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℃ 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、蒸気流束 j_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気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]のデータと蒸気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15K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。蒸気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少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 なる円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

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

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

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

$$V_S = V_0 + \frac{4}{3} \pi r^3 \tag{92}$$

となる他は、前節の球状蒸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、界面の微少変動 δr に対して線形化すると次式を得る。

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

ここで、

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

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

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

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

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

となる。この場合 ΔT_I と B_1 とは

$$\Delta T_I = \frac{r_0 \rho_S L}{2h} B_1 \tag{98}$$

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。

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

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 °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、$V_0 >> 4/3\,\pi r_0^3$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

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

を使えば、式(97)は次のようになる。

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

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。

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

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。

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

(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と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

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少変動が発散するかどうかという問題と、空間が広いため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亙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。このような性質の持った 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。

$$p_D - p_S = \frac{\xi}{2}\rho_S u_S^2 \tag{107}$$

定常状態からの微少変動に対して、上式は

$$\Delta(p_D - p_S) = \xi \rho_S u_S \Delta u_S \tag{108}$$

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。

$$\frac{d\,m_D}{dt} = \frac{\pi}{4} d_V^2 \rho_S \Delta u_S \tag{109}$$

$$\frac{d\,m_D}{dt} = V_D \left(\frac{\partial \rho_S}{\partial P}\right) \frac{dp_D}{dt} \tag{110}$$

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、その変動巾 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

式(113)から、N_H は d_V、$V_D / \frac{\pi}{4} d_V^2$ や ξ 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。

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

この式を、$\rho_S u_S = j_S$ を使って書き換えると、

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

になる。そして、気泡凝縮振動の発生域は、次のようになる。

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

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 ξ 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、

$$\Delta T_{III} = b j_S \tag{117}$$

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。

$$S \simeq \frac{\pi}{4} d_V^2 \tag{118}$$

また、ΔT_{III}、j_Sと S には定常状態で次式が成り立つ。

$$\frac{h}{L} S\, \Delta T_{III} = \frac{\pi}{4} d_V^2 j_S \tag{119}$$

式(116)を式(117)に代入して

$$\Delta T_{III} \simeq \frac{L}{h} j_S \tag{120}$$

を得る。この式と式(115)の比較から

$$b \simeq \frac{L}{h} \tag{121}$$

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 kg/(m²·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。$\Delta T > 30$ 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、$h \simeq 210$ W/(m²·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。$\Delta T < 30$ 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少変動もなくなる(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も、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つの境界は蒸気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気流束限界であり、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, 12	1	44 ~ 530

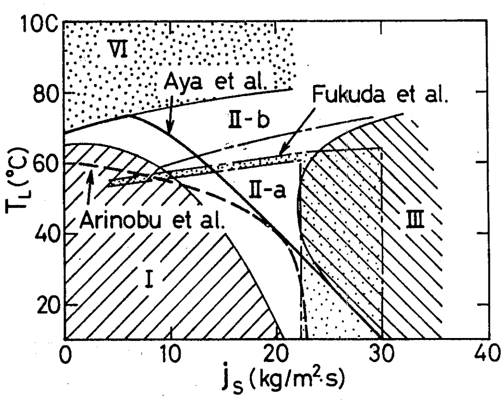


図4-1 小規模実験装置におけるチャギング発生限界

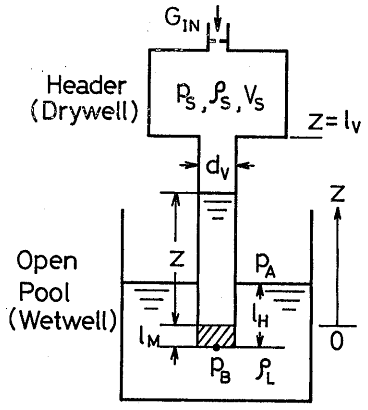


図4-2 チャギング時の流体振動解析の体系とおもな記号

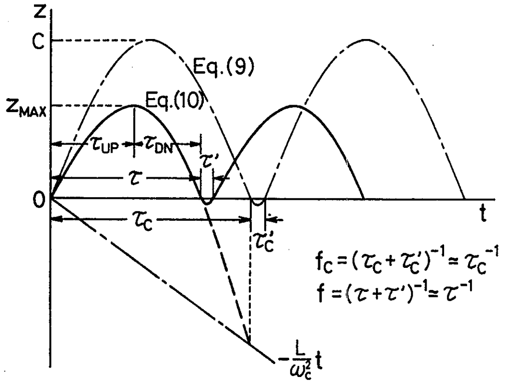


図4-3 チャギング時の界面変動概念図

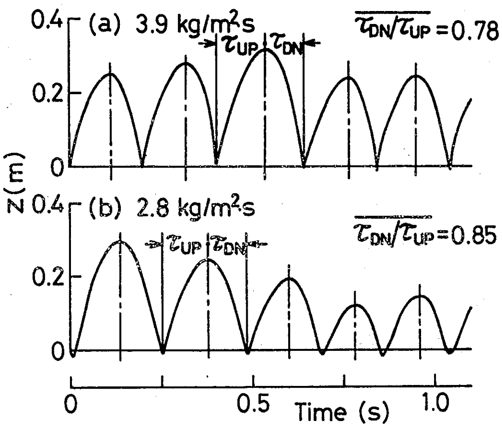


図4-4 チャギング時の界面変動例

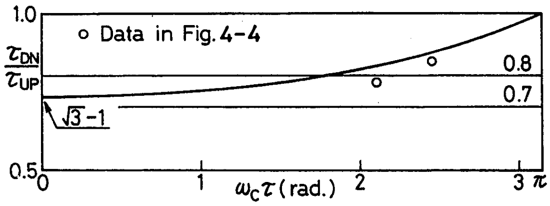
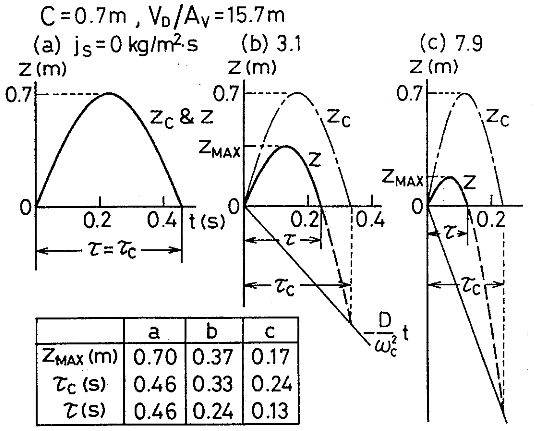


図4-5 界面変動の非対称性



	a	b	c
Z_{MAX} (m)	0.70	0.37	0.17
τ_C (s)	0.46	0.33	0.24
τ (s)	0.46	0.24	0.13

図4-6 界面変動に及ぼす供給蒸気量の影響

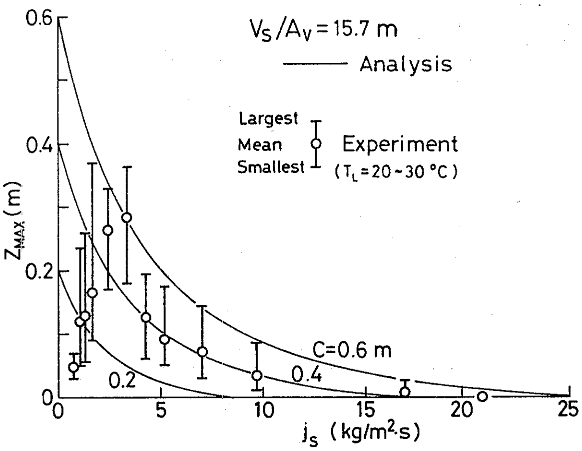


図4-7 界面変動振幅の解析値と実験値の比較

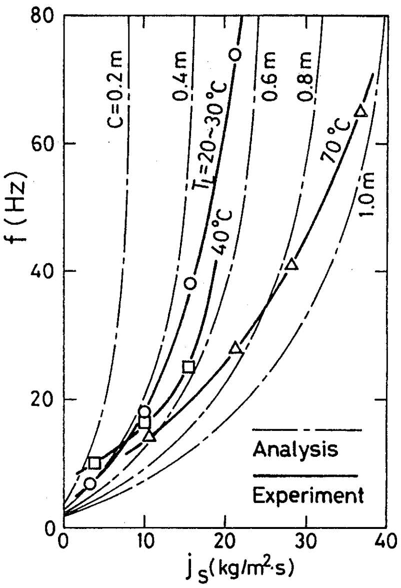


図4-8 気泡凝縮振動への遷移過程における界面変動周波数 (V_S/A_V= 20 m)

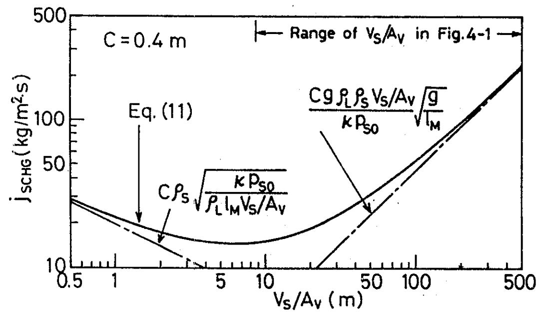


図4-9 マノメータ振巾Cを一定とした場合のチャギング発生限界

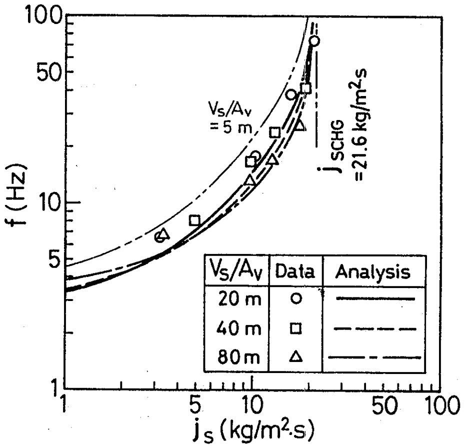


図4-10 チャギング周波数に及ぼすヘッダー容積の影響
(T_L = 20 ~ 30 °C)

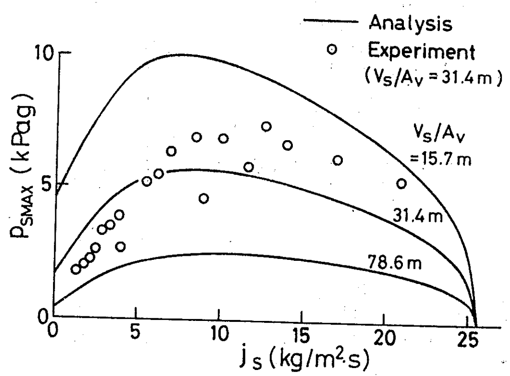


図4-11 ヘッダー圧力のピーク値

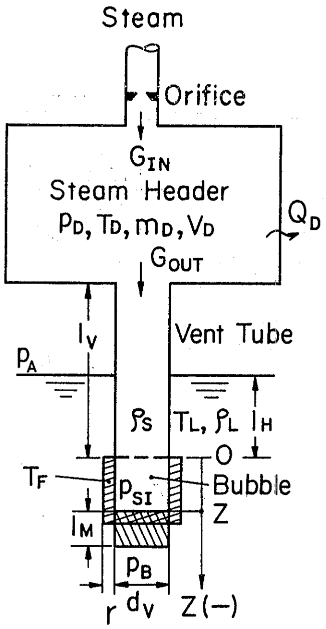


図4-12 チャギング数値解析体系

表4-1 チャギング数値解析で使用したパラメータの値

Experimental parameters	Calculational parameters
$p_A = 1.013 \times 10^5$ Pa	$l_M = d_V$ (=0.018, 0.029 m)
$Q_D = 630$ W	$C_X = 0.03$
$d_V = 0.018,\ 0.029$ m	$r = 0.01$ m
$l_H = 0.5,\ 0.25,\ 0.01$ m	$\xi_{IN} = 0.56$
$l_V = 1.0,\ 0.5,\ 0.25$ m	$\xi_{OUT} = 1.0$
$n = 1.5,\ 9$	$h = 2.26 \times 10^6$ W/m²·K
$V_D = 0.04,\ 0.01$ m³	
$T_L = 1 \sim 99$°C	
$j_S = 0.35 \sim 21.8$ kg/m²·s	

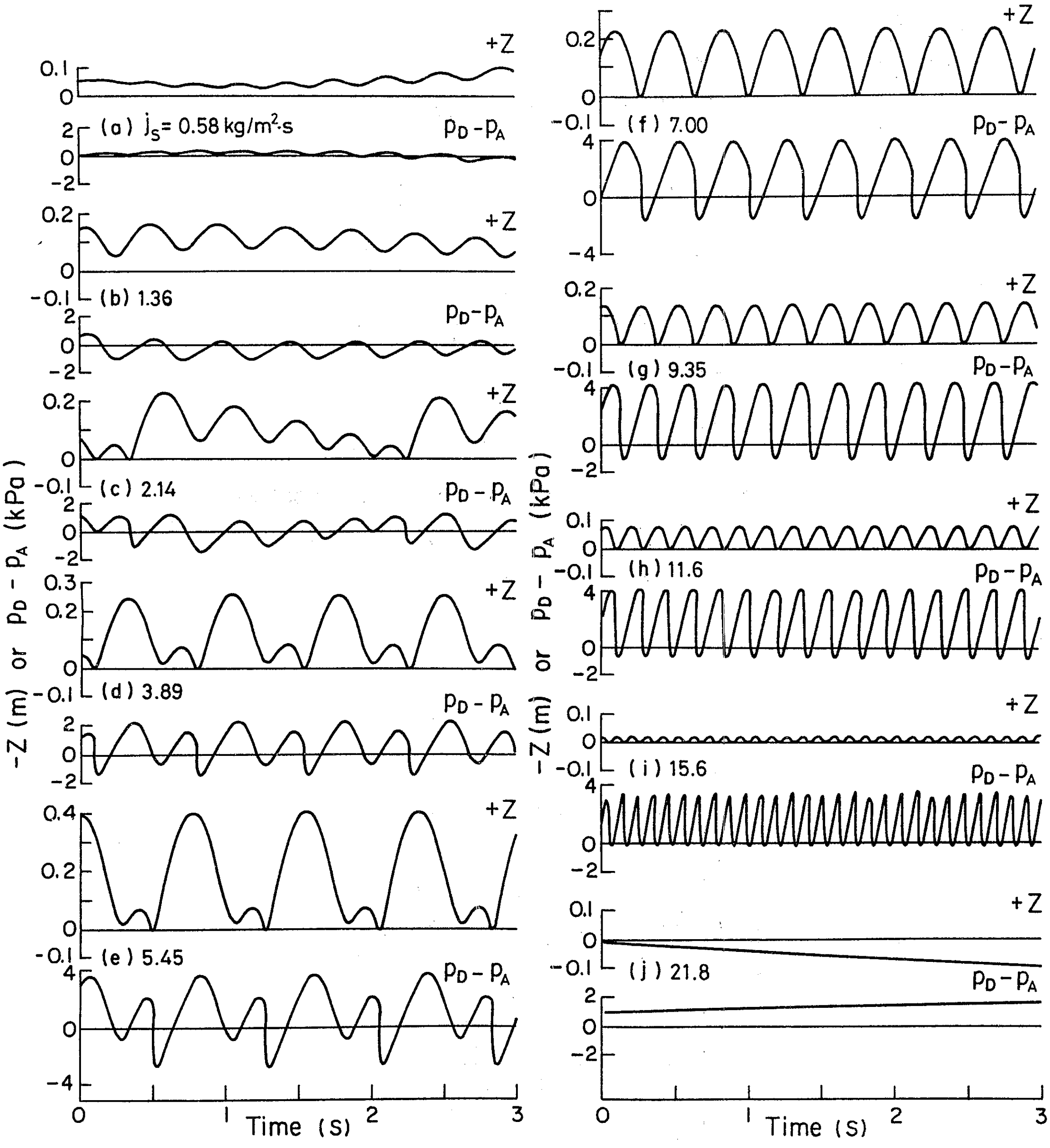


図4-13 蒸気流束の増加に伴うチャギング現象の遷移を示す解析結果例

(V_D = 0.04 m³, d_V =-0.018 m, l_V = 0.5 m, l_H = 0.25 m, n = 5, T_L = 20 °C)

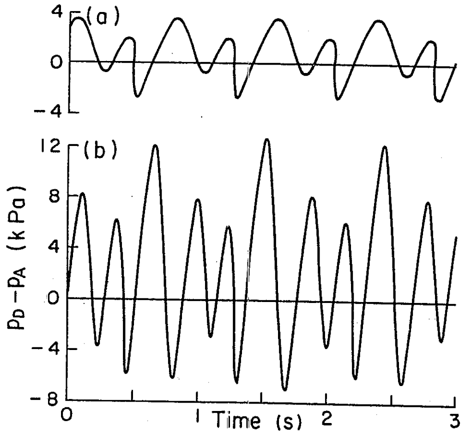


図4-14 チャギング解析結果に及ぼすヘッダー容積の影響

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

($d_V = 0.018\ m$, $l_V = 0.5\ m$, $l_H = 0.25\ m$, $T_L = 20\ °C$, $j_S = 5.1\ kg/(m^2 \cdot s)$, $n = 5$)

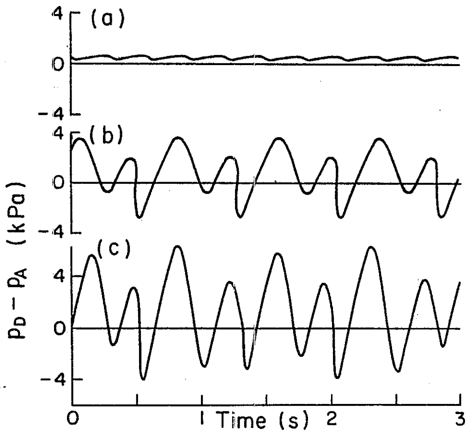


図4-15 チャギング解析結果に及ぼすベント管数の影響

(a) $n = 1$, (b) $n = 5$, (c) $n = 9$

($V_D = 0.04\ m^3$, $d_V = 0.018\ m$, $l_V = 0.5\ m$, $l_H = 0.25\ m$, $T_L = 20\ °C$, $j_S = 5.1\ kg/(m^2 \cdot s)$)

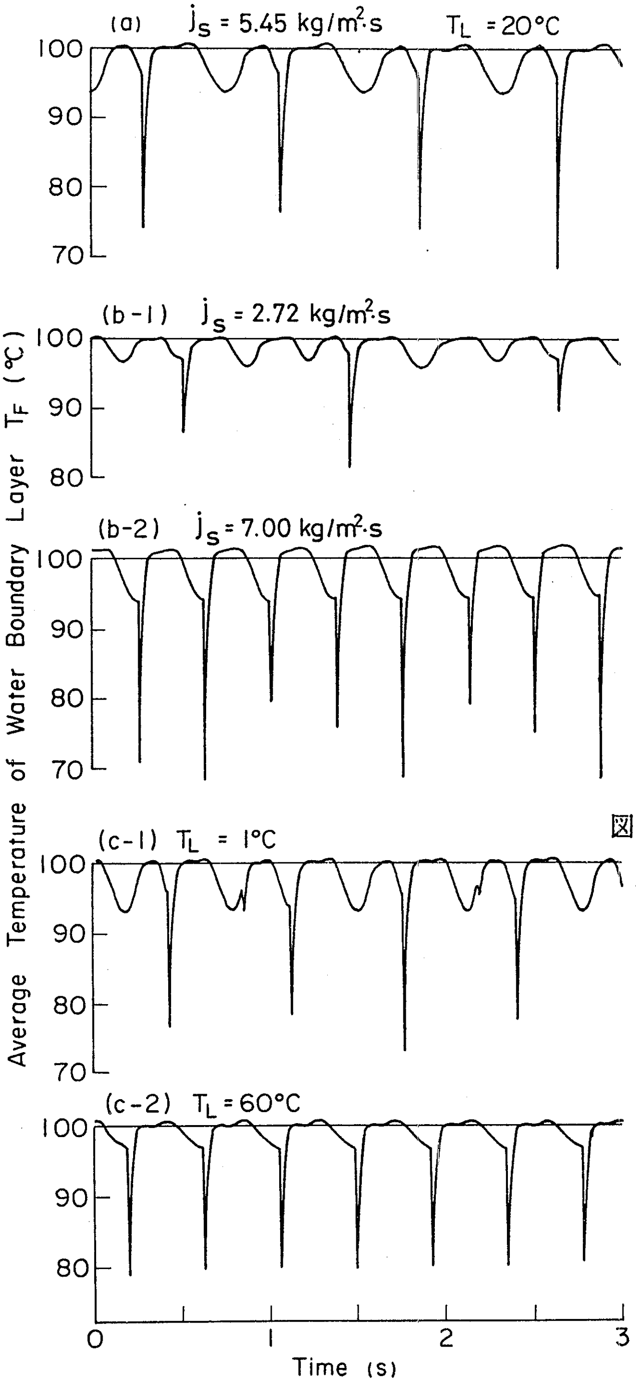


図4-16 水側境界層温度の解析結果に及ぼす実験パラメータ j_S と T_L の影響

$V_D = 0.04\ m^3$

$d_V = 0.018\ m$

$l_V = 0.5\ m$

$l_H = 0.25\ m$

$n = 5$

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	1.09
	3.3†	0.92	1.36
h/h_0	0.1	0.55	1.14
	0.3††	0.77	1.42
	3	1.63	0.68
	5	1.79	0.62
l_M/l_{M0}	0.5	1.50	0.66
	2††	0.89	1.52
r/r_0	0.3	1.46	0.89
	3†	0.54	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 : $V_D = 0.04\ m^3$, $d_V = 0.018\ m$, $l_V = 0.5\ m$, $l_H = 0.25\ m$, $n = 5$, $T_L = 20\ °C$, $j_S = 6.1\ kg/(m^2 \cdot s)$)

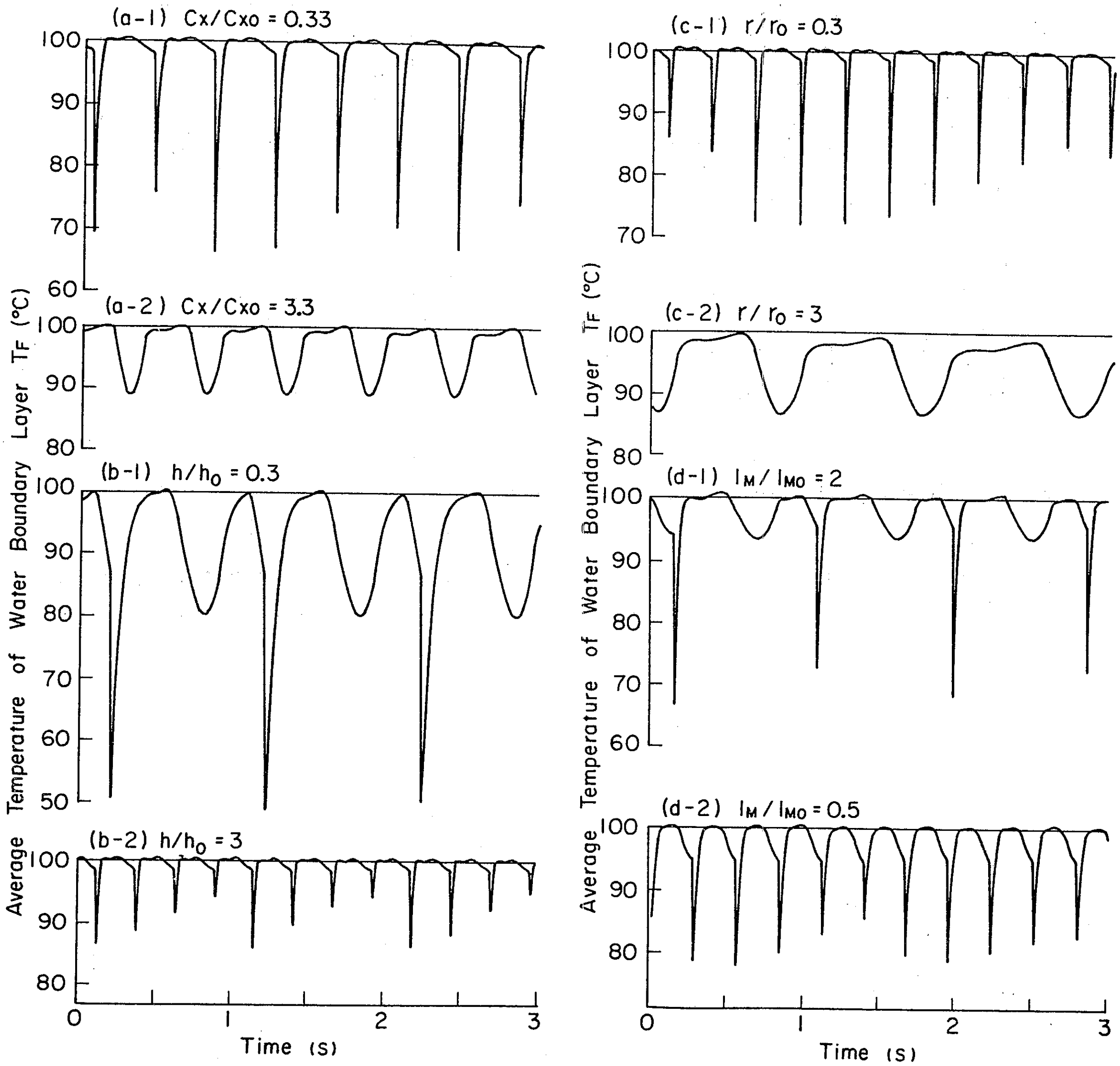


図4-17 水側境界層温度の解析結果に及ぼす解析パラメータC_x，h，rとl_Mの影響

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

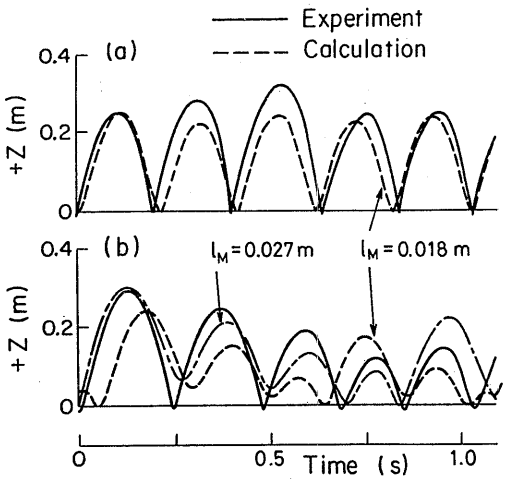


図4-18 蒸気-水界面運動の解析結果と実験データとの比較

(a) $j_S = 3.9$ kg/(m²·s) , (b) $j_S = 2.8$ kg/(m²·s)

($V_D = 0.04$ m³, $d_V = 0.018$ m, $l_V = 0.5$ m, $l_H = 0.25$ m, $n = 5$, $T_L = 20$ °C)

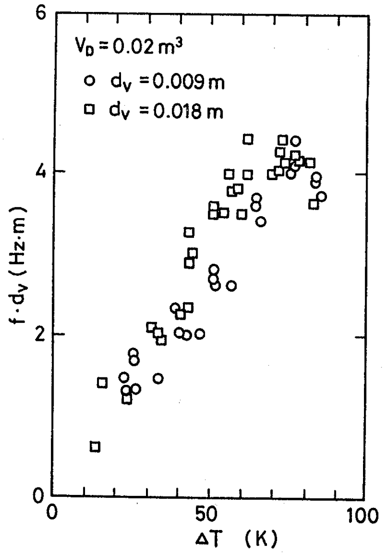


図4-19 本実験における振動周波数と管径の積 $f \cdot d_V$ とプール水サブクール度 ΔT との関係

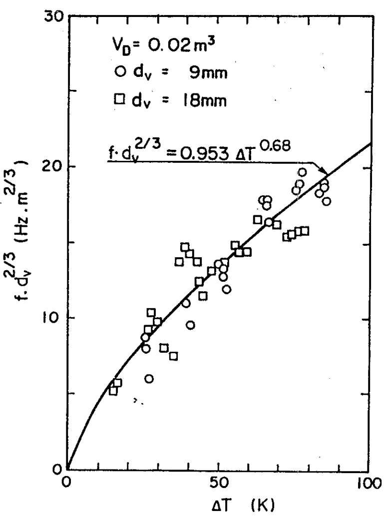


図4-20 本実験における $f \cdot d_V^{2/3}$と ΔT の関係

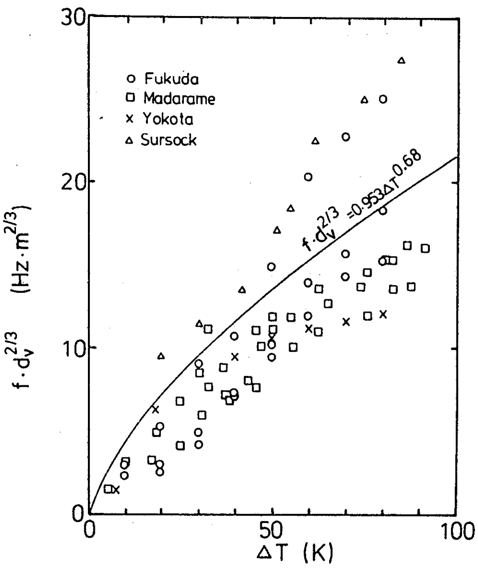


図4-21 従来の小規模装置における $f \cdot d_V^{2/3}$と ΔT の関係

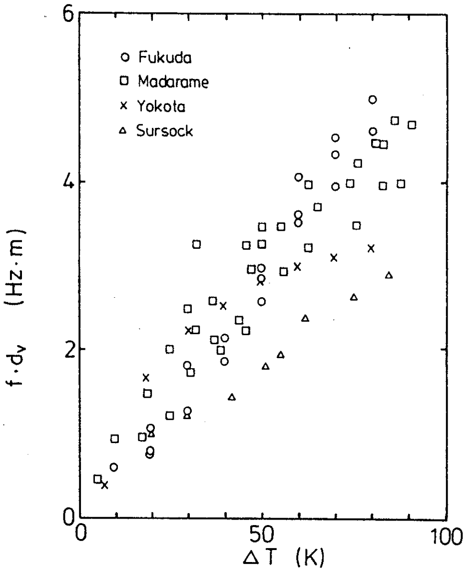


図4-22 従来の小規模装置における f・d_v と ΔT の関係
(図4-21と同じデータ)

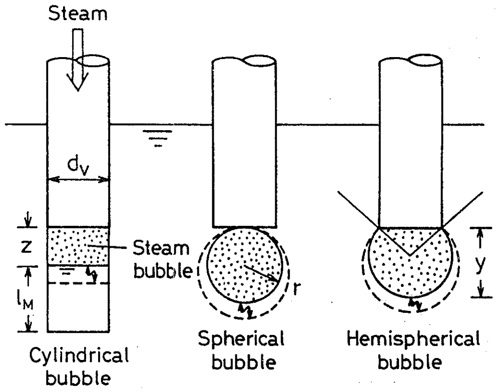


図4-23 蒸気泡の形状と振動形態のモデル化

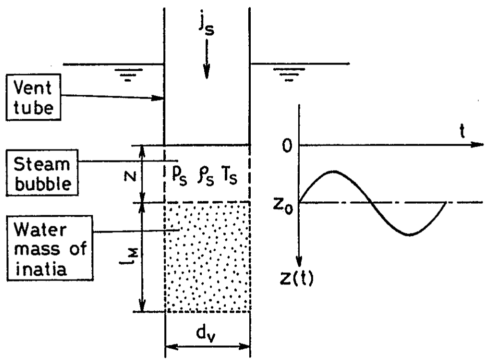


図4-24 円筒蒸気泡モデルの概念図

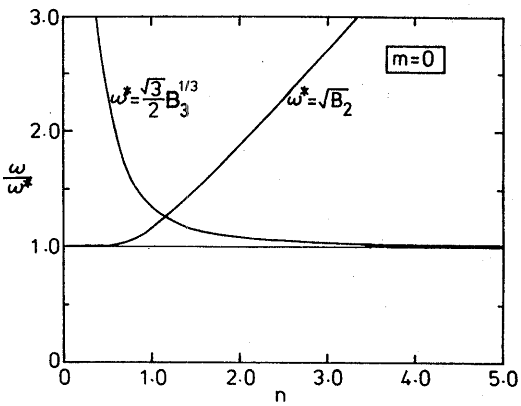


図4-25 パラメータ n に対する周波数の各近似式の
相対誤差

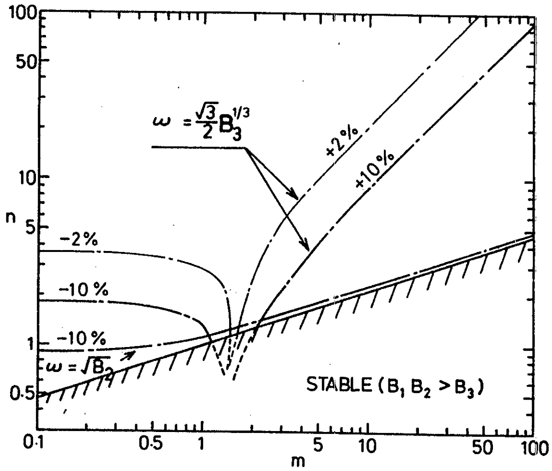


図4-26 気泡固有振動モデルと凝縮支配振動モデルのパラメータm, nに対する近似度

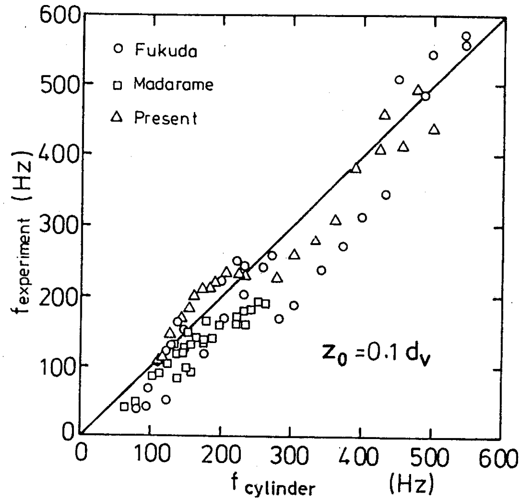


図4-27 円筒蒸気泡モデルにおける計算値と各実験値との比較

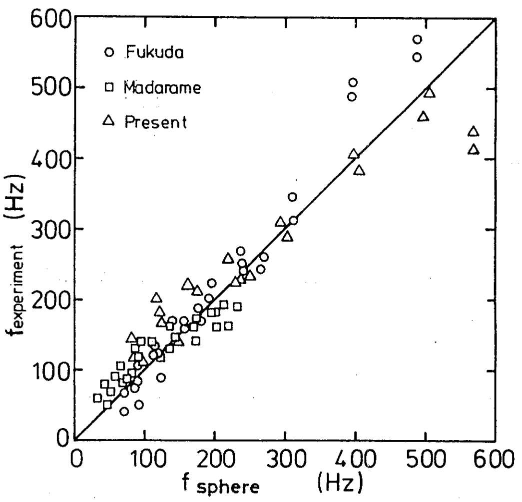


図4-28 球状蒸気泡モデルにおける計算値と各実験値との比較(図4-27と同じデータ)

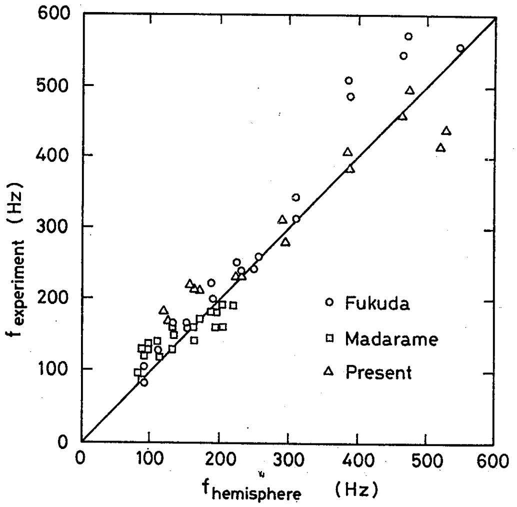


図4-29 半球状蒸気泡モデルにおける計算値と各実験値との比較(図4-27と同じデータ)

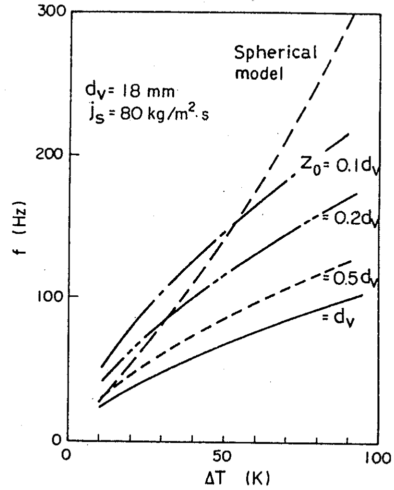


図4-30 球状蒸気泡モデルと円筒蒸気泡モデルにおける振動周波数の比較

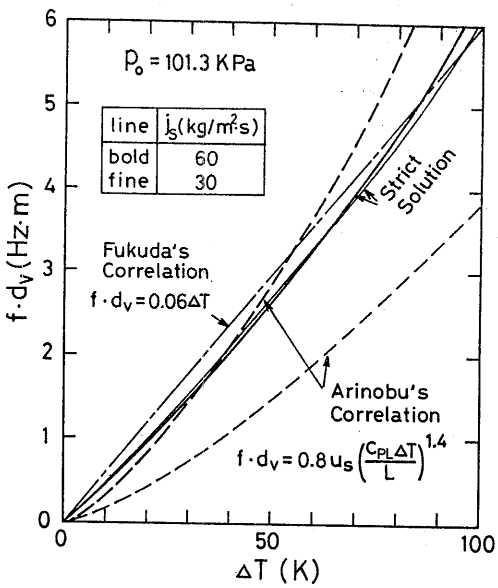


図4-31 従来の気泡凝縮振動相関式と厳密解との比較

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/m²·s)		30			50			70			100		
ΔT (K)		50	70	90	50	70	90	50	70	90	50	70	90
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)

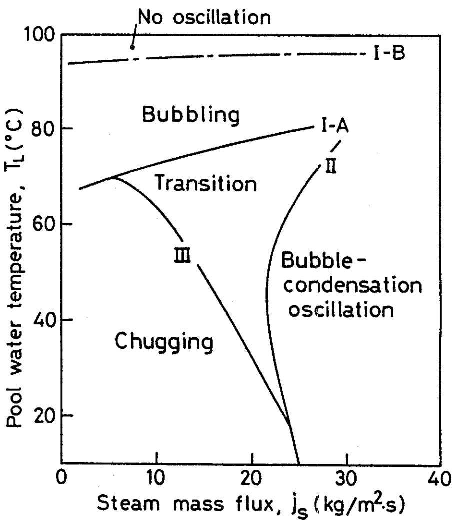


図4-32 各振動様式の発生領域

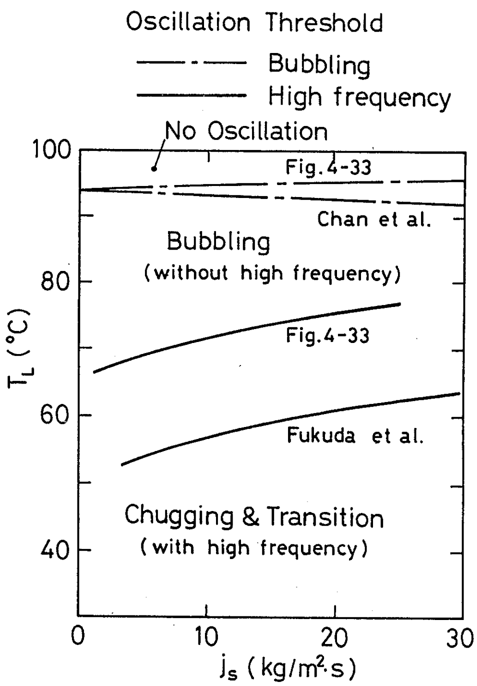


図4-34 高周波および低周波振動の発生限界

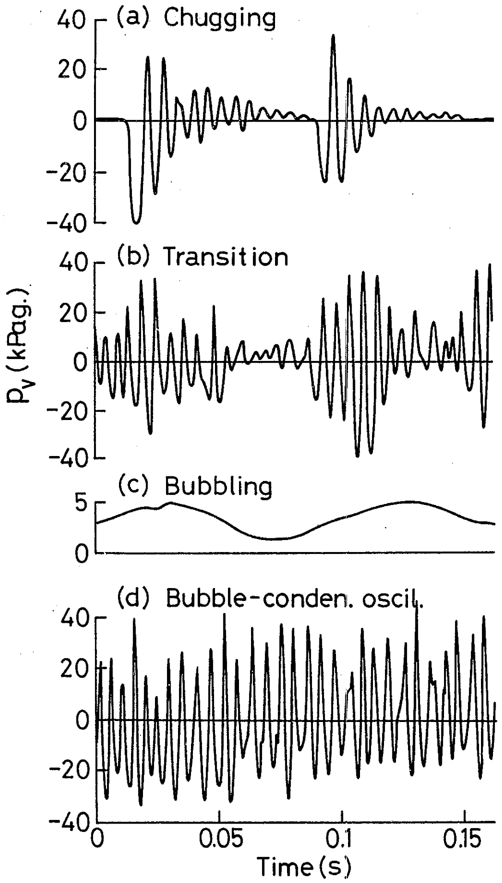


図4-33 各振動様式における典型的なベント管内圧力振動波形

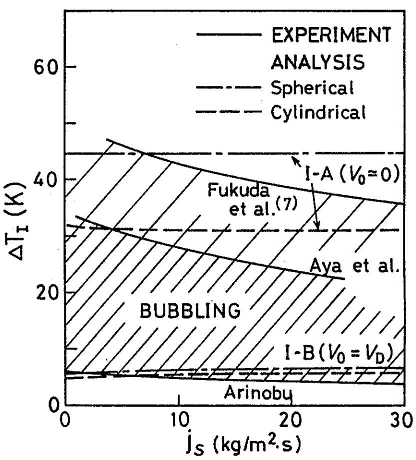


図4-35 高周波および低周波振動の発生限界の解析値と実験値の比較

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

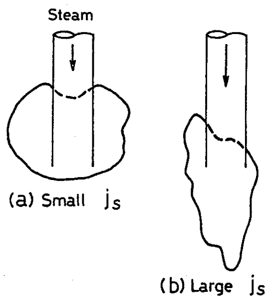


図4-36 低サブクール状態における気泡形状 [26]

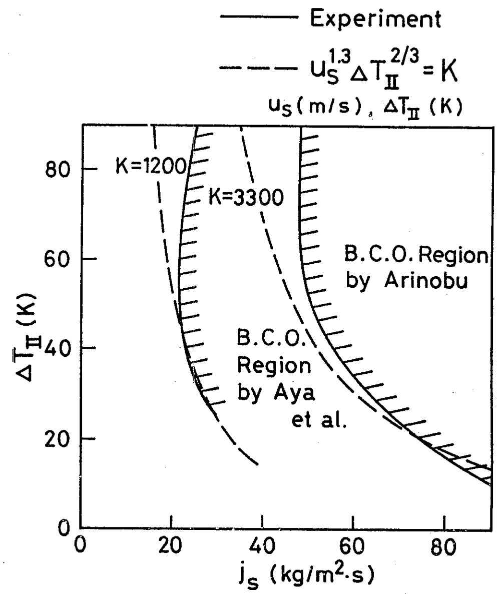


図4-38 Hodgson 数を代表する量Kと境界IIとの対応

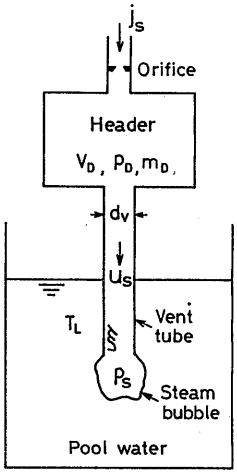


図4-37 遷移振動と気泡凝縮振動の境界(境界II)に対する解析体系

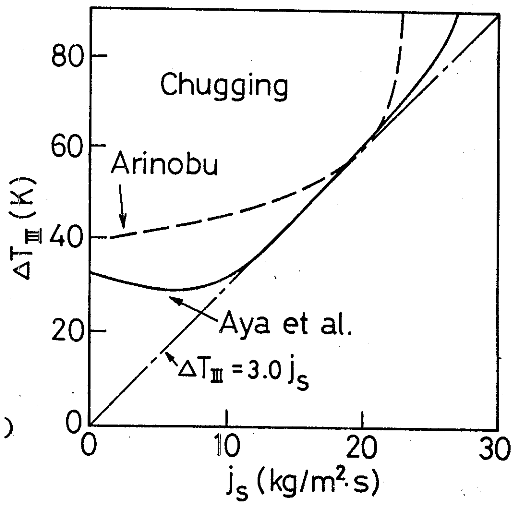


図4-39 チャギング発生限界と式(117)の比較