

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ふ、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。

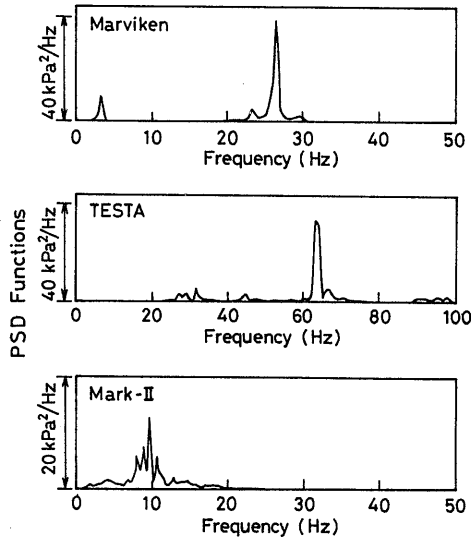


図5-1 大規模装置における気泡凝縮振動の卓越振動周波数
(文献[81]、[82]より)

	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

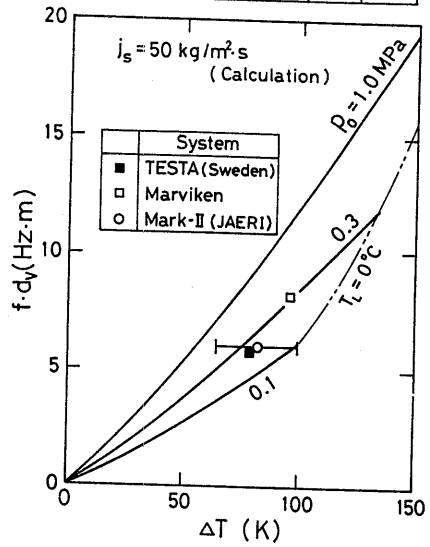


図5-2 大型装置における気泡凝縮振動データと解析値との比較

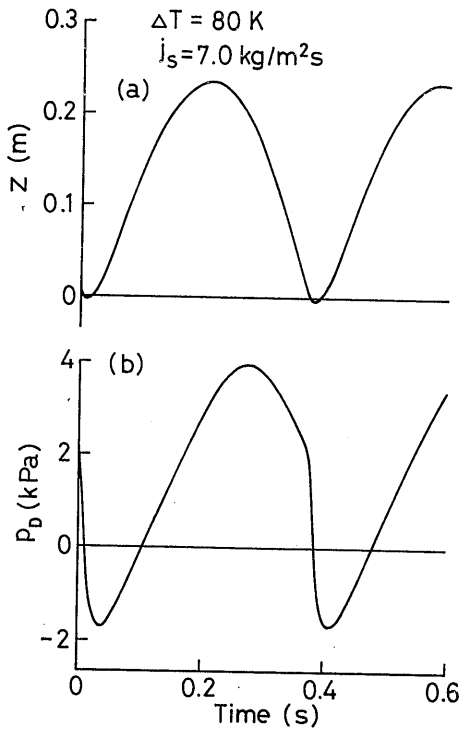


図5-4 チャンギング時の界面変動と圧力変動の解析例
(図4-13(f) に対応)

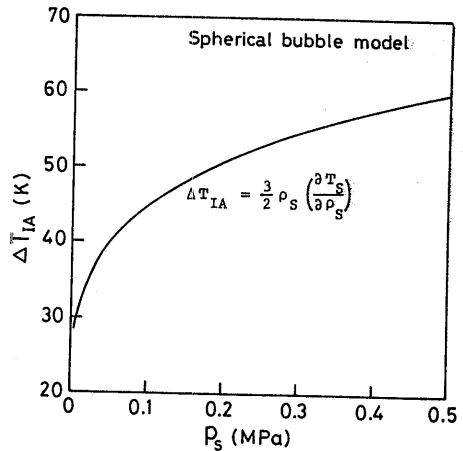


図5-3 高周波振動成分発生限界の圧力依存性

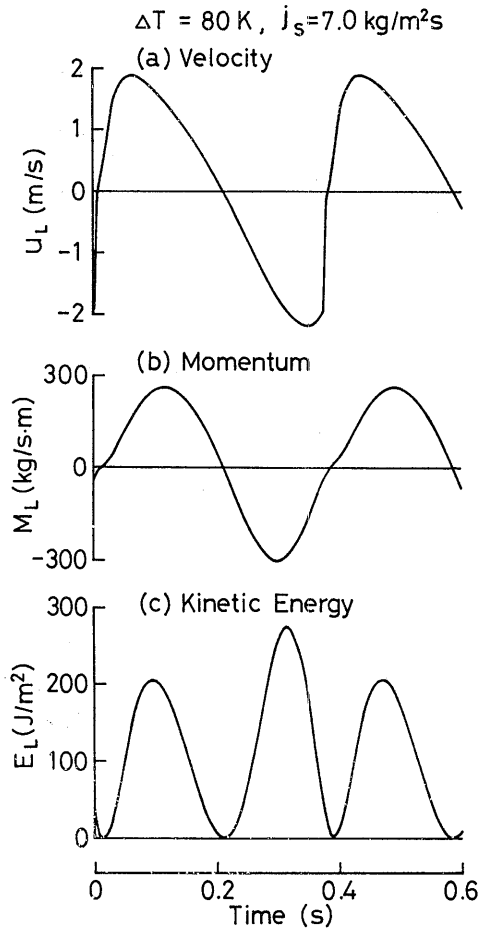


図5-5 チャンギングに伴う水柱運動の速度、運動量と運動エネルギー (図4-13(f)に対応)

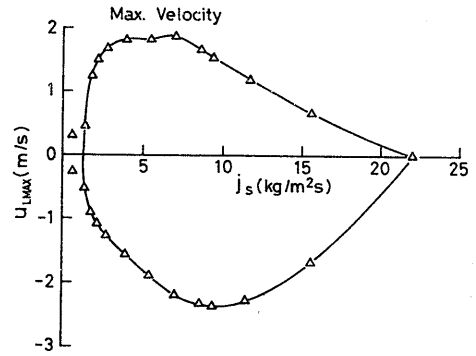


図5-6 水柱運動の最大速度

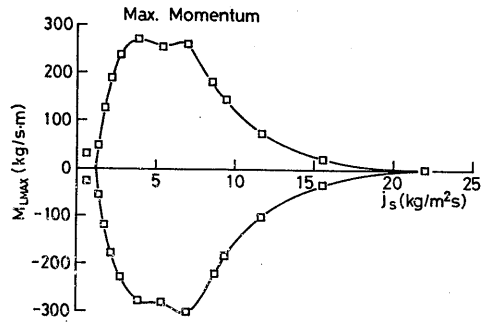


図5-7 水柱の持つ運動量の最大値

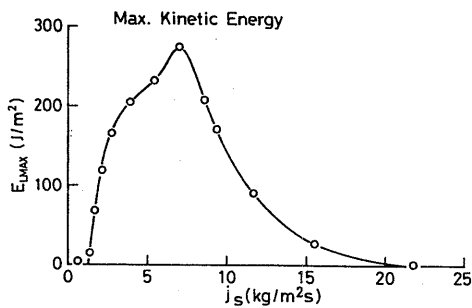


図5-8 水柱の持つ運動エネルギーの最大値

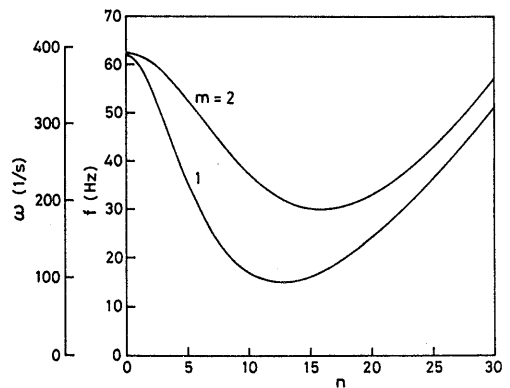


図5-9 実炉における格納容器ウェットウエル部の固有振動数の計算例 (東海第2発電所; $r=13\text{m}$, $l_H=7.08\text{m}$, $t=0.038\text{m}$)
[n:円周方向波数, m:縦方向波数]

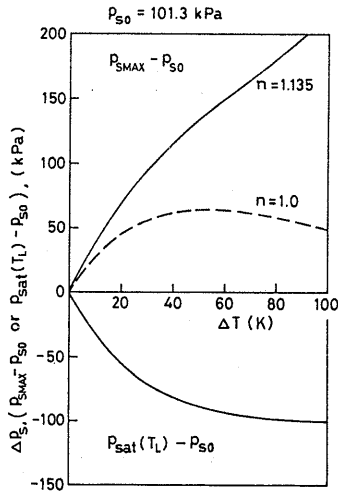


図5-10 凝縮振動圧力振幅の限界値
(その1 $P_{sat}(T_L)$ 基準の場合)

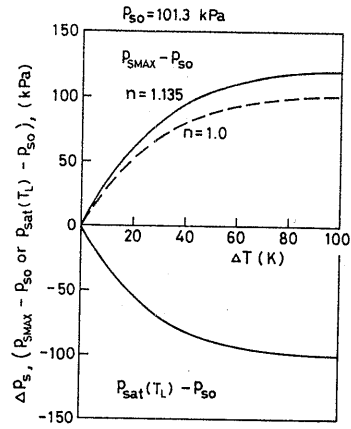


図5-11 凝縮振動圧力振幅の限界値
(その2 P_{s0} 基準のポリトロフ変化の場合)

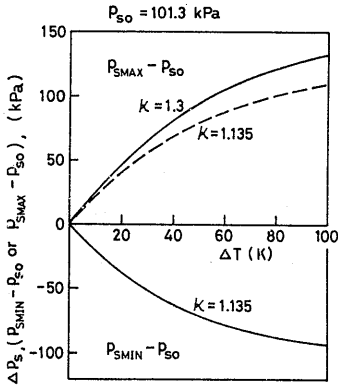


図5-12 凝縮振動圧力振幅の限界値
(その3 P_{s0} を中心に断熱変化を行う場合)

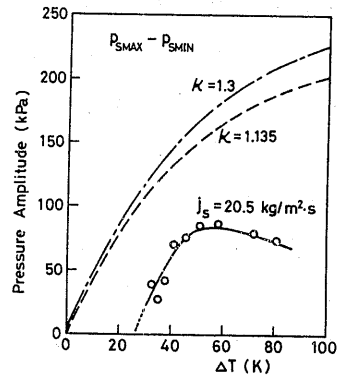


図5-13 凝縮振動圧力振幅のデータ
(図2-22(c) との比較)

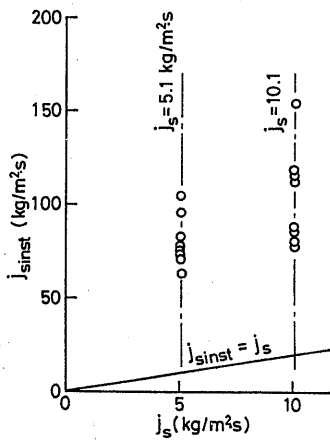


図5-14 チャギング時の瞬時蒸気流束

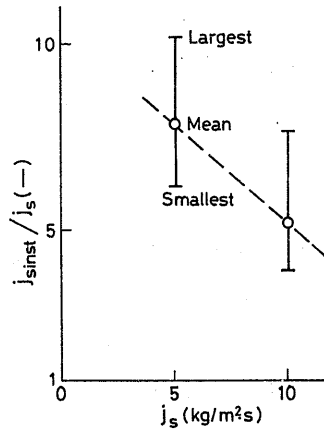


図5-15 瞬時蒸気流束の平均流束に対する倍率