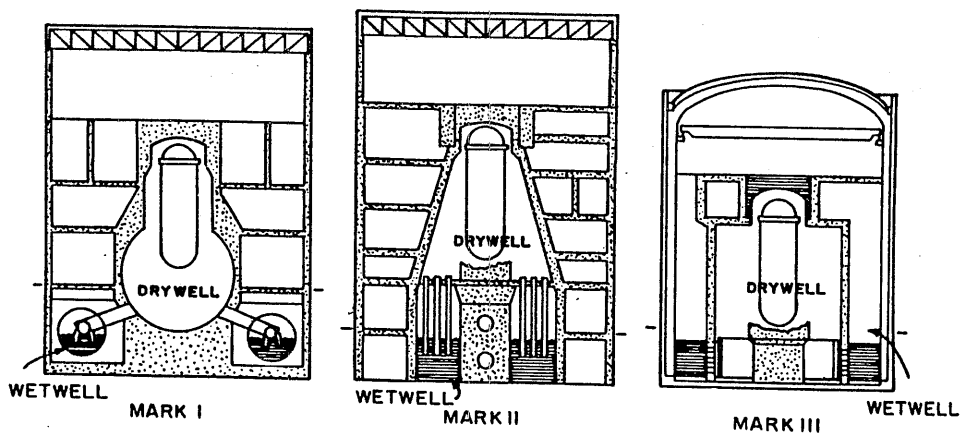


図1-1 BWRの各種圧力抑制型格納容器

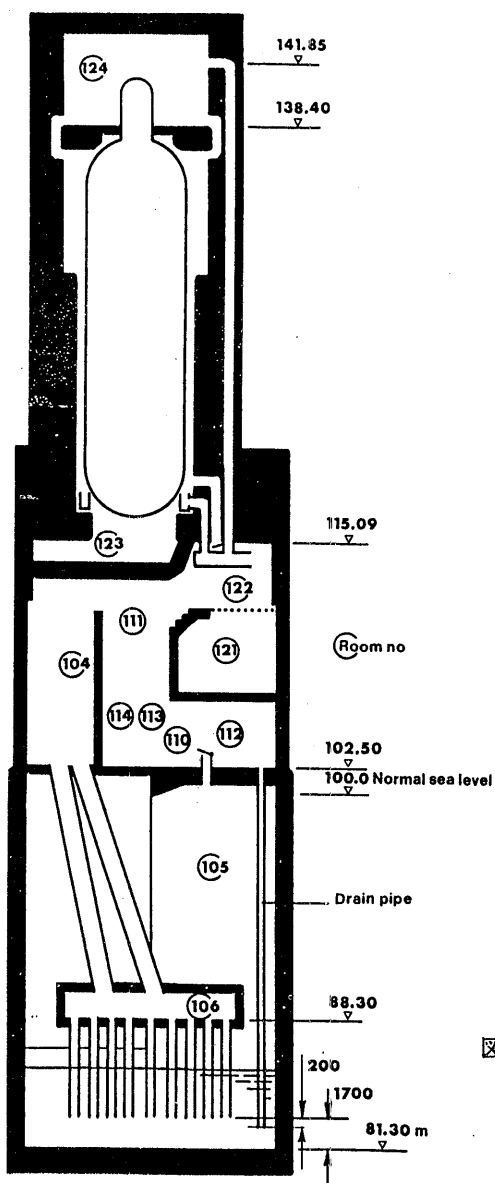


図1-2 Marviken
炉の格納容器断面図 [1]

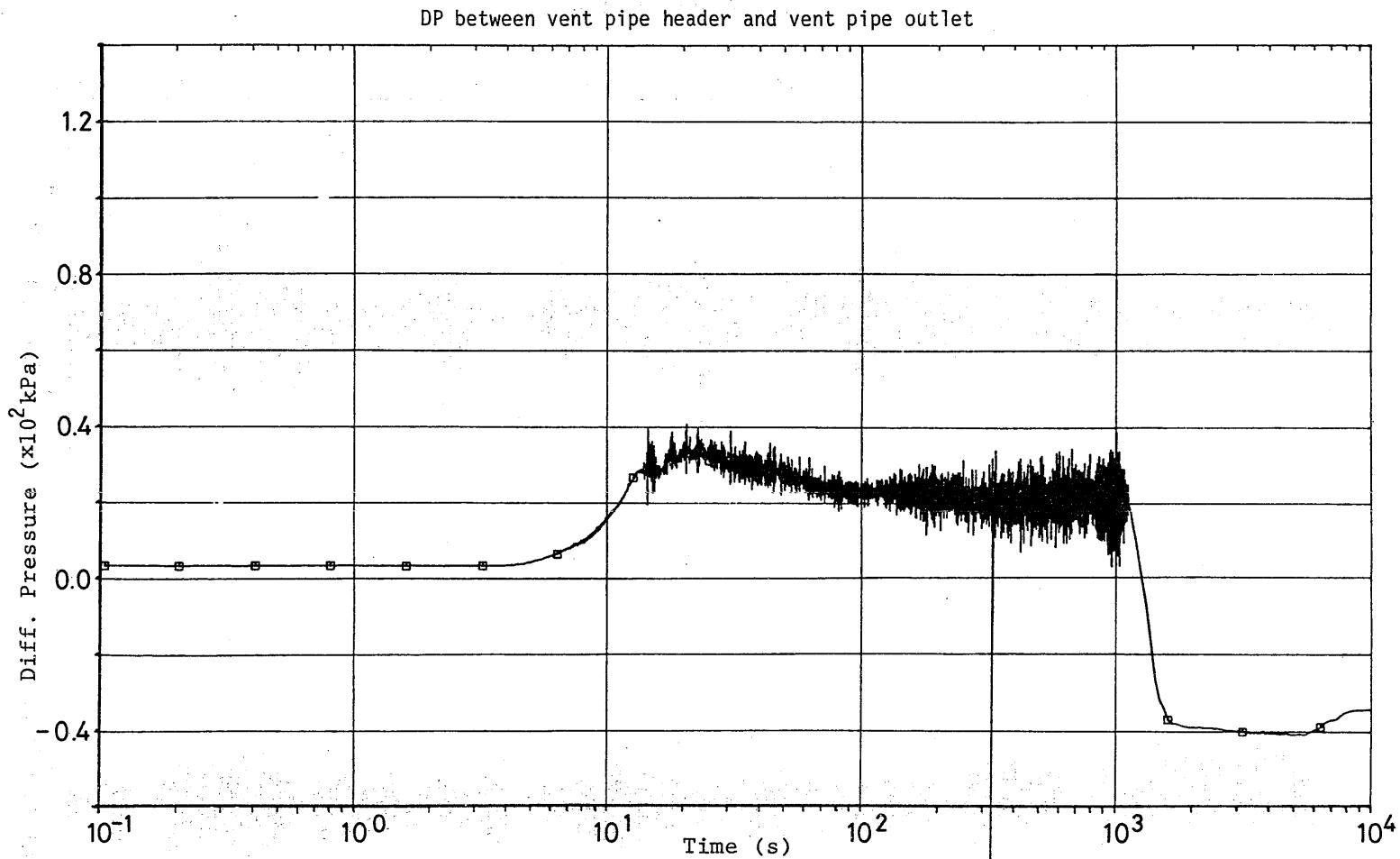


図1-3 (a) Marviken 炉によるブローダウン実験で測定された圧力振動例 [2]

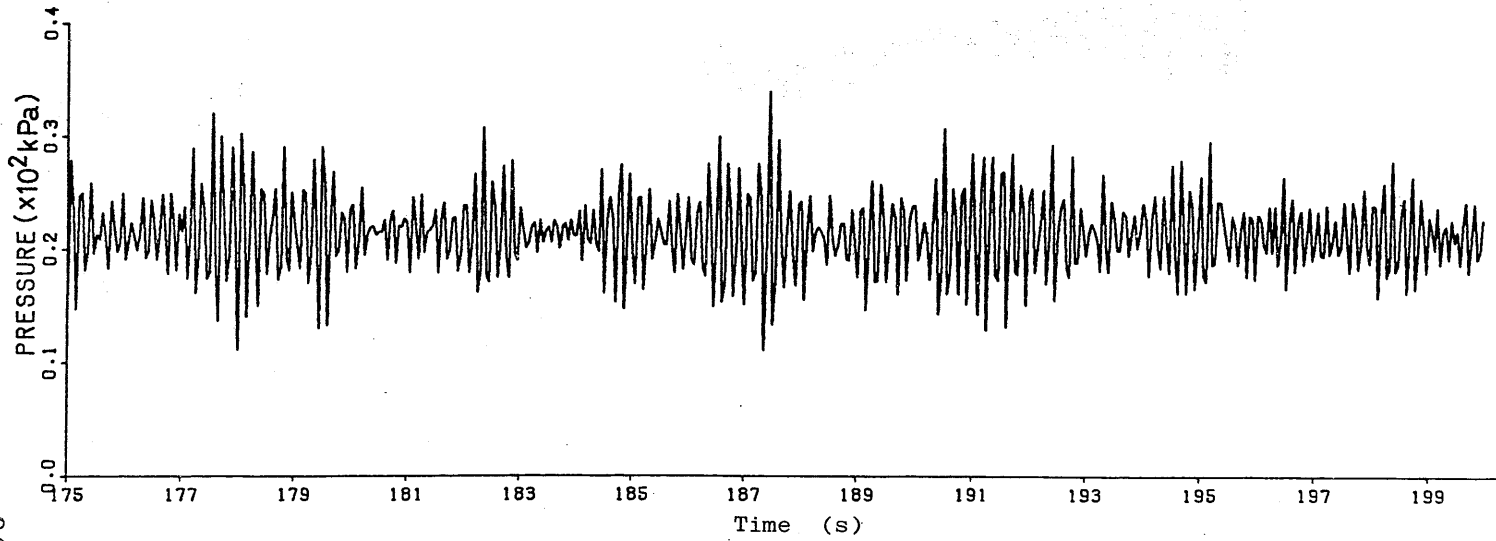
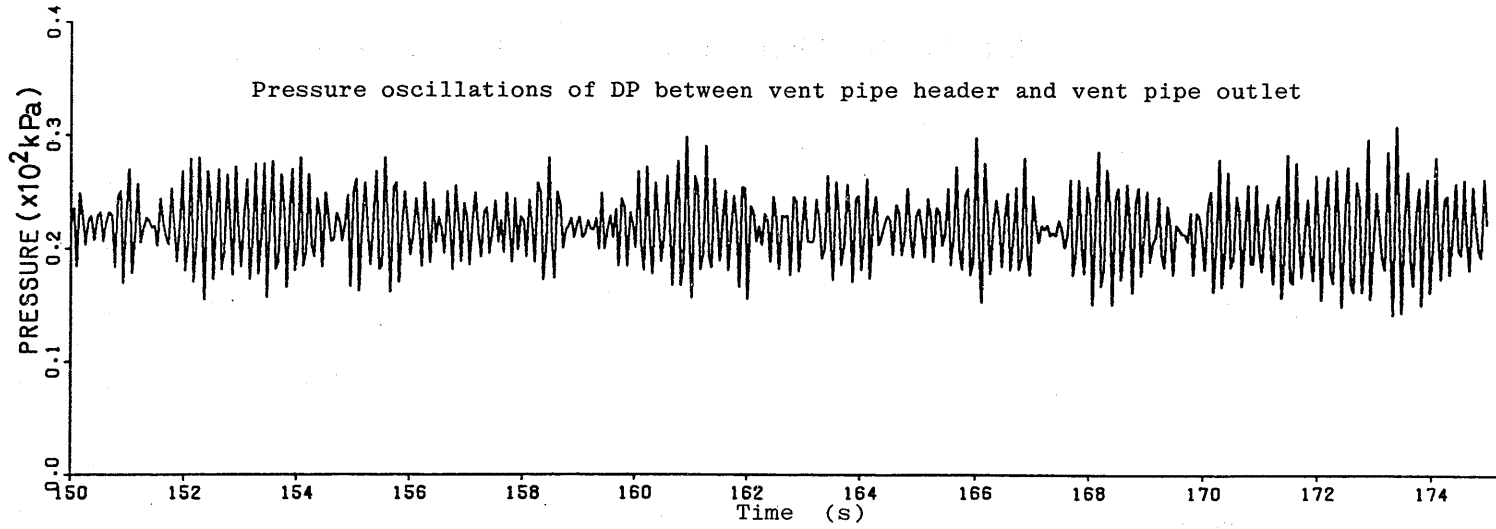


図1-3 (b) (a)の拡大図 [2]

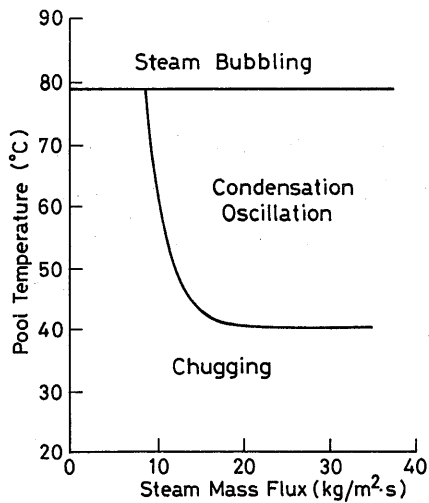


図1-4 Marksらによる Regime map [25]

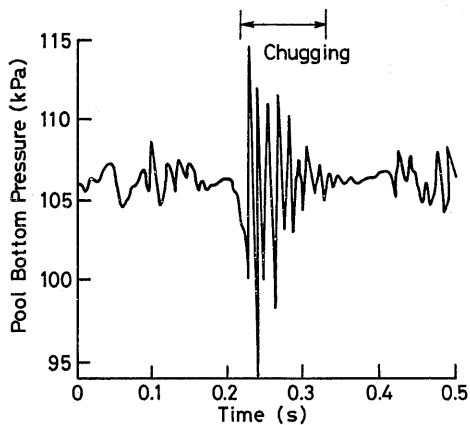


図1-6 チャギング時の典型的な圧力振動例 [26]

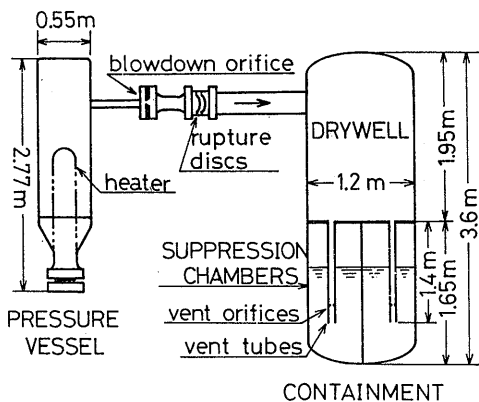


図1-8 一体型船用炉安全性模擬実験装置 [48]

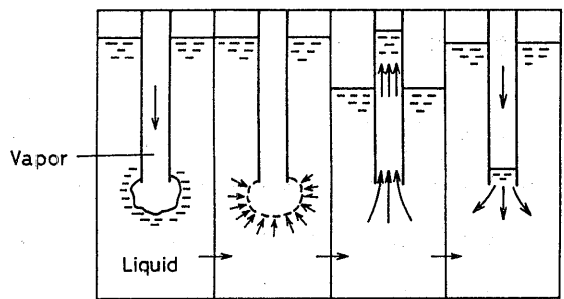


図1-5 チャギング現象の模式図 [23]

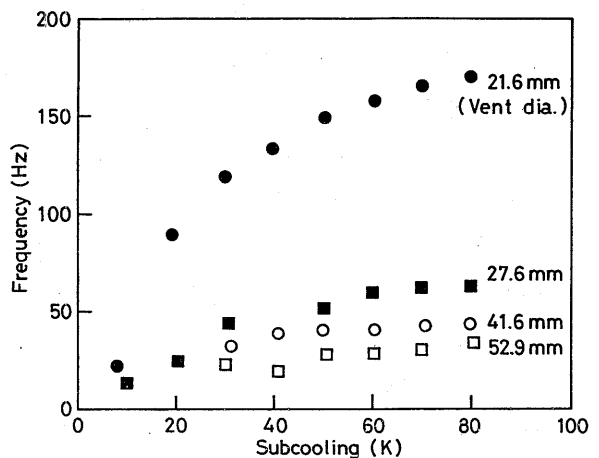


図1-7 気泡凝縮振動の振動周波数 [33]

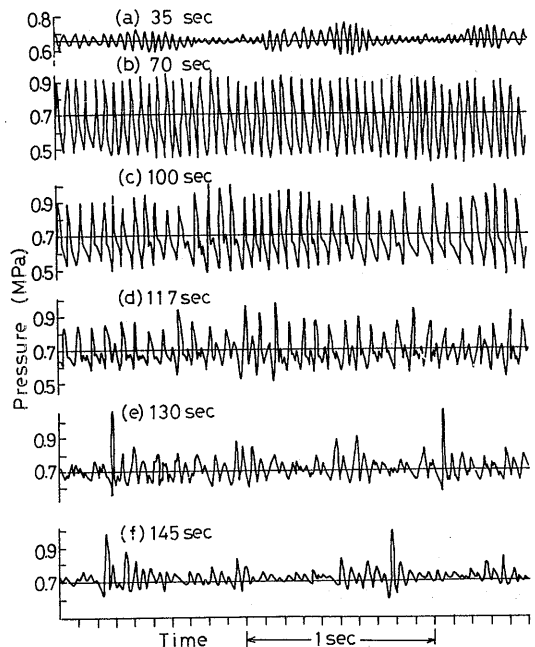


図1-9 図1-8の装置で測定された圧力振動例 [50]

第2章 実験

蒸気をサブクール水中で凝縮させる際に生ずる振動の典型的な様式であるチャギングと気泡凝縮振動を主な対象とした小型の実験装置をそれぞれ製作し、これらの現象の特性を明らかにする実験を行った。これらの装置は、振動時の蒸気-水界面の変動を肉眼ばかりでなく、16ミリフィルムや高速写真でも観察できるように透明なベント管と水槽を用い、実験はいずれも大気圧下で行った。

2.1 チャギング現象[51]

ベント管内を流れる蒸気流束が $30\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ 以下の低流束時に生ずる振動現象、中でもプール水のベント管内への逆流を伴うチャギング現象に焦点を当てた実験を行い、その特性を明らかにする。

2.1.1 実験装置と方法

図2-1(a)に実験装置の概略を示す。本装置はBWRのドライウェルに相当する蒸気ヘッダー、ウェットウェルに相当する水槽とこれらを結ぶベントチューブから成っている。振動現象の観察を容易にするため、ヘッダーと水槽の各2面は耐熱ガラス製とし、ベント管はポリカーボネイト製とした。ボイラからヘッダーへ流れる蒸気流量 G_{IN} はオリフィス径とオリフィス上流圧力によって調節される。オリフィス径は蒸気流量に応じて、オリフィスでの流れが臨界状態となるようなものを適宜選び、一つの実験ケースでは蒸気流量を一定に保った。水槽上部の空気部圧力 P_A は常に大気圧 ($P_A = 101.3\text{ KPa}$) である。

実験パラメータとして、ヘッダー容積、ベント管数、ベント管の長さおよび浸水深さ及び内径を選んだ。表2-1にこれらのパラメータの組合わせを示すが、実験は二つのシリーズに分けることができる。シリーズ1ではベント管径を一定に、またシリーズ2では浸水深さとヘッダー容積を一定にし、それぞれ7及び3種の組合わせからなっている。各組合わせに対して、チャギング現象の様相が蒸気流量とプール水温によってどのように依存するかを調べるため、蒸気流量一定の下にプール水温を変える実験ケースを幾通りか実施した。

シリーズ1の目的は、主としてチャギング現象の特徴を明らかにすることであり、ストレインゲージタイプの圧力変換器(固有振動数1.4KHz)によりヘッダー圧力の変動を測定するとともに、ベント管内へ逆流する水柱の運動を16ミリカメラにより観察した。

一方、シリーズ2では、シリーズ1のデータから存在が明らかとなったチャギング発生限界を求めるため、ベント管内とヘッダー内の圧力変動を詳細に測定した。図2-1(b)は中心ベント管内に設けられたベント管出口近傍の2本の熱電対(シース径0.25mmで水中での時定数は2ミリ秒)と半導体タイプの圧力変

換器(固有振動数100KHz)の位置を示している。2本の熱電対はチャギングに伴うプール水の逆流を温度から検知してチャギング発生限界を求めることを主目的に設けた。また、ヘッダー圧力の測定にも上述と同様の半導体タイプを使用した。

2.1.2 チャギング現象の特性

シリーズ1の実験観察から、チャギング発生の基本的メカニズムは次のようにまとめることができる。

図2-2は典型的なチャギング時の界面変動を模式的に表している。蒸気-水界面がベント管内を下降しベント管外へ出ると同時に、ベント管とヘッダー内に霧が発生し(図2-2の①)、続いてプール水がベント管内を逆流する(期間②)。やがて界面はベント管内を下降し(期間③)、チャギングがくり返される。チャギング周期は蒸気流量に依存するが、本装置ではおおむね2~8Hzの範囲にあり、チャギング発生のたびにパンという破裂音が生じるので、その周期によってはパンパンパン……と「ポンポン船」のように聞こえる。また、界面変動のリズムからは蒸気機関を彷彿させる[25]。

図2-2の期間①で生じるベント管とヘッダー内の霧は断熱的な圧力降下に伴う蒸気空間の凝縮によるものであるが、福田ら[27]は断熱圧力降下により霧の発生しないR-113を用いた実験でも負圧とプール液の逆流が生じることから、空間凝縮はチャギング発生の主因ではなく、チャギングによる負圧の結果であることを明らかにした。従って、チャギングは界面がプール水中へ出た際の急激な凝縮による蒸気空間の負圧とベント管出口に形成された気泡の崩壊に伴う水の突進により生じることになる。しかし、蒸気流量が僅かなとき(数kg/(m².s))は期間③の下降界面がプール水中へ出る前に再び上昇することがあるので、気泡の崩壊はチャギング発生のための絶対条件とは言えない。

(1) ヘッダー内の圧力変動の分類

図2-3は、蒸気流量を除々に増加させていった際のヘッダー内の圧力変動の波形の変遷を示している。圧力変動は、その振巾と波形から幾つかの様式に分類できる。様式1以外は、図に示すように更に細分可能である。(a)から(b)までの各図中の数(値)は、それぞれ、振動様式、蒸気流量と蒸気流束を表している。様式3では、ベント管内への大きな逆流を伴う激しいチャギングが観察された。様式1では蒸気-水界面はベント管内を静止もしくはゆっくりと上昇する。様式2と4は激しいチャギングと非チャギング間の遷移域と見なすことができる。ベント管内を流れる平均蒸気流束が28kg/(m².s)(図2-3(i))を越え、ヘッダー圧力はほとんど変化せず、界面は常にプール水中にあってチャギングは生じない。これらのことから、チャギングの発生には、蒸気流束の

上限と下限が存在すると言える。このような限界は有信ら[52]により間欠的凝縮領域として認められている。

圧力変動波形を除けば、シリーズ1のデータには各様式の細分化に直接利用できるものはないが、細分化された様式間には圧力変動波形に明らかな差異が見られる。例えば、様式3-3と3-4の波形は似ているものの、前者は、様式3-2に特徴的な2子状波形の面影が残っているため、周期が後者に比べて長くなっている。

(2) プール水温の影響

ヘッダー内の圧力変動は、上述の蒸気流束ばかりでなくプール水温 T_L の影響も受ける。図2-4は、圧力変動波形に及ぼすプール水温の影響を示す一例である。図2-4の場合、水温が24℃から46℃に変わると振動様式は2子タイプから単一タイプになる。このようなプール水温の影響を振動様式のマップとして表したものが図2-5である。図中の記号は振動様式の区別を示し、実線及び破線はそれぞれ様式間及び細分化された様式間の境界を示している。横軸は、ベント管断面積当たりの蒸気流量、即ち蒸気流束を選んだ。図から、蒸気流束が小さくプール水温が50~60℃付近に境界が集中しており、この領域でプール水温が振動様式へ及ぼす影響の大きいことが分かる。また様式ナンバーの小さい振動ほど低プール水温・低蒸気流束側へ移行する。この図にはチャギング発生の上限が示されていないが、蒸気流束が上限を越えても圧力振巾は完全には消えないので、不規則で小さな圧力振動の続く様式4-2の中にチャギング発生限界が存在するものと予想される。また、チャギング発生の下限は様式2-1と1の間にある。

プール水温は、図2-3の蒸気流束と同様、圧力変動振巾へ影響する。図2-6は、蒸気流束をパラメータにして圧力変動振巾とプール水のサブクール度 $100 - T_L$ (℃)の関係を示している。サブクール度を増加させていくと、あるサブクール度で圧力振巾が増加を始める。これが、後述するシリーズ2の実験より求められるチャギング発生のための蒸気流束の上限とほぼ一致する。しかし、圧力振巾の増加点は不鮮明であり、図2-6からチャギング発生限界を求めるのは困難である。蒸気流束が $2.3\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、高サブクール度(低水温)で圧力振巾が急減することから、低水温・低蒸気流束域にチャギング発生の下限が存在することが分かる。これは図2-5の非チャギング様式1の発生域に対応している。

(3) ベント管本数の影響

図2-7は、圧力変動に及ぼすベント管本数の影響を示している。図(a)、(b)の比較から、等蒸気流束下では圧力振巾はベント管数の増加とともに大きくな

る。また、図(a)、(c)の比較から、等圧力振巾下の条件では 9 本管のチャギング周波数は 1 本管の約 2 倍になっていることが分かる。これらの事柄は、チャギング限界が単位ヘッダー容積当たりの蒸気凝縮面積と深い係りをもっていることを示唆している。

(4) ヘッダー容積の影響

逆にベント管数を一定にし、ヘッダー容積を変えてその影響を示しているのが図 2-8 である。ヘッダー容積が 1/4 になると、圧力変動振巾は 1.4 倍に、周波数は 1.6 倍になっている。図 2-7、-8 から、ベント管本数の増加とヘッダー容積の減少はよく似た効果をもたらすことが分かるが、これはともにベント管当たりのヘッダー容積が小さくなり、単位ヘッダー容積当たりの凝縮面積が大きくなることに起因している。

(5) 浸水深さの影響

図 2-9 及び図 2-10 が示すように、圧力変動波形や圧力振巾に及ぼす浸水深さの影響はほとんどない。ただ、これらの図から、ヘッダー内の平均圧力は浸水深さが増すとそれによる静圧増加分だけ高くなっていることが分かる。図 2-10 には、図 2-3 と同様、蒸气流束のごく小さいところと、 $20 \sim 30 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以上で圧力振巾が小さくなっているが、これはチャギング発生のための蒸气流束に上限と下限が存在することと対応する。

(6) ベント管長さの影響

図 2-11 が示すように、ベント管長さが 0.5m と 1m とではヘッダー圧力振巾と圧力周波数にほとんど差が見られない。

2.1.3 チャギング発生限界

ベント管を通して蒸気をサブクール水中で凝縮させる際に生じるチャギング現象には、蒸气流束についての上限と下限の存在することがシリーズ 1 の実験結果から定性的に示された。ここでは、シリーズ 2 のデータを基にチャギング発生の上限を求めることにする。

シリーズ 2 では、中央ベント管出口付近の 2 点で応答性のよい熱電対(水中での時定数 2 ms)により温度を計測している(図 2-1(b))。熱電対 T_3 は出口より 1 cm 上方に、 T_4 は 0.5 cm 下方に設けられている。厳密に言えばベント管出口に設けられた熱電対が水温(蒸気温度より低温)を示すか否かでチャギング発生限界を決定すべきであるが、チャギングに伴うベント管内への逆流はほとんどの場合 10~30 cm 程度であるので、熱電対 T_3 のデータからチャギング発生限界を求めた場合の誤差は僅かである。図 2-12 は熱電対 T_3 が間欠的に水温を示す限界、即ちチャギング発生限界におけるプール水温と蒸气流束との関係を表している。これらの間にはほぼ直線の関係が成り立ち、その直線が点 ($j_s = 0 \text{ kg}/$

($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$), $T_L = 100^\circ\text{C}$) 近傍を通るので、チャギング発生の上限における蒸気流束 \dot{m}_{SCHG} はプール水のサブクール度 ($100 - T_L$) にほぼ比例すると言える。

一方、蒸気流束が $1 \text{ kg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ 以下では図 2-3 (a) で示されるようにチャギングが発生しない。これは、蒸気-水界面が恒常的にベント管内に存在しても、ベント管やヘッダー内壁面上への凝縮と界面上への弱い凝縮 (界面近傍の水温は、乱れにより僅かにサブクール状態が保たれるため) が供給される蒸気量とバランスするためである。従って、ヘッダーなどの保温状態によってチャギング発生の下限は多少変わるが、おおむね $\text{数 kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以下である。

2.1.4 ベント管内の圧力変動

これまでは圧力変動としてヘッダー圧力のみを調べてきたが、シリーズ 2 の実験では高固有振動数 (100 kHz) を持った圧力変換器を使って、ヘッダー圧力ばかりではなく、ベント管内の圧力変動も測定した。

図 2-13 はチャギングとしては比較的高蒸気流束時 (図 2-5 参照) におけるベント管内圧力 P_V とベント管出口付近の温度 T_3 と T_4 の記録例である。温度 T_3 と T_4 の変化から界面変動の様子が推測できる。即ち、これらが水の気圧下の飽和温度である 100°C 近傍を示している間は界面はベント管外にあり、飽和温度より低い値の時は界面がベント管内にあることになる。そして、図中に示されるように、 T_3 や T_4 が降下するときは界面は上昇中であり、それらが、上昇しているときは界面は下降する期間となっている。このような界面変動とベント管の圧力変動 P_V を比較すると次のような大きな特徴のあることが分かる。

ベント管内の圧力変動は、ヘッダー内の圧力変動には見られなかった 150 Hz 前後の高い周波数成分が含まれており、それが界面の変動に同期して発達と減衰を繰り返している。この高い周波数成分の発達時期は界面の上昇期と下降期に当たっており、界面変動がほぼ静止する時期は減衰期に当たっている。また、ベント管内の圧力変動には、界面変動と同周期の低い周波数成分も含まれているが、変動振幅が大きい周波数成分に比べて小さいため不鮮明である。このように、チャギング発生時のベント管内圧力変動は低周波および高周波成分から成っており、それらの発生パターンは蒸気流束とプール水温に依存して異なっているが、その詳細については「第 3 章 振動現象のメカニズム」で述べることにする。

2.1.5 高プール水温時の圧力変動

プール水温が 70°C を越えると、チャギングに伴うプール水の逆流が急激に小さくなるとともに、圧力振動波形も低水温時に比べて異なったものとなる。図 2-14 は高プール水温時における T_4 とヘッダー及びベント管内の温度の変動を示す一例である。温度 T_4 により示される界面変動とヘッダー圧力 P_D とがよく

対応している。図(c)から、 P_D とベント管内圧力 P_V とはよく同期しているとともに、振巾も一致している。 P_D と P_V の低周波成分との同期性は図(a)、(b)においても示されている。図2-14はベント管数5本の場合であることを考えると、この P_D と P_V の低周波成分の同期性は、チャギング発生と対応している低周波圧力振動成分を支配しているコントロール容積がヘッダーを含む大きな蒸気空間であることを示唆している。一方、 P_V 中の高周波成分は図(a)で既に図2-12に比べてかなり減衰しており図(b)、(c)でほとんど或いは完全に消滅している。従って、図2-14の実験条件では、図(b)の78℃前後に P_V 中の高周波圧力振動の発生限界が存在することが分かる。また、圧力 P_D 中に高周波成分が含まれてない(含まれていてもその振巾はごく僅かである)ことから、 P_V 中の高周波圧力振動成分のコントロール容積にはヘッダー容積が含まれていないと言える。

2.1.6 圧力振動の低周波と高周波振動成分

以上のシリーズ1及び2で行った低蒸気流束域($j_g < 30 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)の実験結果から、圧力振動を構成する低周波および高周波振動成分の特徴をまとめると、概略、次のようである。

低蒸気流束域では、プール水のベント管内への逆流で特徴づけられるチャギング現象の発生の有無にかかわらず、ベント管内やヘッダー内の圧力振動は低周波および高周波成分より成っている。ヘッダー内の圧力振動の卓越成分は低周波振動であり、ベント管内については通常高周波成分が卓越している。本装置におけるこれらの成分はそれぞれ2~8 Hzおよび100~200 Hzである。低周波成分はチャギングによる界面変動振巾が発達するにつれてより低周波となるが、この界面変動振巾は図2-3が示唆するように蒸気流束の影響を強く受ける。また、高周波成分は図2-14で示されるように、プール水温の上昇とともに減衰する傾向にある。以上の各振動成分の大きな特徴は、次章で考察する振動現象のメカニズムを解明する上で重要な役割を演ずる。

2.2 気泡凝縮振動[53]

蒸気流束が30~120 $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ で高周波成分のみが卓越する気泡凝縮振動の特性を明らかにするため、新たな装置による実験を行った。また、チャギング現象から気泡凝縮振動への遷移過程を調べる目的で、低蒸気流束実験も追加するとともに、界面変動の様子を高速度カメラにより観察した。

2.2.1 実験装置と方法

実験装置は前節で説明したチャギング実験用の装置に類似しており、その概略を図2-15に示す。装置は鋼製のヘッダー、ポリカーボネイト製のベント管及び水槽から成っている。ボイラからの蒸気は、内径27mmのパイプ、ヘッダー

とベント管を通して水槽内のプール水中へ導かれ凝縮する。ヘッダーへの供給蒸気流量は、前節の装置と同様、ヘッダーより上流のオリフィス部で流れを臨界状態とすることにより求められる。ベント管は、内径18mmで長さが0.5mと0.8mの2種類使用した。圧力変動は、ヘッダー内(P_D)、ベント管出口から上流側へ10mm(P_{V1})と250mm(P_{V2})の2点及びヘッダーから下流側へ50mm(P_{V3})の合計4カ所で否ゲージ式変換器により測定した。温度は、ベント管出口から上下それぞれ5mmの2点(T_3 、 T_4)および出口より50mm下方のプール水温(T_L)を測定した。これらのデータは各実験ランごとにアナログ記録計に収録した。水槽は鋼製であるが、2面には現象観察のためのガラス製窓が設けられている。典型的な振動様式における界面変動と圧力変動の関係を調べるため、幾つかの実験について毎秒2000~3000コマの16ミリ高速度フィルムで観察した。高速度フィルムで記録した界面形状の過渡変化とアナログ記録計の圧力過渡変化を比較した。実験は、ベント管内の平均蒸気流束が5~70kg/(m²·s)で、プール水温が20~80℃の範囲で行った。実験は主として長さ0.5mのベント管を使い、0.8mのベント管は長さの影響を見るため付加的に使用した。ベント管の浸水深さは全ての実験に亘たり50mmとした。

2.2.2 振動現象の分類

前節ではチャギング現象をヘッダー内の圧力変動波形をもとに幾つかの様式に細分したが、ここではチャギング発生より広い蒸気流束範囲で生じる圧力振動現象の分類を試みる。

本研究では、圧力変動記録と高速度フィルムによる観察に基づいて現象を基本的な様式として4種類に分けた。図2-16は、ヘッダー内圧力(P_D)、ベント管の中央付近(P_{V2})とベント管出口(P_{V1})における典型的な圧力変動を示している。最初の様式(a)は、ヘッダーへの蒸気流量が低く、低プール水温領域で生じるもので、これまでチャギングと呼ばれてきた。チャギング現象の内、ベント管内へのプール水の逆流が大きい典型的なチャギングでは、プール水の逆流開始と同時にベント管内の圧力変動に高周波の大きな圧力スパイクが現れ、その後、高周波振動成分が減衰する。この様式を、圧力振動が間欠的に生じるころから、以降「間欠的振動」と呼び広義のチャギングと区別することにする。

次の様式(b)は間欠的振動の場合よりも蒸気流量の大きいところで現れる。界面はベント管出口付近のみで変動しており、その振巾と周期は間欠的振動と比較して小さい。この領域では、界面変動がベント管外のみで変動している場合とベント管内に達する場合(チャギングの一部)とがあるが、いずれの場合でも、圧力振動の高周波成分が低周波成分に同期して発達と減衰をくり返すので、ベント管内の圧力変動波形はうなり状となる。この特徴は、間欠的振動と

次に述べる気泡凝縮振動との中間にあるので、「遷移域」或いは「遷移振動」と呼ぶ。

第3番目の様式(c)は更に高い蒸気流束域で現れ、ベント管出口に形成される蒸気泡が高い周波数で膨張と収縮をくり返すのが観察される。その時のベント管内の圧力は蒸気泡の膨張・収縮と同周期で振動するが、第4章で明らかとなる振動メカニズムを考慮して「気泡凝縮振動」と名づける。最後の様式は高プール水温のとき現れるもので、「バブリング」と言われる。この様式では、蒸気泡の膨張とベント管からの離脱が見られるが、これまでの3様式とは異なり、ベント管内の圧力波形に高周波成分が含まれないという特性がある(図2-14参照)。

間欠的振動時には、低周波で間欠的な圧力変動がヘッダーに現れる。この低周波成分がチャギング周期であって、ベント管内のみにチャギング発生に一致した大きな圧力スパイクとそれに続く高周波リングアウト(圧縮波がベント管の両端間を往復することによる圧力振動)が見られる。遷移振動では、ヘッダー圧力は10Hz前後で変動しており、間欠的振動の周期より短い低周波成分と考えることができる。ベント管内の圧力変動は低周波および高周波成分から成っており、ヘッダー圧力変動の周期に一致したうなりのように見える。気泡凝縮振動においては、ヘッダー圧力はほとんど変動せず、ベント管内に高周波の成分のみが卓越している。

2.2.3 高速フィルムによる観察

高速フィルムによる界面形状の変化とアナログ記録計に収録したベント管内圧力変動 P_{V1} との比較を行った。図2-17は、上述の典型的な振動様式について、ベント管出口近傍の圧力と界面変動の対応を示している。間欠的振動では(図(a))、蒸気-水界面がプール水中へ達すると同時に急激な蒸気凝縮が始まりベント管出口の圧力も急減する。これに伴って、蒸気泡の周りの水やヘッダー内の蒸気が凝縮の生じているベント管出口へ殺到する。その結果、蒸気と水が衝突する格好となり、ベント管出口の圧力はスパイク状に上昇する。続いて、高周波なリングアウト振動が現れる。凝縮域の様相は非常に複雑で不鮮明なため、図では、点群或いは斜線で表してあるが、この領域がリングアウト振動と同周期で上昇と下降を繰り返しているのが見られる。高周波振動に同期した界面変動振巾は小さいので図で表すと分かりにくいですが、高速フィルムを動画として見るとその変動の様子がよく分かった。リングアウトが続いている間、このような小振巾界面変動を伴いながらプール水はベント管内を上昇する。やがてプール水の上昇は止まり、続いて下降が始まりチャギングが繰り返される。

遷移振動では、ベント管先端に付着した蒸気泡が1回のうなり状圧力変動の間に膨張と収縮を行う(図(b))。うなりの発達段階と気泡の膨張時期とはほぼ

一致している。間欠的振動のリングアウトと同様、遷移振動においても高周波圧力変動に対応した高周波な界面変動がうなりの周期に一致した低周波界面変動に重畳しているのであるが、振動振巾が小さく図では表示できなかった。低周波成分の現れない気泡凝縮振動では、図(c)によく示されるように、蒸気泡の膨張・収縮の周期が圧力変動周期に対応している。

ベント管出口近傍の温度 T_3 と T_4 の記録も界面変動と圧力変動の対応をよく示していたが、このデータは次章「振動現象のメカニズム」で詳しく検討する。

2.2.4 現象マップ

2.2.2 節で分類した4種類の現象の発生領域を蒸气流束 $5 < j_s < 70 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の範囲で調べた。図2-18は、間欠的振動、遷移振動、気泡凝縮振動とバブリングの発生範囲を示している。図2-1の装置についても現象マップ[51]を $2 < j_s < 35 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の範囲で求めたが、その範囲での両図の対応はきわめて良好である。また、従来の研究による現象マップとは、現象の分類法の違いなどがあり、必ずしもいい対応とは限らないが、Arinobuら[41]のマップとは比較的良く一致している(チャギング発生限界については、4.1節で他の研究者によるデータと比較検討する)。図中の1点鎖線は、プール水のベント管内への逆流が生じるか否かの限界、即ち、チャギング発生限界を示しており、図2-12の限界に対応している。従って、チャギング発生限界により2分される遷移領域の内、右上の領域では界面は常にプール水中にあって膨張と収縮を繰り返すことになる。

図2-18及び図2-16から、遷移振動は文字どおり間欠的振動と気泡凝縮振動との遷移域であり、この事が、低水温時の振動現象をチャギングと気泡凝縮振動のみに分けた際の境界は、線というより、蒸气流束に対してある巾を持たせた方が良いという考え方[27]と関連しているように思われる。これに対し、プール水温を上昇させていったときに高周波圧力成分が発生しなくなる限界(図2-14参照)、即ち、遷移振動とバブリングの境界は比較的鮮明である。

次に、蒸气流束を $70 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以上 $265 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ (大気圧飽和蒸気中の音速 473 m/s に相当する蒸气流束は $283 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$) 以下の実験を若干追加し、高蒸气流束までを含んだ現象マップ図2-19を得た。高周波の圧力振動で特徴づけられる気泡凝縮振動も、蒸气流束が音速に近くなる高々蒸气流束では、ベント管出口での圧力振動振巾が小さくなり、かつベント管内(P_{V2} , P_{V3})において圧力振動がほとんど測定されなくなる。蒸气流束が大きいこともあり、気泡寸法は気泡凝縮振動時に比べてかなり大きくなっているため、一応バブリング領域と名付けるが、図2-18に出てくる高周波振動成分の含まれないバブリングとは異なるものである。気泡凝縮振動とこのバブリングの間はもう一つの遷移領

域であって、気泡凝縮振動の特徴が現れたり、バブリング領域の特徴が現れたりする。

2.2.5 実験パラメータの影響

これまでの説明からも分かるように、気泡凝縮振動の特徴は、その圧力変動中に他の振動様式中に含まれる低周波成分が含まれないことであるが、逆に、気泡凝縮振動時に典型的な高周波振動成分は、間欠的振動や遷移振動時にも現れる成分である。そこで、気泡凝縮振動を含め3つの振動様式で見られる高周波成分と実験パラメータ(蒸気流束 j_g 、プール水温 T_L とベント管長さ L_V)との係わりを調べることにする。

(1) 圧力振巾への影響

図2-20は、プール水温を43℃一定にし、蒸気流束を増加させていった場合のベント管内圧力波形を示している。図(a)、(b)、(c)はそれぞれ、間欠的振動、遷移振動と気泡凝縮振動を表しており、これまで述べてきた各振動様式の特徴がよく示されている。ここで、高周波振動成分の変動振巾に注目すると、振巾の平均値は蒸気流束の増加に伴って大きくなっていると言える。

同様に、蒸気流束を11.2kg/(m².s)の下にプール水温の影響を示したのが図2-21である。この場合、プール水温の上昇に伴い、間欠的振動から遷移振動へと移行するが、図(d)では高周波がほとんど見られずバブリングに近い状態である。図2-21で注目されることは、圧力変動振巾がプール水温のある値で極大値を持つということである。

以上2つの図から、蒸気流束もプール水温も高周波成分の圧力振巾に大きく影響することが分かるが、そのような影響をまとめたのが図2-22である。蒸気流束をパラメータに、実測圧力振巾の巾とプール水のサブクール度 $(100 - T_L)$ (K)の関係が示されている。圧力振巾の巾は約100個のデータから求め垂直線分で示し、その平均値を各記号でプロットした。振巾の巾が大きいことは、圧力波形がうなり状に発達と減衰をくり返していることに対応している。図(b)、(c)の比較から、圧力振巾を極大にするプール水サブクール度は、蒸気流束の増加とともに低サブクール側へ移行することが分かる。

蒸気流束の影響をより鮮明に示すため、図2-22の平均振巾を一つにまとめたのが図2-23である。大きなチャギングを伴う振動である間欠的振動の場合のデータにはヒゲを付けて他の様式と区別した。サブクール度が60K以下では、平均振巾はおおよそ蒸気流束に比例しているが、70K以上では、蒸気流束の依存性は小さく、 $j_g = 11.2$ と 20.5 kg/(m².s)の2つの曲線が80K付近で接近している。この領域では激しいチャギングが生じており、ベント管内を流れる蒸気流束は気液界面のベント管内の運動に伴ってその平均値の回りを大きく変動

している。そして、高周波成分が勃発する瞬間の蒸気流束はプール水中に出ている気泡界面への凝縮速度に支配され、平均蒸気流束よりはるかに大きな値になっている(5.5節 参照)。

図 2-22の(b)、(c)には、ベント管長さ0.5mの場合のデータも含まれているが、それらのデータが長さ1.0 m のデータと同一の曲線で整理できる。これは、ベント管長さが高周波振動成分にはほとんど影響しないことを意味しており、福田による実験[42]と同じ結果となっている。

(2) 周波数への影響

実験条件が高周波振動成分へ及ぼす影響は、図 2-20~21 からも分かるように、圧力振巾への効果に比べて小さい。図 2-24は、ベント管内の圧力変動中に含まれる高周波成分とプール水サブクール度($100 - T_L$)(k)との関係を、蒸気流束とベント管長さをパラメータとして表したものである。各実験点は圧力振巾の場合と同様、約100個のデータの平均値を示している。周波数とサブクール度は、ある程度のバラツキがあるものの、各蒸気流束に対して、サブクール度の増加とともに単調に増大する曲線で示すことができる。パラメータ効果に注目すると、蒸気流束が増すにつれて周波数は多少増加の傾向にあるのに対し、少なくとも本実験で得られたデータにおいては、ベント管の長さの影響は見られないことが分かる。

(3) その他のパラメータの影響

高周波振動成分に影響をもたらす可能性のあるその他の実験パラメータとしては、ベント管径 d_V 、ヘッダー容積 V_D とベント管浸水深さ L_H が考えられる。

(i) ベント管径を変えることによる効果を調べるのに十分なデータは本実験では得られていない。しかし、横田[33]は気泡凝縮振動における卓越周波数がほぼ管径に逆比例することを見出だしている(例えば、図 4-19 参照)ことを述べるに留めておく。

(ii) ベント管による絞り効果が強くなければ、ヘッダー容積の減少はチャージング即ち低周波振動の周波数とヘッダー圧力振巾の増大をもたらすが、高周波成分の特性にはほとんど影響をもたらさないと考えられる。これは、2.1 節でも述べたように、高周波成分を支配している蒸気容積はベント管出口の蒸気泡であることと関連している。

(iii) ベント管浸水深さが高周波振動成分に何らかの影響を及ぼすことは考えにくい。浸水深さは $P_V - P_0$ や $P_D - P_0$ の平均値に比例する[51](図 2-9~10参照)が、プール水中の界面運動の慣性力に対してほとんど影響をもたらさないためである。

2.3 第2章のまとめ

ポリカーボネイト製透明模擬装置を2種類製作し、蒸気凝縮に起因する圧力振動実験を大気圧下で行った。第1の実験は、ベント管内の蒸気流束が $0\sim 30\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ と比較的低蒸気流束で生じるチャギング現象に焦点を合わせたもので、ドライウェルに相当するヘッダー内の圧力変動の様相がプール水温及び蒸気流束にどのように依存するかを調べるるとともに、プール水が間欠的にベント管内へ逆流するチャギングの発生限界を求めた。また、ベント管の本数、長さ、浸水深さ及びヘッダー容積といった実験パラメータの圧力変動へ及ぼす影響についても明らかにした。第2の実験は、チャギングより高蒸気流束で生じる気泡凝縮振動の特性を明らかにするため蒸気流束 $30\sim 120\text{kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$ の範囲で行い、これまでの圧力変動に高速フームによる観察を加え、ベント管内の圧力変動と界面変動の係り、および上述の実験パラメータが圧力変動の振幅と周期に及ぼす影響を詳しく調べた。更に、第1の実験データと合わせ、広い蒸気流束に亘る現象マップを得、 $70\sim 80^\circ\text{C}$ 以上の高プール水温領域には別の振動様式であるバブリング振動が、また、これら3様式に囲まれた部分には典型的なチャギングである間欠的振動と気泡凝縮振動との遷移域が現れることを明らかにした。

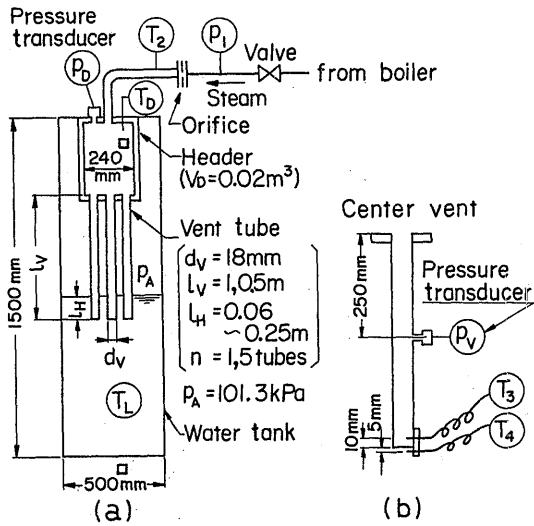


図2-1 チャギング実験装置

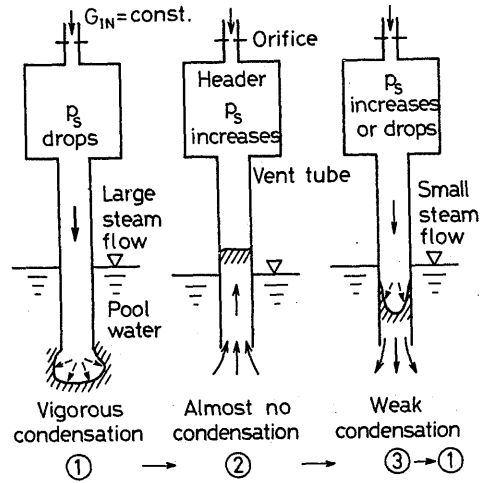


図2-2 チャギング現象

表2-1 実験パラメータの組合わせ

Series No.	Header volume V_D (m ³)	Vent tube number n	Vent tube length l_V (m)	Submergence of vent tube l_H (m)	Vent tube diameter d_V (m)
1	0.04	1	0.5	0.06	0.018
	0.04	1	0.5	0.25	0.018
	0.04	5	0.5	0.06	0.018
	0.04	5	0.5	0.25	0.018
	0.04	9	0.5	0.06	0.018
	0.01	5	0.5	0.06	0.018
	0.01	5	1.0	0.06	0.018
2	0.02	5	0.5	0.25	0.018
	0.02	5	1.0	0.25	0.018
	0.02	1	0.5	0.25	0.029

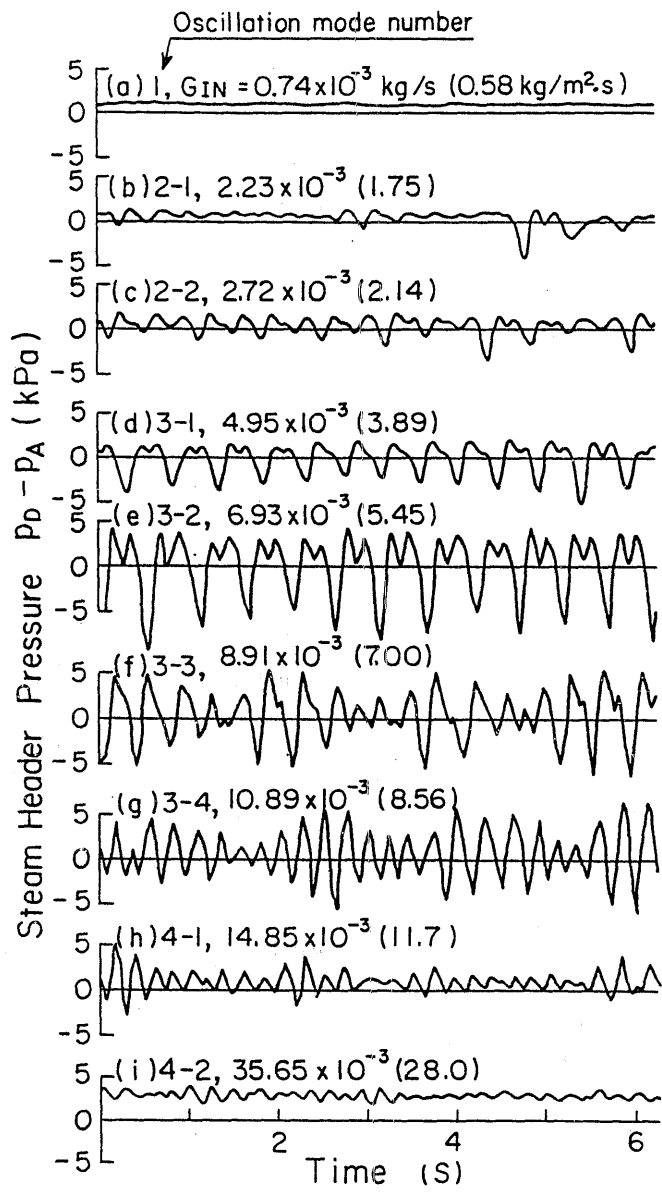


図2-3 蒸気流量の増加に伴うヘッダー圧力変動の遷移

$$\left(V_D = 0.04 \text{ m}^3, d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 0.5 \text{ m}, \right.$$

$$\left. l_H = 0.06 \text{ m}, n = 5, T_L = 20 \sim 30 \text{ }^\circ\text{C} \right)$$

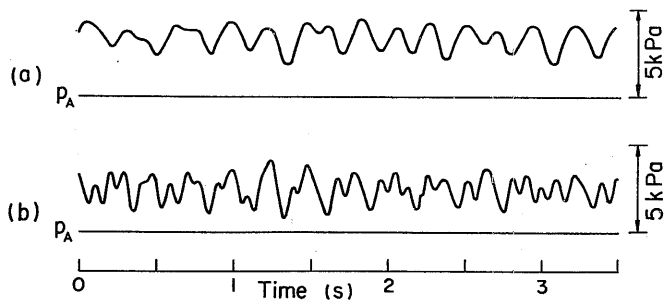


図2-4 ヘッダー圧力変動波形へ及ぼすプール水温の影響

(a) $T_L = 46^\circ\text{C}$, (b) $T_L = 24^\circ\text{C}$
 $(V_D = 0.04\text{ m}^3, d_V = 0.018\text{ m}, l_V = 0.5\text{ m}, l_H = 0.06\text{ m},$
 $n = 9, G_{IN} = 3 \times 10^{-3}\text{ kg/s})$

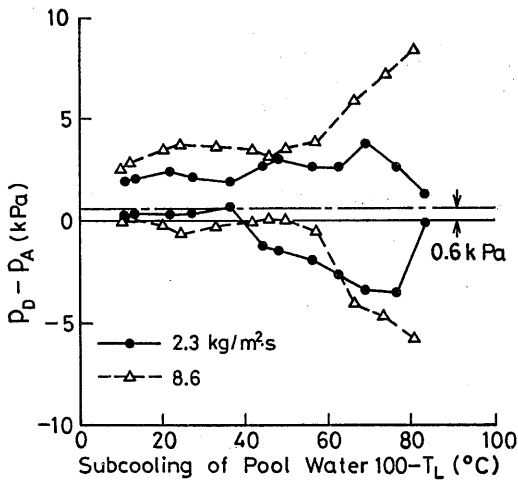


図2-6 ヘッダー圧力の変動振幅とプール水サブクール度との関係

$(V_D = 0.04\text{ m}^3, d_V = 0.018\text{ m}, l_V = 0.5\text{ m}, l_H = 0.06\text{ m}, n = 5)$

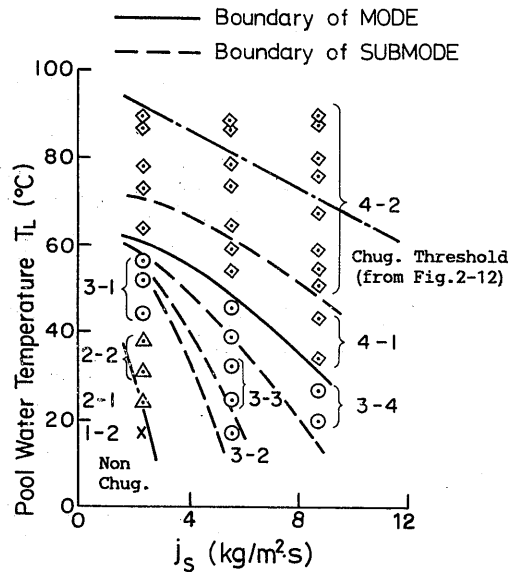


図2-5 プール水温と蒸気流束で示したチャギング様式マップ

$(V_D = 0.04\text{ m}^3, d_V = 0.018\text{ m}, l_V = 0.5\text{ m}, l_H = 0.06\text{ m}, n = 5)$

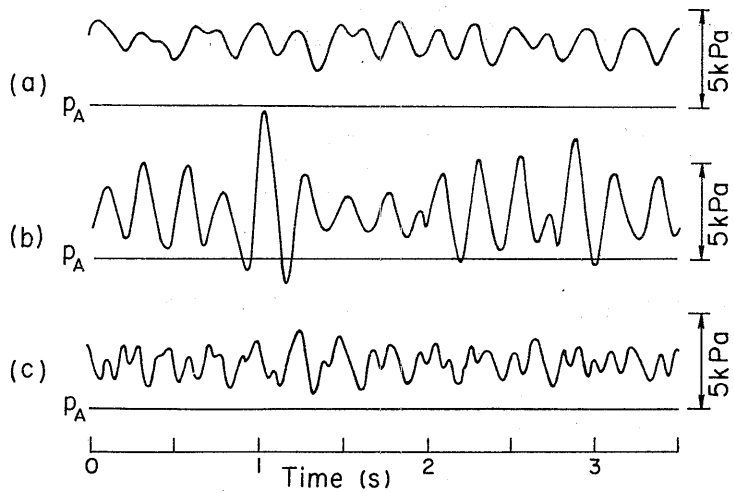


図2-7 ヘッダー圧力の変動周波数に及ぼすベント管本数の影響

(a) $n=1$, $j_s=8.3 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

(b) $n=9$, $j_s=8.6 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

(c) $n=9$, $j_s=5.2 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

($V_D=0.04 \text{ m}^3$, $d_v=0.018 \text{ m}$, $l_v=0.5 \text{ m}$, $T_L=17 \text{ }^\circ\text{C}$)

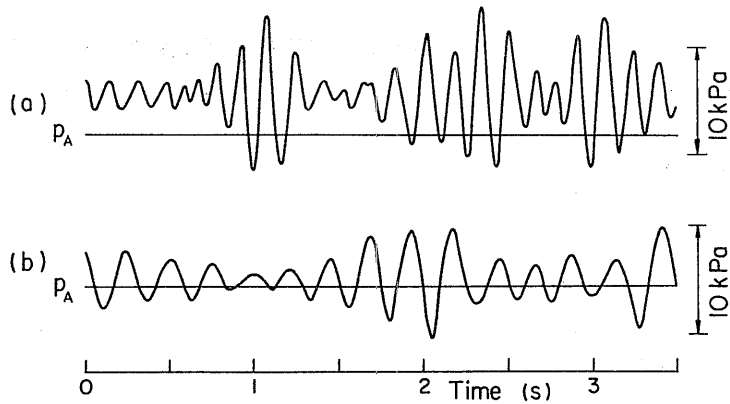


図2-8 ヘッダー圧力の変動周波数と振幅に及ぼすヘッダー容積の影響

(a) $V_D=0.01 \text{ m}^3$, (b) $V_D=0.04 \text{ m}^3$

($d_v=0.018 \text{ m}$, $l_v=0.5 \text{ m}$, $l_H=0.06 \text{ m}$, $n=5$,
 $T_L=33 \text{ }^\circ\text{C}$, $j_s=5.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)

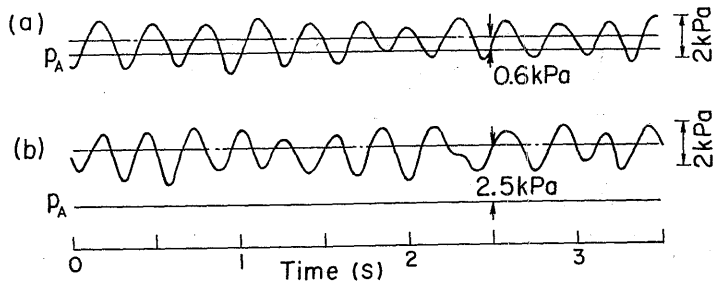


図2-9 ヘッダー圧力の変動波形に及ぼすベント管浸水深さの影響

(a) $l_H = 0.06 \text{ m}$, (b) $l_H = 0.25 \text{ m}$
 $(V_D = 0.04 \text{ m}^3, d_V = 0.018 \text{ m}, l_V = 0.5 \text{ m}, n = 1)$
 $(T_L = 18 \text{ }^\circ\text{C}, j_S = 2.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$

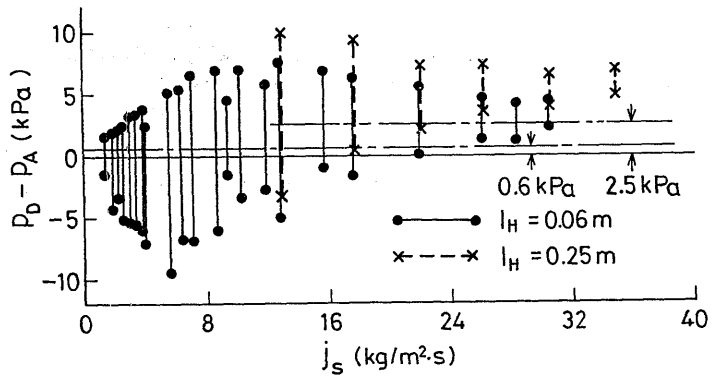


図2-10 圧力変動振幅に及ぼすベント管浸水深さの影響

$(V_D = 0.04 \text{ m}^3, d_V = 0.018 \text{ m}, l_V = 0.5 \text{ m})$
 $(T_L = 20 \sim 30 \text{ }^\circ\text{C}, n = 5)$

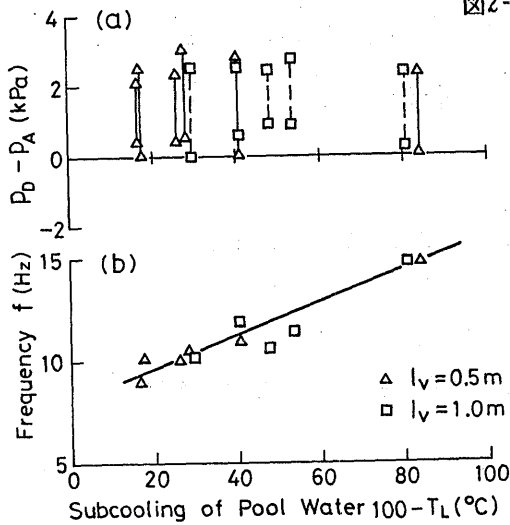


図2-11 圧力変動の振幅と周期に及ぼす
ベント管長さの影響

$(V_D = 0.01 \text{ m}^3, d_V = 0.018 \text{ m}, l_H = 0.06 \text{ m}, n = 5)$
 $(j_S = 5.5 \sim 7.9 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$

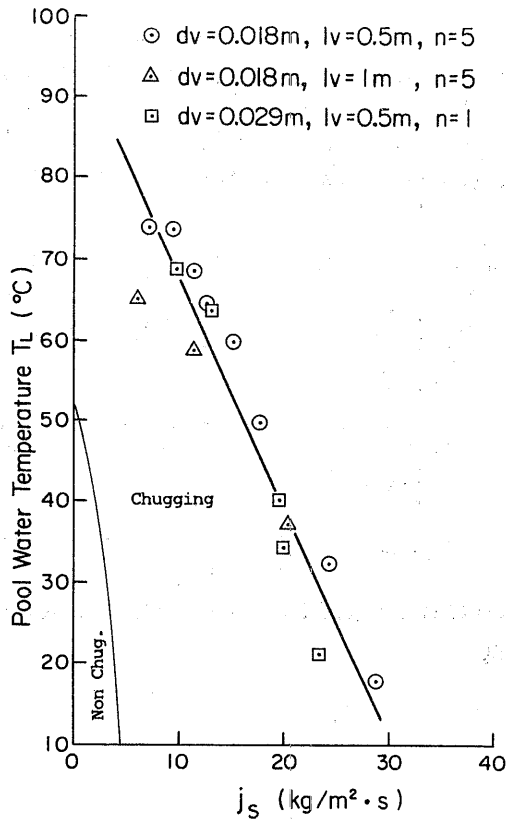


図2-12 チャギング発生限界におけるプール水温と蒸気流束の関係

($v_D = 0.02 \text{ m}^3$, $l_H = 0.25 \text{ m}$)

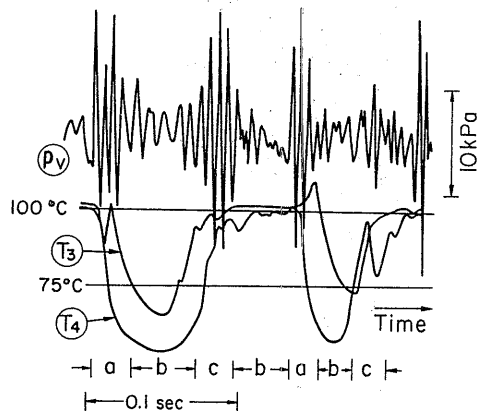


図2-13 チャギング時におけるベント管内圧力 P_V 及びベント管出口近傍温度 T_3 , T_4 の変動例

- (a) 界面上昇期間
- (b) 界面ほぼ静止期間
- (c) 界面下降期間

($v_D = 0.02 \text{ m}^3$, $d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 0.5 \text{ m}$, $l_H = 0.25 \text{ m}$,
 $n = 5$, $T_L = 48 \text{ }^\circ\text{C}$, $j_S = 11.0 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)

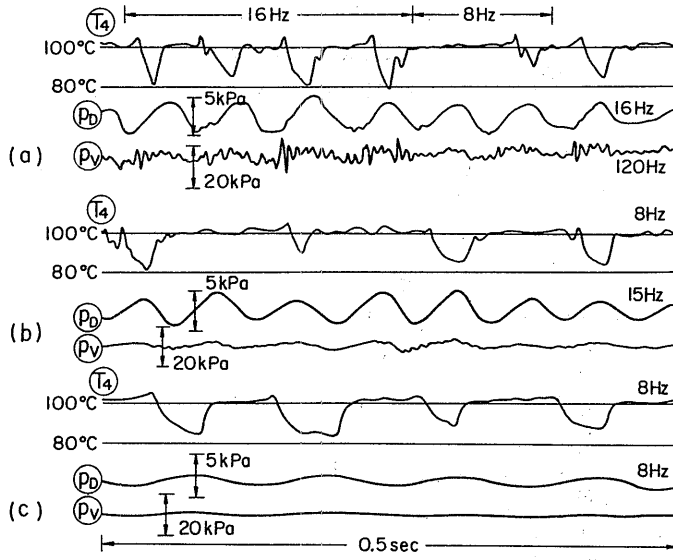


図2-14 高ブール水温時における温度 T_4 、ヘッダー圧力 P_D 及びベント管内圧 P_V 力の変動例

(a) $T_L = 73.2^\circ\text{C}$, $j_s = 14.0 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
 (b) $T_L = 78.0^\circ\text{C}$, $j_s = 12.4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
 (c) $T_L = 83.5^\circ\text{C}$, $j_s = 6.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$
 ($V_D = 0.02 \text{ m}^3$, $d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 0.5 \text{ m}$, $l_H = 0.25 \text{ m}$, $n = 5$)

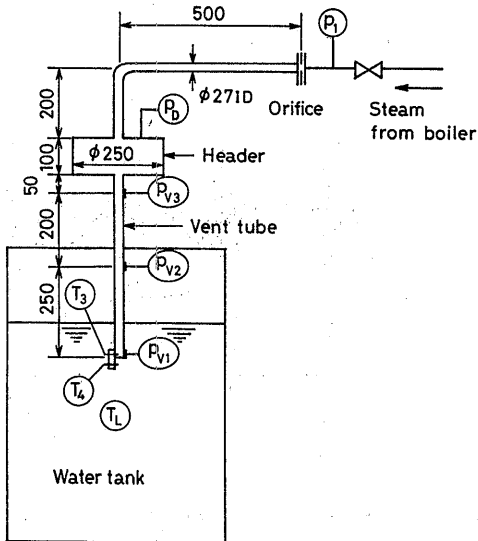


図2-15 気泡凝縮振動実験装置

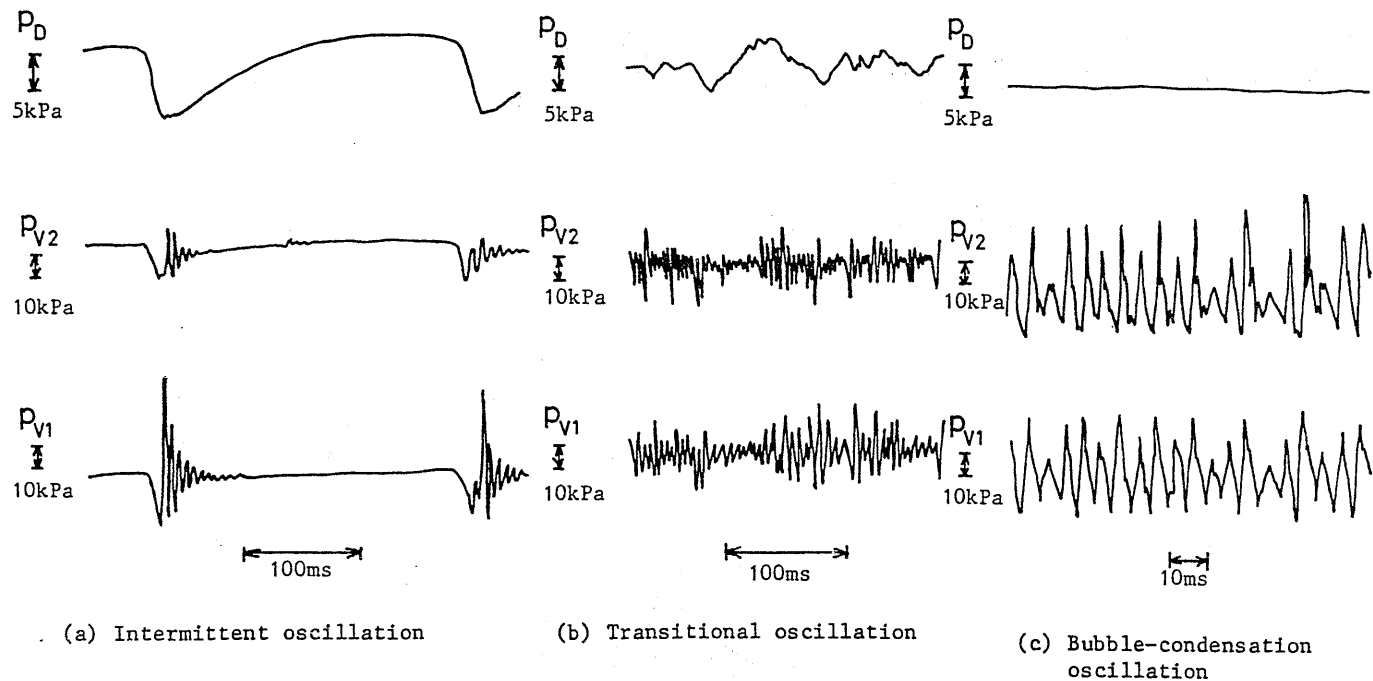
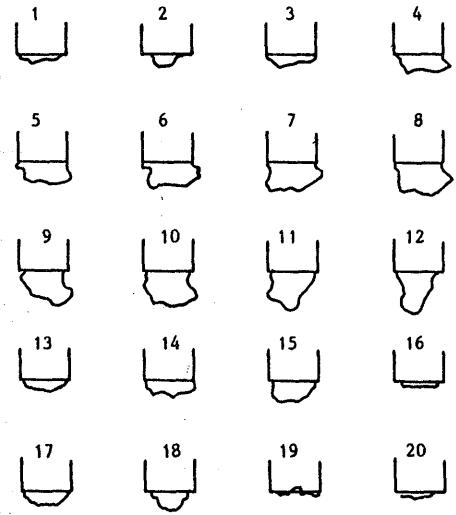
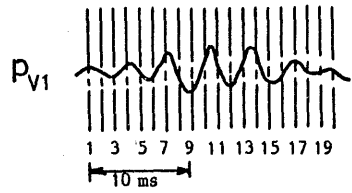
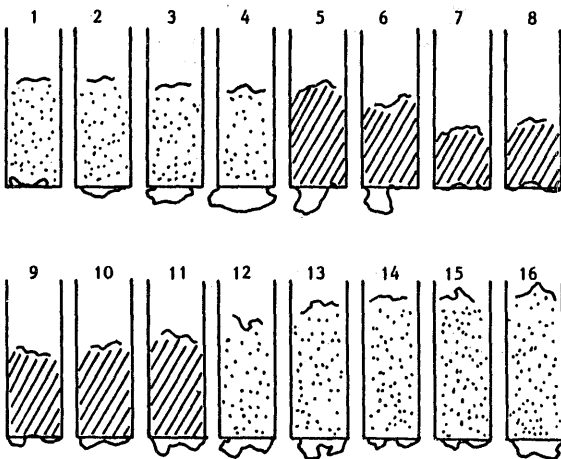
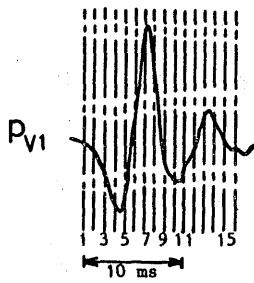


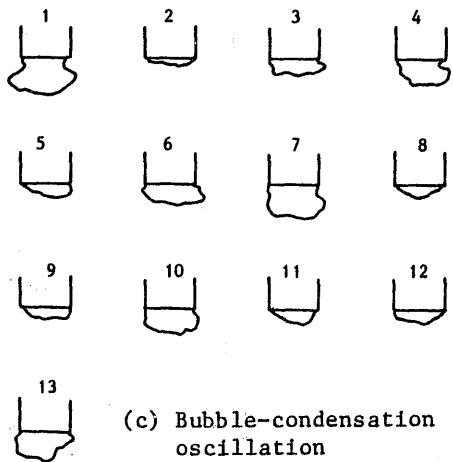
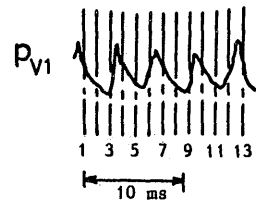
図2-16 各振動様式における典型的な圧力振動波形



(b) Transitional oscillation



(a) Intermittent oscillation



(c) Bubble-condensation oscillation

図2-17 界面変動とベント管出口近傍の圧力変動との対応

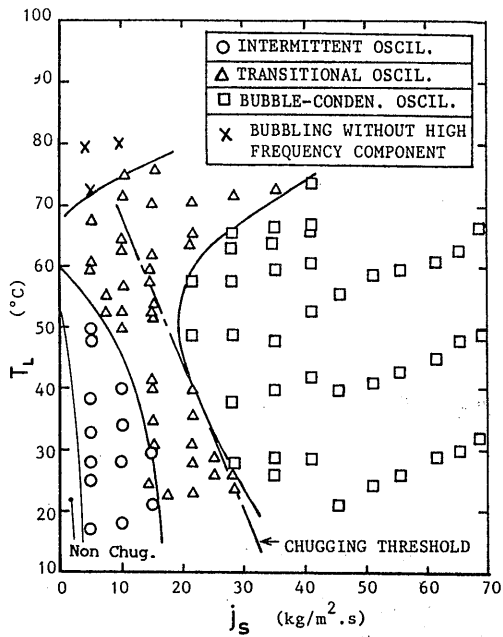


図2-18 振動様式マップ ($0 < j_s < 70 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)

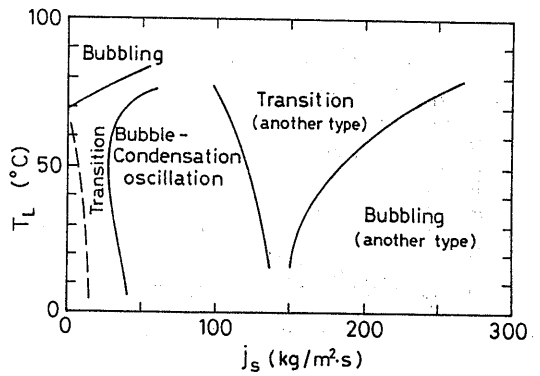


図2-19 高蒸気流束域の様式マップ ($j_s < 283 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)

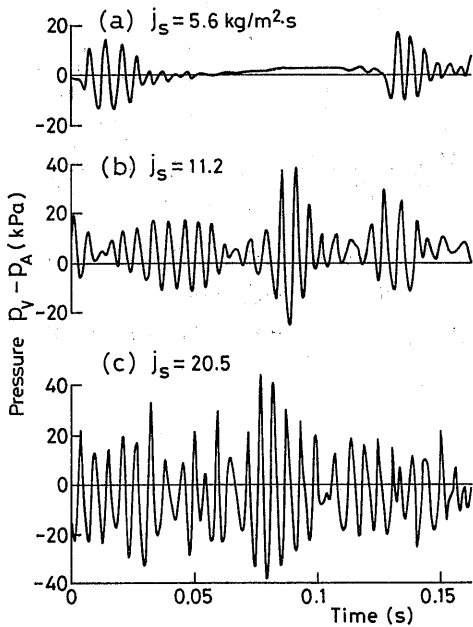


図2-20 ベント管内の高周波圧力変動波形に及ぼす蒸気流束の影響

($d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 1.0 \text{ m}$, $n = 5$, $T_L = 43 \text{ }^\circ\text{C}$)

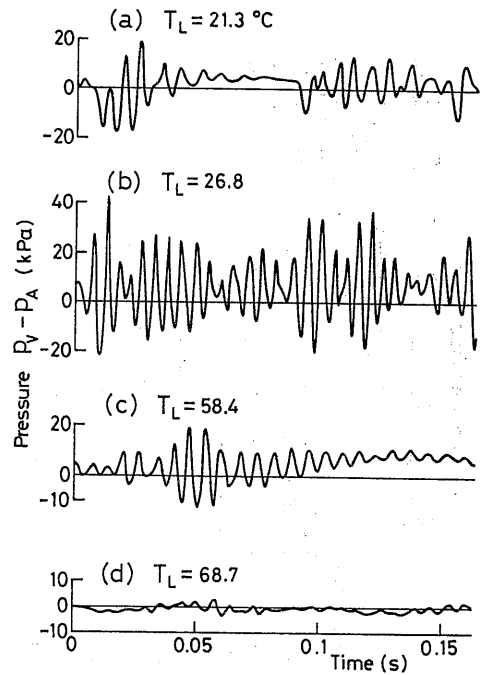


図2-21 プール水温の影響

($d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 1.0 \text{ m}$, $n = 5$, $j_s = 11.2 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)

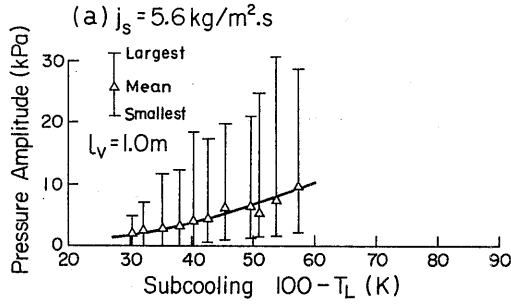


図2-22(a)高周波圧力変動振幅のプール水サブクール度依存性
(平均値の回りに広く分布しているのが特徴)
($d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 0.5 \text{ m}$, 1.0 m)

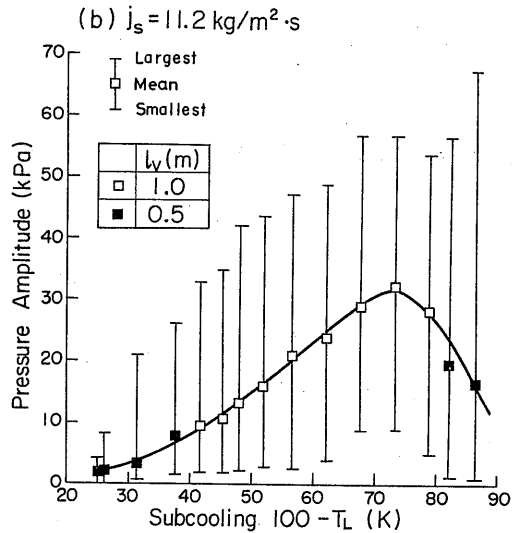


図2-22(b)高周波圧力変動振幅のプール水サブクール度依存性
(平均値の回りに広く分布しているのが特徴)
($d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 0.5 \text{ m}$, 1.0 m)

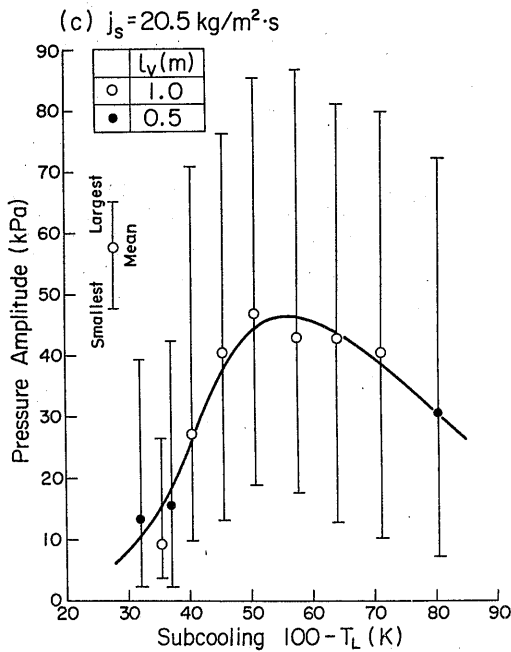


図2-22(c)高周波圧力変動振幅のプール水サブクール度依存性
(平均値の回りに広く分布しているのが特徴)
($d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 0.5 \text{ m}$, 1.0 m)

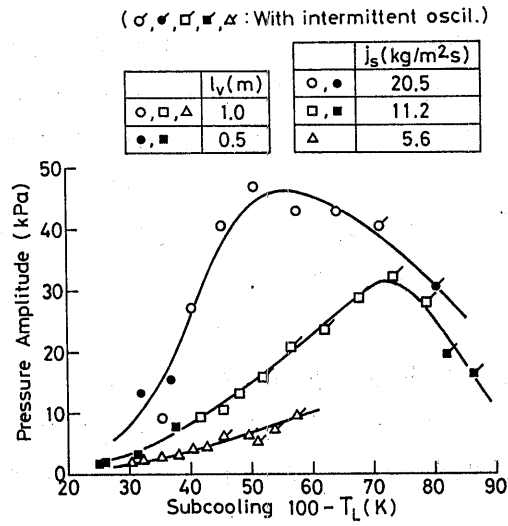


図2-23 平均圧力変動振幅の蒸気流束依存性

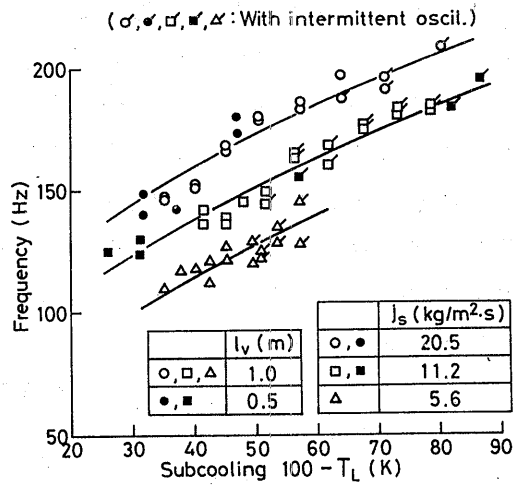


図2-24 高周波圧力変動周波数とプール水サブクール度及び蒸気流束の関係

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。

- (iv) 高周波振動が現れる期間は、ヘッダー圧力が減少している。
- (v) ヘッダー圧力に見られる減衰した高周波成分は、ベント管内圧力の高周波成分との対応がよくないが、これは高周波成分はベント管間で独立していることを示唆している。
- (vi) しかし、チャギングに伴う大きな界面変動がベント管間で同期しているところから、高周波振動の発生時期は、ベント管間でほとんど同期していると考えられる。

次に、遷移振動中における高周波成分の発生状況を示したのが図3-4である。この場合の蒸気流束は図3-2より高く、プール水の逆流が僅かに生じる弱いチャギング状態となっている。高周波振動成分は、ほぼ規則的に発達と減衰をくり返し、うなり状となって現れるが、急激に出現しゆっくりと減衰する間欠的振動とは対照的である。温度 T_3 や T_4 の変化と圧力変動波形の比較から、遷移振動の場合も、界面変動と高周波振動の発生には密接な関係のあることがうかがわれる。

温度 T_3 と T_4 が共に100℃以下を示し、双方の熱電対が水中にあるときも、それらの温度にかなりの差異が認められることは、水側に大きな温度勾配をもった境界層が存在していることを示している。また、図3-4の破線円で示される温度 T_3 のピークは、圧力変動による飽和温度変動が2 K程度(低周波圧力振巾を10 KPaと見なして)であるので、明らかに過熱温度を示している。この温度ピークは、界面が下方から上方に向かって熱電対を横切る際に現れている。界面が熱電対 T_4 付近にあるときは、 T_4 にも同様の温度ピークが現れることがあった。このことは、界面近傍に過熱温度層が形成されていることを示唆しているとも思われるが、界面にこのように大きな過熱温度層が形成されることは考えにくく、なぜ、 T_3 や T_4 に過熱温度が検知されるのかは不明である。

前章で、プール水がベント管内へ逆流しない遷移振動においても高周波圧力振動が存在すると述べたが、図3-5では界面はほぼ熱電対 T_3 と T_4 の間で振動しており、図3-4と同様の高周波振動発生パターンが見られる。

3.2.2 気泡凝縮振動時の高周波振動

プール水温を一定にし、蒸気流束を増加させていくとプール水の逆流が生じない気泡凝縮振動領域となるが、チャギング発生領域下にあっても気泡凝縮振動の一種と見られる状態が生じることがある。図3-6は、チャギング間に現れるそのような気泡凝縮振動の例である(実験条件は図3-4と同じ)。蒸気-水界面は熱電対 T_3 と T_4 の間で微少変動し、小さいがほぼ振巾の揃った高周波振動が持続して現れる。

図3-7、8は気泡凝縮振動領域で見られる高周波振動の発生の様子を示して

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。

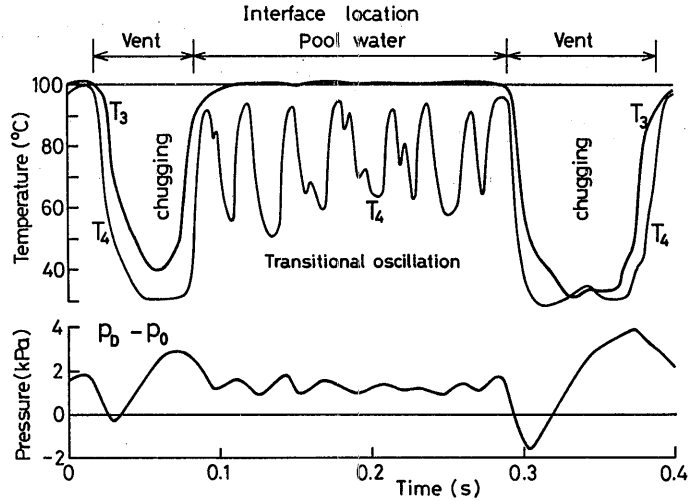


図3-1 間欠的振動領域におけるベント管出口近傍の温度変化とヘッダー圧力変動との対応

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。

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

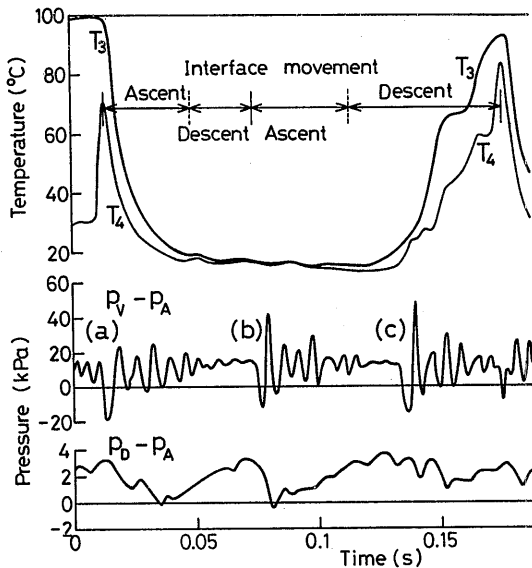


図3-2 チャギングに伴う高周波圧力振動の発生パターン

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

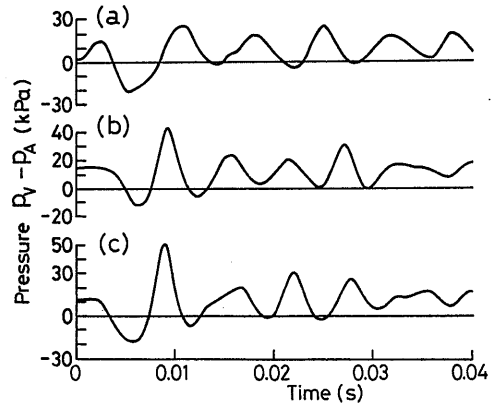


図3-3 図3-2で示されたベント管内圧力変動波形の拡大図

(三つの発生パターンに類似性が認められる)

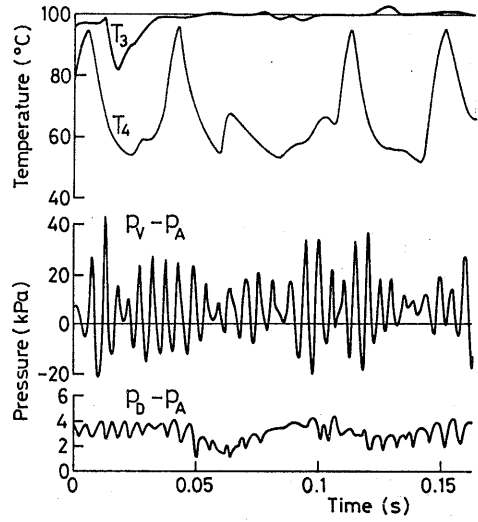
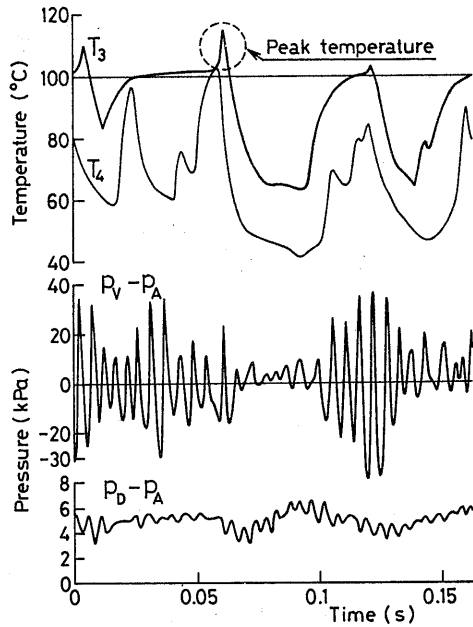


図3-4 プール水の逆流を伴う遷移振動時のビートの高周波圧力振動

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

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)

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

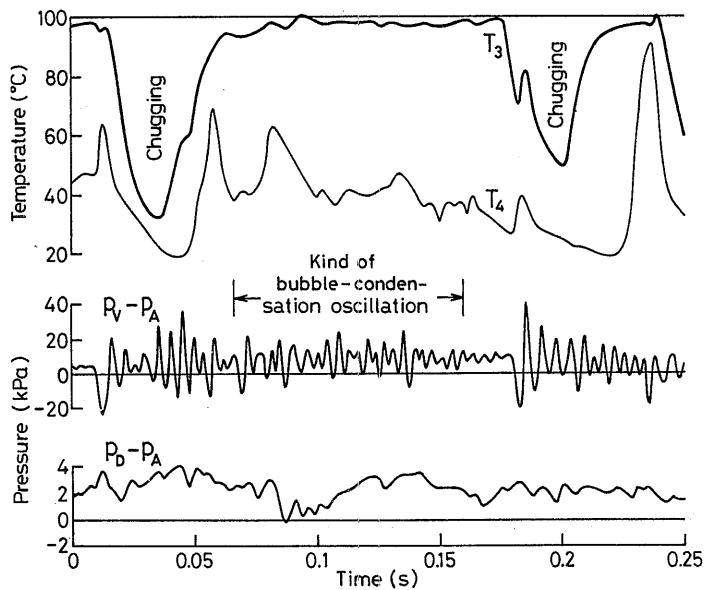


図3-6 チャギング間で見られる連続的な高周波圧力振動の発生状況 (図3-2と同条件)

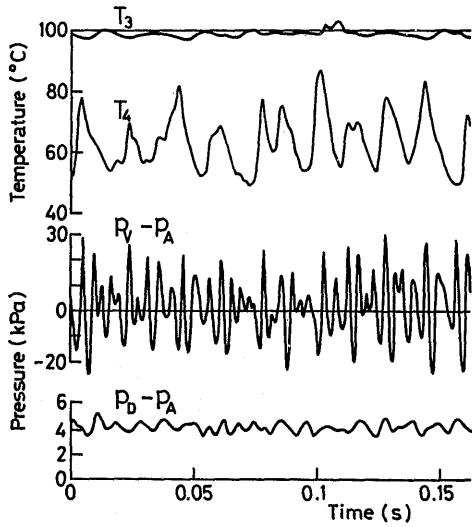


図3-7 比較的低蒸気流束時の気泡凝縮振動（界面変動周波数は遷移振動の図3-5より高くなる）

$$\left(d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 1.0 \text{ m}, n = 5, T_L = 29 \text{ }^\circ\text{C}, j_s = 31.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}) \right)$$

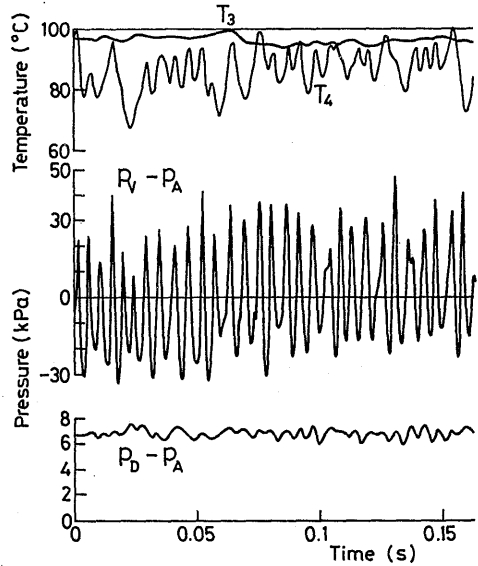


図3-8 図3-7より高蒸気流束時の気泡凝縮振動（典型的な気泡凝縮振動であり、界面変動と圧力変動の同期性が認められる）

$$\left(d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 1.0 \text{ m}, n = 5, T_L = 42 \text{ }^\circ\text{C}, j_s = 36.8 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}) \right)$$

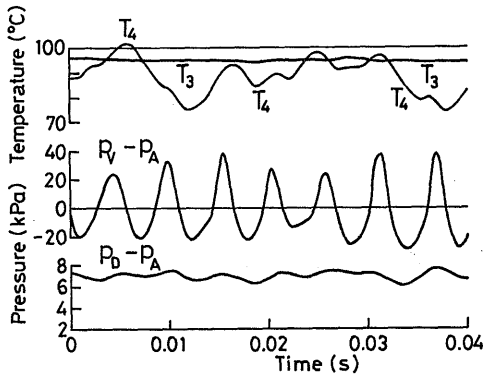


図3-9 図3-8と同条件下の気泡凝縮振動時の拡大図

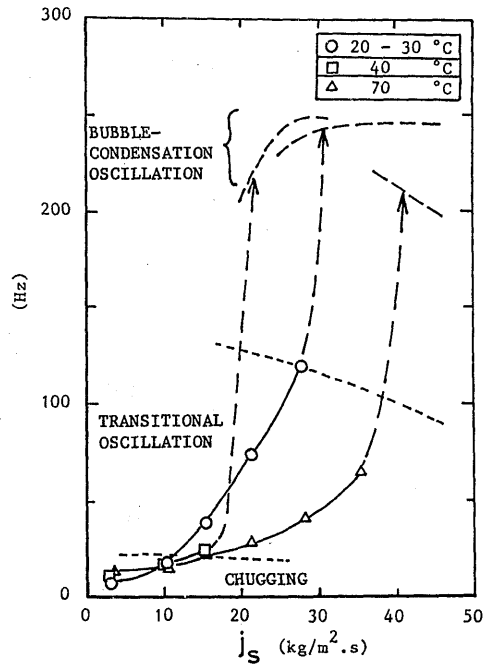


図3-10 チャギングから気泡凝縮振動への遷移

第4章 解析

第3章の考察から、圧力振動の内、チャギング等を引き起こす低周波の成分はヘッダーを含む大きな蒸気空間をコントロール容積とする振動であり、気泡凝縮振動時に特に卓越する高周波成分はベント管出口に形成される蒸気泡をコントロール容積とする振動であるという、本振動現象の基本的メカニズムが明らかにされた。この章では、そのメカニズムに基づいてチャギングと気泡凝縮振動を解析するとともに、第2章で示した各振動様式間の境界について理論的な考察を試みる。

4.1 チャギング時の流体振動の振巾と周期[56][83]

低周波振動の一種であるチャギング現象には、界面変動に応じて高周波振動が間欠的或いはうなり状に現れるが、ここでは高周波成分は考慮しない大きな界面変動にのみ着目し解析することにする。

4.1.1 本解析の目的

チャギング発生限界については従来から実験的にかなりよく調べられている。小規模実験装置を用いて Ayaら[51](図2-12)、Arinobu[23]および福田ら[27]が求めた限界をプール水温 T_L と蒸気流束で整理し、Ayaらによって分類された振動様式の発生範囲[54](図2-18参照)と重ね合わせて示すと図4-1のようになる。振動様式Ⅰ、Ⅲはそれぞれ、間欠的にベント管内へ大きな逆流を生じる間欠的振動および気泡凝縮振動を示し、様式Ⅳは高周波成分の発生しないバブリング振動を表している。これら3様式に囲まれた領域Ⅱでは、界面変動がベント管内に及ぶかどうかにかかわらず蒸気泡の膨張・収縮に伴う圧力振動である遷移振動が生じる。領域Ⅱは、圧力波形の違いから、さらにⅡ-a(連続的なうなり状波形)とⅡ-b(間欠的なうなり)に分けられる。

Ayaらはベント管出口から1cm上方に設けた熱電対(シース径0.25mm、水中での時定数2ミリ秒)が界面上昇による水温を示すかどうかでチャギングの有無を判定した。この判定法によるチャギング限界は領域Ⅱの中にあり、プール水温が60℃以下ではプール水のサブクール度 $100 - T_L$ にほぼ比例している。

Arinobuらによる限界は、典型的なチャギングである間欠的振動(様式Ⅰ)の発生限界に近いことが分かる。福田らは蒸気流束に対する限界に遷移域を認めており、蒸気流束のある幅で限界を示している。様式ⅡとⅢの境界は福田らの蒸気流束限界を示す遷移域の中にあり、様式Ⅱ-aとⅡ-bの境界(一点鎖線)はその温度限界に近い。これから、福田らによるチャギング発生領域には遷移振動の一部である様式Ⅱ-aの発生領域が含まれているものと見ることが出来る。

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。

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

- (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、 $V_S/A_V > 5$ m 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：

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

水柱の運動方程式：

$$-\rho_L (\bar{z} + l_M) \frac{d^2 z}{dt^2} = p_S - p_B + \rho_L g (z + l_M) \quad (7)$$

なお、ベント管本数が複数の場合も、チャギングによる流体振動がベント管間でよく同期している[51]ので、 $A_V = n \pi d_V^2 / 4$ とすれば本解析法が適用できる。

4.1.3 解析解

式(6)、(7)より p_S を消去すると z に関する線形微分方程式

$$\frac{d^3 z}{dt^3} + \omega_c^2 \frac{dz}{dt} + D = 0 \quad (8)$$

ここで、

$$\omega_c^2 = \frac{g}{\bar{z} + l_M} \left(1 + \frac{\kappa p_{S0}}{\rho_L g V_S / A_V} \right), \quad D = \frac{G_{IN}}{A_V} \frac{\kappa p_{S0}}{\rho_L \rho_{S0} (\bar{z} + l_M) V_S / A_V}$$

が導かれる。 $G_{IN} = 0$ のとき $D = 0$ となり、式(8)の振動解は、 $t = 0$ で $z = 0$ とすると、

$$z_c = C \sin \omega_c t \quad (9)$$

となる(ここで、 C ：積分定数)。式(9)の ω_c は、断面積 A_V なるU字管の二つの上端にそれぞれ容積 V_S なるガス空間を設け、U字管中に長さ $2(\bar{z} + l_M)$ なる流体(密度 ρ_L)を入れた場合の微少マノメータ振動の角速度に等しい。そこで、式(9)で表される単振動をマノメータ的振動と呼ぶことにする。

Saitohら[11]は、ベント管中の蒸気凝縮に釣り合う程度の微少供給蒸気流束時[条件(1)を使っている本解析では $G_{IN} = 0$ に相当]のチャギングに至らない水柱振動を解析し、 $\kappa = 1$ のときの式(9)に等しい近似解を得、振動周波数の実験データと良く一致することを示している。

一方、Sursockら[39]は、チャギング振動の角速度として式(9)の ω_c と同様な式を導いているが、解析の過程で供給蒸気による界面の押し下げ効果を見逃している。しかし、この界面押し下げ効果[式(8)の D]は G_{IN} に比例して大きくなり、チャギング状態では無視できなくなる。

式(8)を1回積分すると D は $\int D dt$ となる。これは式(9)で示される z_c のマノメータ的振動に対する外力と見なすことができ、蒸気-水界面を常に下方へ押すという強制項となる。 $G_{IN} > 0$ のときの式(8)の解は、 $t = 0$ で $z = 0$ とすると、

$$z = C \sin \omega_c t - \frac{D}{\omega_c^2} t \quad (10)$$

で表される。

積分定数Cは、式(9)から明らかなように、物理的には供給蒸気 G_{IN} による界面押し下げ効果がないときの界面変動振幅を表す量であり、ヘッダー容積、プール水サブクール度や水柱運動に対する流動抵抗、さらには従来から言われている界面がプール水中へ出たときの蒸気凝縮量のランダム性[28]などの影響を受ける。式(10)において $t=0$ で界面が上昇速度をもつとき、すなわち、界面がプール水中へ出た際の蒸気凝縮によるヘッダー側の負圧および蒸気泡の崩壊に伴う界面の上昇速度 $C\omega_c$ が供給蒸気による恒常的な界面押し下げ速度 D/ω_c^2 に打ち勝つときチャギングになると考えると、チャギング発生条件は式(10)において、 $\bar{z}=0$ を考慮して $dz/dt|_{t=0} = C\omega_c - D/\omega_c^2 > 0$ から

$$\frac{G_{IN}}{A_V} < \frac{C \rho_L \rho_{SO} V_S / A_V}{\kappa P_{SO} \sqrt{I_M}} \left\{ g \left(1 + \frac{\kappa P_{SO}}{\rho_L g V_S / A_V} \right) \right\} \quad (11)$$

で表すことができる。式(11)はチャギング発生には供給蒸気の質量流束に上限値が存在することを示している。また式(11)は、チャギング限界をベント管内の蒸气流束で整理してきた従来からの方法の妥当性を示すとともに、ヘッダー容積の影響はベント管断面積に対する大きさ V_S/A_V で評価すべきことを示している。

4.1.4 チャギング界面変動

ここで、供給蒸気による界面押し下げ効果が式(10)で表される水柱運動にどのような影響を与えるかを調べてみよう。図4-3は、マノメータ的振動である式(9)と供給蒸気の影響が含まれている式(10)を定性的に比較したもので、式(10)の界面最大上昇値 z_{MAX} はマノメータ振幅Cよりも小さく、 $z > 0$ なる期間 τ も τ_c より短くなる。

チャギング周期は $\tau + \tau'$ であるが、ごく小さなチャギング以外 $\tau \gg \tau'$ であるため、チャギング周波数を $f = \tau^{-1}$ で近似する。ごく短い期間 τ' で大量の蒸気が凝縮し、蒸気側の負圧と蒸気泡の崩壊による界面の再上昇が起こり、再び式(10)で表される水柱運動が生じる。その際、図4-3では同じCの値を使っているが、現実には界面の形状や大きさなどのランダム性によりチャギングごとに多少異なった値となる。

界面が上昇する時間 τ_{UP} は下降する時間 τ_{DN} より長くなるのが図4-3より予想される。図4-4は、小規模実験装置(図2-1)において $T_L = 20^\circ\text{C}$ のときのよく発達したチャギング振動を16ミリカメラにより64コマ/秒で記録した各コマから界面位置を読みとることから求めた界面変動の様子を示している。蒸气流束 $j_s = 3.9 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の時は τ_{DN}/τ_{UP} の平均値は0.78であるのに

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 ω_c と τ 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 τ が解析と実験で一致するような ω_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_{MAX} 、 τ および τ_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_{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_{MAX} と実験値としての z_{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、 τ_{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、 $C=0.6$, 0.4m と 0.2m に対するチャギング限界蒸気流束 j_{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_{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 0.3m 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/(m²·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 τ と τ' 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/(m²·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 τ' 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 τ' 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 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 τ' 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 τ 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実規模 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/(m²・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、

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

$j_S (\equiv G_{IN} / A_V)$ 、 ω_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

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

4.2 チャギングの数値シミュレーション[51]

前節では、供給蒸気によるベント管内の界面押し下げ効果が蒸気流束の増加とともに強くなることに着目した簡単なモデルによる解析から、蒸気流束が増すにつれてチャギング周期が次第に短くなり低周波振動成分の含まれていない気泡凝縮振動へと遷移していく様子を示すとともに、チャギング発生のための蒸気流束限界を導き、実験データとの比較検討を行った。その結果、チャギング振動による流体振動の振幅と周期、さらにはチャギング限界のプール水温依存性などについてかなりの部分に亘って定量的に説明することができた。

しかし、前節の解析では、界面がプール水中に出ている間の蒸気凝縮と界面がベント管内にある間の弱い蒸気凝縮(図2-2参照)を取扱わず、プール水の逆流の大きさを支配するマノメータ振幅 C をパラメータとして近似的に取扱っている。従って、界面変動や圧力振動波形を解析値と詳細に比較できず、また、低流束時に界面がベント管外へ出ないまま再上昇する双子や三つ子タイプ(3.2.1節及び図3-2参照)のような振動様式を再現できない。そこで、本節ではこれらの凝縮現象を取扱うため、界面の水側に温度境界層を設け、その境界層温度と蒸気温度間で定義された凝縮熱伝達率を使って凝縮量を数值的に計算し、前節の解析で十分でなかった点を補う。

4.2.1 現象のモデル化

チャギング現象は低周波振動の一種であり、それを支配しているコントロール容積はヘッダーを含む蒸気空間であるので、前節と同様、ベント管出口の蒸気泡をコントロール容積とする高周波成分は取扱わない。現象のモデル化に当って、以下の仮定を設けた。

- (1) 典型的なチャギング時には、蒸気-水界面がベント管内外を大きく上下運動しているので、界面運動をベント管軸方向の1次元運動と見なす。そして、界面がプール水中へ出ている間の気泡形状も、統一的な取扱いを容易にするため円筒状と仮定する。
- (2) 本実験では、チャギング周波数はおおむね2~8 Hzの範囲に入っており、ヘッダー内の熱力学的状態は空間的に均一であると見なせる。チャギング振動はヘッダー内の圧力変動の低周波成分と一致していることになり、複数ベント管の場合、ベント管間で差異は全くない。
- (3) 界面変動に伴い凝縮速度も大きく変動するのは、界面の水側温度の変化に依るものであり、この温度変動を模擬するために、水側に温度境界層を設ける。凝縮速度は蒸気温度と境界層温度の差で支配されるが、境界層温度は回りのプール水との混合効果と界面上への凝縮量により決定されると考える。その際、混合効果は界面変動速度の絶対値に比例するとし、境界層水の一部

がベント管内面への付着水として取り除かれることによる境界層温度の冷却効果も同様に扱う。

(4) 界面がベント管内を下降する際には、境界層水の一部がベント管内面への付着水として取り除かれ、それを補う冷水が混入して境界層温度を多少サブクール状態に保ち、弱い凝縮が生じる。この効果により、低流束時に双子タイプの圧力振動や、ベント管内のみの界面振動[11]が引き起こされるとする。

(5) 界面変動に伴うプール水の慣性力を模擬するため、1次元円筒水柱の下端に仮想円柱を考え、水柱の運動方程式に組み込む。

(6) 浮力や表面張力の変化はチャギング現象に余り影響しないと考え、これらを見捨てる。

4.2.2 基礎式

以上の仮定に基づき解析体系と主な記号を概念的に示したのが 図4-12である。

(1) ヘッダー内蒸気の状態

ヘッダー内蒸気の質量 m_D と内部エネルギー U_D の変化に関しては、次の方程式が成り立つ。

$$\frac{d m_D}{d t} = G_{IN} - G_{OUT} \quad (13)$$

$$\frac{d U_D}{d t} = i_{IN} G_{IN} - i_D G_{OUT} - Q_D \quad (14)$$

ここで、 Q_D はヘッダーからの熱損失である。

実験条件に合わせて、オリフィスより上流側の圧力は一定に保たれ、流れはオリフィス中で臨界状態になっていると見なす。従って、流入蒸気流量 G_{IN} とその比エンタルピ i_{IN} は一定である。ヘッダーから流出する蒸気流量 G_{OUT} は次式で表される。

$$G_{OUT} = n \frac{\pi}{4} d_V^2 \rho_S u_S \quad (15)$$

(2) 界面上の蒸気圧力

チャギングは低周波振動の一種であるので、その振動周期は圧縮波がベント管内を通過する時間に比べて十分長い。従って、ベント管内の蒸気流量はヘッダーと界面上の蒸気圧力 $P_{SI}(t)$ によって定まる。逆に P_{SI} は、ベント管内を一樣に流れる(圧縮波の影響を考慮していないため)蒸気流速 $u_S(t)$ を使えば、管出入口の損失、摩擦損失および加速圧力降下を考慮して次式のように表される。

$$p_{SI} = p_D + \rho_S g (l_V - z) + \rho_S (l_V - z) \frac{du_S}{dt} - \rho_S \frac{u_S^2}{2} + \left(\xi_S + \lambda_S \frac{l_S}{d_V} \right) \rho_S \frac{u_S |u_S|}{2} \quad (16)$$

ここで、

$$l_S = \begin{cases} l_V - z & (z \geq 0) \\ l_V & (z < 0) \end{cases}$$

$$\xi_S = \begin{cases} \xi_{IN} & (u_S < 0 \text{ and } z \geq 0) \\ \xi_{OUT} & (u_S \geq 0 \text{ and } z \geq 0) \\ \xi_{IN} + \xi_{OUT} & (z < 0). \end{cases}$$

ベント管内の蒸気密度 ρ_S と蒸気温度 T_S はヘッダーからの蒸気がベント管内で「蒸気の絞り」時に見られる等エンタルピー変化を行うとして計算する。

(3) 水柱の運動方程式

プール水の慣性を模擬している仮想水柱も加えた全水柱に対する運動方程式は、出入口の損失や摩擦損失を考慮すると、以下ようになる。

$$l_{LM} \rho_L \frac{du_L}{dt} = -p_{SI} + p_B - \rho_L g l_{LM} - \left(\xi_L + \lambda_L \frac{l_L}{d_V} \right) \rho_L \frac{u_L |u_L|}{2} \quad (17)$$

ここで、

$$l_L = \begin{cases} z & (z \geq 0) \\ 0 & (z < 0) \end{cases}, \quad l_{LM} = \begin{cases} l_M + z & (z \geq 0) \\ l_M & (z < 0) \end{cases}$$

$$\xi_L = \begin{cases} \xi_{IN} & (u_L \geq 0 \text{ and } z \geq 0) \\ \xi_{OUT} & (u_L < 0 \text{ and } z \geq 0) \\ 0 & (z < 0). \end{cases}$$

水柱の底面に作用する圧力 p_B は、同じ深さの静水中の圧力に等しいとすると、

$$p_B = p_A + \rho_L g l_B \quad (18)$$

ここで、

$$l_B = \begin{cases} l_H + l_M - z & (z < 0) \\ l_H + l_M & (z \geq 0). \end{cases}$$

(4) 蒸気-水界面の凝縮熱伝達

気液界面上への蒸気凝縮による伝熱速度 Q_{CON} は、熱伝達率 h および蒸気と境界層の温度差により決定される。

$$Q_{\text{CON}} (= LG_{\text{CON}}) = Sh(T_S - T_F) \quad (19)$$

ここで、

$$S = \begin{cases} n \frac{\pi}{4} d_V^2 & (z \geq 0) \\ n \frac{\pi}{4} d_V^2 - n\pi d_V z & (z < 0). \end{cases}$$

一方、蒸気凝縮に伴って水側境界層へ運ばれる全熱量 Q_F は、 Q_{CON} の他に凝縮水の持つ顕熱も含まれる。

$$Q_F = Q_{\text{CON}} + c_{\text{PL}} G_{\text{CON}} (T_S - T_F). \quad (20)$$

(5) 境界層の温度

凝縮速度の変化が非常に大きなチャギング現象の数値解析では、境界層温度の決定が非常に重要となる。蒸気泡がプール水中を上下に運動する期間及び界面がベント管内を下降する際の混合効果は、現象のモデル化の仮定(3)より、界面変動速度の絶対値に比例する。従って、境界層内の平均温度 T_F の変化に関する方程式は、界面位置や変動方向によって次の3式のいずれかで表される。

$$r \frac{dT_F}{dt} = \frac{Q_F}{\rho_L c_{\text{PL}} S} \quad (u_L \geq 0 \text{ and } z \geq 0) \quad (21-a)$$

$$r \frac{dT_F}{dt} = \frac{Q_F}{\rho_L c_{\text{PL}} S} - C_x (T_F - T_L) |u_L|$$

$$(u_L < 0 \text{ and } z \geq 0, u_L \geq 0 \text{ and } z < 0) \quad (21-b)$$

$$r \frac{dT_F}{dt} = \frac{Q_F}{\rho_L c_{\text{PL}} S} - C_x (T_F - T_L) |u_L| - \frac{r}{z + d_V/4} (T_F - T_L) |u_L|$$

$$(u_L < 0 \text{ and } z < 0) \quad (21-c)$$

式(21-c)の最後の項は、プール水中を界面が降下する際の界面面積の増加、即ち、境界層体積の増大に伴うプール水の混入を示している。

(6) 蒸気流速と水柱速度の関係

連続の式として、二つの流速 u_S と u_L の間には次の関係が成り立つ。

$$u_S - u_L = \frac{G_{\text{CON}}}{n \frac{\pi}{4} d_V^2 \rho_S} \quad (22)$$

さらに、 G_{OUT} と G_{CON} に関しては式(15)、(22)から次の関係が導かれる。

$$G_{\text{OUT}} - G_{\text{CON}} = n \frac{\pi}{4} d_V^2 \rho_S u_L \quad (23)$$

4.2.3 計算方法

計算手法としては、時間ステップごとに逐次変数を求めていく陽解法を採用し、ヘッダー圧力や界面位置などの変動が計算される。まず、ヘッダーからの熱損失 Q_D をある一定値とし、式(13)、(14)で与えられる m_D と U_D に一致する P_D と T_D を蒸気表を使って繰り返し計算から求める。このとき、ヘッダー内の蒸気が湿り状態であれば湿り度が、過熱状態であれば過熱度が得られる。この P_D を基に、それぞれ式(16)、(17)を使って P_{SI} と du_L/dt が計算される。界面位置 z は $z = \int u_L dt$ から求める。次に、式(18)~(20)により P_B 、 Q_{CON} および Q_F が求められ、最後に、 T_F 、 u_S と G_{OUT} が式(21-a)~(23)を使って計算される。そして、次の時間ステップへ進み式(13)へ戻る。

なお、初期値としては、ヘッダー内を大気圧の飽和蒸気状態、界面位置をベント管出口より 6 cm 上方、境界層温度を飽和水温とし、時刻零から、 i_{IN} と G_{IN} が一定な蒸気がヘッダー内へ流入を開始するとした。計算は、安定した振動状態(ほぼ完全な周期運動)となるまで続けた。

4.2.4 インプットパラメータ

表4-1は、本節のチャギング数値解析で使用した全パラメータの値を示している。表の左欄は実験条件から定められるパラメータを示しており、その中の熱損失 Q_D は、界面がベント管内でほぼ停止している時のヘッダーへの流入蒸気量 G_{IN} から求めた。

一方、右欄は解析において適当な値を選ぶことのできる解析パラメータである。これらの内、管入口と出口の圧力損失係数 ξ_{IN} 、 ξ_{OUT} は日本機械学会編の「機械工学便覧」を参考にした。他のパラメータ、熱伝達率 h 、プール水の仮想慣性長さ l_M 、プール水の境界層内への混合係数 C_x や境界層厚さ r の値は、 $T_L = 20^\circ C$ 、 $V_D = 0.04 m^3$ 、 $n = 5$ における解析圧力波形が実験データと最もよく一致する組合せであるが、これらの値の妥当性については次章で述べる。

気泡を円筒形でモデル化することに付随するパラメータ l_M の値としては、従来の研究の中に、Pitts[37]による $l_M = d_V$ と Leeら[38]による $l_M = 2/3 d_V$ がある。通常のチャギングではプール水がベント管内を運動している期間 τ は界面がプール水中にある期間 τ' に比較して十分長いので、(図4-3参照)界面の運動を表す式(17)中の水柱の高さ l_{LM} は大部分の時間に対して $l_{LM} = z$ であり、チャギングの一周期に亘る l_M の影響は小さい。そこで、本解析では l_M に対する詳細な感度解析を行わず、従来の研究を参考にして $l_M = d_V$ とした。

チャギングは、短い期間 τ' で行われる大量の蒸気凝縮と界面降下時 τ_{DN} の弱い凝縮によりその特性がほぼ決定づけられるので、熱伝達率 h の評価は境界

層温度と共に重要である。この h の値に対する感度解析の結果、現象の再現性の良い $h = 2.26 \times 10^6 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ を得た。この値は、気泡凝縮振動状態における Kozeki ら [9] の実験データの数倍である。表 4-1 の熱伝達率は境界層水のサブクール度 $T_S - T_F$ に対して定義されているのに対し、Kozeki らはプール水のサブクール度 $T_S - T_L$ に対して定義している。ところで、本解析では $T_S - T_F$ の平均値は $T_S - T_L$ の $1/10$ 程度である(図 4-16, 17 参照)。従って、表 4-1 の h の値は実質的には Kozeki らのデータの約半分であると言える。次節で述べる解析結果では、全ての様式のチャギングに対して上記の h の値を使用した。

4.2.5 解析結果

(1) 振動様式の蒸気流束依存性

図 4-13 は、典型的な実験条件 $d_V = 18 \text{ mm}$, $l_H = 0.25 \text{ m}$, $l_V = 0.5 \text{ m}$, $n = 5$, $V_D = 0.04 \text{ m}^3$, $T_L = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ において、蒸気流束を変えていった場合の解析結果を示している。この条件は、ベント管浸水深さ(ヘッダー内の平均圧力にだけ影響し、チャギング特性にはほとんど影響しないパラメータ)とプール水温に多少の違いがある以外、図 2-3 の実験条件と同じである。図 4-13 に示されるように、蒸気流束がある値(約 $1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)以下では、ベント管内のみの僅かな界面変動に同期した弱いヘッダー圧力の振動が見られる(図(a))。界面変動と圧力振動の振幅は共に蒸気流束の増加に従って徐々に大きくなる。しかし、蒸気流束がさらに増大すれば、それらの振幅は減少に転じ周波数は増加する。そして、遂にはヘッダーをコントロール容積とする振動は生じなくなる(図(j))。界面変動の振幅と周期の蒸気流束依存性は前節の解析結果と一致しており、また、図 2-3 の実験結果の傾向ともよく一致している。図 2-3 との対応の詳細は以下のようである。

図 2-3 (d)、(e) で現れるヘッダー圧力振動の双子波形は図 4-13 (d)、(e) でシミュレートされている。界面がベント管内を下降する際には、境界層内の水は、これまでに述べたように、下方の冷水との混合効果により冷却され、境界層のサブクール度に応じた蒸気凝縮が生じヘッダー圧力は大気圧以下の負圧となる。この負圧が水柱の下降運動を止めるのに十分な大きさであれば、ベント管内の界面はプール水中へ出ないまま再上昇する。これが、双子タイプの圧力波形内の小さい方の圧力変動に当たる。しかし、この時の負圧は界面がプール水中へ出た時の負圧に比べれば小さいので、界面上昇は小さく、次の下降時に界面はプール水中に達しヘッダー内の大きな負圧によって高く吸い上げられる。

以上が、双子タイプの圧力振動波形が現れるメカニズムを解析結果から説明したものである。蒸気流束やプール水温によっては、ベント管内のみの振動回数が 2 回となる三つ子タイプや 3 回の四つ子タイプなどの振動波形が現れる(図 4-13 (c) は五つ子タイプ)。実験においても、図 2-3 (b)~(e) に示され

るように、1回から数回のベント管内の界面振動に相当する圧力振動波形が見られる。

既に述べたように、蒸気流束がある値を越えるとチャギングが生じなくなる。このとき実験では、界面は常にプール水中にあって、ヘッダー圧力は僅かに振動を続ける(図2-3(i))。これに対し、解析では、界面は小さな振動を伴うか、或いは単調にプール水中を降下する(図4-13(j))。これは、本節の解析では蒸気泡をコントロール容積とする気泡凝縮振動を扱っていないため、実際にはチャギング限界以上の蒸気流束ではベント管内の圧力振動は気泡凝縮振動が支配的となり高周波振動が卓越し、その名残りとしてヘッダー圧力が僅かに振動する。チャギングの生じていない図4-13(j)の蒸気流束は $21.8 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ であるが、この値は図2-12の $T_L = 20^\circ \text{C}$ におけるチャギング限界にほぼ一致している。

(2) 実験パラメータの影響

表4-1の蒸気流束以外の主な実験パラメータの解析結果に及ぼす影響をまとめると以下のようなになる。

図4-14はヘッダー容積が 0.04 m^3 と 0.01 m^3 の場合の比較である。ヘッダー容積が小さくなる程、ヘッダー圧力振動の振巾が大きくなるという傾向は図2-8と同一であるが、解析の方が V_D の影響が強くなる。

図4-15は、蒸気流束を一定にし、ベント管数を1、5、9と変えていったときの結果である。ベント管数が増えていくと、圧力振動の振幅も大きくなっている。これは、図2-7(a)、(b)の実験データの傾向と一致している。

実験では、ヘッダー内の圧力振動はプール水温が 70°C を越えると水温の上昇とともに弱くなる(図2-14参照)。ところが、本節の解析では、圧力振動はプール水温の上昇とともに激しくなる。これは、高プール水温になる程気泡寸法が大きくなり浮力の影響が増すが、解析ではその効果が考慮されていないことによるものと思われる。従って、高プール水温時の気泡形状は円筒形とは限らず、Chanら(26)が観察したように球状に近い場合もあるであろう(図4-3参照)。

ベント管長 l_V とベント管浸水深さ l_H のヘッダー圧力振動に及ぼす影響は、第2章で述べた実験結果と同様、浸水深さの増大が水頭圧の差だけヘッダーの平均圧力を高くするという以外、ほとんどなかった。

(3) 境界層温度への影響

蒸気-水界面に接する水側境界層温度の評価は本解析において重要な役割を演じているが、存在するであろう境界層の温度は本実験では測定されていない。そこで、チャギングの境界層温度の変化と代表的な実験パラメータとの係りを計算結果から調べることにする。

図4-16は、境界層温度の解析値 T_F へ及ぼす蒸気流束とプール水温の影響を

示している。計算条件が図4-13(e)と全く同一である図4-16(a)を、比較のための標準ケースとして選んだ。図4-16の他の小図の計算条件は、蒸気流束とプール水温以外、図(a)と同じである。各小図に現れている T_F の急激な降下は、界面がベント管出口へ達したときの冷水と境界層水の混合効果によるものである。 T_F の緩やかな変化は界面がベント管内を降下する際の下方冷水との混合効果によるものであり、急激な温度降下の直前にも必ず現れる。

図(a)の急激な温度降下と緩やかな温度降下は、それぞれ図4-13(e)の双子タイプの圧力変動の大きな振幅と小さな振幅に対応している。図(b-1)は蒸気流束を減少させていったときに現れる三つ子タイプの振動を表している。図(b-2)の蒸気流束は図4-13(f)と同じである。図(b-2)では急激な温度降下に多少不規則性が見られるが、対応する図4-13(f)の圧力振動や界面運動にはそのような不規則性は見られない。図(c-1)は低プール水温になると振動周波数が高くなることを示している。図(c-1)と(c-2)から、界面がベント管外へ出たときの急激な境界層温度の降下の程度はプール水温、即ちサブクール度に余り依存しないことを示している。

(4) 解析パラメータの影響

解析パラメータの最適な組み合わせは表4-1に示す通りである。表4-2は、管出入口の圧力損失係数を除くこれらのパラメータがヘッダー圧力振動の周波数と振幅に及ぼす影響をまとめたものである。また、図4-17は、解析パラメータ C_x , h , r と l_M が境界層温度 T_F に及ぼす影響を調べたもので、図4-16(a)を参照ケースとしている。従って、各パラメータの影響は図4-16(a)との比較から得られる。表4-2及び図4-17の各記号に付されているサブスクリプト0は表4-1の最適値を表している。図4-17より、各パラメータが解析値に及ぼす影響を要約すると次のようになる。

冷水との混合効果の程度を表す係数 C_x が小さすぎると、低蒸気流束時に生ずる筈のベント管内のみの界面振動は生じにくくなる。逆に、 C_x が余り大きすぎると、高蒸気流束時でも界面はベント管内のみで上下振動を繰り返し、決して界面がプール水中へ達することはない(図4-17(a-2)参照)。凝縮熱伝達率 h が大きくなるか、或いは仮想水柱高さ l_M が小さくなると、振動周波数は増大する(図4-17(b-2)と(d-2))。境界層の厚み r が大きすぎると、境界層の温度波形に鋭い降下が見られないことから、界面はベント管内のみの振動となることが分かる(図4-17(c-2))。逆に、 r が小さくなると、圧力振動の周波数は増大する(図4-17(c-1))。

図(b-1)と(d-1)は双子タイプの圧力振動に対応している。図4-16(b-2)で見られたような温度変動の不規則性が図(a-1)、(b-2)、(c-1)と(d-2)に表れているが、これらの不規則性が圧力振動や界面変動に及ぼす効果は小さい。図4-17の全体から、 C_x の影響は r と、また h の影響は l_M^{-1} の影響とそれぞれ

れ類似していることが分かる。

(5) 界面運動の実験データとの比較

チャギング解析の結果を実験データと比較する場合、振動波形を重ねて比較できるほど解析モデルが完全でない部分があるため、これまでは周波数や振幅或いは波形の形状について別個に比較を行ってきた。図4-18は、本節の解析モデルがどの程度チャギングを再現できるかを総合的に見るために、界面変動の解析結果と16ミリカメラによる界面変動データをあえて重ねて比較したものである。蒸気流束が $3.9 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の図(a)から、本解析法はチャギング時の界面運動をかなり良く再現できることが分かる。蒸気流束が多少少ない図(b)では、解析値とデータとの間で周波数はほぼ等しいが、図(a)より、両者間の差は大きい。しかし、解析パラメータの一つである仮想円柱の高さ l_M の値を表4-1の1.5倍、即ち $l_M = 1.5 d_V$ (27 mm)にすると図(b)の一点鎖線のように、不一致はある程度改善される。

なお、チャギング数値解析がこのように実際の界面変動をよく再現できることから、チャギングを熱機関と見立てた場合の特性を詳しく調べることが可能であるが、本論文の目的から多少外れるため付録で検討することにする。

4.3 気泡凝縮振動解析[61]~[65]

第3章で考察したように、圧力振動の高周波成分はベント管出口の蒸気泡をコントロール容積とし、そこへの流入蒸気量と凝縮量のバランスに支配される振動現象である。このメカニズムを基に、気泡凝縮振動時に特に卓越する高周波圧力振動を支配する基礎方程式を導き、それを線形化すると3階の同次線形微分方程式が得られる。本節では、この方程式をもとに周波数に対する一般論を展開し、それが二つの無次元パラメータで表されることを示すとともに、本実験及び従来からのデータとの比較を行う。また、基礎方程式の厳密解と凝縮支配近似や気泡の自由振動近似による周波数との関連も調べ、大気圧近傍ではこれらの近似が成り立つ範囲の広いことを示す。

4.3.1 振動周波数データの整理

第2章では、気泡凝縮振動時ばかりでなくチャギングに伴うリングアウト振動も含めて、高周波振動成分の特徴を明らかにする立場から振動周波数のプール水温の影響などを調べた。本節では、蒸気流束が $30 \sim 120 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 程度で現れる気泡凝縮振動(図2-19参照)に焦点を絞り、本実験及び従来から得られている振動周波数のデータを統一的に整理することを試みる。

高速度写真観察の結果から、気泡凝縮振動現象は、ベント管出口で成長と収縮を繰り返す気泡の運動と同じ周期でベント管出口圧力が振動する現象であることが明らかとなった[53]。この振動周波数は、プール水温 T_L (或いはプール

水のサブクール度 ΔT ）、ベント管内径 d_V や蒸気流束 j_S などにより変化し、一般にサブクール度の増大とともに、またベント管径の減少とともに増大する。そして、蒸気流束に対しては、条件によっては増大したり（図 2-24 参照）減少したり [53] するが、あまり大きな依存性を示さない。

図 4-19 は、本実験のデータの蒸気流束の依存性を無視して、周波数と管径の積 $f \cdot d_V$ とプール水サブクール度 ΔT の関係を示している。積 $f \cdot d_V$ はほぼ ΔT に比例するが、 $d_V = 18 \text{ mm}$ と 29 mm でデータが少し分かれており、管径の影響が僅かに残っている。そこで、 $f \cdot d_V^{2/3}$ と ΔT の関係を調べたのが図 4-20 であり、実線はべき乗回帰によって求めた次式を表している。

$$f \cdot d_V^{2/3} = 0.953 \Delta T^{0.68} \quad (24)$$

これら二つの図から、振動周波数 f は d_V に対し $-2/3 \sim -1$ の間の指数で比例することが分かる。次に、これまでに公表されている小規模実験のデータについて同様の整理を行う。福田 [42] は内径 $8 \sim 27.6 \text{ mm}$ のベント管を用い、プール水温と蒸気流束の広い範囲について振動周波数を得ている。班目 [58] は内径 25 mm の水平ベント管について蒸気流束と水温を変えたデータを得た。横田 [33] も同様に水平ベント管で内径 $19 \sim 51 \text{ mm}$ の範囲のデータを得ている。また、Sursockら [39] は、内径 1.2 mm のオリフィスからの蒸気水中放出の Greef のデータ [59] を整理し直して示した。図 4-21 は、各研究者のデータを全てカバーするように選んだ代表的なデータについて、図 4-20 と同様に蒸気流束に無関係とし、 $f \cdot d_V^{2/3}$ と ΔT の関係として示したものである。図 4-21 中には参考のため、式 [24] も示されている。同様に 4-22 は、同じデータを $f \cdot d_V$ と ΔT の関係として示したものである。図 4-21 と図 4-22 より、これらのデータは広いベント管径に対するものであるが、 ΔT の上昇とともに、また d_V の減少とともに振動周波数が増加することを示している。データがばらつくのは、蒸気流束の影響が考慮されていないことその他に、各研究者によって水温の測定位置に違いがあることや、実験体系に違いがあることなどが原因と考えられる。

4.3.2 気泡形状のモデル化

従来の研究では、気泡凝縮振動時の圧力振動の振動周波数を、ベント管内の気柱共鳴 (Vent Acoustic Model) [25] や、ベント管出口の蒸気泡の固有振動数 [23] で説明しようとした。また、福田 [42] はベント管出口の気泡形状を球状と仮定し、その球状気泡の振動を記述する基礎式の線形化から振動数を求め、彼等の実験データとの比較を行っている。このように、気泡凝縮振動に限っても統一的な説明は行われていない。

そこで、本節では、高速写真を含む実験データを基に第 3 章で考察した気泡凝縮振動を支配している高周波振動成分の発生メカニズムから基礎式を導くこ

とにする。そのためには、ベント管出口に形成される蒸気泡への流入蒸気量と気泡界面上への凝縮量のバランス、および気泡の運動を解析的に扱わねばならないが、その前に、蒸気泡の形状をどのように仮定するかについて考えておく。

高速写真から、ベント管先端の蒸気泡は複雑な形状をしており、しかもその形状はプール水温や蒸気流束の影響も強く受ける[26]ことが明らかにされている。従って、気泡形状を正確にモデル化することは困難となる。そこで、解析的な取扱い可能な気泡形状を考えねばならないが、図4-23は3種類の典型的な気泡形状を示している。

最初は円筒蒸気泡であって、気泡及びプール水の慣性を模擬する仮想質量が円筒形状をしており、気泡振動は円柱気泡の高さの変化として与えられる。前節のチャギング振動の数値解析でこの形状のみを扱った理由は、大部分の時間がベント管内の水柱の1次元運動で占められるためである。この形状において必然的に出てくる仮想質量の高さ l_M は通常ベント管径 d_V に等しいとされる。他の二つの気泡形状に比べて、一般に l_M をパラメータとしなければならないところが円筒モデルの欠点である。

次が、気泡を完全な球と見なす球状気泡モデルである。このモデルでは、気泡は無遠慮まで広がったプール水中で膨張と収縮を繰り返すので、界面変動に対するプール水の慣性効果は簡単に定式化できる。しかし、気泡界面の面積は実際の気泡表面積よりも大きくなる。最後が、気泡をベント管出口に接した欠球と仮定するいわゆる半球モデルである。このモデルは、気泡運動を欠球の膨張、収縮として扱い前述のモデルより現実的な形状をしているが、界面変動を記述する運動方程式は複雑となる。

高速写真による観察から、気泡凝縮振動時の気泡膨張・収縮の振幅が小さいので、以上の3種の気泡形状モデルに対する界面変動を線形化して取扱うことが可能である。

4.3.3 基礎式

前節のチャギング数値解析では、界面近傍に温度境界層を設け、その境界層内の平均水温と蒸気温度に対して凝縮熱伝達率を定義した。これは、チャギング時の流体振動振幅と境界層温度の変動は非常に大きく(図4-16参照)、それにより蒸気凝縮速度も大きく変化していることに対応させるためであった。しかし、本節の対象である気泡凝縮振動では、界面変動振幅が小さいばかりでなく、その変動周期もチャギング現象に比較して非常に短いので、界面の水側に境界層が形成されているとしても境界層温度の変動幅も大きくはないと考えられる。従って、境界層温度の微小な変動による効果は無視できると考え、本節の熱伝達率をプール水温に対して定義することとする。

(1) 円筒蒸気泡モデル

蒸気泡へはベント管を通してほぼ一定と見なせる蒸気流束 j_S で蒸気が供給され、一方気泡界面では変動する凝縮速度に従い、界面及び圧力 P_S が変動する。座標系及び記号を図4-24のように設定すると、以下のような式が成り立つ。蒸気泡容積 V_S は

$$V_S = \frac{\pi}{4} d_V^2 z \quad (25)$$

であり、蒸気泡へ流入する蒸気に対する連続の式は

$$\frac{d(V_S \rho_S)}{dt} = \frac{\pi}{4} d_V^2 j_S - \frac{h \Delta T}{L} (\frac{\pi}{4} d_V^2 + \pi d_V z) \quad (26)$$

となる。蒸気泡の蒸気は飽和状態をたどるとすると(図3-8、9のベント管出口近傍温度 T_3 参照)、式(26)は次のようになる。

$$\rho_S \frac{dV_S}{dt} + V_S \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P} \right) \frac{dP_S}{dt} = \frac{\pi}{4} d_V^2 j_S - \frac{h \Delta T}{L} (\frac{\pi}{4} d_V^2 + \pi d_V z) \quad (27)$$

—容積変動の小さい場合—

この場合 $dV_S/dt = 0$ とおけるので、式(27)は、

$$\frac{\pi}{4} d_V^2 z \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P} \right) \frac{dP_S}{dt} = \frac{\pi}{4} d_V^2 j_S - \frac{h \Delta T}{L} (\frac{\pi}{4} d_V^2 + \pi d_V z) \quad (28)$$

蒸気温度の変化を考慮しないと $\Delta T = \text{const.}$ となり、上式中の変動量は z と P_S となる。これらの1次の変動分をとり高次の変動を除くと次式が得られる。

$$\frac{\pi}{4} d_V^2 z_0 \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P} \right) \frac{d(\delta P_S)}{dt} + \frac{h \Delta T}{L} \pi d_V \delta z = 0 \quad (29)$$

一方、仮想水柱の運動方程式は

$$P_S - P_\infty = \rho_L l_M \frac{d^2 z}{dt^2} \quad (30)$$

となる。 $d\delta z/dt = dz/dt$ であることを利用すると、式(29)、(30)より

$$\frac{d^3 \delta z}{dt^3} + \frac{4h \Delta T}{\rho_L d_V z_0 l_M L} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \delta z = 0 \quad (31)$$

が得られる。この式の特性格方程式は、式(31)の解 $\delta z = z_0 e^{st}$ を代入して、

$$\begin{cases} s^3 + B_3 = 0 & (32) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_3 = \frac{4h \Delta T}{\rho_L d_V z_0 l_M L} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) & (33) \end{cases}$$

で表される。式(32)の角周波数 ω と振動周波数 f は次式で与えられる。

$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} B_3^{1/3} \quad (34)$$

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left\{ \frac{h\Delta T}{2\rho_L d_V z_0 l_M L} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \right\}^{1/3} \quad (35)$$

— 容積変動を考慮する場合 —

式(25)より、 V_S の変化は

$$\frac{dV_S}{dt} = \frac{\pi}{4} d_V^2 \frac{dz}{dt} \quad (36)$$

となる。これを式(27)に代入し、界面の変動分 δz と P_S の変動分 δP_S をとり、前項と同様、式(30)と組合わせて高次の変動分を除くと次式が得られる。

$$\frac{d^3 \delta z}{dt^3} + \frac{\rho_S}{\rho_M z_0 l_M} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \frac{d\delta z}{dt} + \frac{4h\Delta T}{\rho_L d_V z_0 l_M L} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \delta z \quad (37)$$

式(37)の特性方程式は、

$$\begin{cases} s^3 + B_2 s + B_3 = 0 \\ B_2 = \frac{\rho_S}{\rho_L z_0 l_M} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \end{cases} \quad (38)$$

$$B_3 = \frac{4h\Delta T}{\rho_L d_V z_0 l_M L} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (39)$$

この場合の角周波数 ω は、次に示す無次元量 n の関数として与えられる。

$$n = \frac{B_3^{1/3}}{\sqrt{B_2}} \quad (40)$$

ω が n によっていかに変わるかについては4.3.4節で詳細を記すことにし、ここでは単に n がほぼ2より大であれば式(34)が ω のよい近似値を与えることを述べるに留めておく。

— 蒸気温度の変化を考慮する場合 —

これまではプール水のサブクール度 ΔT を一定として取扱ってきたが、界面近傍に温度境界層を考えない ($T_L = \text{const.}$) 場合でも、厳密には圧力変動に伴う蒸気温度の変化が ΔT に変動分 $\delta(\Delta T)$ を生じさせる。

$$\delta(\Delta T) = \left(\frac{\partial T_S}{\partial P} \right) \delta P_S \quad (41)$$

であることを考慮すると、式(37)の導出と同様な方法で式(27)の δz に関する線形方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \delta z}{dt^3} + \frac{h}{L} \left(\frac{1}{z_0} + \frac{4}{d_V} \right) \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \frac{d^2 \delta z}{dt^2} + \frac{\rho_S}{\rho_L z_0 l_M} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \frac{d\delta z}{dt} \\ + \frac{4h\Delta T}{\rho_L d_V z_0 l_M L} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \delta z = 0 \end{aligned} \quad (42)$$

式(42)の特性方程式は、

$$\begin{cases} s^3 + B_1 s^2 + B_2 s + B_3 = 0 & (43) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B_1 = \frac{h}{L} \left(\frac{1}{z_0} + \frac{4}{d_V} \right) \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) & (44) \end{cases}$$

となる。この場合の角周波数 ω は、式(40)で定義される無次元量 n の他に、次に示す無次元量 m の関数として与えられる。

$$m = \frac{B_1}{\sqrt{B_2}} \quad (45)$$

(2) 球状気泡モデル

界面変動は、図4-23で示されるように、気泡半径 r の変動として表される。 r の変動分 δr に対して、式(42)に相当する線形微分方程式を導く。

蒸気の連続の式

$$\frac{d(\rho_S V_S)}{dt} = \frac{\pi}{4} d_V^2 j_S - h(4\pi r^2) \frac{\Delta T}{L} \quad (46)$$

無限遠まで広がった水中の気泡の運動方程式

$$r \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{P_S - P_\infty}{\rho_L} \quad (47)$$

式(46)の右辺は、 $V_S = 4/3 \pi r^3$ を利用すると、次のように書ける。

$$\frac{d(\rho_S V_S)}{dt} = 4\pi r^2 \rho_S \frac{dr}{dt} + \frac{4}{3} \pi r^3 \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P} \right) \frac{dP_S}{dt} \quad (48)$$

圧力 P_S とサブクール度 ΔT の変動分を δr で表し、式(46)~(48)を線形化すると次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \delta r}{dt^3} + \frac{12}{d_V} \left(\frac{h}{L} \right)^{3/2} \left(\frac{\Delta T}{j_S} \right)^{1/2} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \frac{d^2 \delta r}{dt^2} + \frac{48 \rho_S h \Delta T}{d_V^2 \rho_L L j_S} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \frac{d \delta r}{dt} \\ + \frac{384}{d_V^3 \rho_L j_S^{3/2}} \left(\frac{h \Delta T}{L} \right)^{5/2} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \delta r = 0 \end{aligned} \quad (49)$$

(3) 半球状気泡モデル

図4-23の記号を用いると、半球状気泡モデルにおける蒸気泡の容積と界面積はそれぞれ次のようになる。

$$V_S = \frac{\pi}{6} y \left(y^2 + \frac{3}{4} d_V^2 \right) \quad (50)$$

$$A_S = \pi \left(y^2 + \frac{1}{4} d_V^2 \right) \quad (51)$$

蒸気の連続の式

$$\frac{d(\rho_S v_S)}{dt} = \frac{\pi}{4} d_V^2 j_S - \frac{h \Delta T}{L} A_S \quad (52)$$

気泡外部の無限遠まで延びた円錐内のプール水が界面運動に対する慣性効果を及ぼすと考えると、気泡の運動方程式は

$$(3Y^2 - \frac{1}{4} d_V^2) \left(\frac{dY}{dt} \right)^2 + 2Y \left(Y^2 + \frac{1}{4} d_V^2 \right) \frac{d^2 Y}{dt^2} = \frac{8}{\rho_L} Y^2 (P_S - P_\infty) \quad (53)$$

界面変動量 $\delta Y (= Y - Y_0)$ を使って、式(50~53)を線形化すると、

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \delta Y}{dt^3} + \frac{12h}{d_V L} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \frac{1}{1 + \frac{2h\Delta T}{L j_S}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{L j_S}{h\Delta T} - 1}} \cdot \frac{d^2 \delta Y}{dt^2} + \frac{48 \rho_S}{\rho_L d_V^2 \left(\frac{L j_S}{h\Delta T} + 2 \right)} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \frac{d \delta Y}{dt} \\ + \frac{384 (h\Delta T)^2 \sqrt{\frac{L j_S}{h\Delta T} - 1}}{\rho_L d_V^3 L^2 j_S \frac{L j_S}{h\Delta T} + 2} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \delta Y = 0 \end{aligned} \quad (54)$$

を得る。

4.3.4 線形振動論に基づく振動数

以上のように、圧力変動に伴う蒸気温度変化まで考慮した場合の微小界面変動を支配する方程式は、図4-23で示した3種の蒸気泡の形状に依らず、いずれの形状についても3階の微分方程式で表せることが分かった。従って、それらの特性方程式は一般に式(43)で示される。

$$s^3 + B_1 s^2 + B_2 s + B_3 = 0 \quad (43)$$

但し、係数 $B_1 \sim B_3$ は形状によって異なり、円筒蒸気泡モデルの場合は、既に示したようにそれぞれ式(44)、(39)、(33)で表される。球状および半球状気泡モデルでは次のようになる。

球状蒸気泡モデル

$$B_1 = \frac{12}{d_V} \left(\frac{h}{L} \right)^{3/2} \left(\frac{\Delta T}{j_S} \right)^{1/2} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (55)$$

$$B_2 = \frac{48 \rho_S h \Delta T}{d_V^2 \rho_L L j_S} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (56)$$

$$B_3 = \frac{384}{d_V^3 \rho_L j_S^{3/2}} \left(\frac{h \Delta T}{L} \right)^{5/2} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (57)$$

半球状蒸気泡モデル

$$B_1 = \frac{12h}{d_V L} \frac{1}{1 + \frac{2h\Delta T}{Lj_S}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{Lj_S}{h\Delta T} - 1}} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (58)$$

$$B_2 = \frac{48 \rho_S}{\rho_L d_V^2} \cdot \frac{1}{\frac{Lj_S}{h\Delta T} + 2} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (59)$$

$$B_3 = \frac{384 (h\Delta T)^2}{\rho_L d_V^3 L^2 j_S} \cdot \frac{\sqrt{\frac{Lj_S}{h\Delta T} - 1}}{\frac{Lj_S}{h\Delta T} + 2} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (60)$$

界面の微小変動が発達して有限の振動になるのか、或いは減衰して安定界面となるかは、線形振動論によれば、特性方程式中の係数間の Routh-Hurwitz と呼ばれる関係式により定められる。

Routh-Hurwitz 関係式

$$\begin{cases} B_1 \cdot B_2 > B_3 & : \text{stable} \\ B_1 \cdot B_2 < B_3 & : \text{unstable} \end{cases} \quad (61)$$

ただし、 B_1 、 B_2 、 B_3 は全て正。

系が不安定な時の角周波数 ω は、特性方程式の根の虚数部であるので、式(45)、(40)で示される無次元パラメータを使って次のように書ける。

$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \left\{ (Q + \sqrt{Q^2 + R^3})^{1/3} + (-Q + \sqrt{Q^2 + R^3})^{1/3} \right\} \quad (62)$$

ただし、

$$R = \frac{B_2}{3} \left(1 - \frac{m^2}{3} \right) \quad (63)$$

$$Q = B_2^{3/2} \left(\frac{n^3}{2} - \frac{m}{6} + \frac{m^3}{27} \right) \quad (64)$$

式(62)において、蒸気温度変化を考慮しない場合は $B_1 = 0$ 、即ち $m = 0$ であるので、上述したように ω は n に支配される。また、 m 、 n の極限状態として次の関係が得られる。

$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} B_3^{1/3} \quad (n \rightarrow \infty) \quad (65)$$

$$\omega = \sqrt{B_2} \quad (n \rightarrow 0 \text{ and } m \rightarrow 0) \quad (66)$$

式(65)で与えられる角周波数は、式(34)と同じであることから、界面変動による蒸気容積の変化と圧力変動に伴う蒸気温度の変化が蒸気凝縮の変化に比べて小さいとき、即ち、凝縮熱伝達率が支配的である場合であることが分かる。ま

た、式(66)は、角周波数が凝縮のない気泡の膨張・収縮の自由振動となる場合である。式(65)で示される振動は、式(61)から、不安定でよく発達する可能性があると言えるのに対し、式(66)では $s^2 B_1, B_3 \ll s B_2$ であり、界面変動は単振動的で力学的には中立な振動となる。

このことから、 n は気泡の自由振動による単振動角周波数 $\sqrt{B_2}$ に対する凝縮支配の程度を示す指標であることが分かる。また、 m は $\sqrt{B_2}$ に対する蒸気温度変化による寄与の程度を表している。

図4-25は、蒸気温度の変化が無視できる場合 ($m=0$) における ω と n の関係を示す。縦軸は式(62)で求められる厳密解と近似値 ω^* を $\sqrt{3} B_3^{1/3} / 2$ あるいは $\sqrt{B_2}$ にとった場合の比を表している。図4-25に見るように、 n が1より小さいときは、 ω はほぼ $\sqrt{B_2}$ で表され、 n が2より大きくなると ω はほぼ $\sqrt{3} B_3^{1/3} / 2$ に等しくなることが分かる。そして、 n が $2/\sqrt{3} \approx 1.15$ 近傍では、 ω^* を $\sqrt{B_2}$ としても $\sqrt{3} B_3^{1/3} / 2$ としても余り違わず、 ω はそれらより数10%大きくなる。

無次元量 m, n のもう一つの性質は、前述の m, n の物理的意味付けから、 m の増大は界面の安定化をもたらし、 n の増大は不安定化を強める傾向にある。図4-26は振動発生領域を m, n で表しているとともに、 m, n と各近似角周波数の近似度の関係を示している。 n が小さく、 m の大きな斜線の部分は、 $B_1 \cdot B_2 > B_3$ が成り立つ安定な領域である。安定領域に隣接して-10%の一点鎖線があるが、この曲線と安定限界とで囲まれた領域では、 $\omega = \sqrt{B_2}$ は-10%以内の近似値を与えることを示す。 m が小さく n が大きい領域では、 $\omega = \sqrt{3} B_3^{1/3} / 2$ で近似でき、図中にそれぞれ $\pm 2\%$ と $\pm 10\%$ の近似範囲を示してある。ここで注目されることは、 $n = 1.15$ で $m = 1.5$ 近傍では、 $\omega = \sqrt{B_2}$ としても、 $\omega = \sqrt{3} B_3^{1/3} / 2$ としてもほぼ同じ値を与えるということであって、いずれの近似も成り立つ。

4.3.5 実験データとの比較

(1) 円筒状気泡モデルによる振動数

前項において、円筒蒸気泡モデルによる気泡の振動周波数を導き、界面変動が小さく蒸気温度変化が省略できる場合、即ち式(40)の n が2より大きく、式(45)の m が2より小さい場合(図4-26参照)には、周波数が式(35)で表されることを示した。式(35)には、モデル化による未知量 l_M と凝縮熱伝達率 h および気泡の長さ z_0 が含まれている。 l_M として、4.2節の数値解析でチャギング特性を比較的良好に再現でき、また、Pitts(37)の解析においても採用されている次の関係を仮定する。

$$l_M = d_V \quad (67)$$

次に、 h としては、福田(42)が凝縮振動時の実験データを整理して求めた次式を用いることにする。

$$h = 43.78 \frac{\lambda_L}{d_V} \left(\frac{d_V j_S}{\rho_L v_L} \right)^{0.9} \frac{c_{PL} \Delta T}{L} \quad (68)$$

すると、振動数 f に対し次式が得られる。

$$f = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left\{ \frac{21.9 c_{PL} \lambda_L}{\rho_L^{1.9} v_L^{0.9} L^2} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_S \right\}^{1/3} \frac{j^{0.3} \Delta T^{2/3}}{d_V^{0.7} z_0^{1/3}} \quad (69)$$

気泡底面の位置 z_0 が一定の場合には、 f は $d_V^{0.7}$ に反比例し、 $\Delta T^{2/3}$ に比例することになり、また、 z_0 が d_V に比例する場合には、 f は d_V にほぼ反比例することになる。これは、図4-19~22で実験データを $f \cdot d_V^{2/3}$ または $f \cdot d_V$ で整理した際に f が $\Delta T^{0.68}$ に比例することを示す実験式(24)に対応している。

図4-27は、式(69)において $z_0 = 0.1 d_V$ とおき、従来の実験データのうち、 d_V 、 j_S および ΔT のすべての値の分かっている3者について、実験データと計算値との比較を示したものである。 z_0 を $0.1 d_V$ としたことが最大の原因と考えられ、ばらつきが大きいのが、実験値と計算値にはほぼ相関のあることが分かる。

z_0 は気泡の大きさを代表しており、 j_S と d_V が大きいほど、また ΔT が小さいほど大きくなると考えられ、正数 a, b, c を指数とし、定性的に次の関係がある。

$$z_0 \propto \frac{j_S^a d_V^b}{\Delta T^c} \quad (70)$$

すると、振動周波数 f と j_S 、 d_V 、 ΔT の関係は次で表される。

$$f \propto \frac{j_S^{0.3 - a/3} \Delta T^{2/3 + c/3}}{d_V^{0.7 + b/3}} \quad (71)$$

即ち、 f は j_S の 0.3 以下の指数に比例し、 ΔT の $2/3$ より大きな指数に比例し、 d_V の 0.7より大きな指数に反比例することになる。式(70)の a は、式(68)で示される熱伝達率 h が $j_S^{0.9}$ に比例するため、1よりかなり小さな正数と考えられ、結局、 f は j_S に余り依存しないという実験事実を説明することができる。

(2) 球状蒸気泡モデルによる振動数

福田(42)は、ベント管出口の気液界面の運動を完全な球状蒸気泡と考えて基礎式を展開し、それを線形化して式(43)の形の特性方程式を得た。彼の導いた

係数 B_1, B_2, B_3 を d_V と h を使って書き替え、 h として式(68)を、物性値として大気圧下における飽和状態の値を入れると次式が得られる。

$$B_1 = 1.42 \times 10^{-4} \frac{j_S^{0.85} \Delta T^2}{d_V^{1.15}} \quad (72)$$

$$B_2 = 0.209 \frac{\Delta T^2}{d_V^{2.1} j_S^{0.1}} \quad (73)$$

$$B_3 = 6.67 \times 10^{-7} \frac{j_S^{0.75} \Delta T^5}{d_V^{3.25}} \quad (74)$$

また、式(45)、(46)の m, n は

$$m = 3.11 \times 10^{-4} \frac{j_S^{0.9} \Delta T}{d_V^{0.1}} \quad (75)$$

$$n = 1.91 \times 10^{-2} \frac{j_S^{0.3} \Delta T^{2/3}}{d_V^{1/30}} \quad (76)$$

式(72)~(76)の値を式(62)に用いて、図4-27と同じ実験データについて計算値(f_{sphere})と比較したのが図4-28である。球状蒸気泡という単純なモデルにもかかわらず、実験データと計算値とは広い範囲でよく一致していることが分かる。

なお、この球状蒸気泡モデルにおいて、 n が大きく凝縮支配の領域では近似的に次の関係が得られる。

$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} B_3^{1/3} = 7.6 \times 10^{-3} \frac{j_S^{1/4} \Delta T^{5/3}}{d_V^{13/12}} \quad (77)$$

したがって、

$$f \cdot d_V = 1.20 \times 10^{-3} \frac{j_S^{1/4} \Delta T^{5/3}}{d_V^{1/12}} \quad (78)$$

また、気泡の固有振動支配の領域では次が得られる。

$$\omega = \sqrt{B_2} = 0.46 \frac{\Delta T}{d_V^{1.05} j_S^{0.05}} \quad (79)$$

$$f \cdot d_V = 7.13 \times 10^{-2} \frac{\Delta T}{(d_V j_S)^{1/20}} \quad (80)$$

式(79)、(80)から分かるように、球状蒸気泡モデルでは、凝縮支配でも気泡の固

有振動支配でも f が d_v にほぼ反比例することが分かる。

(3) 半球状蒸気泡モデルによる振動数

球状モデルと同様の方法で、半球状気泡モデルにおける振動周波数を求め、図4-27と同じ実験データと比較したのが図4-29である。解析値とデータとの対応は良く、しかもその対応の仕方が球状モデルの場合の図4-28と非常に似ている。これは、気泡凝縮振動領域では気泡寸法もかなり大きく、球状と半球状といった気泡形状の影響が余り出ないためであろうと考えられる。事実、高速写真による観察[42]でも、気泡凝縮振動域の気泡寸法が d_v に比較してかなり大きいことが確かめられている。

この気泡形状では、凝縮支配あるいは気泡の固有振動支配の角周波数はそれぞれ式(60)、(59)を使って $\sqrt{3} B_3^{1/3}/2$ と $\sqrt{B_2}$ で表され、他の気泡形状と同様、 $f \cdot d_v$ は d_v と j_s の影響をあまり受けないことが示される。

(4) 円筒蒸気泡モデルと球状蒸気泡モデルの関係

円筒蒸気泡モデルは、界面変動を一次元的に考えるため、 l_M や z_0 のような未知量が含まれる。一方、球状蒸気泡モデルは、ベント管出口の蒸気を完全に球状と考えるため単純すぎるとも考えられるが、半球状蒸気泡モデルとの比較からも分かるように、気泡凝縮振動領域では気泡寸法が d_v に比べてかなり大きいため半球状蒸気泡モデルとの差異は余り見られない。そして、図4-28で示したようになりに良く実験データを表している。そこで、半球状蒸気泡モデルを球状蒸気泡モデルに含ませて、円筒蒸気泡モデルとの関係を調べることにする。

図4-27に示す円筒蒸気泡モデルでは、 z_0 を d_v の10%として計算したもので、式(70)で考察したように ΔT や j_s 、特に ΔT によって変わると思われる。図4-30は、 $d_v = 18 \text{ mm}$ 、 $j_s = 80 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の場合に、式(69)で z_0 が d_v の10、20、50、100%と変わった時の f と ΔT の関係、および、球状蒸気泡モデルによる f と ΔT の関係を示す。図4-30から分かるように、 ΔT が大きいときは z_0 を小さくし、 ΔT が小さい時に z_0 を大きくとれば、円筒蒸気泡モデルと球状蒸気泡モデルは同じ値を与えるが、これは、 ΔT が大きいほど気泡が小さくなる効果によるものである。

第2章で述べたように、プール水中の蒸気-水界面の形状は非常に複雑で、厳密には球状でも円筒状でもないが、時には球状に近く、また時には円筒状に近い形状をしている。そこで、従来の球状気泡モデルに円筒状気泡モデル及び実際に最も近いと考えられる半球状蒸気泡モデルを加えて、振動周波数に及ぼす気泡形状の影響を調べた。その結果、図4-27~29から明らかなように、いずれの気泡形状モデルを用いても、周波数と管径やサブクール度との係りを説明することができるとともに、サブクール度の低下に伴い気泡寸法が大きくなるこ

とを考慮すれば、広い範囲にわたり実験データとほぼ一致することが判明した。

(5) 凝縮支配と気泡の固有振動支配の振動数

気泡凝縮振動の振動周波数は、従来、大規模実験を行っているグループによりベント管の気柱共鳴にもとづく振動モデルが提案されている[25][43][60]。一方、ベント管の径や長さ、プール水のサブクール度などを広範囲に変える小規模実験を行っているグループからは、気泡の固有振動モデル[41]や f と d_v の関係を示す実験式[33][42][61]などが提案されてきた。しかし、以上のように、少なくとも小規模実験データを扱うかぎり、気柱共鳴効果を考慮せず、ベント管出口の蒸気泡について扱えばよいことは明らかである。

それでは、小規模実験グループの間で気泡の固有振動モデルと凝縮支配振動モデルがあるのはどうしてであろうか。図4-26に示すように、振動モードはパラメータ m, n によって変わる。そして、安定平衡領域のごく近くでは、気泡の固有振動数である $\omega = \sqrt{B_2}$ でほぼ近似できる。一方、凝縮支配の角周波数は n が大きい領域で生じ、 $\omega = \sqrt{3} B_3^{1/3} / 2$ で表される。ただ、4.3.4節でも記したように、 m が1と2の間、 n が1と2の間で凝縮支配の角周波数が気泡の固有角周波数領域へ入り込んでいることが特徴であって、この領域では、気泡の固有振動を考えても凝縮支配を考えてもほとんど同じ値として評価できることになる。

表4-3は、球状蒸気泡モデルを用いて、大気圧下の m, n の値[式(75)(76)]および式(62)の ω の値、そして、気泡の固有振動モデルと凝縮支配振動モデルで近似した時、式(62)の値との偏差がどの程度になるかを、蒸気流束を四とおろし、水のサブクール度を三とおりに変えた場合について示したものである。表4-3では管径 d_v として実験条件に対応する18mmを採用したが、式(75)、(76)から分かるように、パラメータ m, n は d_v の影響をほとんど受けない。また、表4-3の ΔT は、振動が発生する条件 $B_1 \cdot B_2 < B_3$ から得られる $\Delta T > 43.3 \text{ K}$ を満足する値とした。各近似値覧には、この近似値が式(62)で求められる値の何倍になるかを示している。表4-3から、 $j_s = 30 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では気泡の固有振動モデルの方が若干精度がよく、 $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ になると凝縮支配モデルの方が精度がよくなることが分かる。 $j_s = 50 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では両者は同程度の精度となるが、 ΔT に対しては逆の傾向を持っている。すなわち、気泡の固有振動モデルは ΔT が小さいほど(振動発生の限界に近づくほど)精度がよくなるのに対し、凝縮支配近似は ΔT が大きくなるほど厳密解に対する比が大きくなる。このように、いずれの近似の精度が高いかは、条件によって定まるのであるが、しかし、表4-3の値より分かるように、凝縮支配近似と気泡の固有振動近似といった両極端なモデルを使っても、大部分の領域ではいずれも10~20%以内の

精度である。同様の評価は、円筒蒸気泡モデルを用いても行うことができるが、やはり同様の結果が得られた。

以上、気泡凝縮振動の角周波数は、一般に式(62)で表すことができるが、大気圧近傍の蒸気に対しては、凝縮支配の角周波数で近似しても、気泡の固有振動で近似してもほぼ近い値が得られ、このことが、従来、気泡の固有振動モデルとなったり、或いは凝縮支配振動となって提案された理由と考えられる。

このように高周波振動成分の振動周波数が気泡の固有振動と凝縮支配振動との兼合いによって定まること、言い換えればが、周波数を決定する式(43)の係数から得られる無次元数 m, n によって定まること、高周波振動成分の卓越する振動様式を「気泡凝縮振動」と呼んできた理由である。

(6) 従来の相関式との比較

式(24)も気泡凝縮振動周波数に対する一つの相関式であるが、従来からもそれに関する相関式は幾つか報告されている。福田[42]は実験データの整理から次式を得ている。

$$f \cdot d_V = 0.06 \Delta T \quad (81)$$

また、Arinobuら[41]は、凝縮振動現象がヤコブ数にも影響を受けるとの考えに基づいて実験データを整理し、次式を得た。

$$f \cdot d_V = 0.8 u_s \left(\frac{c_{PL} \Delta T}{L} \right)^{1.4} \quad (82)$$

福田の相関式、式(81)は図4-22との比較から、他の研究者によるデータともほぼ一致していることが分かる。また、式(81)の $f \cdot d_V$ は蒸气流束の影響を受けない。これは、式(78)と式(80)で示されるように、球状蒸気泡モデルにおいて $f \cdot d_V$ に与える蒸气流束の影響が少ないことに対応している。一方、Arinobuらの相関式は、 $f \cdot d_V$ が蒸气流束、即ち u_s に比例しているという特徴があるが、これまでも述べてきたように蒸气流束の振動数への影響はあっても小さいという実験データと傾向を異にしている。

相関式、式(81)、(82)はいずれも $f \cdot d_V$ と ΔT の関係として示されており、本解析も $f \cdot d_V$ は d_V の影響をほとんど受けないので比較する上で便利である。図4-31は、これら相関式と本解析の厳密解式(62)とを比較したものである。厳密解の係数 $B_1 \sim B_3$ は球状気泡モデルの式(72)~(74)を使っている。厳密解と福田の相関式および $j_s = 60 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ における Arinobuらの相関式はほぼ一致しており、図4-22のデータともよく対応している。Arinobuらの相関式は蒸气流束の影響が強くなるため、 $j_s = 30 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ではかなりデータと離れてくる傾向にある。

4.4 振動様式間の境界の解析[66]~[68][84]

第2章で調べたように、ベント管を通して蒸気をサブクール水中で凝縮させる際にベント管系に生ずる圧力や流体の振動は、ベント管を流れる平均蒸気流束とプール水温(あるいはサブクール度)に依存して幾つかの振動様式に分類できる。従来、多くの研究者により主として小型の実験装置を使ったデータを基に振動様式マップが作成されており、振動様式の分類法に多少の違いはあるものの、全体的に見れば、いずれの様式マップともほぼ同一の内容であることが分かった。しかしながら、これらの振動様式間の境界についての理論的考察あるいは解析は、これまでほとんど行なわれていない。ただ、チャギング発生のためのプール水温の限界についての解析[27]が試みられているが、この方法からはチャギング発生領域の最大の特徴である蒸気流束の限界(図2-18 参照)を求めることができない。本研究の4.1節では、ヘッダー(ヘッダーの無い場合はベント管)へ供給される蒸気による界面押し下げ効果に着目した解析から、振動様式間の境界の一つであるチャギング発生の蒸気流束限界が存在することを解析的に示す(式(11))とともに、この蒸気流束限界がプール水のサブクール度にほぼ比例するという実験事実を説明することができた。

図4-32は本節で扱う各振動様式の発生領域を示している。バブリング領域と遷移振動領域の境界I-A および遷移振動領域と気泡凝縮振動領域の境界IIは、第2章の図2-18中の境界と対応しているが、境界IIIは界面変動がベント管内部にまで及ぶいわゆるチャギングの発生限界を示しており、図2-18の1点鎖線に相当している。圧力変動波形や界面変動の観察からは、間欠的振動と遷移振動とに分けるのが合理的であるが、これらの境界を厳密に求めるのは実験的にも解析的にも不明確さが含まれるので、4.1節の解析では遷移振動の一部を含むチャギングの発生限界を扱った。また、図4-32には、プール水温を飽和温度近くまで上昇させていった際に、低周波圧力振動で特徴づけられるバブリング振動が生じなくなる限界I-Bも示されている。

本節では、以上のような背景の下に、図4-32中に出てくる4種類の境界の内、4.1節で既に解析的に求めたチャギング限界IIIを除く3種類の境界について、第3章で考察した各振動様式の発生メカニズムに基づいた解析を行い、実験データ(図4-32など)と比較検討を行う。また、境界IIIについては、4.1節の結果をふまえ、使い易い形で境界を与えることを試みる。

図4-33は、第2章で詳しく調べた各振動様式の特徴のよく出ている典型的なベント管内圧力振動波形をまとめて示したものである。図より分かるように、バブリングと他の振動様式との差は圧力振動波形に高周波成分が含まれるかどうかの点である。従って、境界I-Aは高周波成分の発生限界を表すことにな

る。また、プール水温が 95°C 付近に現れる境界 I-B は、バブリングの低周波振動までも生じなくなる限界を示している。これらの二つの境界は、図 4-33 より、蒸气流束 u_s の影響が比較的小さいことから、それぞれ高周波および低周波圧力振動の発生温度限界と考えることができる。次に、遷移振動や間欠的振動と気泡凝縮振動との差は、圧力振動波形に低周波成分が含まれるかどうかである。即ち、境界 II は低周波成分発生のための蒸气流束限界と言うことができる。

4.4.1 高周波および低周波圧力振動の温度限界

第 3 章の考察によれば、高周波振動成分はベント管出口近傍の蒸気泡をコントロール容積とする振動であり、低周波成分はヘッダーを含む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。そこで、これらの周波数成分の発生限界を前節で行った線形振動論と同様の方法で求めることにする。気泡の形状としては、振動発生限界に及ぼす影響を調べるため、代表的な円筒状および球状蒸気泡モデル(図 4-23 参照)を採用する。

図 4-34 は、図 4-32 の高周波および低周波の発生限界と他の研究者による実験データとの比較を示したものである。低周波振動の発生限界は、Chan ら[26] のデータと蒸气流束に対する傾向が若干異なるものの、限界そのものはほぼ一致していると見なせる。これに対し、高周波振動限界は福田ら[27]の方が 15 K 程度低プール水温側にあることが分かる。この原因として、本研究ではベント管直下 5 cm の水温を測定しているが、福田らはベント管下端より 8 cm 下方で水平方向に 53 cm 離れた点での水温を測定しているため、福田らの測定水温の方がかなり低めになることが考えられる。蒸气流束の増加に伴い限界水温が上昇するという傾向が両者で一致していることを考えると、限界の内容はほぼ同じであると言える。

(1) 円筒蒸気泡モデルの場合

蒸気が連続的に供給されている蒸気空間(ベント管出口の蒸気泡あるいはヘッダーを含む空間)において、蒸気凝縮の生じている界面の平衡位置からの微小変動が発達するか否かの限界が振動発生のための理論的条件を与えるものと考え、その限界を線形安定論を用いて求める。

図 4-34 で示したように、振動限界におけるプール水温はかなり高く、ベント管出口付近の気液界面は常にプール水中に存在する。この時の気泡形状を前節の図 4-24 で示されるような高さ z なる同筒とし界面変動に対するプール水の慣性を、高さ l_M 、直径 d_V の円柱で模擬すると、蒸気容積は

$$V_S = V_0 + \frac{\pi}{4} d_V^2 z \quad (83)$$

で与えられる。振動発生メカニズムから、 V_0 は、高周波振動成分に対しては零を、低周波振動成分に対してはベント管1本当たりのヘッダー容積とベント管容積の和 $V_D/n + \pi/4 d_V^2 l_V$ を表すことになる。蒸気容積 V_S へ流入する蒸気についての連続の式は、式(26)あるいは式(27)と同じ形で与えられ、仮想水柱の運動に対する変動分も式(30)と同じになる。プール水サブクール度の変動分 $\delta(\Delta T) = (\partial T_S/\partial P) \delta P_S$ と P_S の変動分 δP_S を界面の変動分 δz で表し、高次の変動分を除くと、式(42)に類似した次式を得る。

$$\frac{d^3 \delta z}{dt^3} + B_1 \frac{d^2 \delta z}{dt^2} + B_2 \frac{d \delta z}{dt} + B_3 = 0 \quad (84)$$

ここで、

$$B_1 = \frac{h}{L} \cdot \frac{1 + 4z_0/d_V}{z_0 + V_0/\frac{\pi}{4} d_V^2} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (85)$$

$$B_2 = \frac{\rho_S}{\rho_L} \cdot \frac{1}{l_M (z_0 + V_0/\frac{\pi}{4} d_V^2)} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (86)$$

$$B_3 = \frac{4h\Delta T}{\rho_L d_V l_M L} \cdot \frac{1}{z_0 + V_0/\frac{\pi}{4} d_V^2} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (87)$$

式(84)の特性方程式は式(43)の形で与えられる。微小変動 δz が発散して有限の振動状態となるか、あるいは $\delta z \rightarrow 0$ となり系が安定に向かうかは、Routh-Hurwitz の安定判別条件式(61)で与えられる。従って、振動発生限界は

$$B_1 B_2 - B_3 = 0 \quad (88)$$

から求めることが出来る。式(88)より、振動発生限界におけるプール水サブクール度 ΔT_I は

$$\Delta T_I = \rho_S \frac{z_0 + d_V/4}{z_0 + V_0/\frac{\pi}{4} d_V^2} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (89)$$

となり、 ΔT がこの値より大きいときに振動が発生する。式(89)の ΔT_I は、プール水の慣性効果を表す l_M に依存しないという特徴があり、また、圧力変動に伴うサブクール度の変化 $\delta(\Delta T) = (\partial T_S/\partial P) \delta P_S$ に起因する係数 B_1 とは次の関係がある。

$$\Delta T_I = \frac{d_V \rho_S L}{4h} B_1 \quad (90)$$

式(89)中の未知量 z_0 は、福田[42]が気泡凝縮振動中の気泡寸法を高速写真により実測し、そのデータを整理することにより得た熱伝達率式(68)と、平衡状態における連続の式

$$\frac{\pi}{4} d_V^2 j_S = \frac{h \Delta T}{L} \left(\frac{\pi}{4} d_V^2 + \pi d_V z_0 \right) \quad (91)$$

から計算される。式(89)において、 $V_0 = 0$ (蒸気容積として気泡のみを考える) とすることにより高周波振動の発生限界サブクール度 ΔT_{IA} が、また、 V_0 としてヘッダー容積まで入れるとバブリング振動である低周波振動の発生限界サブクール度 ΔT_{IB} が求められる。

(2) 球状蒸気泡モデルの場合

蒸気容積が

$$V_S = V_0 + \frac{4}{3} \pi r^3 \quad (92)$$

となる他は、前節の球状蒸気泡モデルにおける気泡凝縮振動で扱った基礎式と同じである。連続の式(式(46))と気泡の運動方程式(式(47))に上式の V_S を代入して、界面の微小変動 δr に対して線形化すると次式を得る。

$$\frac{d^3 \delta r}{dt^3} + B_1 \frac{d^2 \delta r}{dt^2} + B_2 \frac{d \delta r}{dt} + B_3 = 0 \quad (93)$$

ここで、

$$B_1 = \frac{h}{L} \cdot \frac{4 \pi r_0^2}{V_0 + \frac{4}{3} \pi r_0^3} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (94)$$

$$B_2 = \frac{\rho_S}{\rho_L} \frac{4 \pi r_0}{V_0 + \frac{4}{3} \pi r_0^3} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (95)$$

$$B_3 = \frac{8 \pi h \Delta T}{L \rho_L \left(V_0 + \frac{4}{3} \pi r_0^3 \right)} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right) \quad (96)$$

式(93)の特性方程式は同じく式(43)の形となるので、振動発生限界は $B_1 \cdot B_2 = B_3$ から求められ、その時のプール水サブクール度 ΔT_I は

$$\Delta T_I = \frac{2 \pi r_0^3 \rho_S}{V_0 + \frac{4}{3} \pi r_0^3} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (97)$$

となる。この場合 ΔT_I と B_1 とは

$$\Delta T_I = \frac{r_0 \rho_S L}{2h} B_1 \quad (98)$$

という式(90)と類似の関係がある。高周波振動成分の発生限界 ΔT_{IA} は $V_0 = 0$ とすることにより求められる。

$$\Delta T_{IA} = \frac{3}{2} \rho_S \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (99)$$

この式は、福田ら[27]が球状気泡モデルを使って求めた圧力変動の発生限界と一致している。ただ、福田らはこの式を“チャギング発生のための液温限界”と解釈しているが、チャギングを「プール水のベント管内への逆流を伴う振動現象」と考えると、図4-32に示すように、 $T_L < 70^\circ\text{C}$ では逆流の生じない気泡凝縮振動も発生していることから、式(99)はチャギング発生限界とは言い難い。むしろ、式(99)は式(97)の $V_0 = 0$ に対応しており、蒸気泡をコントロール容積とする高周波圧力振動の発生限界を表していると考えらるべきであろう。

また、 V_0 としてヘッダーまでの容積を考えると、低周波振動成分の発生限界 ΔT_{IB} が得られる。このとき、 $V_0 \gg 4/3 \pi r_0^3$ であることと、平衡状態における連続の式より求められる関係

$$r_0 = \frac{d_V}{4} \left(\frac{L j_S}{h \Delta T} \right)^{1/2} \quad (100)$$

を使えば、式(97)は次のようになる。

$$\Delta T_{IB}^{5/2} = \frac{\pi}{32} \frac{\rho_S d_V^3}{V_0} \left(\frac{L j_S}{h} \right)^{3/2} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (101)$$

さらに、熱伝達率として式(68)を用いれば ΔT_{IB} が具体的に計算される。

$$\Delta T_{IB}^4 = 3.39 \times 10^{-4} \frac{L^3 \rho_S (\rho_L v_L)^{1.35} d_V^{3.15} j_S^{0.15}}{V_0 (\lambda_L c_{PL})^{1.5}} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (102)$$

特に、大気圧下の飽和温度近傍の水(図4-32で示される境界I-Bは飽和温度に近い)では次式となる。

$$\Delta T_{IB} = 22.3 \left\{ \frac{d_V^{3.15} j_S^{0.15}}{V_0} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \right\}^{1/4} \quad (103)$$

(3) 振動限界の解析値

実験データとの比較に先だち、前項で導いた振動発生限界の式を吟味する。

— 高周波振動限界 —

蒸気泡をコントロール容積とする高周波振動の発生限界 ΔT_{IA} は、式(89)あるいは式(97)において $V_0 = 0$ において求められるが、円筒状モデルでも球状モデルでも、 V_0 としてヘッダーまでの容積を含めた低周波振動の発生限界より高サブクールとなっており($V_0 = 0$ とすることにより、両式の分母が小さくなるため)、プール水温を上昇させていった場合に高周波成分のほうが先に消滅する

という実験事実(図2-14、4-34 参照)に対応している。球状モデルでは式(99)が示すように、物性値のみで定まり、蒸気流束 j_S 、気泡半径 r_0 やベント管径 d_V に依存せず、大気圧の水に対しては $\Delta T_{IA} = 44.9 \text{ K}$ となる。これに対し、円筒状モデルでは j_S と気泡寸法 z_0 に依存するが、それらの影響は非常に小さいことが以下のようにして示すことができる。

熱伝達率を示す式(68)及び、平衡状態における連続の式(91)を使って z_0 を求め、式(89)に代入すれば ΔT_{IA} に関する次の3次方程式が得られる。

$$\Delta T_{IA}^3 - \alpha (d_V j_S)^{0.1} \Delta T_{IA} + \alpha \rho_S \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) (d_V j_S)^{0.1} = 0 \quad (104)$$

ここで、

$$\alpha = \frac{(\rho_L v_L)^{0.9} L^2}{43.78 \lambda_L c_{PL}} \quad (105)$$

式(104)の係数から、 d_V と j_S の ΔT_{IA} への影響が同程度に小さいことが予想されるが、大気圧の水について、 $d_V = 18 \text{ mm}$ の場合の ΔT_{IA} と j_S の関係を計算すると表4-4のようになり、 j_S および d_V の影響はほとんどないことが分かる。 ΔT_{IA} の値自体は、上述の球状モデルより 13~14 K 程度低くなっている。

— 低周波振動限界 —

ヘッダーを含む大きな蒸気空間をコントロール容積とする低周波振動の発生限界は、球状モデルでは式(102)が示すように、 $\Delta T_{IB} \propto (d_V^3 / V_0)^{1/4} (d_V j_S)^{0.0375}$ であり、 d_V^3 / V_0 の値が一定、すなわち寸法の相似な装置に対する限界値はほぼ一定である。円筒状モデルでは、式(87)で $v_0 / \frac{\pi}{4} d_V^2 + z_0 = v_0 / \frac{\pi}{4} d_V^2$ を考慮し、式(68)、(91)を使えば、

$$\Delta T_{IB}^3 \approx \frac{\pi d_V^3}{16 V_0} \alpha \rho_S (d_V j_S)^{0.1} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (106)$$

となり、この場合も相似な装置に対する ΔT_{IB} はほぼ一定となることが分かる。また、高周波振動の場合と同様、いずれの形状モデルを使っても j_S の影響は小さい。

(4) 実験データとの比較

図4-35は、以上のようにして得た2種類の振動発生限界として、円筒状および球状モデルを使ってそれぞれ計算した値と、図4-34の実験データを、プール水温の代わりにサブクール度を使って比較したものである。低周波振動の発生限界 ΔT_{IB} は、解析およびデータとも 5 K 前後でほぼ一致している。

高周波振動の方は、解析値とデータはオーダ的には合っているものの、解析値は気泡形状によりかなりの差が認められ、また j_S の影響を全く受けない(

球状モデル)か、ほとんど受けない(円筒状モデル)のに対し、実験データは j_s にかかなり依存している。この差異は次のように考えることができる。

高速度写真による界面形状の観察はこれまでに幾つかの研究が公表されており、中でも Chan[26]は j_s とプール水温の広い範囲に亘って観察を行っている。Chanらによると、本節で問題としている高水温、すなわちサブクール度の低い領域では、図4-36に示すように、 j_s が増すに従ってベント管出口の気泡形状は球状に近いものから円筒状に近い形となる。一方、解析においては、円筒状蒸気泡モデルによる高周波振動の発生限界の方が球状蒸気泡モデルによる限界より13~14K程度低いサブクールとなっている。これらのことから、 j_s が増すにつれて高周波振動の発生限界 ΔT_{IA} が低下するという実験データを説明することができる。

以上の解析とデータとの比較から、蒸気泡をコントロール容積とする振動の安定限界が高周波振動成分の発生限界に対応し、ヘッダーまで含めた大きな蒸気容積をコントロール容積とする振動の安定限界が低周波振動であるバブリングの発生限界に対応することが判明した。そして、これまで、チャギング発生のための温度限界と解釈されていた蒸気泡に対する振動発生限界[27]は高周波圧力振動成分の発生限界と考えるべきこと、および、低サブクール時に現れ、高周波成分が含まれないバブリング振動は、高サブクール時に高周波振動に重畳して現れる間欠的振動や遷移振動の低周波振動と本質的には同じであることが明らかにされた。

なお、式(89)や式(97)が示すように、大きなコントロール容積を持つ振動成分ほど不安定な領域が広いということは、大きな空間ほど振動が抑制されやすく、振動発生領域が狭くなるのではないかという考えと矛盾するようにも見える。しかし、振動が発生するか否か、すなわち平衡状態からの微小変動が発散するかどうかという問題と、空間が広いことによる振動振巾の小さいこととは別問題である。本論文で対象としている振動現象は、第2、3章で詳述したように、各振動成分のベント管間の同期性などから、それぞれ大小のコントロール容積内の振動現象であり、コントロール容積の小さい高周波成分の圧力振巾はコントロール容積の大きい低周波成分の圧力振巾を圧倒するという結果となる(図2-13参照)。そして70~80°C以上の高プール水温となると、圧力振巾の小さな低周波振動成分のみが残されたバブリング振動が現れる(図2-14参照)。

ところで、振動発生限界を線形安定論のように微分形式として扱う代わりに、蒸気が界面変動の一周期に亘って外部になす仕事から見た、いわゆる積分形式として扱っても同じ結果が得られる[72]筈であるが、その詳細は「付録」で述べることにする。

4.4.2 遷移振動と気泡凝縮振動の境界

遷移振動と気泡凝縮振動の差異は、図4-33に示されるように、ベント管内の圧力振動波形中に低周波成分が含まれるか否かである。ヘッダーを含む大きな蒸気容積に支配される低周波圧力振動が生じるためには、ベント管先端に付着した蒸気泡内の圧力変動の低周波成分がヘッダー内の圧力変動にほぼ同期することが必要（同期していないと、蒸気泡からヘッダーにまたがる空間を一つのコントロール容積と考えることができない）がある。もし、この同期性が低くなると、気泡界面の蒸気凝縮に起因した低周波圧力振動は起こりにくくなる。管内気体流の2点間における流量変動の同期性を支配する無次元数に、(系の時定数)/(変動周期)で定義される Hodgson数 N_H [69][70]がある。この無次元数は、流量変動周期が2点間の圧縮波伝播時間に比べて十分長い場合、その2点間の圧力変動の追随性を表すという物理的意味を持っている。無次元数 N_H は、元来、蒸気機関の分野において、ある1点における圧力変動をもとに他の点での流量変動を算出する際の誤差の程度を評価する指標として使われてきた。これは、 N_H が同じであれば、2点間での圧力変動の追随性が同じであることを意味するためである。このような性質を持った N_H を使えば、遷移振動と気泡凝縮振動の境界Ⅱ(図4-32参照)は、ベント管先端の気泡とヘッダーを2点間にとった場合の、圧力変動の追随性が悪くなる条件として以下のように導くことができる。

図4-37は、解析体系と主な記号を示している。定常状態では、流動抵抗を ξ とすれば、次式が成り立つ。

$$P_D - P_S = \frac{\xi}{2} \rho_S u_S^2 \quad (107)$$

定常状態からの微小変動に対して、上式は

$$\Delta(P_D - P_S) = \xi \rho_S u_S \Delta u_S \quad (108)$$

のように変形される。ヘッダー内の質量保存則と状態方程式は次式のようになる。

$$\frac{d m_D}{d t} = \frac{\pi}{4} d_V^2 \rho_S \Delta u_S \quad (109)$$

$$\frac{d m_D}{d t} = V_D \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P} \right) \frac{d P_D}{d t} \quad (110)$$

式(108)は、気泡とヘッダー間の圧力差の変動量 $\Delta(P_D - P_S)$ がある一定値であるとき、蒸気流速 u_S (即ち、蒸気流束 j_S) の増加に反比例して、その変動中 Δu_S が小さくなることを示している。これは、ヘッダー圧力 P_D は j_S の増加とともにベント管出口付近の圧力変動 ΔP_S に追随しにくくなることを意味して

いる。このことが、低周波振動成分の発生域に蒸気流束限界が存在することの基本的な原因である。以上の事情は何も蒸気流だけでなく、管系の気体流に対して一般に成り立つことであり、Block[71]の表現を借りれば、「管系の長周期流量変動は流速の増加とともに抑制され、流れは「hard」になる。逆に、低流速では、流量変動が生じ易く、流れは「soft」になる」と言える。

さて、本解析体系における Hodson No. N_H を式(108)～(110)を使って表すのであるが、 N_H の定義の中にある「圧力変動の時定数」は、 P_D の変化速度に対する $P_D - P_S$ の変動量として与えられるので、 $\Delta(P_D - P_S) / \frac{dP_D}{dt}$ のように書くことができる。即ち、

$$\frac{\Delta(P_D - P_S)}{\frac{dP_D}{dt}} = \xi V_D u_S \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P} \right) / \left(\frac{\pi}{4} d_V^2 n \right). \quad (111)$$

一方、「振動周期」としては、ヘッダーを含む大きな蒸気空間の支配を受ける低周波成分の周期を考えればよく、低周波成分は凝縮支配であること(4.1.6節参照)から、式(34)と類似の次式で近似できる。

$$\tau = \frac{4\pi}{\sqrt{3}} B_3^{-1/3} \quad (112)$$

ただし、 B_3 は式(87)(円筒状蒸気泡モデル)または式(96)(球状蒸気泡モデル)で与えられ蒸気空間は $V_0 = V_D/n$ (ベント管1本当たりのヘッダー容積)とすればよい。また、上式の B_3 に含まれる熱伝達率 h は、福田の実験式(68)から求められる。

球状蒸気泡モデルにおいて、 $V_D/n \gg \frac{4}{3}\pi r_0^3$ を利用して B_3 を簡素化すると Hodgson 数 N_H は、結局、

$$N_H = \frac{\Delta(P_D - P_S)}{\frac{dP_D}{dt}} / \tau = 1.54 \left\{ \frac{c_{PL} \lambda_L \rho_S^{0.9} \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P} \right)^2 (V_D / \frac{\pi}{4} d_V^2 n)^2}{L^2 \nu_L^{0.9} \rho_L^{1.9} d_V^{2.1}} \right\}^{1/3} (\xi u_S^{1.3} \Delta T^{2/3}) \quad (113)$$

となる。円筒状蒸気泡モデルに対しても、上式と酷似した式が導かれる ($d_V^{2.1}$ が $L_M d_V^{1.1}$ になる)。本節では、境界Ⅱを ΔT と j_S (即ち u_S) の関係として与えることを目標としているが、気泡形状は式(113)の ΔT と u_S の指数に何ら影響を与えないので、今後は球状蒸気泡モデルに対してのみ論議を進めて行く。

式(113)から、 N_H は d_V 、 $V_D / \frac{\pi}{4} d_V^2$ や ϵ といった系の特性にも依存することが分かる。 N_H は 2 点間の低周波圧力変動の追随性を表し、 N_H が大きくなるほど追随性が悪くなる。従って、低周波振動成分が実質的に発生しないと見なせる境界Ⅱは、 N_H が一定な線として表現できる。そして、ある与えられた系に対しては、 K を一定値とする次式が境界Ⅱ、即ち、遷移振動と気泡凝縮振動の境界となる。

$$u_S^{1.3} \Delta T_{II}^{2/3} = K \quad (114)$$

この式を、 $\rho_S u_S = j_S$ を使って書き換えると、

$$\Delta T_{II}^{2/3} = K \left(\frac{\rho_S}{j_S} \right)^{1.3} \quad (115)$$

になる。そして、気泡凝縮振動の発生域は、次のようになる。

$$\Delta T^{2/3} \left(\frac{j_S}{\rho_S} \right)^{1.3} > K \quad (116)$$

図4-38は、Ayaら[54] および Arinobu[23]が実験的に求めた境界Ⅱと式(115)とを比較したものであるが、両者はよく対応していることが分かる。二つの実験値に差があるのは、上述したように、一定値 K が ϵ や d_V など、系の特性に依存する性質があるためであるが、Hodgson No. N_H は、この図の場合いずれも 0.44 であり、系によらない一定値が境界Ⅱと対応している。

4.4.3 チャギング限界

4.1 節において、プール水のベント管内マノメータ振動の振巾 C をパラメータとして、チャギングの発生には蒸気流束限界が存在することを示し、 C とヘッダー内の負圧との関係についての考察から、チャギング限界では、蒸気流束とプール水サブクール度には比例関係があることを述べた。この比例係数を b とすると、

$$\Delta T_{III} = b j_S \quad (117)$$

となる。ところで、チャギングの発生限界では、界面は常にベント管出口付近にあって微少な変動を繰り返している[66]。従って、蒸気-水界面の面積 S は概ねベント管断面積程度である。

$$S \approx \frac{\pi}{4} d_V^2 \quad (118)$$

また、 ΔT_{III} 、 j_S と S には定常状態で次式が成り立つ。

$$\frac{h}{L} S \Delta T_{III} = \frac{\pi}{4} d_V^2 j_S \quad (119)$$

式(116)を式(117)に代入して

$$\Delta T_{III} = \frac{L}{h} j_s \quad (120)$$

を得る。この式と式(115)の比較から

$$b = \frac{L}{h} \quad (121)$$

なる関係が得られる。

図4-1のチャギング限界の内、Ayaらのデータによく一致する式(117)の比例定数 b の値は $3.0 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ である。図4-39は Ayaらおよび Arinobuらのデータと式(117)との対応を示している。 $\Delta T > 30 \text{ K}$ では式(117)がよく成り立つことが分かる。図4-39の b の値に相当する熱伝達率 h は式(121)から概略値が求められ、 $h = 210 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ となる。この値は、福田が高速度写真をもとに得た熱伝達率の内、チャギングに近い低蒸気流束時のデータ[42] とほぼ一致している。 $\Delta T < 30 \text{ K}$ で境界Ⅲが式(117)から離れるのは、その温度範囲ではチャギングの発生領域が境界Ⅰ-Aの高周波振動成分の発生限界で区切られるためである。式(117)と境界Ⅰ-Aで囲まれた、低サブクール低流束域は図4-32によればバブリング領域であって、プール水のベント管内への逆流を伴うチャギングはほとんど発生しない。その理由として、サブクール度が境界Ⅰ-A以下になると高周波振動成分が発生しなくなり、その速い振動と同期していた界面の微小変動もなくなる(プール水温を上昇させていった際、境界Ⅰ-Aを越えると、それまで白濁していた界面が透明になりはっきりと界面の存在が確認できることから、界面変動の高周波成分の消滅が分かる)ので、熱伝達率が急に低くなり気泡寸法が大きくなることが考えられる。即ち、気泡寸法の増大により、界面変動がベント管内へ達しにくくなるという意味である。

4.5 第4章のまとめ

本報告の中心部分に当たる本章では、蒸気の水中凝縮に起因する種々の振動現象を定量的に明らかにするため、前章で考察した現象のメカニズムに基づく解析を種々の観点から行った。4.1節は、チャギングによりベント管内へ逆流するプール水の運動を取り扱ったもので、界面がベント管内に存在するときは蒸気凝縮が実質上生じないことに着目した簡単な線形解析から、チャギング発生のためには蒸気流束に上限値が存在すること、及び蒸気流束の増加に伴い気泡凝縮振動へと遷移していく過程を明らかにした。4.2節は、界面水側に温度境界層を設けるなど、より実際的なモデルを使ってチャギング現象を数値解析したもので、第2章の圧力振動及び界面変動との比較がなされている。この解析により、チャギング時には境界層温度が大きく変動し、界面がベント管内に

存在するときはほぼ飽和温度に達しており、前節で用いた近似のなり立つことが示された。4.3節は、気泡凝縮振動即ち高周波振動成分の周波数を代表的な気泡形状である円筒状、球状および半球状モデルに対する線形解析から求めたものであり、周波数はこれらの気泡形状にはあまり依存せず、ベント管径にほぼ反比例しプール水のサブクール度の $\frac{2}{3}$ ~ $\frac{5}{3}$ 乗に比例し、従来の研究を含む多くのデータとよく対応することが、また、2つの無次元量で表される厳密解は、大気圧近傍の蒸気に対しては従来からの気泡の自由振動近似と凝縮支配近似によく対応していることが明らかにされた。更に、この解析結果が大気圧以上の圧力で従来の相関式と必ずしも一致しないのは、これまでの相関式がすべて大気圧近傍での実験データに基づくことによることを示した。4.4節では、第2章で得られた振動様式マップに現れる4つの境界を解析的に求め、本実験及び従来のデータと比較検討した。バブリング領域を形成する2つの境界は蒸气流束に余り依存しない温度境界であって、それぞれ高周波および低周波圧力振動成分の発生限界として線形安定論より求められた。残り2つの境界はプール水温度にあまり依存しない一種の蒸气流束限界であり、それぞれ次のような物理的な意味を持っている。チャギング限界は、界面がプール水中へ達したときの大量凝縮による負圧（界面を引き上げる力）と恒常的にヘッダーへ流入している蒸気による界面押し下げ効果とがバランスする点である。また、遷移振動と気泡凝縮振動の境界は、気泡とヘッダーにまたがる低周波振動（その2点間を圧縮波が伝播する時間より十分長い周期をもった振動）の周期性の程度を表す Hodgson数 が一定な線として与えられる。

Chugging threshold	d_v (mm)	l_v (m)	n	V_S/A_V (m)
Aya	18, 29	0.5, 1	1, 5, 9	8.7~160
Arinobu	16.1, 27.6	0.6, 0.8	1	unknown
Fukuda	8, 16.1, 27.6	0.325, 0.65, 1.2	1	44~530

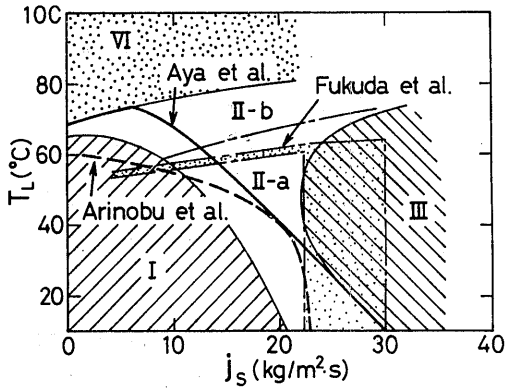


図4-1 小規模実験装置におけるチャギング発生限界

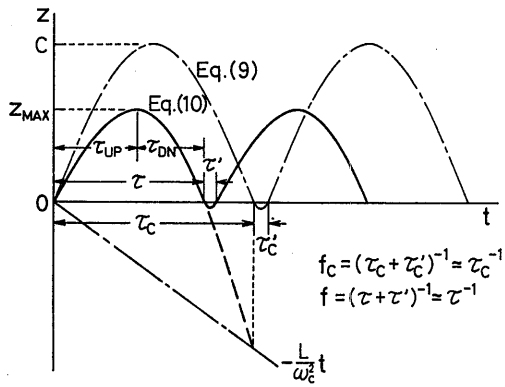


図4-3 チャギング時の界面変動概念図

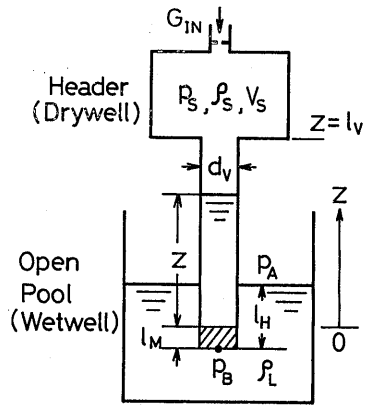


図4-2 チャギング時の流体振動解析の体系とおもな記号

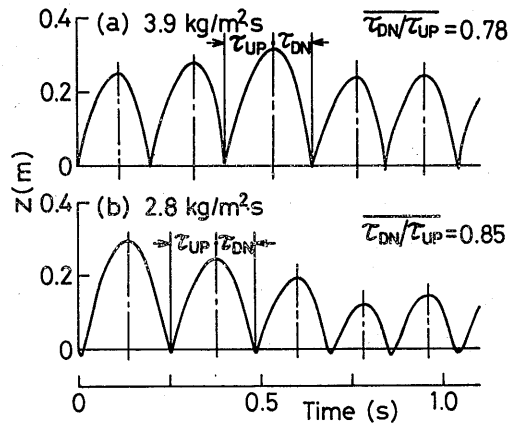


図4-4 チャギング時の界面変動例

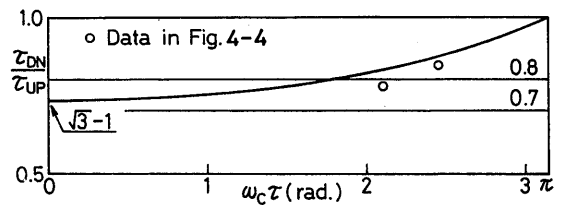


図4-5 界面変動の非対称性

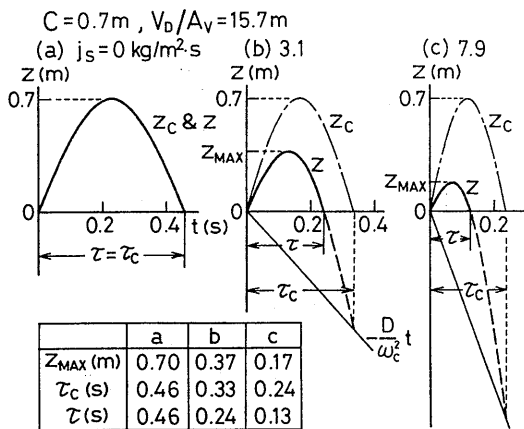


図4-6 界面変動に及ぼす供給蒸気量の影響

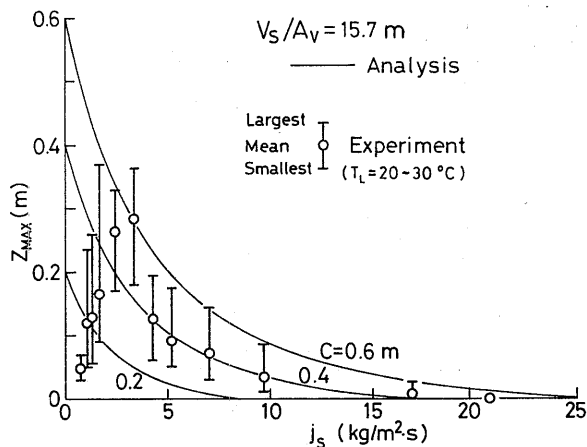


図4-7 界面変動振幅の解析値と実験値の比較

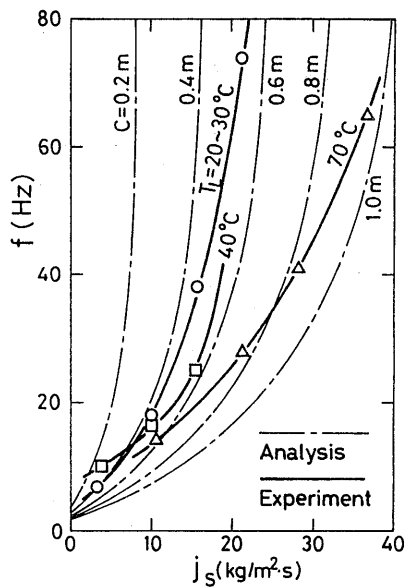


図4-8 気泡凝縮振動への遷移過程における界面変動周波数 ($V_S/A_V=20\text{ m}$)

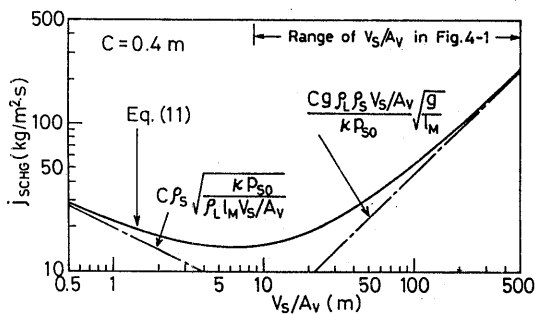


図4-9 マノメータ振巾Cを一定とした場合のチャッキング発生限界

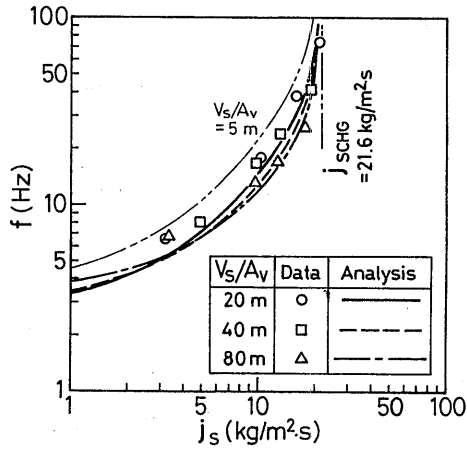


図4-10 チャギング周波数に及ぼすヘッダー容積の影響
($T_L = 20 \sim 30 \text{ }^\circ\text{C}$)

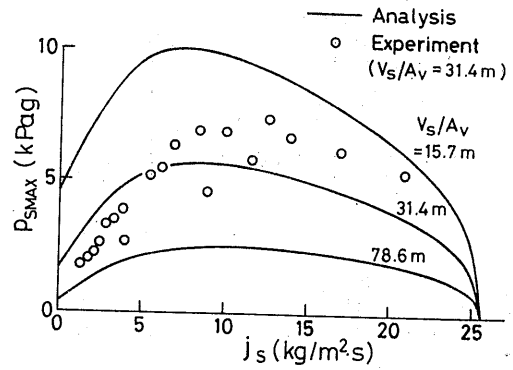


図4-11 ヘッダー圧力のピーク値

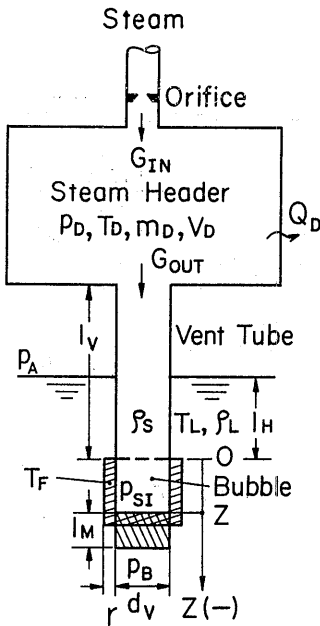


図4-12 チャギング数値解析体系

表4-1 チャギング数値解析で使用するパラメータの値

Experimental parameters	Calculational parameters
$p_A = 1.013 \times 10^6 \text{ Pa}$	$l_M = d_v$ (= 0.018, 0.029 m)
$Q_D = 630 \text{ W}$	$C_X = 0.03$
$d_v = 0.018, 0.029 \text{ m}$	$r = 0.01 \text{ m}$
$l_H = 0.5, 0.25, 0.01 \text{ m}$	$\xi_{IN} = 0.56$
$l_v = 1.0, 0.5, 0.25 \text{ m}$	$\xi_{OUT} = 1.0$
$n = 1.5, 9$	$h = 2.26 \times 10^6 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$
$V_D = 0.04, 0.01 \text{ m}^3$	
$T_L = 1 \sim 99 \text{ }^\circ\text{C}$	
$j_s = 0.35 \sim 21.8 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$	

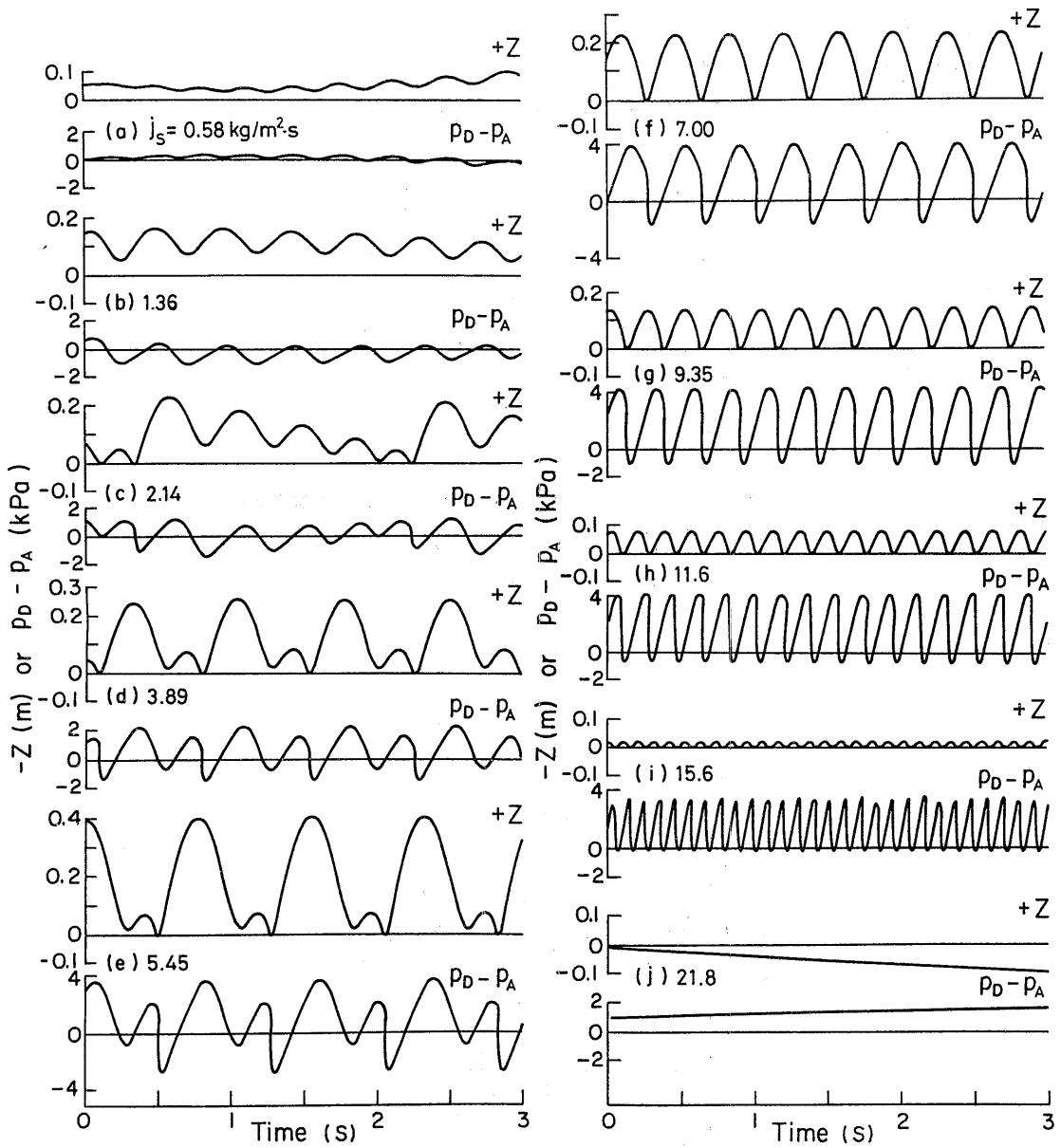


図4-13 蒸気流束の増加に伴うチャギング現象の遷移を示す解析結果例

$$(v_D = 0.04 \text{ m}^3, d_V = -0.018 \text{ m}, l_V = 0.5 \text{ m}, l_H = 0.25 \text{ m}, n = 5, T_L = 20 \text{ }^\circ\text{C})$$

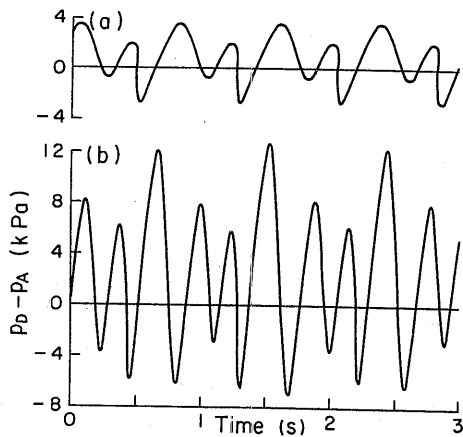


図4-14 チャギング解析結果に及ぼすヘッダー容積の影響

(a) $v_D = 0.04 \text{ m}^3$, (b) $v_D = 0.01 \text{ m}^3$
 $(d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 0.5 \text{ m}, l_H = 0.25 \text{ m}, T_L = 20 \text{ }^\circ\text{C},$
 $j_s = 5.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}), n = 5)$

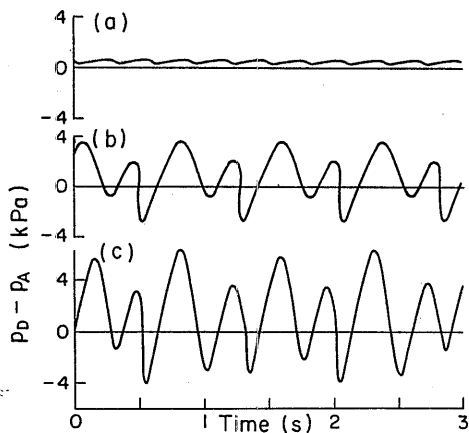


図4-15 チャギング解析結果に及ぼすベント管数の影響

(a) $n = 1$, (b) $n = 5$, (c) $n = 9$
 $(v_D = 0.04 \text{ m}^3, d_v = 0.018 \text{ m}, l_v = 0.5 \text{ m}, l_H = 0.25 \text{ m},$
 $T_L = 20 \text{ }^\circ\text{C}, j_s = 5.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}))$

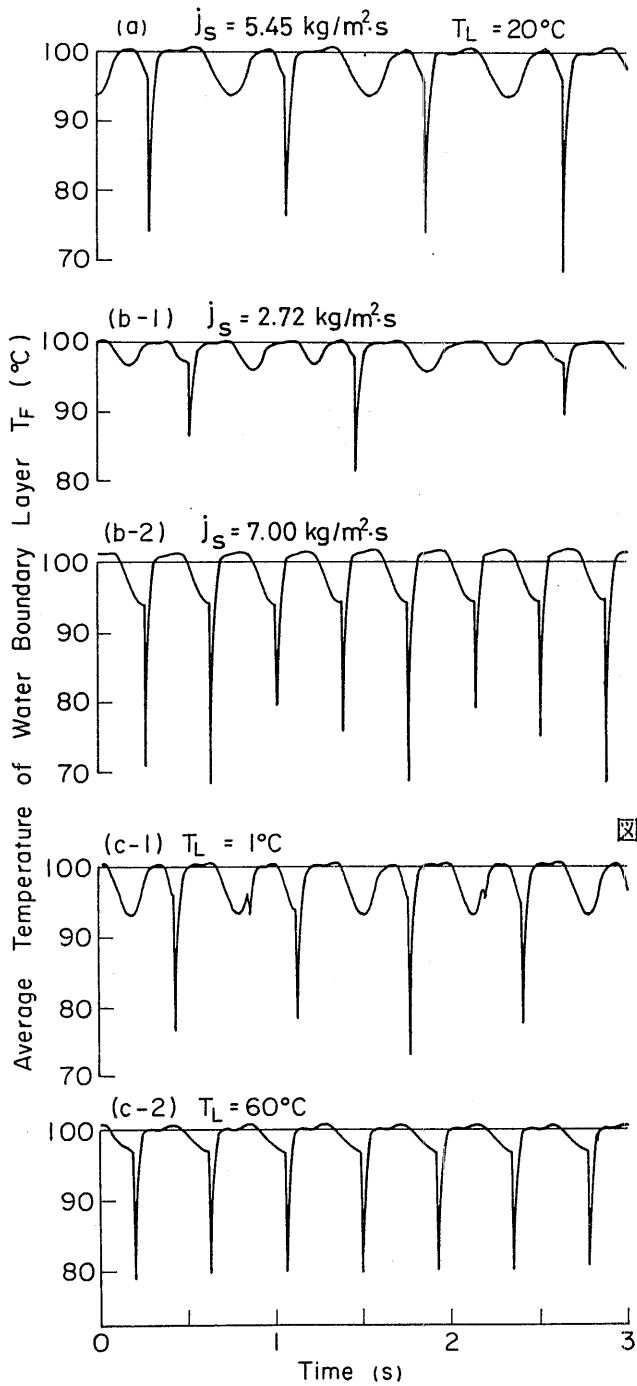


図4-16 水側境界層温度の
解析結果に及ぼす
実験パラメータ
 j_s と T_L の影響

$$V_D = 0.04 \text{ m}^3$$

$$d_V = 0.018 \text{ m}$$

$$l_V = 0.5 \text{ m}$$

$$l_H = 0.25 \text{ m}$$

$$n = 5$$

表4-2 解析結果に及ぼす解析パラメータの影響表

Parameter	Frequency f/f_0	Pressure amplitude $\Delta p_D/\Delta p_{D0}$
C_X/C_{X0}	0.33	1.04
	3.3†	0.92
h/h_0	0.1	1.09
	0.3††	1.36
	3	0.55
	5	0.77
	5	1.42
l_M/l_{M0}	0.5	1.63
	2††	1.79
r/r_0	0.3	0.66
	3†	1.52
		0.89
		2.68

Subscript 0 corresponds to parameter values in Table 4-1 or analytical result using those values.

† Interface ascends on average at the rate of 0.06 m/s
($C_X/C_{X0}=3.3$) or 0.2 m/s ($r/r_0=3$)

†† twin type oscillation

(Comparison Condition : $V_D = 0.04 \text{ m}^3$, $d_V = 0.018 \text{ m}$,
 $l_V = 0.5 \text{ m}$, $l_H = 0.25 \text{ m}$, $n = 5$, $T_L = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $j_S = 6.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$)

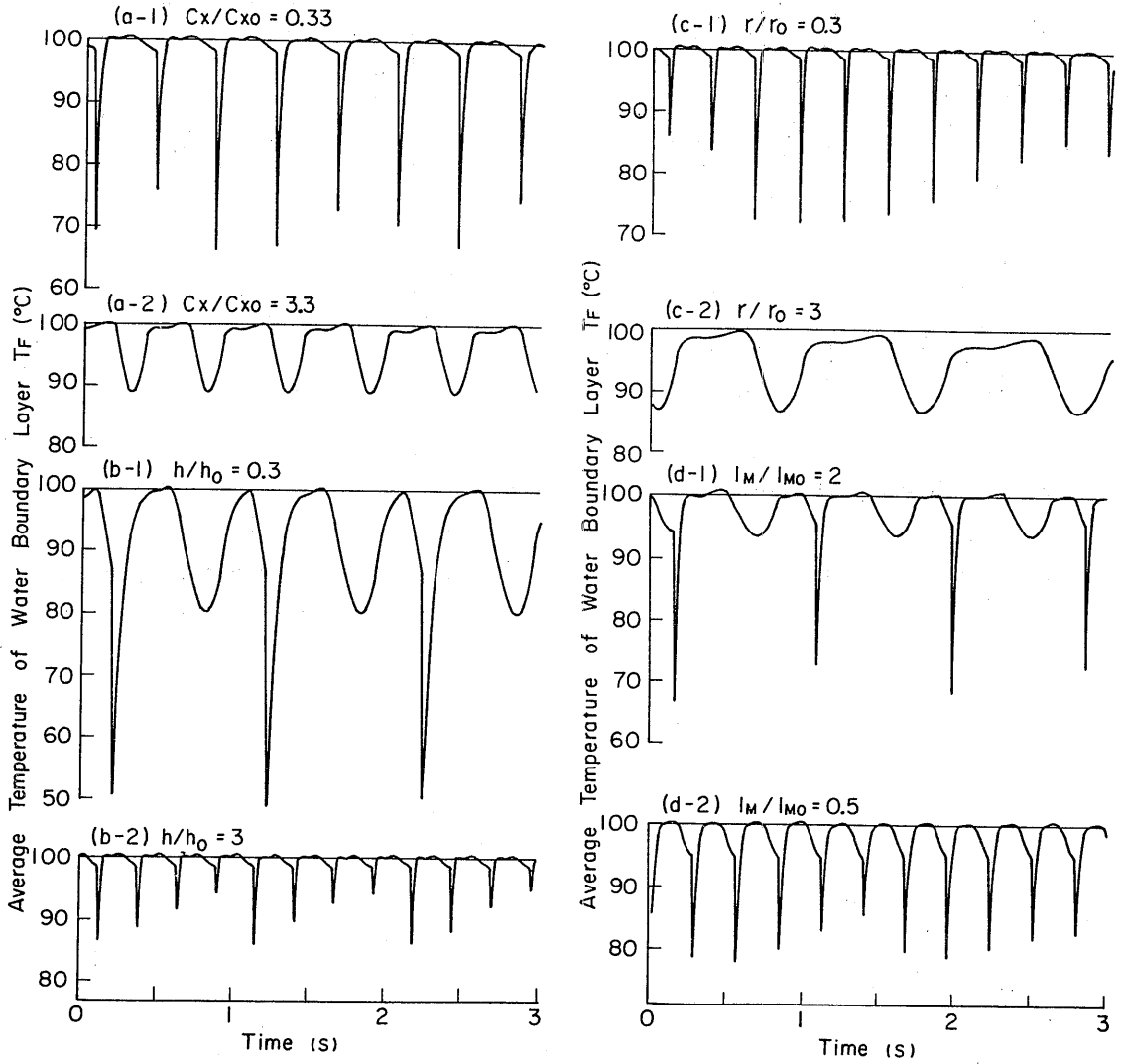


図4-17 水側境界層温度の解析結果に及ぼす解析パラメータ C_x , h , r と l_M の影響

($V_D = 0.04 \text{ m}^3$, $d_V = 0.018 \text{ m}$, $l_V = 0.5 \text{ m}$, $l_H = 0.25 \text{ m}$, $n = 5$)

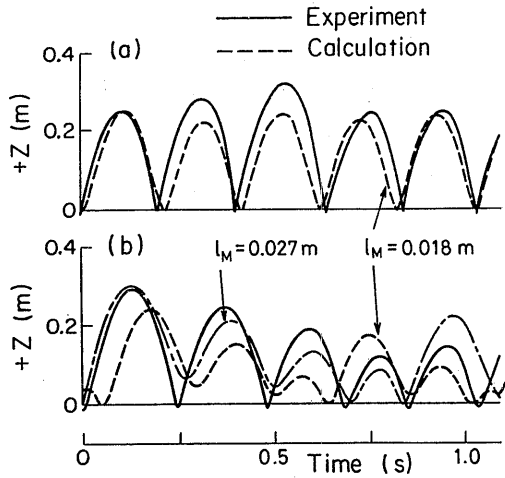


図4-18 蒸気-水界面運動の解析結果と実験データとの比較

(a) $j_s = 3.9 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, (b) $j_s = 2.8 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

($V_D = 0.04 \text{ m}^3$, $d_v = 0.018 \text{ m}$, $l_v = 0.5 \text{ m}$, $l_H = 0.25 \text{ m}$,
 $n = 5$, $T_L = 20 \text{ }^\circ\text{C}$)

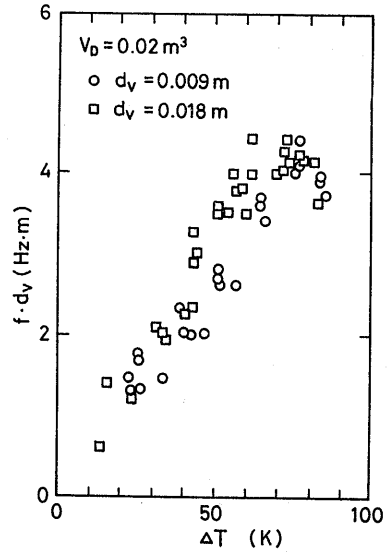


図4-19 本実験における振動周波数と管径の積 $f \cdot d_v$ とプール水サブクール度 ΔT との関係

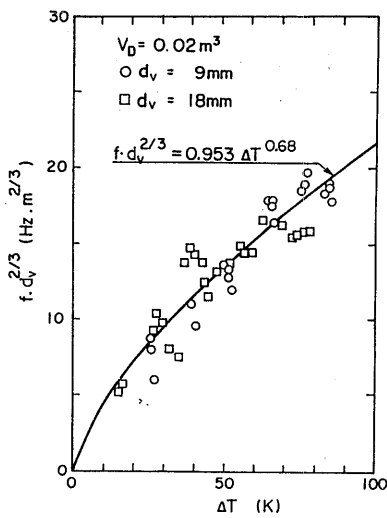


図4-20 本実験における $f \cdot d_v^{2/3}$ と ΔT の関係

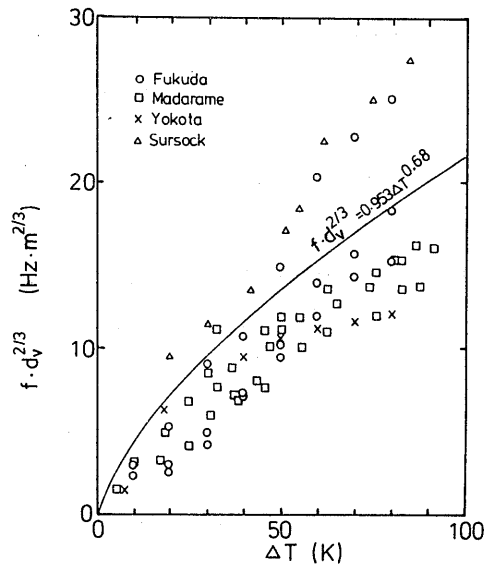


図4-21 従来の小規模装置における $f \cdot d_v^{2/3}$ と ΔT の関係

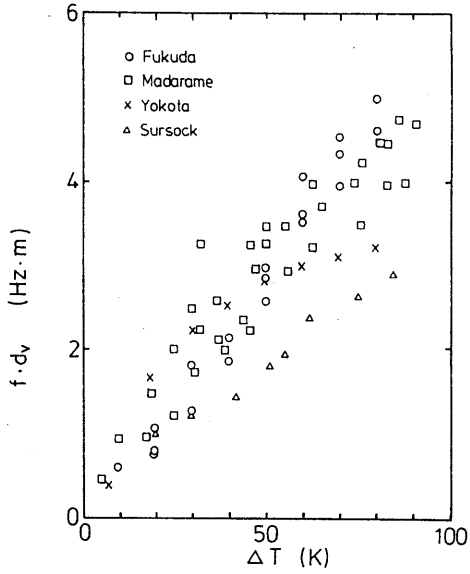


図4-22 従来の小規模装置における $f \cdot d_v$ と ΔT の関係
(図4-21と同じデータ)

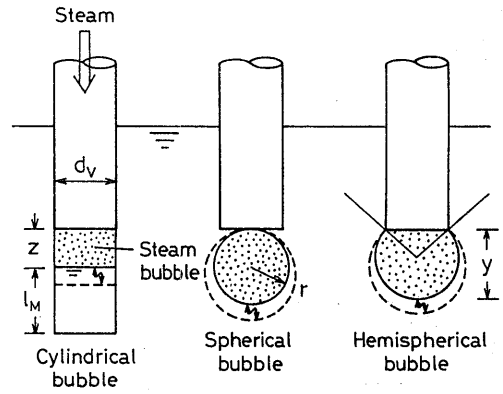


図4-23 蒸気泡の形状と振動形態のモデル化

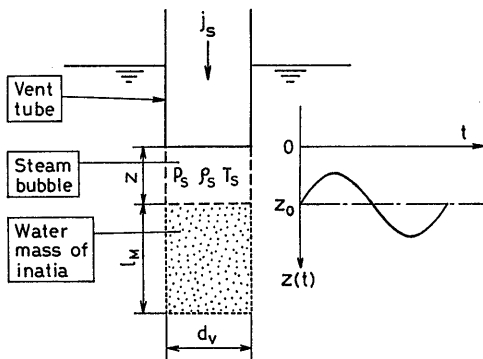


図4-24 円筒蒸気泡モデルの概念図

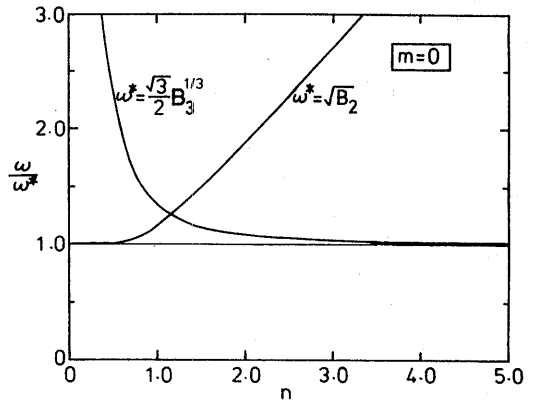


図4-25 パラメータ n に対する周波数の各近似式の
相対誤差

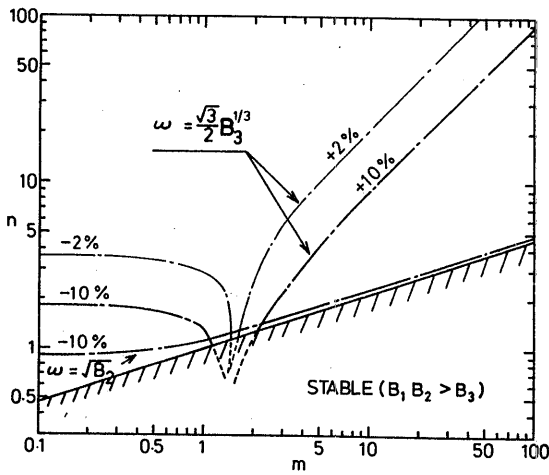


図4-26 気泡固有振動モデルと凝縮支配振動モデルのパラメータ m , n に対する近似度

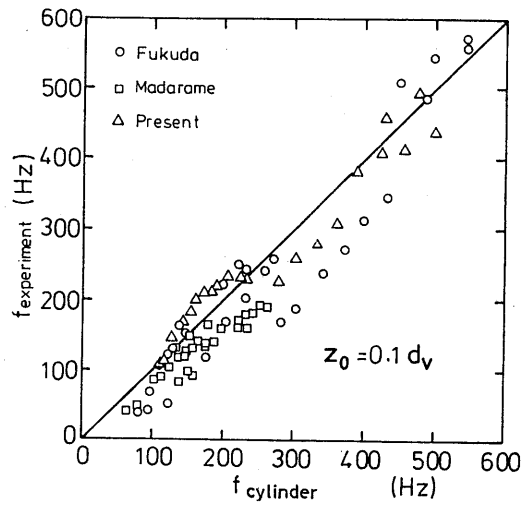


図4-27 円筒蒸気泡モデルにおける計算値と各実験値との比較

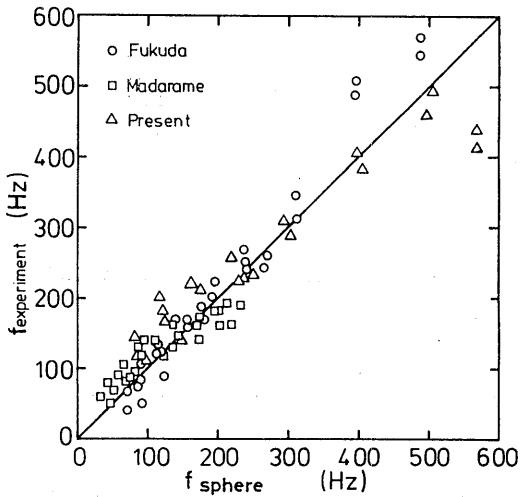


図4-28 球状蒸気泡モデルにおける計算値と各実験値との比較(図4-27と同じデータ)

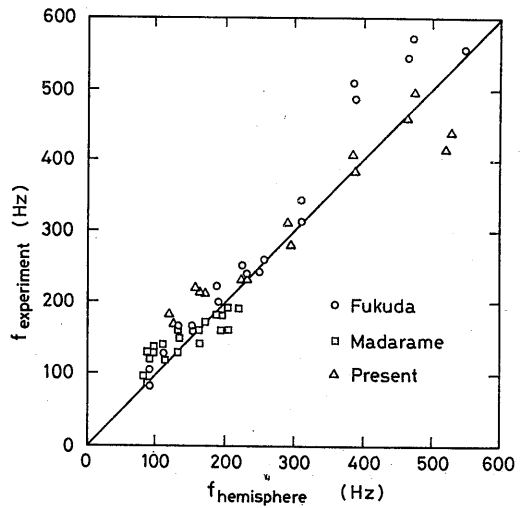


図4-29 半球状蒸気泡モデルにおける計算値と各実験値との比較(図4-27と同じデータ)

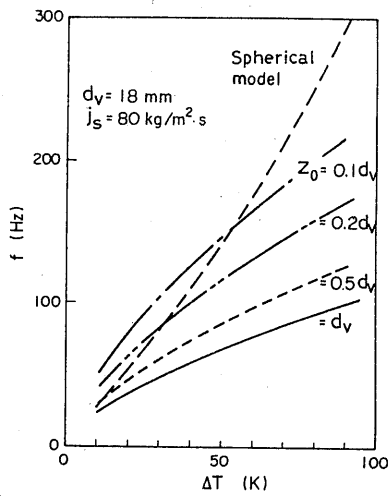


図4-30 球状蒸気泡モデルと円筒蒸気泡モデルにおける振動周波数の比較

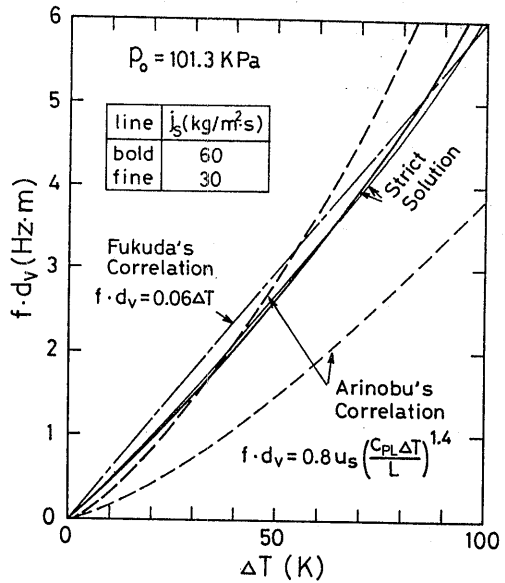


図4-31 従来の気泡凝縮振動相関式と厳密解との比較

表4-3 球状蒸気泡モデルによる気泡固有振動近似と凝縮支配近似の精度

j_s (kg/m ² ·s)		30			50			70			100		
		ΔT (K)			ΔT (K)			ΔT (K)			ΔT (K)		
m		0.50	0.69	0.89	0.79	1.10	1.41	1.06	1.49	1.91	1.46	2.05	2.64
n		0.82	1.03	1.22	0.96	1.20	1.42	1.06	1.33	1.57	1.18	1.48	1.75
Exact solution of ω [eq.(19)] (1/s)		1326	1996	2802	1306	2030	2892	1295	2050	2948	1283	2061	2984
Bubble natural freq. approx.	Angular freq. ω (1/s)	1309	1832	2356	1276	1787	2297	1255	1757	2259	1233	1726	2219
	Ratio to exact solution	0.99	0.92	0.84	0.98	0.88	0.79	0.97	0.86	0.77	0.96	0.84	0.74
Condens. contrld. approx.	Angular freq. ω (1/s)	934	1636	2486	1061	1858	2825	1154	2021	3073	1261	2210	3360
	Ratio to exact solution	0.70	0.82	0.89	0.81	0.92	0.98	0.89	0.99	1.04	0.98	1.07	1.13

($d_v = 0.018$ m)

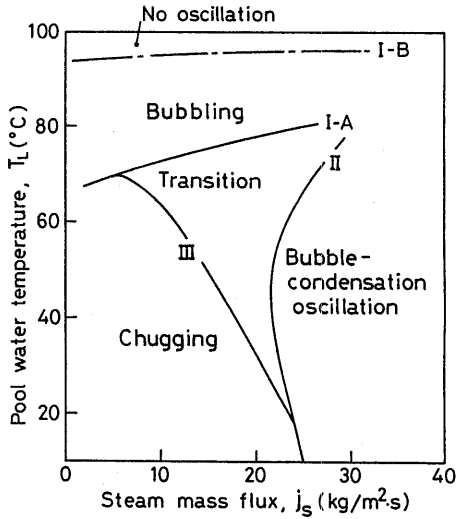


図4-32 各振動様式の発生領域

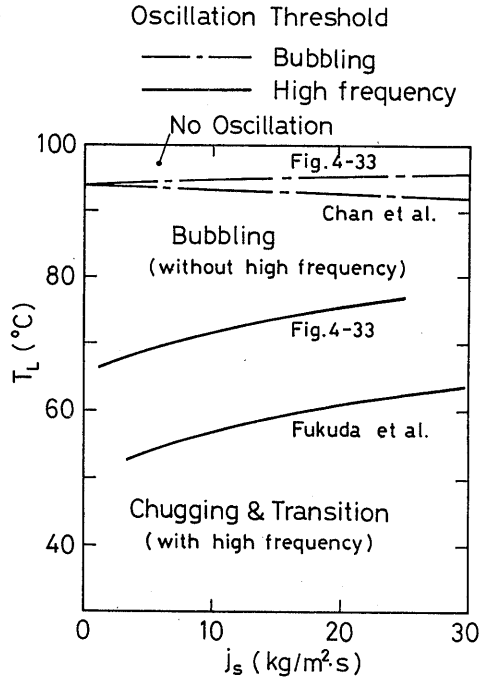


図4-34 高周波および低周波振動の発生限界

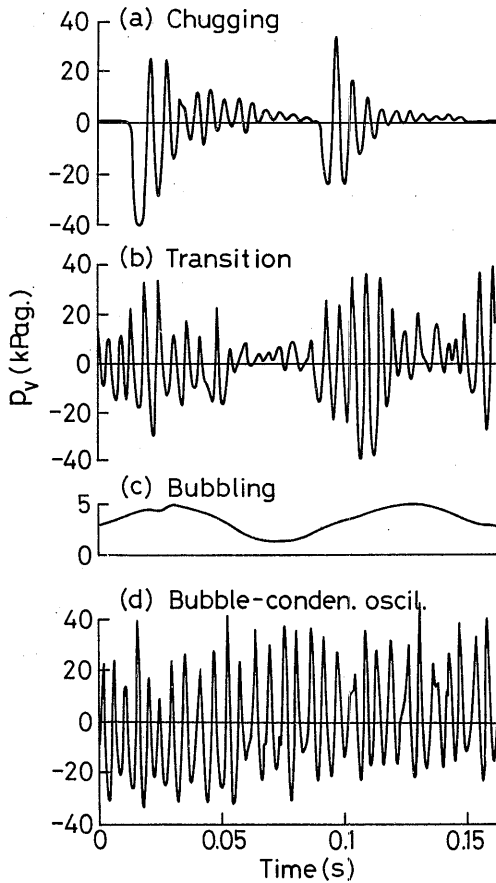


図4-33 各振動様式における典型的なベント管内圧力振動波形

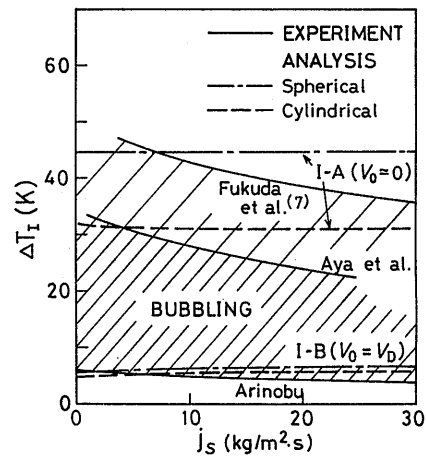


図4-35 高周波および低周波振動の発生限界の解析値と実験値の比較

表4-4 円筒蒸気泡モデルによる高周波振動発生限界

j_s (kg/m ² ·s)	1	5	10	20	30	40
ΔT_{TH} (K)	31.7	31.4	31.3	31.2	31.1	31.1

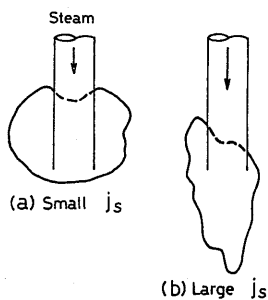


図4-36 低サブクール状態における気泡形状 [26]

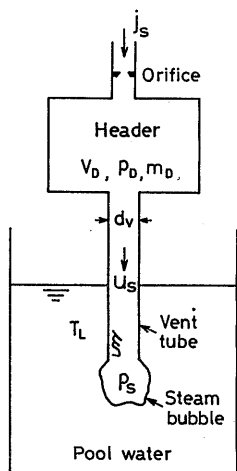


図4-37 遷移振動と気泡凝縮振動の境界(境界II)に対する解析体系

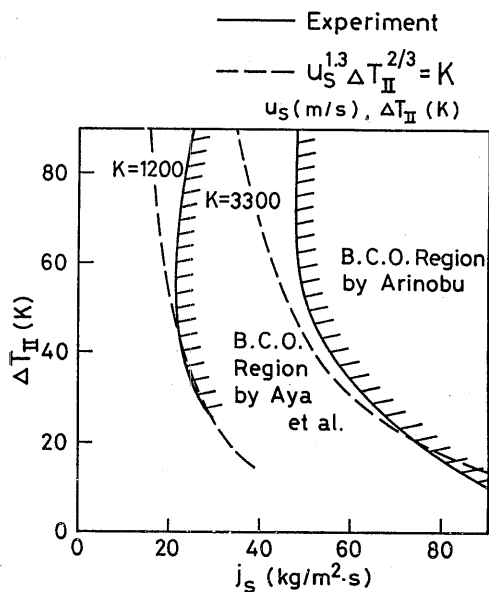


図4-38 Hodgson 数を代表する量Kと境界IIとの対応

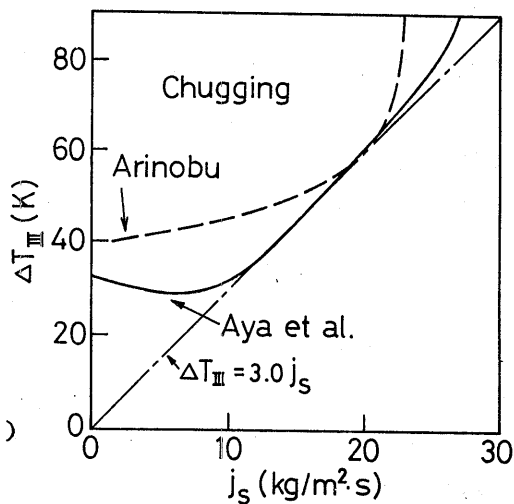


図4-39 チャギング発生限界と式(117)の比較

第5章 考察

振動現象のメカニズムに基づいた前章の解析において、蒸気をプール水中で凝縮させる際に生ずる圧力や流体振動の周波数と振巾、および、プール水温と蒸气流束に依存して生じる4種類の振動様式の発生領域を示す境界を取り扱い、いずれも解析的に定式化できることを示した。その結果、本振動現象の全容はほぼ解明されたと考える。しかしながら、前章までにおいて、解析結果との比較に使用したデータはほとんどが小規模装置による大気圧下の実験に基づくものであるため、本研究の結果が寸法やシステム圧力の大きい異なる実規模装置にどの程度まで適用可能であるかは必ずしも明らかにされていない。そこで、本章では、前章の解析法とその結果についての適用範囲の検討を中心に考察を進める。また、これまで論議しなかった事柄として、圧力抑制型格納容器のLOCA時の健全性を論議する上で最も注意が向けられているチャギング時の水柱運動の持つ潜在的衝撃力、格納構造系との共振の可能性、気泡凝縮振動時に特に卓越する高周波振動成分の圧力振巾、及び実規模装置を使った研究者により高周波成分の発生メカニズムとして考えられている音響(acoustic)モデルと本研究で主張している蒸気泡コントロール容積モデルとの関連を取り上げ考察を行う。

5.1 本解析法の大規模装置への適用性

5.1.1 チャギング解析

チャギングに対する解析としては、界面がベント管内に存在する間の供給蒸気による恒常的な界面押し下げ効果に注目した簡単なものと、界面水側に温度境界層を設けることなどによるより実際的な現象再現を目指した数値解析の2種類を行った。前者は、プール水のベント管内への逆流を伴うチャギング現象には蒸气流束限界が存在すること及び蒸气流束の増加とともにしだいに気泡凝縮振動へと遷移していく過程を明らかにすることを主な目的として行ったものであり、解析の中に出てくるパラメータCの評価をどのように行うかが重要である。パラメータCは、数学的には積分定数であるが物理的には、供給蒸気が零のとき界面がベント管外へ出た際の急激な蒸気凝縮によるヘッダー(実炉ではドライウェル)の負圧がプール水をベント管内へ吸い上げる高さを表すものである。その大きさはシステムの大きさ、特にベント管径に対するヘッダー容積に依存し、これが小さくなる程(同じ凝縮量に対してヘッダーの負圧が大きくなる)Cが大きくなると考えられる。しかし、Cのシステム依存性を正確に求めるには界面がプール水中へ出ている間の凝縮を取り扱わねばならず、それを扱っていない簡易な解析法では困難である。従って、チャギング現象に

については、現象シミュレーションを目的とした数値解析法がどこまで一般性のあるものかを考える必要がある。逆に、数値解析法が一般性の高いものであれば、簡易解析のパラメータ C のシステム依存性も明らかにすることが可能となるという関係にある。

前章のチャギング数値シミュレーションは本研究で行ったチャギング時の圧力変動および界面変動をよく再現できることから、解析手法には問題点はなく、解析上でパラメータとして扱ったプール水の慣性効果を表す l_M 、プール水との混合係数 C_X 、境界層厚さ r と熱伝導率 h の値の一般性について考えればよい。本解析では $l_M = d_V$ としているが、この値は Pittz[37] や Leeら[38] がベント径の異なる系に対しても採用している関係であり、一般性はかなり高いものと考えられる。また、数値シミュレーションにおける熱伝導率は、温度境界層と蒸気間で定義されたもので、プール水温基準から見れば一種の変動熱伝導率である。解析で使われた $h = 2.26 \times 10^6 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ という値はプール水温基準の実験値[10][42]の数倍であるが、境界層のサブクール度が平均的にはプール水のサブクール度の数分の1である（例えば図4-16参照）ことを考えれば、ほぼ妥当な値であると言える。

残りのパラメータ C_X と r はよく似た効果をもたらす関係にある（図4-17参照）ので l_M と h が定まっても、現象をよくシミュレートできる C_X と r の組み合わせは一義的に決定されないようにも考えられる。しかし、表4-2に示すように、 C_X 或いは r の減少はともに周波数の増大をもたらすが、圧力振巾に対しては逆の効果をもたらすことから、 C_X と r の最適な組み合わせは一つだけ存在すると言える。ただ C_X と r の直交性はそれほど高くないため、最適値の精度は高くないのは仕方のないところであろう。ところで、本解析では r の最適値は 10mm 程度になっており、ベント管径が 18~29mm であるのでほぼ妥当な値と言えよう。実炉の $d_V = 0.6 \text{ m}$ に対しては r も当然大きな値を採らねばならないであろう。例えば、 d_V と r の関係は 0 次近似としては比例すると考えられるので、実炉にたいしては、 $r \approx 0.2 \text{ m}$ と推定されるが、何らかの大規模装置による実験データとの比較により確かめる必要がある。

また、界面で激しい蒸気凝縮が生じているような境界層と周りの流体との間の混合係数を直接評価することは困難であるが、その値は系の寸法に大きく依存するとは考えにくく、本解析で使用した $C_X = 0.03$ は実規模装置にも使用できるものと期待できる。

5.1.2 気泡凝縮振動

気泡凝縮振動における界面変動振幅は、ベント管内へのプール水の逆流を伴うチャギング現象に比較すれば僅かではあるが無限小という程のことはなく、厳密には線形的な取り扱いから周波数を求めるのは危険とも考えられる。しか

し、多少の非線形性が存在してもその周波数は線形的取り扱いからかなり良い精度で評価できることはよくあることであり、この気泡凝縮振動の場合も線形解析からの周波数が実験データとよく一致している。

ところでBWRの実規模装置において気泡凝縮振動が生じる際の系圧力は、1次系破断事故の程度その他、破断箇所や格納方式などの違いにも依存するが、いずれにしても大気圧よりも高くなる。また、ベント管径も60 cmと小規模装置に比べて10倍以上も大きい。このような実規模装置に対して本研究の解析法がどの程度適用可能かを調べておくことは重要である。

圧力の違いが解析値に影響を及ぼすのは、式(43)の係数が圧力に依存するためであり、具体的には蒸気密度 ρ_s 、蒸発の潜熱 L と動粘度 ν_L (式(68)を通して熱伝達率に影響を与える) が大きく変化するためである。この点に関して、4.3.5節で紹介した二つの相関式と本研究の実験式(24)はいずれも大気圧下のデータを基にして求められたもので ρ_s 、 L や ν_L が含まれておらず、圧力の異なる条件下には適用困難であると考えられる(ただし、Arinobuらの相関式の中にはヤコブ数として L が含まれている)。

そこで、本解析の厳密解と実規模装置によるデータを比較するのであるが、実規模実験の数は小規模装置に比べて少ない上に、気泡凝縮振動時のプール水サブクール度が測定されているデータは極めて少なく、著者がこれまでに入手できたのは、日本原子力研究所で行なわれた Mark-II [81]、スウェーデンの Marviken 炉 [82] と、Marviken 炉の実験をサポートするための装置 TEST A [82] によるデータのみである。図5-1はこれら大規模装置における気泡凝縮振動の PSD (Power Spectral Density) 関数を示しており、それぞれの卓越振動周波数は 27、63、10 Hz であることが分かる。図5-2はこれらのデータと第4章の線形周波数解析値式(62)を $f \cdot d_v$ と ΔT の関係として比較を行ったものである。データのシステム圧力は 0.29 ~ 0.38 MPa であるが、0.3 MPa の解析値にほぼ対応が付くことが示されている (Mark-II のデータに巾があるのは ΔT の推定値に巾があるため)。このことから、本解析法(式(62))は、 $d_v = 0.1 \sim 0.6$ m の実規模装置における気泡凝縮振動時の振動周波数を予測するのに有用な手法であることが分かる。

5.1.3 振動発生限界

(1) チャギング限界

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束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、前章の図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実規模 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 $25 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ (解析コード RELAP4 と CONTEMP-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。従って、本研究で明らかにしたチャギング限界における蒸気流束とプール水サブクール度の関係は実規模装置にも適用可能と考えている。

(2) 高周波及び低周波振動成分の発生限界

線形安定論より求められる高周波及び低周波振動成分の発生限界はプール水温に対する限界であって、大気圧下ではそれぞれ70℃と95℃前後であるが、限界値はプール水温ではなくサブクール度として与えられるため、実際のBWRにおけるLOCA時のように大気圧以上の圧力では、これらの限界水温は更に高温側へ移行すると思われる。日本原子力研究所で行われた Mark II 型格納容器を使った試験など、大規模装置による実証試験では圧力が0.29~0.38MPa (飽和温度:132~142℃)に達するにもかかわらず、プール水温はいずれも90℃以下であるため、圧力振動の温度限界はデータとして得られていない。従って、数倍の圧力と20倍程度のベント管径を持った実規模システムに対して、前章で示した限界値(例えば、球状気泡モデルでは、式(99)及び(97))の適応性を述べることは厳密な意味では困難である。しかし、いずれの周波数成分についても、限界値を与える式が気泡形状によらず熱伝達率に依存しないことは異なった系への適応性の可能性を示唆しているものと思われる。特に、球状気泡モデルにおける高周波成分の発生限界式(99)は物性値のみにより定まり、0.5MPaまでの値を計算すると図5-3に示すように、圧力の増加とともに高サブクールとなる。また、低周波成分の発生限界はヘッダー即ちドライウェル容積 V_0 の影響を受けるが、いずれのシステムにおいても $V_0 \gg 2\pi r_0^2$ (r_0 :平衡気泡半径)であるため、限界温度は飽和温度に近い値となるであろう。

(3) 遷移振動と気泡凝縮振動の境界

蒸気流束の増加とともに圧力振動に含まれる低周波成分が高周波へと移行し、ついには高周波成分のみとなる限界、即ち遷移振動と気泡凝縮振動との境界は Hodgson 数 N_H が一定な線として与えられることを前章で示した。Hodgson数は管路を流れる離れた2点間における低周波圧力振動の追随性の程度を表す無

次元数として (系の時定数)/(変動周期)で定義されるため、 N_H が同一であれば、系の寸法や圧力等が変わっても両者は同じ低周波成分の追従性を持つものと考えられる。しかも、小規模装置の気泡凝縮振動限界における Hodgson 数の値が 0.44 という、その定義から見て妥当な値となっており、実規模装置においても同程度の値が限界値に対応するものと思われる。ただ、振動様式をサブクール度と蒸气流束で表す場合には、Hodgson 数には流動抵抗などシステムに特有な量が含まれるので、気泡凝縮振動限界はシステムによって異なったものとなる。

5.2 チャギング時の流体力[75]

振動現象の内、プール水がベント管内へ逆流するチャギング現象は、構造物に大きな荷重をもたらす可能性を持っているため、特に関心が集まっている。チャギングは微小界面変動が大きく発達した極めて非線形性の強い振動であるため、前節の振動発生限界で扱ったような界面変動を単振動で近似することはできない。そこで、4.2節の数値シミュレーション用のプログラムを用いて、チャギングにより引き起こされる水柱運動の持つ流体力、即ち潜在的な衝撃力を評価することにする。

ベント管内外を上下に振動する水柱運動は、回りの構造材に対してさまざまな影響を与えるが、水柱運動に起因する衝撃力をもたらすものとして、Waterhammer のピーク圧力を決定づける界面変動速度[76][77]、ベント管に与える力積に係わる水柱のもつ運動量、それにベント管などの変形・破損時に吸収されるであろう水柱の運動エネルギーなどが考えられる。これらの衝撃力は常に構造材に作用するものではないので、チャギングの持つ潜在的衝撃力と見なすことができる。本研究で使用した実験装置(図2-1)では、チャギング周波数が数 Hz であるため、上記の量を直接計測することは困難である。しかしながら、幸いなことに、4.2節の数値シミュレーションは圧力変動波形ばかりでなく、図4-18に見る如く、チャギング時の水柱運動もよく模擬できるので、シミュレーション用のプログラムを実験の代用として問題の潜在的衝撃力を評価することが可能である。図5-4は、チャギングの蒸气流束依存を調べた図4-13の(f)を拡大したものである。界面変動はほぼ対称である(厳密に言えば、4.1節で述べたように、ヘッダーへの供給蒸気による界面押し下げ効果のため、界面下降時間の方が上昇時間より多少短い)のに対し、ヘッダー内の圧力波形は対称であった波形の一部が左にズレたような形状となっている。これは、図(a)、(b)の比較からも分かるように、下降してきた界面がベント管外へ出た瞬間から再びベント管内へ戻るまでの僅かな時間に起こる蒸気凝縮に伴い、急激な圧力降下が生じるためである。

図5-5は、図5-4の場合における水柱運動の速度、運動量および運動エネルギーを示している。運動量と運動エネルギーについては、ベント管径の異なる系にも利用できるよう、単位断面面積当たりの量として表してあり、それぞれ次式で求められる。

$$M_L = \rho_L (z + l_M) u_L \quad (122)$$

$$E_L = \frac{1}{2} \rho_L (z + l_M) u_L^2 \quad (123)$$

ただし、 z はベント管出口から測った界面位置、 l_M はプール水の慣性力を表す長さで、4.1節と同様 $l_M = d_v$ と仮定する。

図5-5から、速度 u_L の変化は、ヘッダー圧力 p_D の波形と同様、ノコギリ歯状(界面がベント管外へ出ている間の急加速[この間の慣性力は l_M だけが係り小さい]が特徴)であり、運動量 M_L は正弦波に近い形状を、そして運動エネルギーの変動周波数は界面変動の2倍(u_L を2乗するため)となっていることが分かる。水柱運動による衝撃力の評価に当たっては、これらの量の絶対値の最大値が重要となる。図5-6、図5-7は、それぞれ速度と運動量の最大値と最小値(負の値で絶対値が最大) u_{LMAX} 、 M_{LMAX} を、図5-8は運動エネルギーの最大値 E_{LMAX} を示している。 u_{LMAX} はその正負によりピーク値が出現する蒸気流速 j_s に多少差があり、また、 M_{LMAX} は、 j_s により振動様式に変化が生ずるため、ピーク値付近で曲線の形状がやや複雑となっている (u_{LMAX} と E_{LMAX} にも振動様式の変化する $5 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 付近で僅かではあるが曲線に変化が見られる)。しかし、これらの図から、水柱運動の持つ潜在的な衝撃力について次のような重要な特徴のあることが分かる。

(i) 速度、運動量および運動エネルギーのピーク値は、蒸気流速 $j_s = 5 \sim 10 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ で現れる。

(ii) チャギング限界(図5-6等から、 $T_L = 20^\circ\text{C}$ では $j_{SCHG} \approx 22 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$) 以上の蒸気流速では、チャギングによる衝撃力は生じない(ただし、実際には振動メカニズムの全く異なった高周波振動成分のみの気泡凝縮振動による負荷が残っているが、第2章で調べたように気泡凝縮振動時の界面変動振巾は圧力振動に同期しており僅かであるので、その振動によるベント管系への衝撃力も僅かである)。

(iii) $j_s = 1 \sim 2 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以下では、ベント管内の界面への弱い蒸気凝縮と供給蒸気量がほぼバランスするため、界面変動はベント管内のみを上下にマノメータ的な振動となり、上記の潜在的衝撃力は極端に小さくなる(非チャギング振動と考えられるので、これを除いて曲線を求めた)。

以上の特徴の内、(i)、(ii)は第2章で述べた実験結果とよく合致し、また、比較的低蒸気流速の $j_g = 5 \sim 10 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ でチャギングによる流体振動振幅が最も大きくなるという観察結果から、(i)の解析結果もほぼ妥当なものと考えられる。

5.3 格納構造系との共振の可能性

本論文はBWRの圧力抑制型格納容器内に生じる蒸気の水中凝縮に起因した圧力振動の発生機構モデルの構築を第一の目標としているため、この振動現象が格納容器構造体に及ぼす影響についてはこれまで触れられていない。しかし、本研究成果の利用という観点からは、この振動現象と格納系との係わりについて考えておくこともまた非常に重要である。

チャギング等の圧力振動が格納容器に与える影響を厳密に求めるには、圧力振動と構造体との連成振動を取り扱う必要があるが、そのためには Arinobu et al. [44] が行ったような複雑な数値計算を行わねばならず、圧力振動現象のメカニズム解明という本研究の主旨からも多少外れるため、近似的な取扱いによりその影響の程度を概略調べることに留めておく。

圧力振動の周波数が格納系の固有振動数より十分小さい時は、圧力変動の静的な効果のみを考えればよいが、本実験や実規模装置における圧力振幅は高々 $100 \sim 200 \text{ KPa}$ 程度 [73] であり、格納容器の設計圧力よりかなり低いことから、蒸気凝縮に伴う圧力変動の格納構造体への静的な影響はそれほど厳しいものではないと言える。従って、この圧力振動が回りの構造体に何らかの損傷を与える可能性のあるのは、圧力振動の周波数と構造体の固有振動数が近づいた場合であると考えられる。事実、序論で述べたように、Marviken 炉による実証試験において格納系の固有振動数に近い圧力振動が計測されて以来、蒸気凝縮に起因した圧力振動現象がBWRのLOCA時の健全性に関連して注目されてきたといういきさつがある。そこで、格納容器を単純な円筒と見立てることによりその固有振動数の概略値を調べ、本解析法による圧力振動の推定周波数と比較することにする。

両端における境界条件が曲げに対して単純支持である薄肉円筒殻の固有角周波数は、円周方向の波数 n が5以上の場合には次式で示される [74]。

$$\omega = \frac{1}{r^2} \sqrt{\frac{F}{\mu}} \left\{ (n^2 + k^2)^2 + \frac{\alpha k^4}{(n^2 + k^2)^2} \right\}^{1/2} \quad (124)$$

ここで、 $F = Et^3 / \{12(1 - \nu^2)\}$ 、 n ：周方向波数、 $\alpha = 12(1 - \nu^2)r^2/t^2$ 、 $k = m\pi r / l_H$ 、 E ：縦弾性係数、 l_H ：円筒長さ、 m ：縦方向波数、 n ：周方向波数、 t ：板厚、 μ ：面積密度、 ν ：ポアソン比

比較のための実炉の例として東海第2発電所のMark II型格納容器($r = 13.0\text{m}$ 、 $l_H = 7.08\text{m}$ [水部]、 $t = 0.038\text{m}$)を選び、式(124)を使い、縦方向波数 m をパラメータとして固有振動数と周方向波数 n の関係を求めると、図5-9のようになる。最小固有振動数の推定値は $m = 1$ 、 $n = 13$ のときで約15Hzであるが、円筒両端の条件が純粋な単純支持でない点や補強材が存在するため、実際の固有振動数は若干この値より高くなるものと考えられる。しかし、 $d_v = 0.6\text{m}$ における気泡凝縮振動の実測周波数10Hz程度(図5-1参照)及び図5-2で示される本解析法による計算値と比較して若干高いもののオーダー的にはかなり近い値となっており、サブクール度如何では更に接近することが考えられるので、格納系の固有振動数には十分注意を払う必要がある。なお、この場合の最小固有振動数を与える周方向波数は $n = 13$ ($m = 2$ のときは $n = 16$)のときで、 $n > 5$ を満足しており、式(124)の適用は妥当なことが分かる。

5.4 気泡凝縮振動(高周波振動成分)の圧力振巾[79]

気泡凝縮振動時に特に卓越する高周波振動成分については、前章において、その周波数と振動発生限界について解析し実験データとの比較を行ったが、圧力抑制式格納容器の安全評価の上で、前章で扱った共振の問題とともに重要な要素の一つと考えられる圧力変動振巾についてはこれまでほとんど考察していない。また、従来の研究においても、圧力振巾を解析的に充分取り扱っていないので、高周波成分の圧力振巾に対する筆者の考えを述べることにする。

蒸気をプール水中で凝縮させる際に生ずる圧力振動の高周波成分は、第3章の考察から、ベント管出口の蒸気泡をコントロール容積とする振動であり、前章の線形安定論に基づいた解析から、平衡界面の微小変動が発散する現象であることが判明した。しかし、現実の現象は非線形性のため界面および圧力振動の振巾は有限となる。本研究で取扱っている圧力振動現象は、コントロール容積へ流入する蒸気量と界面への凝縮量のバランスによって生じることを考えると、変動量を有限巾に制限する大きな非線形性をもたらすものとして、凝縮速度を支配するプール水温を上げることができる。即ち、変動する圧力の負圧は、蒸気が飽和状態をたどるとすれば、プール水温に相当する飽和圧力 $p_{\text{sat}}(T_L)$ が下限となる。この時、気泡内の蒸気質量の平衡状態からの変化 $-\Delta m_S$ は V_S の変化量が小さいとき $-\{\rho_{S0} - \rho_{\text{sat}}(T_L)\}V_S$ と見做される。圧力が変動し、 V_S 内の質量変化が逆に $+\Delta m_S$ まで蓄積されると考えることにすると、正圧の上限値 P_{SMAX} は近似的に次式で表される。

圧力変動の基準を $p_{\text{sat}}(T_L)$ にとると、

$$P_{\text{SMAX}} \approx p_{\text{sat}}(T_L) \left\{ \frac{2\rho_{S0} - \rho_{\text{sat}}(T_L)}{\rho_{\text{sat}}(T_L)} \right\}^n \quad (125)$$

圧力変動の基準を $P_{S0} = P_{\text{sat}}(T_{S0})$ にとると、

$$P_{\text{SMAX}} \approx P_{S0} \left\{ \frac{2\rho_{S0} - \rho_{\text{sat}}(T_L)}{\rho_{S0}} \right\}^n \quad (126)$$

ここで、 n は蒸気の状態変化に依存したポリトロープ指数で、等温変化のとき $n=1$ で、断熱変化のとき $n=\kappa (>1)$ となり、通常この間の数値になる。また、上式を近似としたのは、実際には気泡容積 V_g も変動しているが、圧力の変動量に比べて小さいので、それを省略して求めたためである。

図5-10、-11 はそれぞれ式(125)、(126)を使って P_{SMAX} を求め (P_{SMIN} は $P_{\text{sat}}(T_L)$) 平衡圧力 P_{S0} からの変化量を示したものである。これらの図から、サブクール度 ΔT の増加とともに負圧が大きくなり、それに伴って P_{SMAX} も増すことが分かる。これは、実際の圧力変動振巾が ΔT の増大とともに増す(図2-22参照)ことと定性的に対応している。また、ポリトロープ指数の影響は基準圧力の低い式(125)の方が敏感であり、 $n=1.135$ (飽和蒸気の断熱指数[78])の場合は、いずれの図の場合とも、 $P_{\text{SMAX}} - P_{S0} > |P_{\text{sat}}(T_L) - P_{S0}|$ となっている。気泡内蒸気の状態変化が等温的であるとは考えにくく、 n は 1.135 に近いものと見なせることから、高周波振動成分の一つの特色である「圧力変動の正圧ピークは負圧に比べ鋭く大きい」(3.2節参照)ことと定性的に一致する。

次に、気泡内蒸気が P_{S0} を中心に断熱的な変化を行う場合の圧力変動を考える。蒸気が断熱的に膨張して温度が T_{S0} から T_L まで降下したときの圧力 P_{SMIN} は

$$P_{\text{SMIN}} = P_{S0} \left(\frac{T_L + 273.15}{T_{S0} + 273.15} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (127)$$

となる。この時の密度 ρ_{SMIN} は

$$\rho_{\text{SMIN}} = \rho_{S0} \left(\frac{P_{\text{SMIN}}}{P_{S0}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad (128)$$

前項と同様、正圧時の蓄積蒸気量は $(\rho_{S0} - \rho_{\text{SMIN}})V_g$ と考えると、 P_{SMAX} は次式で示される。

$$P_{\text{SMAX}} = P_{S0} \left(\frac{2\rho_{S0} - \rho_{\text{SMIN}}}{\rho_{S0}} \right)^{\kappa} \quad (129)$$

上式中の断熱指数 κ は湿り飽和状態をたどると考えられる式(127)では $\kappa=1.135$ が適当であるが、圧縮過程では過熱状態か飽和状態かで値が異なる(過熱状態のとき $\kappa=1.3$ [78])。

図5-12は、式(127)から $P_{S\text{MIN}}$ を、式(129)から $P_{S\text{MAX}}$ を求め P_{S0} からの変動量として表している。図から分かるように、 ΔT_s の影響は図5-10、-11の場合と似ているが、 ΔT_s の増大に伴う圧力変動振巾の増加の程度は多少小さくなっている。 $P_{S\text{MAX}} - P_{S0}$ は $|P_{S\text{MIN}} - P_{S0}|$ の 1.3~1.4倍 ($\kappa=1.3$) から 1.1~1.2倍 ($\kappa=1.135$) となっており、この比率は実際の波形(図3-9参照)の特徴に近い。これまでは、圧力変動振巾の定性的な特徴の比較を行ってきたが、ここで定量的な比較を試みることにする。図5-13では、定性的に最も特徴を捕らえている図5-12の場合の圧力変動振巾 $P_{S\text{MAX}} - P_{S\text{MIN}}$ と、実際の圧力振巾の最大値を比較している。実験データは大きな圧力振巾を示す図2-22(c)の内でも、圧力変動の限界という意味から、最大のものを選んである。図から分かるように、測定された最大振巾はプール水温を基に予想した振巾限界と定性的には傾向は似ているが、値自体はデータの方が大きく右に寄っている。この違いが生ずる理由として以下のことが考えられる。

まず、データが $\Delta T = 25 \text{ K}$ 付近で振巾が零になるのは、 $j_s = 20.5 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ における高周波振動の発生限界がこのサブクール付近になることを示している。(図4-32の境界I-A)。振動振巾の限界値はプール水温から推定しているが、4.2節のチャギング数値解析で示したように、気液界面水側には温度境界層が形成されており、境界層温度は界面運動に伴って大きく変動する(図4-16参照)。気泡凝縮振動時の界面変動巾はチャギング時に比べて小さいので、境界層温度の変動も小さいが、境界層温度はプール水温よりかなり高温側(低サブクール側)へ移行しているものと思われる。従って、高周波振動成分の振巾限界をプール水温から評価するのはサブクール度を大きく見積もり過ぎることが分かる。変動する境界層温度のサブクール度を適正に見積もるのはかなり困難であるが、実際の圧力振巾の最大値はプール水のサブクール度より約25K少ない値と見なした予測値とほぼ一致することが解る。 $\Delta T > 55 \text{ K}$ でデータの傾向が変わるのは、プール水温の低下とともに界面変動振巾が大きくなり、境界層温度の変動も大きくなる(チャギングに近づく)ためであろうと考えられる。以上のように、気液界面水側に形成される境界層温度の変動が、圧力振巾にも大きな変動を生じさせる(図2-22参照)原因となっている。しかし、圧力変動振巾はプール水温を基に予想される値を越えることはないので、図5-13の予測値が保守的な限界振巾を与えることができる。

5.5 チャギング時の瞬時ベント管内流量[53]

第2章の「実験装置と方法」の項で述べたように、ヘッダー内への蒸気流量は、オリフィス部で臨界流とすることにより一つの実験ランでは、ヘッダー内の圧力変動の影響を受けず一定である。これまで、各振動様式の発生範囲を示すマ

ップで使用した蒸気流束は上記のオリフィスを通過する蒸気流量をベント管総断面積で除した値であって、時間的に平均化したベント管内の蒸気流束である。しかし、ヘッダーとプール水間を結ぶヘッダー内の蒸気流速は、主として蒸気-水界面への凝縮速度の変動に応じて変化する。特に、チャギング現象では界面変動巾と界面水側の境界層温度の変化が大きく、ベント管内の流束も大きく変動する。ここでは、測定した実験データを使って、この変動蒸気流束の評価を試みる。

チャギング時に気液界面がプール水中へ出ている短い時間内に、一周期分の供給蒸気量をほぼ凝縮し尽くすので、その短い期間におけるベント管内蒸気流束 j_{sinst} は、平均値 j_s の何倍にもなっている。チャギング周期は高周波成分の周期に比べ十分長く、ヘッダー内の低周波圧力変動からベント管内の瞬時流束を推定することができる。

ヘッダーとベント管との間には連続の式として次式が成り立つ。

$$\frac{d(\rho_D V_D)}{dt} = (j_s - j_{sinst}) A_V \quad (130)$$

ヘッダー内の蒸気は断熱的な変化を行うと仮定すると、式(130)は書き換えられて、

$$j_{sinst} = j_s - \frac{V_D}{A_V} \frac{\rho_{D0}}{k p_{D0}} \frac{dp_D}{dt} \quad (131)$$

となる。上式を使えば、瞬時流束 j_{sinst} は、ヘッダー圧力の変化率 dp_D/dt のデータから計算できる。

図5-14は、式(131)から求めた j_{sinst} の推定値を2種類の平均蒸気流束に対して示したものである。それぞれ8個のデータが含まれており、いずれの蒸気流束についても j_{sinst} は j_s を大幅に上回っている。そして、 j_s の増加とともに j_{sinst} も若干増える傾向にある。 j_{sinst} の値がかなり広がっているのは、チャギングの一つの特徴である不規則性に起因する。図5-15は、図5-14のデータを平均流束の何倍であるかを表す j_{sinst}/j_s で整理しなおしたもので、 $j_s = 5.1, 10.1 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ における倍率はそれぞれ 7.8 と 5.2 である。いずれも j_s の数倍という高い値となっているが、前図の j_{sinst} の絶対値とは異なり、 j_{sinst}/j_s は j_s の増加とともに減少していくことが示されている。そして、チャギング発生限界の $j_s = 20 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ にかけてその倍率が1に近づくことが分かる。このことから、高蒸気流束で生じる気泡凝縮振動域では j_{sinst} の値は j_s とほぼ同じであると言える。

図5-14の j_{sinst} を見ると、全てのデータが図2-18の気泡凝縮振動域に入っていることが注目される。この事が、 j_s が小さいチャギング領域においても、

気泡凝縮振動に特徴的な高周波振動が間欠的に生じる理由であると言える。

5.6 音響モデルと蒸気泡コントロールモデル

序論で述べたように、気泡凝縮振動時に特に顕著に現れる高周波振動の発生メカニズムとして、実規模装置による実験グループからは、ベント管の上端を自由端とする気柱の固有振動であると考えられるいわゆる音響モデルが提案されている。一方、大学等で小規模装置を使ったグループの間では、一時期、音響モデルを支持する考え[80]もあったが、その後、ベント管出口の蒸気凝縮や気泡の自由振動に支配される現象であるという考えが主流となってきた。

小規模装置に係わった研究者から、気柱の固有振動を採用しなくなった背景には、そのモデルからは説明困難な以下の実験事実が明らかにされてきたためである。

- (i) 高周波振動成分の周波数はベント管長さの影響をほとんど受けない。
- (ii) 振動周波数は、ベント管長さが一定のとき、ベント管径にほぼ逆比例する。
- (iii) 振動周波数は、プール水のサブクール度の影響を強く受ける($f \propto \Delta T$)。
- (iv) プール水温を上昇させていくと、高周波振動成分が現れなくなるとい
う、振動発生限界が存在する。

以上のような事実が実規模装置による実験から明らかにされなかった理由として、実験の目的が圧力抑制型格納容器の安全評価に利用できるデータの収集である事他に、ベント管の長さや径といった実験パラメータを容易に変えられないことと、実験が過渡状態で推移するためベント管内の蒸气流束やプール水のサブクール度が変化することなどが考えられる。しかし、実規模装置による実験データ中にも、典型的な気泡凝縮振動では、ベント管の2点で測定した圧力変動の位相差から、ベント管内の圧力変動が進行波であることを示すもの[81]がある。すなわち、気泡凝縮振動ではベント管上端からの反射波の影響が小さいことを意味する。その一方で、チャギング時のリングアウト振動では2点間に位相差がない定在波の存在を示すデータ[81]もある。

本研究では、小規模装置による実験データを基に、ベント管出口に形成される蒸気泡をコントロール容積とし、そこへの流入蒸気量と界面上への凝縮量のバランスにより高周波振動が生ずると考え、現象を定式化し上記(ii)~(iv)を解析的に導き実験データを説明した((i)は解析モデル自身に含まれている)。そして、チャギング時に低周波振動と重畳して現れる高周波振動の周波数や振動波形等の基本的特徴が気泡凝縮振動と類似していること及び、チャギング時の瞬時蒸气流束が気泡凝縮振動領域に入っていることから、チャギング時の高周波成分と気泡凝縮振動とは同じメカニズムで生じているという第3章の考察結果を補足した。

5.7 第5章のまとめ

前章までにおいて述べた小規模装置を中心とした実験と解析に基づいた本研究結果の適用範囲の検討、及びそれまでに十分論議していなかった幾つかの事柄について考察を行った。5.1節では、チャギングや気泡凝縮振動に対する第4章の解析手法が、寸法やシステム圧力の大きい異なる実規模装置へどの程度適用可能かについて、解析パラメータのシステム依存性並びに数少ないデータを基に検討した。5.2節は、非線形振動が大きく発達したチャギングによる流体力を4.2節の数値解析プログラムを使って評価したもので、チャギングによる構造物への潜在的な衝撃力となり得る水柱運動の持つ速度、運動量および運動エネルギーの最大値は蒸气流束が $5\sim 10 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の低蒸气流束域に現れることを示し、圧力抑制型格納容器設計の際の一つの指針を与えた。5.3節では、圧力振動の高周波成分と格納容器構造体との共振の可能性について、格納容器を薄肉円筒殻で近似した場合の固有振動数と本解析法による推定周波数及び実規模装置を使った試験データと比較検討し、両者がオーダー的に近い事を指摘した。5.4節では、気泡凝縮振動時の圧力振幅の最大値は、負圧がプール水温の飽和圧力まで降下すると考えた場合の圧力振幅より小さいことを示した。5.4節では、変動するヘッダー圧力のデータからチャギング時の瞬時ベント管内蒸气流束を算出し、界面がプール水中へ出た瞬間の蒸气流束は気泡凝縮振動時と同程度になっていることから、チャギング時にも気泡凝縮振動時に卓越する高周波成分が現れる理由を明らかにした。更に、5.6節では、高周波振動成分に対して従来から提案されている音響モデルからは説明が困難な実験事実を列挙し、本報告で主張している蒸気泡コントロールモデルの妥当性を補強した。

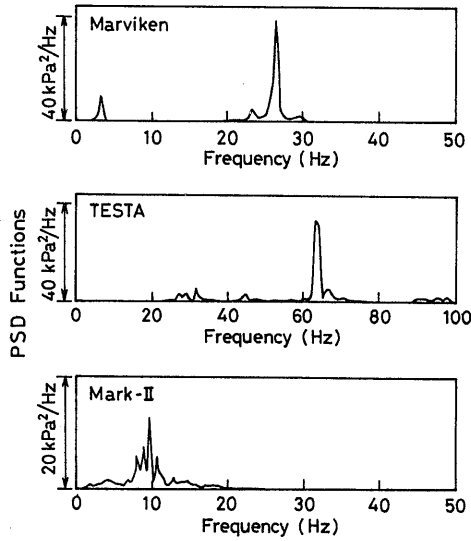


図5-1 大規模装置における気泡凝縮振動の卓越振動周波数
(文献[81]、[82]より)

	P_0 (MPa)	j_s (kg/m ² ·s)	f (Hz)	d_v (m)
Marviken	0.29	110	27	0.3
TESTA	0.38	58	63	0.1
Mark-II	0.30	100	10	0.6

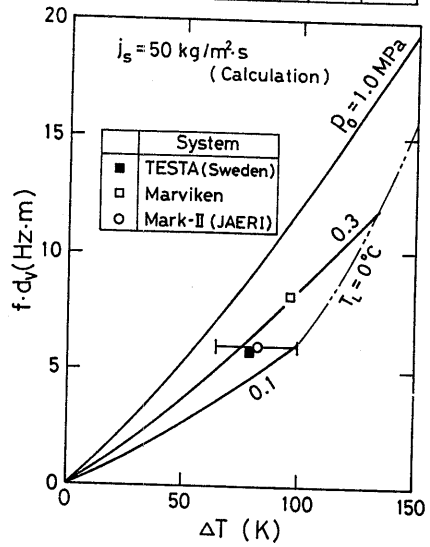


図5-2 大型装置における気泡凝縮振動データと解析値との比較

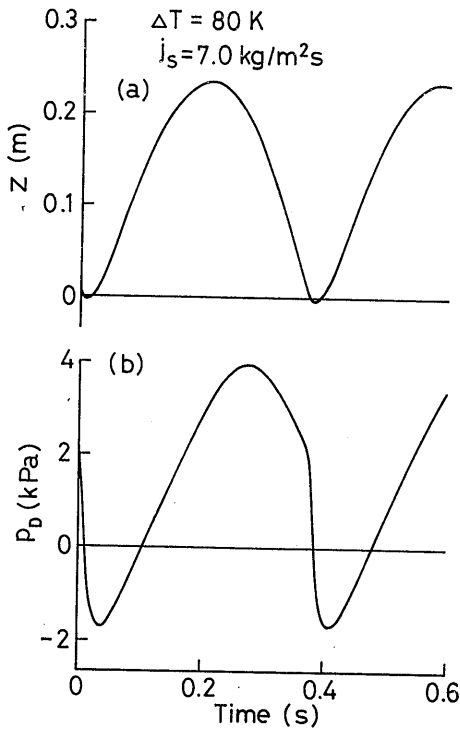


図5-4 チャンギング時の界面変動と圧力変動の解析例
(図4-13(f) に対応)

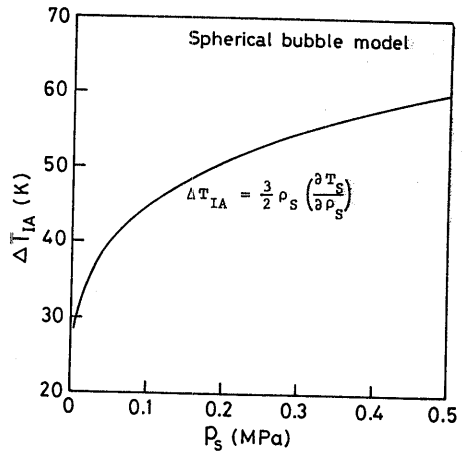


図5-3 高周波振動成分発生限界の圧力依存性

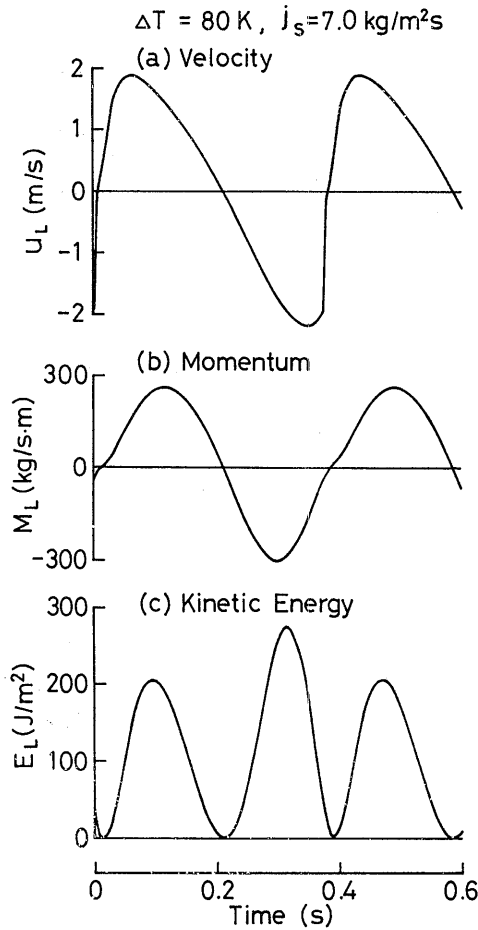


図5-5 チャンギングに伴う水柱運動の速度、運動量と運動エネルギー (図4-13(f)に対応)

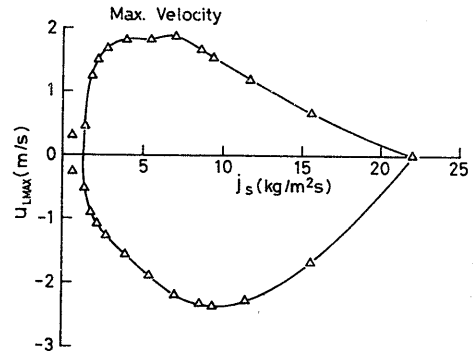


図5-6 水柱運動の最大速度

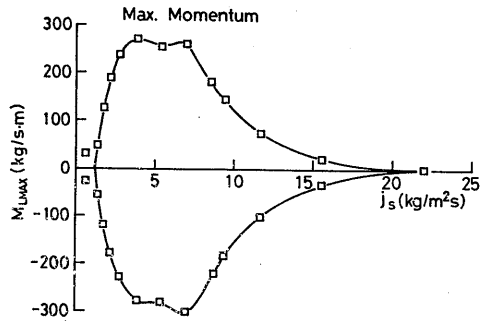


図5-7 水柱の持つ運動量の最大値

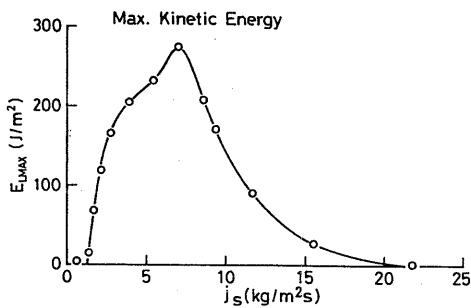


図5-8 水柱の持つ運動エネルギーの最大値

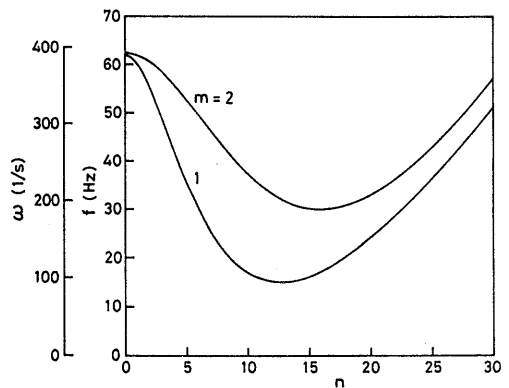


図5-9 実炉における格納容器ウェットウエル部の固有振動数の計算例 (東海第2発電所; $r=13\text{m}, l_H=7.08\text{m}, t=0.038\text{m}$)
[n:円周方向波数, m:縦方向波数]

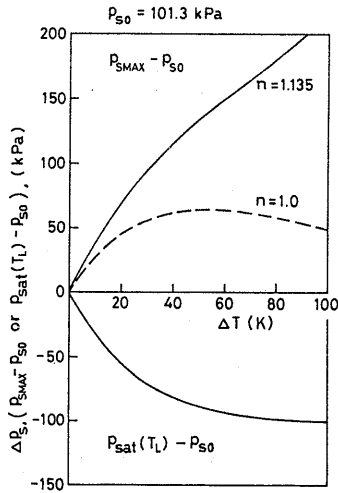


図5-10 凝縮振動圧力振幅の限界値
(その1 $P_{sat}(T_L)$ 基準の場合)

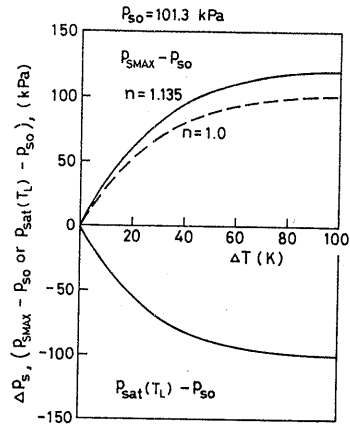


図5-11 凝縮振動圧力振幅の限界値
(その2 P_{s0} 基準のポリトロップ変化の場合)

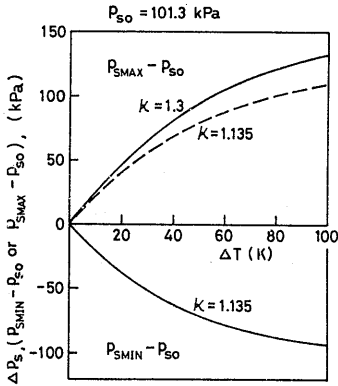


図5-12 凝縮振動圧力振幅の限界値
(その3 P_{s0} を中心に断熱変化を行う場合)

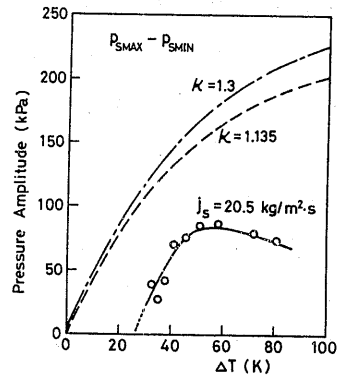


図5-13 凝縮振動圧力振幅のデータ
(図2-22(c) との比較)

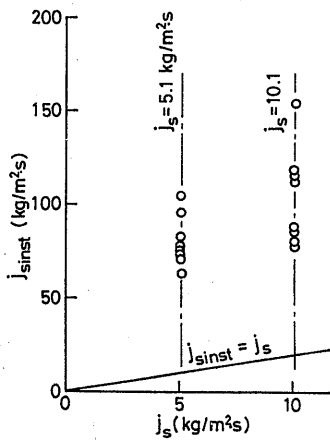


図5-14 チャギング時の瞬時蒸気流束

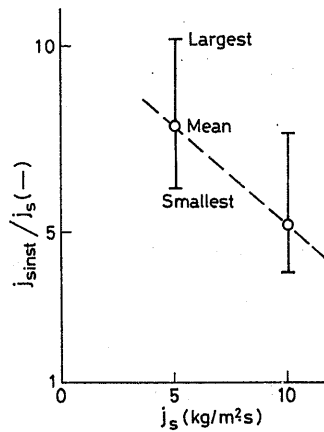


図5-15 瞬時蒸気流束の平均流束に対する倍率

BWRの圧力抑制型格納容器の開発段階では、圧力抑制効果に関心が集められ、蒸気が水中で凝縮する際の圧力振動現象にはほとんど注意が払われていなかった。その後、スエーデンの Marviken 炉を用いた圧力抑制実験において予想外に大振幅の圧力振動が測定されて以来、LOCA等の事故時における格納容器の健全性評価の問題として注目を集めるようになり、米国、西独や我が国で実規模装置による実証試験が行なわれるとともに、小規模実験が行なわれるに至った。その結果、安全評価のためのデータの蓄積と振動現象の全体像が次第に明らかになってきた。

しかし、振動発生メカニズムについては不明な点も多く、振動周波数や振動発生領域については解析的に十分な説明がなされていない。このような状況のもとに、本研究では2種類の小規模実験装置を使った実験データを基に振動発生メカニズムを考察し、振動現象を定式化することにより、振動の周波数や振幅および振動発生限界を解析的に導き、本研究および従来からのデータと比較検討した。その結果、以下に列挙するような結論を得た。

(1) 蒸気をベント管を通してプール水中で凝縮させる際に生ずる振動現象は、ベント管内を流れる平均蒸气流束とプール水温（即ち、サブクール度）に依存して種々の様式が現れる。圧力振動波形と高速写真による界面変動を基に現象を分類し、各振動様式の発生範囲を蒸气流束とプール水温による Map として示した。本研究の分類法は発生メカニズムも考慮して行ったのが特徴で、各振動様式間の境界が理論的に取り扱うことができる。

(2) 振動現象を周波数から見ると、2～8 Hz の低周波成分と200 Hz前後の高周波成分（実規模装置ではそれぞれ 0.5 Hz、10 Hz 程度）から成っている。低周波成分は、ベント管間で同期していること、及び周期が圧縮波のベント管通過時間より十分長いことから、ヘッダー（実炉のドライウェルに相当）を含む広い蒸気空間をコントロール容積とする振動であると言える。これに対し、高周波成分は、ベント管間で同期していないこと、ベント管内を進行波として伝わることから、ベント管先端に形成される気泡をコントロール容積とする振動現象である。

(3) 周波数成分から各振動様式の特徴を述べると次のように言える。間欠的振動時の界面運動は低周波圧力変動により引き起こされており、界面がプール水中へ達した際にベント管内に高周波振動が現れる。従って、間欠的振動時の高周波成分は界面運動に応じて間欠的に発生する。間欠的振動より高蒸气流束時に見られる気泡凝縮振動では高周波成分のみが卓越し、界面変動はこの高周波成分に同期して微小変動する。間欠的振動と気泡凝縮振動の間には遷移領域

が存在する。遷移振動では、低周波の界面運動がベント管出口付近で生じており、界面変動に伴って高周波成分がうなり状に発達と減衰を繰り返す。以上の3様式より高水温側では大きな気泡が膨張と収縮を繰り返す低周波振動のみのバブリング域となる。なお、プール水のベント管内への逆流で特徴づけられるチャギングは間欠的振動ばかりでなく、一部の遷移振動も含まれる。

高周波成分の発生する様式は、間欠的振動、気泡凝縮振動と遷移振動であるのに対して、低周波成分は、気泡凝縮振動以外で生じる。従って、間欠的振動及び遷移振動の圧力変動波形は、低周波成分に高周波成分が重畳した形となる。典型的なチャギングである間欠的振動時の大きな界面変動に伴う凝縮量の変動により、ベント管内の瞬時蒸気流束も大きく変動し気泡凝縮振動時の値に達することからチャギング時の振動成分の多重性を説明した。

(4) チャギング時のプール水の逆流は、界面がベント管外へでた際の大量蒸気凝縮に伴う負圧によるが、界面がベント管内を上下に運動する間は蒸気凝縮がほとんど行なわれておらず、一定の流量でヘッダーへ供給される蒸気はヘッダー圧力を高め、界面を下方へ押し下げる効果をもたらす。供給蒸気によるこの界面押し下げ効果（1種の強制項）に着目して、チャギング時の流体振動を解析し、界面変動振幅と周期の蒸気流束依存性（蒸気流束の増加とともに気泡凝縮振動へと遷移する過程）を説明するとともに、負圧による界面吸い上げ効果と上述の界面押し下げ効果が釣り合う点としてチャギング発生限界の存在を解析的に示した。そして、チャギング発生限界では界面はベント管出口付近にあり、負圧を生む凝縮量がサブクール度に比例することから、チャギング発生限界もサブクール度に比例するという実験事実（図2-12）を説明した。

(5) チャギング時に界面がベント管内を運動する期間の僅かな蒸気凝縮を界面水側に温度境界層を設けることにより取扱い、チャギング現象の数値解析を行った。これにより、低蒸気流束時に界面がプール水中へ出ないままベント管内を再上昇する「双子」等の振動様式など、第2章で述べた特性をほぼ再現できることを示した。また、チャギングによる界面変動振幅は蒸気流束が5~10 kg/(m²·s)で最大となり、チャギング時の水柱運動が回りの構造材へ与える衝撃力もこの範囲でピーク値をとるものと考えられる。

(6) 気泡凝縮振動時に特徴的に卓越する高周波振動成分に対しては、ベント管出口の気泡への蒸気の流入及び凝縮量のバランスを界面の微小変動で表す基礎式を導き、線形振動論を適用して振動周波数を求めた。振動数は、一般に、二つの無次元量 m , n (式(45), (40)) で表されることを示し、 $n \rightarrow \infty$ では凝縮支配モデルが、 $n \rightarrow 0$ かつ $m \rightarrow 0$ では気泡の自由振動モデルが厳密解に対して良い近似値を与えることを示した。そして、大気圧近傍の蒸気に対しては

これら二つの近似値がともに厳密解に近い値を与えることを明らかにした。また、実際には非常に複雑な形状の気泡を、円筒状、球状及び半球状として取り扱い、気泡形状の影響を調べたが、どの形状を採っても振動周波数とベント管径の積がプール水のサブクール度と関数関係にあること、即ち、他の条件が一定であれば周波数はベント管径に逆比例することが分かった。さらに、本研究の解析値と小規模装置による実験データに基づいた従来からの相関式（即ち、実験式）とがよく一致していること、及び解析値が大規模装置における振動数ともほぼ対応していることを示した。

(7) 振動様式の発生範囲を示す Map (図4-32) には四つの境界が存在する。結論(4)で述べたチャギング発生限界を除く残り三つの境界は次のように説明できる。

チャギングや気泡凝縮振動時に見られる高周波振動成分、およびバブリング振動とチャギング時の低周波振動成分は、それぞれ蒸気泡およびヘッダーを含む空間をコントロール容積とする振動の発生限界として線形安定論から求められる。解析値は、プール水温を上昇させていった際に、最初に高周波成分が消え、続いて飽和温度近く（大気圧では 95℃ 付近）で低周波成分も発生しなくなるという実験事実によく対応している。高周波成分の発生限界のデータがサブクール度の影響を多少受けることは、気泡形状が球状か円筒状かで解析値が 15K 程度差が出ることから定性的に説明される。

遷移振動と気泡凝縮振動は振動波形に低周波成分が含まれるか否かで区別される。その境界は、流れのある 2 点間の圧力振動の追従性を示す Hodgson 数が一定な曲線上に現れる。

以上四つの境界はいずれもサブクール度と蒸气流束に対して一定ではない。しかし、大ざっぱに言って、チャギング限界と気泡凝縮振動の境界は蒸气流束に対する限界であるのに対し、線形安定論より求められる残り二つの境界はプール水のサブクール度に対する限界となっている。そして、定式化したこれらの境界と実験から得られる境界とがほぼ一致することを示した。

(8) 実炉の格納容器を薄肉円筒でモデル化することによる固有振動数の近似値は、本研究で提案している解析法から得られる高周波圧力振動成分及び日本原子力研究所で行われた実規模 Mark II 型格納容器圧力抑制試験で得られた周波数と同じオーダーであり、格納容器と圧力振動との共振の可能性を指摘した。

(9) 高周波振動成分の圧力変動振幅は、その発生限界で零となり、サブクール度が限界値より増すにつれて増加し、低周波成分の振幅を圧倒するようになる。圧力変動時の蒸気温度がプール水温まで低下すると仮定した場合の圧力変動振幅は、サブクール度と圧力振幅の関係を定性的に説明できるが、その大き

さは実験データの方が遥かに小さい。この違いは、蒸気が接する界面のサブクール度がプール水のサブクール度よりかなり小さくなっていることに起因する。

参考文献

- [1] Thorén, H.-G., Ericson, L., Hesböl, R. and Brandt, W., "Full-Scale Containment Experiments Performed in the Marviken Power Plant," ANS National Topical Meeting on Water Reactor Safety, Salt Lake, Utah, (1973).
- [2] "MXA-Reports : The Marviken Full Scale Containment Experiment," Joint Reactor Safety Experiments in Marviken Power station, Sweden, (1974).
- [3] 久木田豊, "BWR格納容器の圧力抑制系に関する研究の現状と今後の課題," JAERI-M 7943(1978).
- [4] Ashworth, C.P. et al., "Pressure Suppression," Nuclear Engineering, Vol.7-75(1962), p.313.
- [5] 石川島播磨重工原子力部, "軽水冷却型発電用原子炉の圧力抑制型格納方式に関する試験研究," 石川島播磨技報, 第5巻第24号(1965-7), P.369.
- [6] SAFE Project 小委員会報告書, "軽水型動力炉の圧力抑制装置の基礎試験," 日本原子力産業会議安特研SAFEプロジェクト小委員会, (1966-6).
- [7] Lucken, R.C. and Leeman, C.A., "Vapor Suppression Test Program Report," BAW-1258(1962-8).
- [8] Hovanec, F.L. and Lucken, R.C., "Closed-Tank Vapor Suppression Test Program," BAW-3198-2(1964-5).
- [9] Kozeki, M. et al., "Experimental Studies on Pressure-Suppression Containments for Nuclear Ships," Proc. Symp. on Nuclear Ships, Hamburg, Germany, (1971-5), p.215.
- [10] 小関守史、桑原信一, "船用炉用圧力抑制格納方式の研究," 日本船用機関学会誌、第7巻第12号(1972-12), p.545.
- [11] Saitoh, T., Uchida, H., Morita, T., Oishi, T. and Saitoh, S., "On the Unsteady Phenomena Relating to Vapor Suppression," ASME Paper 74-WA/HT-47(1974).
- [12] Schwan, H., "Reaktorsicherheits - Experimente im Kernkraftwerk Marviken," Kerntechnik Vol.20, No.10(1978), p.445.
- [13] McIntyre, T.R. et al., "Mark-III Confirmatory Test Program : One-third Scale Pool Swell Impact Tests, Test Series 5805," NEDO-13426 (1975-8).
- [14] Aust, E. et al., "Pressure Suppression System (PSS) for Nuclear

- Ships — Experimental Results Obtained at the GKSS PSS-Test-Facility," Proc. Symp. on the Safety of Nuclear Ships, Hamburg, (1977-12), p.629.
- [15] Bilanin, W.J., "Mark-III Confirmatory Test Program : 7th Quart. Progress Report," NEDO-20732(1974-12).
- [16] Bird, P.F. et al., "4 T Condensation Oscillation Test Program Final Test Report," NEDO-24811(1980-5).
- [17] 例えば、Kukita, Y., Namatame, K., Yamamoto, N. and Shiba, M., "Full-Scale Mark II CRT Program Data Report 4 (Test 1101)," JAERI-M 8763(1980-3).
- [18] Sakkal, F. and Aust, E., "Steam Density Oscillations in Two Phase-Two Component Flow," ANS 2nd Topical Meeting on Nuclear Thermal-Hydraulics, Vol.2(1983), p.1135.
- [19] Voigt, O. et al., "Consequences Drawn from a Stuck Relief Valve Incident at the Würgassen Power Plant," Proc. 2nd Conf. on Struct. Mech. in Reactor Tech., Paper J 1/7(1973-9).
- [20] Becker, M. et al., "Druckentlastung eines Siedewasserreaktors mit Lochrohrdüse, Teil 1 : Luftschwingungen beim Freiblasen," Reaktortagung, (1974), p.26.
- [21] 塚田浩司、山口宏克、森田照道、"沸騰水型軽水炉主蒸気逃し安全弁作動時の圧力抑制室内の動荷重の測定 (東海第2発電所における実機試験での測定結果とその評価)," 火力原子力発電、第30巻第8号(1979), p.817.
- [22] 宇多村元昭、内藤正則、小笠原英雄、内田俊介、"蒸気の水中凝縮実験," 日本原子力学会年会要旨集 C41(1975), p.147.
- [23] Arinobu, M., "Studies on the Dynamic Phenomena Caused by steam Condensation in Water," ANS-ASME-NRC Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Vol.1(1980), p.293.
- [24] Anderson, C., "Mark II Containment Program : Load Evaluation and Acceptance Criteria," U.S. Nuclear Regulatory Commission, NUREG-0808(1981).
- [25] Marks, J.S. and Andeen, G.B., "Chugging and Condensation Oscillation," Condensation Heat Transfer, ASME-AIChE 18th National Heat Transfer Conference, (1979), p.93.
- [26] Chan, C.K. and Lee, C.K.B., "A Regime Map for Direct Contact Condensation," Int. J. Multiphase Flow, Vol.8-1(1982), p.11.

- [27] 福田真一、斎藤静雄, "蒸気の液中凝縮に伴う圧力変動、(I)現象の分類およびチャギング現象," 日本原子力学会誌、第24巻第5号(1982), p.372.
- [28] Sargis, D.A., Masiello, P.J. and Stuhmiller, J.H., "A Probabilistic Model for Predicting Steam Chugging Phenomena," Condensation Heat Transfer, ASME-AICHE 18th National Heat Transfer Conference (1979), p.85.
- [29] 久木田豊、生田目健、斯波正誼, "Mark II 格納容器1/6規模試験 — 圧力振動のスペクトル解析 — ," 日本原子力学会年会要旨集C10(1979), p.90.
- [30] 久木田豊、生田目健, "Mark II 格納容器圧力抑制試験 第6報 試験結果その4," 日本原子力学会年会要旨集A26(1981), p26.
- [31] Arinobu, M. and Suzuki, I., "Multi-Vent Effects on the Dynamic Pressure Caused by Chugging," Int. Specialist Meeting on BWR Pressure Suppression Containment Technology, GKSS(1981), p. II -25.
- [32] 久木田豊、生田目健、斯波正誼, "Mark II 格納容器圧力抑制試験 第3報 試験結果(2)," 日本原子力学会年会要旨集A13(1980), p.13.
- [33] 横田雅, "BWR圧力抑制系における蒸気凝縮振動," 第16回日本伝熱シンポジウム講演論文集A205(1979), p.70.
- [34] Sargis, D.A., Stuhmiller, J.H. and Wang, S.S., "A Fundamental Thermalhydraulic Model to Predict Steam Chugging Phenomena," Topics in Two-Phase Heat Transfer and Flow, ASME-WAM, (1978), p.123.
- [35] Okazaki, M., "Analysis for Pressure Oscillation Phenomena Induced by Steam Condensation in Containment with Pressure Suppression System, (I) Model and Analysis for Experimental Conditions of Marviken and Analysis for Experimental Conditions of Marviken Reactor," J. Nucl. Sci. Technol., Vol.16-1(1979), p.30.
- [36] Okazaki, M., "ditto, (II) Effects of Dimension and Coefficients," J. Nucl. Sci. Technol., Vol.16-12(1979), p.897.
- [37] Pitts, J.H., "Steam Chugging in a Boiling Water Reactor Pressure-Suppression System," Int. J. Multiphase Flow, Vol.6-4(1980), p.329.
- [38] Lee, C.K.B. and Chan, C.K., "Steam Chugging Analysis in Single-Vent Vapor Injection," 7th Int. Heat Transfer Conference, Vol.4 (1982), p.3.
- [39] Sursock, J.P. and Duffey, R.B., "Condensation of Steam Bubbles in a Subcooled Pool," Topics in Two-Phase Heat Transfer and Flow, ASME-WAM, (1978), p.135.

- [40] Appelt, K.D., Kadlec, J. and Wolf, E., "Investigations of the Fluctuating Pressure Field in the Suppression Pool of the Marviken Containment during Blowdown," Proc. 3rd Conf. on Struct. Mech. in Reactor Tech., paper J4/2(1975).
- [41] Arinobu, M., Shiho, E. and Aoki, H., "On the Oscillations Induced by Steam Condensation in Water," Toshiba Review, No.130(1980), p.1.
- [42] 福田真一, "蒸気の液中凝縮に伴う圧力変動、(Ⅱ)大蒸気質量流束時の現象," 日本原子力学会誌, 第24巻第6号(1982), p.466.
- [43] Brennen, C., "A Linear Dynamic Analysis of Vent Condensation Stability," Basic Aspects in Two Phase Flow and Heat Transfer, ASME-WAM, (1980), p.63.
- [44] Arinobu, M., Suzuki, I., Shiho, E. and Aoki, H., "Evaluation of Dynamic Loads Induced by Chugging," J. Nucl. Sci. Technol., Vol. 19-11(1982), p.881.
- [45] 久木田豊, "BWR蒸気凝縮荷重の評価方法 (Mark II 格納容器圧力抑制試験第14報)," 日本原子力学会年会要旨集A48(1983), p.48.
- [46] 成合英樹、永留正市 阿曾滋男, "ブローダウン時における圧力容器内流体の熱水力的挙動(一体型炉ブローダウン実験装置による実験)," 船舶技術研究所報告, Vol.14-5(1977), p.283.
- [47] 入江正彦, "船舶用一体形加圧水炉の概念設計," 日本船用機関学会誌, Vol.7-12(1972), p.877.
- [48] 成合英樹、綾威雄、小林道幸、阿曾滋男, "ブローダウン時における圧力抑制型格納容器の熱流力的応答特性(その1. 実験結果と考察)," 船舶技術研究所報告, Vol.16-1(1979), p.1.
- [49] 綾威雄、成合英樹、小林道幸, "同上(その2. 解析モデルとその評価)," 船舶技術研究所報告, Vol.17-2(1980), p.89.
- [50] Nariai, H., Aya, I. and Kobayashi, M., "Thermo-Hydraulic Behavior in a Model Pressure Suppression Containment during Blowdown," Topics in Two-Phase Heat Transfer and Flow, ASME-WAM, (1978), p.89.
- [51] Aya, I., Nariai, H. and Kobayashi, M., "Pressure and Fluid Oscillations in Vent System due to Steam Condensation, (I)Experimental Results and Analysis Model for Chugging," J. Nucl. Sci. and Technol., Vol.17-7(1980), p.499.
- [52] 有信睦弘、和田勝利, "蒸気の水中共凝縮に伴う振動現象の研究(第2報、凝縮振動に対する管径および浸水深さの影響)," 機械学会講演論文集No.770

-14(1977-10), p.78.

- [53] Nariai, H. and Aya, I., "Pressure Oscillations in Vent Tubes Induced by Steam Condensation in Pressure Suppression Containment," ANS 2nd Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Vol.2(1983-1), p.1128.
- [54] Aya, I., Kobayashi, M. and Nariai, H., "same as [51], (II) High-Frequency Component of Pressure Oscillations in Vent Tubes under Chugging and Condensation Oscillation," J. Nucl. Sci. and Technol., Vol20-3(1983), p.213.
- [55] 生田目健、黒木道雄、久木田豊、竹下功、斯波正誼、"チャギング非周期性の評価(Mark II 格納容器圧力抑制試験 第9報)、" 日本原子力学会年会要旨集 A 35(1982-4), p.35.
- [56] 綾威雄、成合英樹、"蒸気のプール水中凝縮時に発生するチャギング現象(流体振動の振巾と周期)、" 機械学会論文集(B編), 50巻458号(1984-10), p.2427.
- [57] 竹下功、久木田豊、生田目健、黒木道雄、斯波正誼、"チャギング発生時のベント流の評価(Mark II 格納容器圧力抑制試験 第10報)、" 日本原子力学会年会要旨集 A 36(1982-4), p.35.
- [58] 斑目春樹、"水中蒸気噴流の圧力振動について(第2報)、" 第15回日本伝熱シンポジウム講演論文集 C 206(1978), p.298.
- [59] Greef, C.P., "A Study of the Condensation of Vapor Jets Injected into Subcooled Liquid Pools," CEBG Report RD/B/N 3262 (1975).
- [60] Abramson, P.B.(editor), "Guidebook to Light Water Peactor Safety Analysis," Hemisphere Publishing Corporation, (1985), p.268.
- [61] 綾威雄、成合英樹、若林学、"プール水中での蒸気凝縮時における凝縮振動の振動周波数," 機械学会論文集(B編), 51巻463号(1985-3), p.910.
- [62] 成合英樹、綾威雄、"プール水中での蒸気凝縮に伴う圧力および流体の振動(低周波および高周波振動の特徴)、" 日本原子力学会分科会予稿集 D 55 (1982-10), p.217.
- [63] 成合英樹、"プール水中での蒸気凝縮に伴う圧力および流体の振動," 筑波大学研究成果報告書(昭和57年度科学研究費補助金)[一般研究(B)]研究課題番号56460085) (1983).
- [64] Nariai, H. and Aya, I., "Oscillation Frequency at Condensation Oscillation Induced by Steam Condensation into Pool Water," Basic Aspects of Two Phase Flow and Heat Transfer, ASME 22nd National

- Heat Transfer Conf. and Exhibition, Niagara Falls, (1984-8), p.11.
- [65] Aya, I. and Nariai, H., "Oscillation Frequencies at Condensation Oscillation during Steam Condensation in Subcooled Water (Comparison of Linear Solution with Published Correlations and Experimental Data)," 2nd ASME-JSME Thermal Engineering Joint Conference, Honolulu, Hawaii, (1987-3), (to be presented).
- [66] 綾威雄、成合英樹, "プール水中での蒸気凝縮に伴う圧力および流体の振動 (チャギング現象の特徴と発生限界について)," 日本原子力学会分科会予稿集D 56(1982-10), p.218.
- [67] 綾威雄、成合英樹, "蒸気のプール水中凝縮時に生ずる圧力振動の発生限界," 機械学会論文集(B編), 51巻471号(1985-11), p.3559.
- [68] Aya, I. and Nariai, H., "Boundaries between Regimes of Pressure Oscillation Induced by Steam Condensation in Pressure Suppression Containment," ANS 3rd Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics, Vol.1(1985-10), 6-E.
- [69] Oppenheim, A.K. and Chilton, E.G., "Pulsating-Flow Measurement — A Literature Survey," Trans. ASME Feb. 77(1955), p.231.
- [70] Boucher, D.F. and Alves, G.E., "Dimensionless Numbers for Fluid Mechanics, Heat Transfer, Mass Transfer and Chemical Reaction," Chemical Engineering Progress, Vol.55 No.9(1959), p.55.
- [71] Block, J.A., "Condensation-Driven Fluid Motions," Int. J. Multiphase Flow, Vol.6-1(1980), p.113.
- [72] 綾威雄、成合英樹, "プール水中での蒸気凝縮振動における熱の仕事への変換," 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集B 143(1987-5), p.203.
- [73] Utamura, M., Moriya, K. and Uozumi, H., "Numerical Analysis on Pressure Propagation in Pressure Suppression System due to Steam Bubble Collapse," J. Nucl. Sci. and Technol., Vol.21-4(1984), p.279.
- [74] 林 毅, "軽構造の理論とその応用—上," 日科技連出版社(1966), p.433.
- [75] 綾威雄、成合英樹, "蒸気の水凝縮時に伴うチャギング時の流体力," 第43回船舶技術研究所講演集 19(1959-5), p.74.
- [76] Jones, O.C.Jr., Saha, P., Wu, B.J.C. and Ginsberg, T., "Condensation Induced Water Hammer in Steam Generators," Japan-U.S. Seminar on Two-Phase Flow Dynamics, Osaka, C-3(1979-8), p.505.
- [77] Warren, A.H., "Theoretical Evaluation of a Steam Bubble Collapse in the Feedwater System of a Nuclear Plant," AIChE Heat Transfer,

- Orland, (1980), p.1.
- [78] 例えば、井原敏男, "工業熱力学," 理工図書, (1961), p.413.
- [79] 綾威雄、成合英樹, "蒸気の水中共縮時に生ずる圧力振動の振幅," 第47回船舶技術研究所講演集 46(1961-6), p.181.
- [80] 福田真一、斎藤孝基、内田秀雄, "蒸気の液中凝縮," 第16回日本伝熱シンポジウム講演論文集A206(1979), p.73.
- [81] Kukita, Y., Namatame, K., Takeshita, I. and Shiba, M., "State of JAERI Full-Scale Mark II CRT Program," Int. Specialist Mtg. on BWR Pressure Suppression Containment Technology, GKSS Research Center, Geestacht, (1981-6).
- [82] Collén, J. and Vidarsson, J., "Investigations of Dynamic Effects in Large-Scale and Small-Scale Pressure Suppression Systems at Marviken, IAEA Technical Committee Meeting on Thermo-Hydraulic Consequences of Loss-Of-Coolant Accidents Inside and Outside the Containment, Cologne, FRG, (1976-12).
- [83] Aya, I. and Nariai, H., "Chugging Phenomenon Induced by Steam Condensation into Pool Water (Amplitude and Frequency of Fluid Oscillation)," Heat Transfer Japanese Research, Vol.14-4(Oct.- Dec. 1985), p.26.
- [84] Aya, I. and Nariai, H., "Occurrence Threshold of Pressure Oscillations Induced by Steam Condensation in Pool Water," Bulletin of JSME, Vol.29-253(July 1986), p.2131.

謝辞

本研究を遂行するに当たり、終止指導して頂いた筑波大学 成合英樹教授、実験実施に参加の筑波大学学生 今泉典之、若林学 両君(現東京電力)、実験計測に有益な助言を受けた原子炉技術部 小林道幸室長、実験データや図面の整理・編集担当の光畑敬子、宮本紀子諸嬢、山室玲君、および本研究をまとめるに際し多くの有益なコメントを頂いた 原子力技術部 布施卓嘉部長、植木紘太郎主任研究官、大阪支所 小黒英男前支所長、伊従功支所長、装備部 山口勝治室長の各氏には深く感謝の意を表したい。

本論文に関連する事柄として次の二つを取り上げ考察を行う。まず初めに、蒸気の水中凝縮時の圧力振動発生限界を「熱の仕事への変換」という立場から検討する。本文の第4章で示した振動発生限界は、平衡界面の微小変動が発散する限界として線形安定論から求めたのであるが、数学的には微分形式として扱っている。これに対しここではそれを積分形式として扱うが、共に摩擦等の減衰項がないので両者は同じ結果を与える筈である。そこで、本文で述べた結果を別の方法から確かめるという意味合いも込めて紹介する。

次に、プール水がベント管内を間欠的に或は周期的に上下運動するチャギング現象を熱機関と見立てた場合の $p-v$ 線図や熱効率は一体どんなものであるかを調べることにする。この内容は本論文の趣旨から外れるが、チャギング現象には本来蒸気機関を連想させるものがあり、それを熱機関と考えたときの特徴は工学者として興味深いものがあるので、付録として述べる。

1. 熱の仕事への変換から見た振動発生限界 [72]

蒸気凝縮に伴うチャギングや気泡凝縮振動では、圧力振動とともにプール水もベント管内外を運動しているので、これらの過程を通じて蒸気の持つ熱エネルギーの一部が機械エネルギーに変換されている。従って、このような振動が持続する条件、即ち、振動発生のための条件は、蒸気空間の体積変化に伴う圧力変化が一周に亘って正なる機械エネルギーを生成すること、言い換えれば付図1に示すように $p-v$ 線図が時計回りのループを描くこととなる。葉山[付-1]は沸騰チャンネル内のサブクール沸騰時における気泡の生成と消滅に伴う圧力振動に対して、また、宇多村[付-2]はサブクール水中への蒸気噴流に対してこの考えを適用し、それぞれの振動発生条件を具体的に求めている。このようにして求められる振動発生限界は、一般に現象あるいは解析モデルに依存する。そこで、ここでは、本報告で提案している振動メカニズムに基づき、蒸気の液中凝縮時に現れる低周波及び高周波両圧力振動成分に対して上記と同様な手法による発生限界を求め、既に第4章で導いた線形振動論による限界との比較を試みることにする。

蒸気が外部になす仕事 ΔE は次式で表される。

$$\Delta E = \oint p_S dv_S = \oint \delta p_S \frac{dv_S}{dt} dt. \quad (A-1)$$

コントロール容積 V_S 内のマスバランスは、球状気泡モデルの場合、

$$\frac{d(V_S \rho_S)}{dt} = G_S - 4\pi r^2 \frac{h}{L} \Delta T \quad (A-2)$$

であり、ここでは振動発生限界を対象としているので、式(A-2) に於て各変数の微少変動量のみを考えると、

$$\frac{dv_s}{dt} = -\frac{v_{s0}}{\rho_{s0}} \frac{d\rho_s}{dt} - \frac{4\pi h}{\rho_{s0} L} (r_0^2 \delta T_s + 2 r_0 \Delta T_0 \delta r) \quad (A-3)$$

となる。気泡の運動方程式は式(47)で示され、2次の微少変動項 $\frac{3}{2} \left(\frac{dr}{dt}\right)^2$ を省略すれば、

$$\delta p_s = \rho_L r_0 \frac{d^2 r}{dt^2} \quad (A-4)$$

一方、

$$\frac{d\rho_s}{dt} = \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial p}\right) \frac{dp_s}{dt} = \rho_L r_0 \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial p}\right) \frac{d^3 \delta r}{dt^3} \quad (A-5)$$

$$\delta T_s = \left(\frac{\partial T_s}{\partial p}\right) \delta p_s = \rho_L r_0 \left(\frac{\partial T_s}{\partial p}\right) \frac{d^2 \delta r}{dt^2} \quad (A-6)$$

であるので、式(A-3)、(A-4)~(A-6)を式(A-1)に代入すると、次式を得る。

$$\begin{aligned} \Delta E = & -\rho_L r_0 \oint \frac{d^2 \delta r}{dt^2} \left[\frac{\rho_L}{\rho_{s0}} r_0 v_{s0} \left(\frac{\partial \rho_s}{\partial p}\right) \frac{d^3 \delta r}{dt^3} \right. \\ & \left. + \frac{4\pi r_0 h}{\rho_{s0} L} \left\{ \rho_L r_0^2 \left(\frac{\partial T_s}{\partial p}\right) \frac{d^2 \delta r}{dt^2} + 2\Delta T_0 \delta r \right\} \right] dt \quad (A-7) \end{aligned}$$

ここで、微少界面変動を

$$\delta r = \delta r_0 \cos \omega t \quad (A-8)$$

で近似すると、式(A-7)の積分内の第一項には $\int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \cos \omega t \sin \omega t dt$ が表れ零となり、結局、

$$\begin{aligned} \Delta E = & -4\pi r_0^2 \delta r_0 \omega^2 \frac{\rho_L}{\rho_{s0}} \frac{h}{L} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \left\{ \rho_L r_0^2 \delta r_0 \omega^2 \left(\frac{\partial T_s}{\partial p}\right) \cos^2 \omega t - 2\delta r_0 \Delta T_0 \cos^2 \omega t \right\} dt \\ = & -4\pi^2 r_0^2 (\delta r_0)^2 \omega \frac{\rho_L}{\rho_{s0}} \frac{h}{L} \left[\rho_L r_0^2 \omega^2 \left(\frac{\partial T_s}{\partial p}\right) - 2\Delta T_0 \right] \quad (A-9) \end{aligned}$$

が得られる。

振動発生条件は $\Delta E > 0$ であるので

$$\Delta T_0 > \frac{1}{2} \rho_L r_0^2 \omega^2 \left(\frac{\partial T_s}{\partial p}\right) \quad (A-10)$$

のとき微少変動が発達して有限な振動が生ずる。式(A-10)は低い周波数成分ほど振動発生限界におけるプール水サブクール度が低いことを示しており、プー

ル水温を上昇させていった際にまず高周波成分が消え、飽和温度近くになって低周波成分も消滅するという実験事実(第2章参照)と定性的に対応しており興味深い。

ところで、振動発生限界付近での振動はコントロール容積 V_S 内の自由振動(この場合単振動)がよい近似となる(図4-26参照)。その時、角周波数 ω は式(95)の B_2 と $\omega = \sqrt{B_2}$ なる関係にあるので、これを式(A-10)に代入すれば、

$$\Delta T_0 > \frac{3}{2} \frac{\rho_{S0}}{1 + V_0 / \frac{4}{3} \pi r_0^3} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (A-11)$$

という、式(97)と同等の関係式を得る(V_0 はヘッダーとベント管の容積の和)。特に、高周波成分に対しては $V_0 = 0$ であるので、

$$\Delta T_0 > \frac{3}{2} \rho_{S0} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (A-12)$$

となり、式(99)に対応した関係が得られる。

次に、式(A-9)を ω についての関係と見なすと、 $\Delta E > 0$ を満足する ω の範囲(ただし $\omega > 0$)は

$$0 < \omega < \left\{ \frac{2\Delta T_0}{\rho_L r_0^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T_S} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (A-13)$$

であり、 ΔE が最大値となるのは $d(\Delta E)/d\omega = 0$ より、

$$\omega = \left\{ \frac{2\Delta T_0}{3\rho_L r_0^2} \left(\frac{\partial P}{\partial T_S} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (A-14)$$

のときである。式(A-14)に蒸気泡をコントロール容積とする自由振動周波数

$$\omega = \sqrt{\frac{\rho_{S0}}{\rho_L} \frac{3}{r_0^2} \left(\frac{\partial P}{\partial \rho_S} \right)} \quad (\omega = \sqrt{B_2} \text{ で } V_0 = 0 \text{ とおく}) \text{ を代入すれば、}$$

$$\Delta T_0 = \frac{9}{2} \rho_{S0} \left(\frac{\partial T_S}{\partial \rho_S} \right) \quad (A-15)$$

なる関係が得られる。式(A-15)はサブクール度が振動発生限界である式(99)の丁度3倍のとき最も不安定となることを示している。大気圧の蒸気に対しては式(A-15)の ΔT_0 は134.6Kとなるので、不安定限界の水温から低水温になるほど不安定度は増加することになる。これは、気泡凝縮振動時(チャギング時は界面付近のサブクール度が1サイクルの間で大きく変動するので除く)における高周波成分の振幅がサブクール度の増加とともに大きくなる(図2-23参照)という実験事実と定性的に対応している。

以上より、蒸気が外部に対してなす機械仕事が零という条件から求められる振動限界と線形振動論から得られる限界とは一致したが、前者の方法では界面変動の関数形を微分方程式から求めるのが困難な場合には本節のような近似式を与える必要があり、更に限界サブクール度を具体的に計算するには角周波数も与えてやらねばならないという不明確さは残る。しかし、単に振動周波数の大小のみから振動発生限界におけるサブクール度についての定性的傾向が理解しやすい形(式(A-10))で与えられるという利点はある。

2. チャギングと蒸気機関

2.1 チャギングの p - V 線図

Marks[24]は、その論文中で "Chugging sounds like a locomotive." と述べている。筆者の観察においても、水柱運動の周期と音、さらに蒸気流により生じていることから、確かに蒸気機関車を連想させる現象である。そこで、チャギングを熱機関と見なした際の蒸気機関との類似点や相違点及び熱効率を、4.2節で紹介したチャギングの数値解析プログラムを用いて調べることにする。

まず、蒸気機関の代表的な p - V 線図を示すと付図-2のようになる[78]。蒸気機関の標準サイクルはランキンサイクルであって、付図-2のBEとDFの交点をCとすると閉曲線 ABCD で示されるが、現実の蒸気機関では膨張 BC の途中Eで打ち切り、蒸気を定容積の下に EF の如く外界へ排出するから、その作用はABEFDになる。サイクル中のそれぞれの過程は、AB:定圧給気(一定圧力はボイラー圧に一致)、BE:断熱膨張、EF:定積排気、FD:定圧排気、DA:定積給気となる。これらの内、EFとDAは弁の開閉による蒸気の排出と給入過程であって、他の過程に比べて非常に短時間で終了する。しかし、実際のサイクルは、EFやDAが瞬時に行なわれないこと他に、シリンダーからの漏れ、熱損失や凝縮・蒸発作用が加わり、付図-2の実線で示すように ABEFD の内側である abcdef のようになる。そして1サイクル中に蒸気のなす仕事は斜線で表された部分の面積となる。

次に、チャギング時の p - V 線図から 蒸気のなす仕事を調べることにする。付図-3は本文中の図5-1の場合の界面変動(z すなわち V)とヘッダー圧力 P_D が描くサイクルを示している。図中の A~F は蒸気機関の各過程との対応を示しており、一応それぞれ対応がつく。EFの急激な圧力降下は、界面がプール水中へ出た際の大量の蒸気凝縮に起因しているのに対し、付図-2の EF は排気による圧力降下であり、圧力降下の原因は異なるが、両者とも圧力降下が急激であるという点ではよく一致している。しかし、他の過程は曲線の方向がかなり違っており、全体としてサイクルの形状が丸みを帯びている。これは、チャギングの場合、蒸気機関にあるような弁操作がなく、蒸気供給が連続して行なわ

れていることの他に、界面がベント管内にあるときも弱いながらも蒸気凝縮が続くことなど、プロセスの基礎過程そのものが異なっていることによる。

以上より、音や界面運動からは蒸気機関を連想させるチャギング現象であるが、 p - V 線図の比較からは類似点よりも相異点の方が多いことが分かった。

チャギング現象は蒸气流束により振動の様相が変化する(図2-3参照)ので、その p - V 線図も蒸气流束の影響を受ける。付図-4は、4.2節の図4-13の各小図に対応する p - V 線図を示している。図4-13との比較から以下のことが言える。

(i) 図(a)の $j_g = 0.6 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、供給蒸気量がベント管中の凝縮量より少ないため、界面は小さな振動を繰り返しながらベント管内を上昇する。そのときの p - V 線図はノコギリ波状をしており、一サイクル中に p - V 線図が囲む面積はほとんどなく、蒸気はほとんど仕事をしていない。

(ii) 蒸气流束が増して $1.4 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ になると、供給蒸気量の方が多くなり、界面は振動しながらベント管内をゆっくり降下する。一サイクル中に蒸気のなす仕事は図(b)の斜線で示される面積で表される。

(iii) さらに蒸气流束を増すと、界面は何回かの振動ごとにプール水中へ出るようになる。図(c)は五っ子タイプの振動で、 p - V 線図は指先のような形状となり、蒸気のなす仕事は次第に大きくなる。

(iv) $j_g = 3.9 \sim 5.5 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ では、図(d)、(e)に示すように、典型的な双子タイプの振動となり、界面は2回に一度プール水中へ出て急激な圧力降下をする。蒸気のなす仕事は双子の周期(0.73秒と0.78秒)に亘っており図(d)、(e)の曲線で囲まれた面積となる。

(v) $j_g = 7.0 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以上では、界面は毎回プール水中へ達するようになり、 p - V 線図は1サイクルごとにきれいな閉曲線で示される。蒸气流束の増加とともに周期は短くなり、 p - V 線図は次第に面積が小さく、縦長な形状となる。

(vi) 蒸气流束がチャギング限界を越えると、図(j)に示すように、界面はプール水中を下方へ移動する(実際には、チャギングを引き起こす低周波振動が現れなくなっても、高周波振動成分の卓越した気泡凝縮振動域に入り、界面は僅かではあるがその高周波成分に同期して振動する)。4.2節の解析では、蒸気泡をコントロール容積とする高周波振動を扱っていないため、チャギング限界以上の蒸气流束では、界面変動は単調なものとなる。従って、蒸気のなす仕事も p - V 線図上から消えてしまう。

2.2 チャギングの熱効率

チャギング時に蒸気のなす図示仕事は、これまで見てきたように p - V 線図

中の閉曲線で囲まれた面積として表されるが、それを定式化すると次のようになる。

$$W_i = A_V \oint p_D dz \quad (A-16)$$

一方、周期 τ の期間にヘッダーへ供給される蒸気を持つ熱エネルギーは低熱源をプール水とすると $(i_{IN} - i_L) \tau A_V j_S$ で表される。従って、チャギングの図示熱効率 η_i は

$$\eta_i = \frac{W_i}{(i_{IN} - i_L) \tau A_V j_S} \quad (A-17)$$

付図-5 は、付図-4 の各小図に対して式(A-16)、(A-17)を使って効率 η_i を求めたものである。図5-6～5-8の示すチャギングの持つ潜在的衝撃力の場合と同様、チャギングの発達する $j_S = 5 \sim 10 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ で効率も高くなっている。しかし、 η_i の値は高々 1.2×10^{-4} 程度と非常に低く、 $T_L = 20^\circ\text{C}$ と $T_S = 100^\circ\text{C}$ の温度範囲で作動する理想的な熱機関カルノーサイクルの熱効率

$$\eta_c = (100 - 20) / (273.15 + 100) = 0.214$$

と比べても 1/1000 以下と極端に小さな値である。また、熱効率が数%と言われる蒸気機関と比較しても、1/100 以下である。蒸気を安全に凝縮させるというベント管系設置の本来の目的からすれば、 η_i がこのように小さいことは望ましいことである。

ところで、付図-4 で示される チャギングによる図示仕事は水柱運動に伴う摩擦仕事として消えてしまっているが、有効な仕事を取り出す方法として、例えば付図-6 に示すように、蒸気供給管とベント管に人工的に開閉できるバルブを設けることが考えられる。バルブの開閉を図に示すように行えば、一つのシリンダーによる図示仕事は付図-6 (c) のようになり(図中のA, B, ……D は付図-2の蒸気機関のそれとほぼ対応しており、EC が蒸気凝縮に伴う急激な圧力降下を示す)、外部に取り出せる仕事は摩擦など種々の損失を差し引いたABECD内の閉曲線で表される。蒸気供給側圧力 P_{MAX} が $P_{MAX} - P_A = P_A - P_{MIN}$ (P_{MIN} は理想的にはプール水温に相当する飽和圧力) であれば単シリンダーでもトルクをほぼ一定にできるが、それ以外のときは複シリンダーにして各ピストン位置の位相を適当にずらせて出来るだけトルク一定となるようにすれば運転が滑らかとなる(付図-6 のように2シリンダーのときの位相差は π)。特に、 $P_{MAX} = P_A$ のときは、蒸気凝縮による負圧と大気圧との差圧のみを利用することになるが、これは Newcomen の大気圧機関の先がけとなり、18世紀初頭に鉱山の坑内排水用に使われた Savery 機関と作動原理がほとんど同一である。蒸気凝縮を利用したこれらの大気圧機関が、近年まで広く利用されていた蒸気機関と

比較して、蒸気凝縮に起因した熱効率の悪さから駆逐されていったことを考えると、チャギング現象を熱機関と見たときの効率は、どう改善しても取るに足らない程度のものであることが分かる。

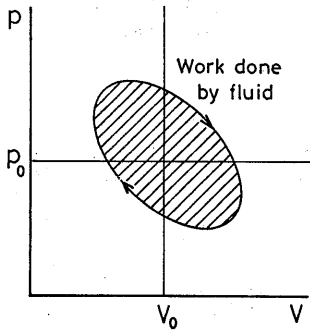
以上の考察から、見た目には蒸気機関を連想させるチャギング現象ではあるが、 $p-v$ 線図や熱効率など多くの点で相違していることが判明した。また、チャギング周期は、実験室規模の小型装置では0.2~0.5秒と、蒸気機関のそれに近いが、ベント管径が60cmの実炉では、約2秒[32]であって、音から受ける印象はかなり違ったものとなるであろう。

チャギング現象を一つの熱機関と見たときの熱効率は 10^{-4} 程度で極めて低いことが明らかとなったが、これは、蒸気を安全にプール水中で凝縮させるという圧力抑制型格納容器本来の目的からすれば望ましいことである。しかし、熱効率がこのように低くとも、チャギング時の水中運動による衝撃力となり得る界面変動速度、運動量と運動エネルギーはかなりの大きさであり、これらのピーク値は第5章で述べたように蒸気流速が $5 \sim 10 \text{ kg} / (\text{m}^2 \cdot \text{s})$ の間に現れる。従って、ベント管系の設計に当たっては、できるだけこの蒸気流束を避けるよう考慮することが望まれる。

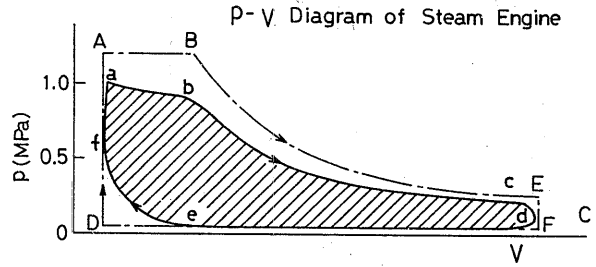
文献

[付-1] 葉山真治, “サブクール沸騰下で起こる自励定常波,” 日本機械学会論文集(第2部), 32巻237号(1966-5), p.770.

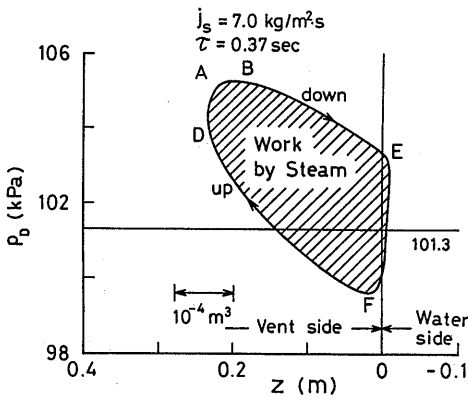
[付-2] 宇多村元昭, “高速蒸気の水中共縮に伴う圧力振動発生機構,” 日本機械学会論文集(B編), 52巻476号(1986-4), p.1515.



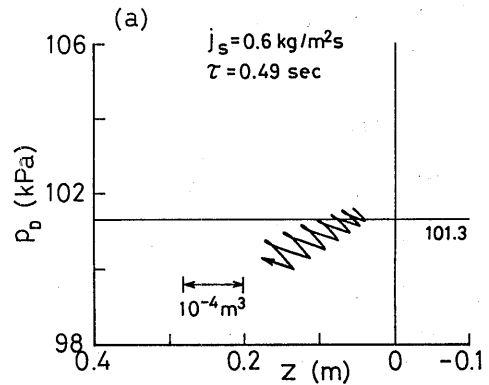
付図-1 流体自励振動時の p - v 線図



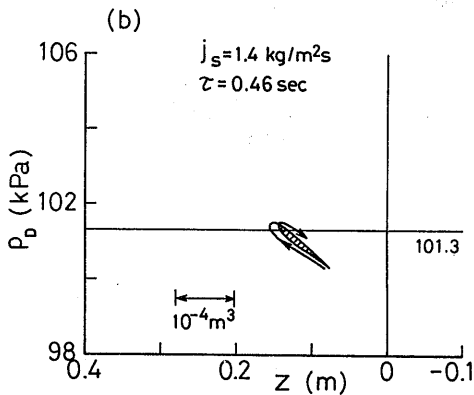
付図-2 蒸気機関の P - v 線図



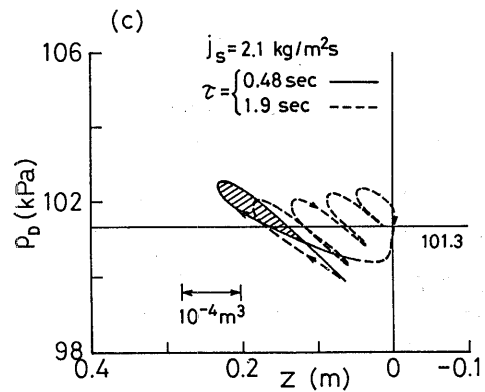
付図-3 チャギング時の P - v 線図の例
(図4-13(f) に対応)



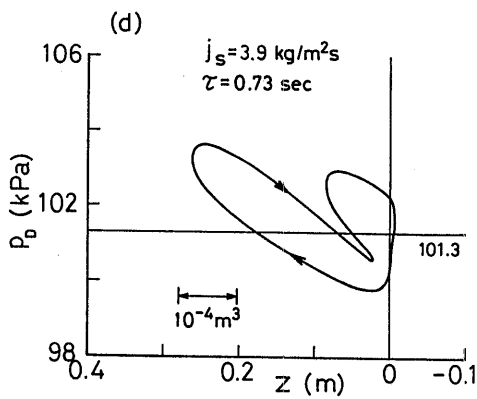
付図-4 チャギング現象の遷移に伴う P - v 線図の変化
(図4-13(a) に対応)



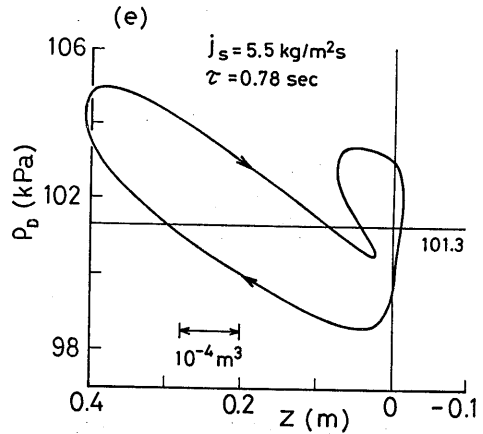
付図-4 チャギング現象の遷移に伴う P - v 線図の変化
(図4-13(b) に対応)



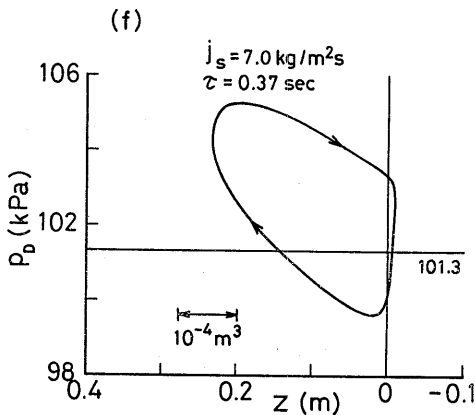
付図-4 チャギング現象の遷移に伴う P - v 線図の変化
(図4-13(c) に対応)



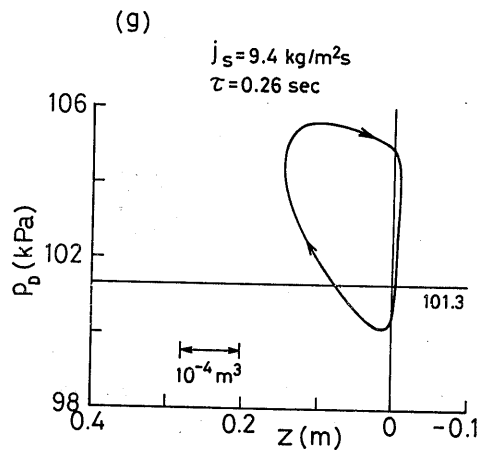
付図-4 チャギング現象の遷移に伴うP-v線図の変化
(図4-13(d)に対応)



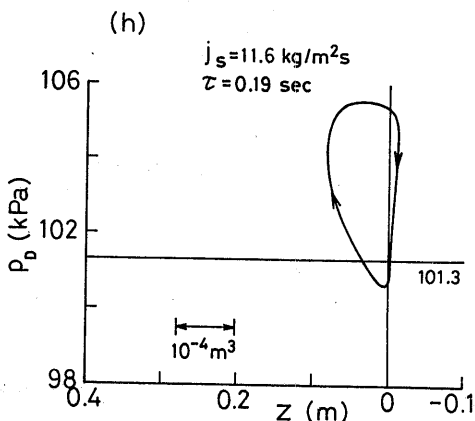
付図-4 チャギング現象の遷移に伴うP-v線図の変化
(図4-13(e)に対応)



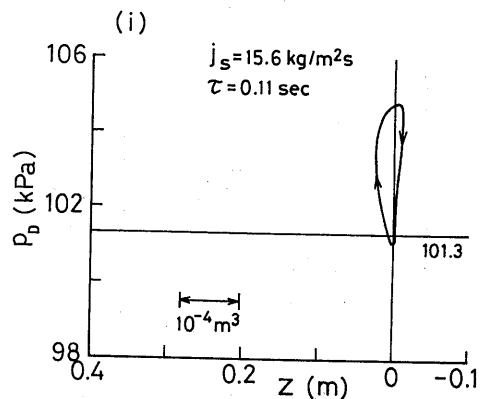
付図-4 チャギング現象の遷移に伴うP-v線図の変化
(図4-13(f)に対応)



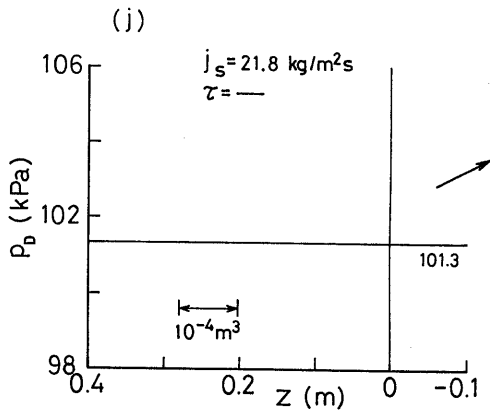
付図-4 チャギング現象の遷移に伴うP-v線図の変化
(図4-13(g)に対応)



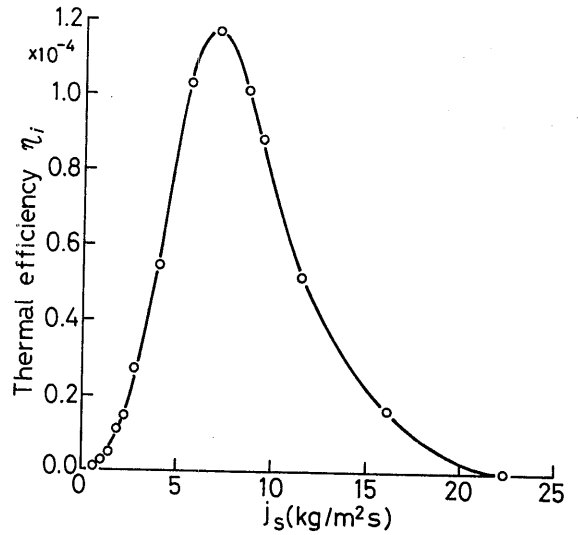
付図-4
チャギング現象の遷移に伴うP-v線図の変化
(図4-13(h)に対応)



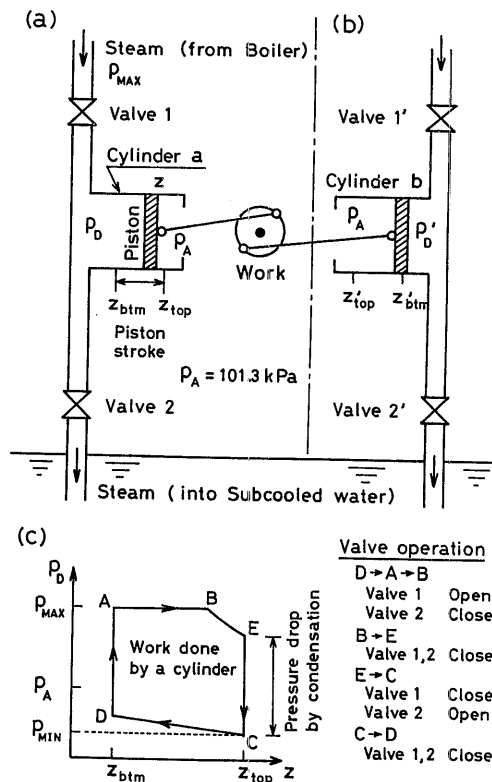
付図-4
チャギング現象の遷移に伴うP-v線図の変化
(図4-13(i)に対応)



付図-4 チャギング現象の遷移に伴う
P-V線図の変化
(図4-13(j) に対応)



付図-5 チャギング現象を熱機関と見たときの熱効率



付図-6 チャギングを利用して有効仕事を取り出す一方法