

Title	圧力波の水中伝播に関する一研究 : (その2) 実験解析
Author(s)	標, 宣男
Citation	聖学院大学論叢, 4(2): 43-57
URL	http://serve.seigakuin-univ.ac.jp/reps/modules/xoonips/detail.php?item_id=744
Rights	

聖学院学術情報発信システム : SERVE

SEigakuin Repository for academic archiVE

圧力波の水中伝播に関する一研究

— (その2) 実験解析 —

標 宣 男

A Study of Pressure Wave Propagation in a Water Pool

— Part2: Experimental Analysis —

Nobuo SHIMEGI

Physical models describing the pressure wave propagation in a water pool were developed in the previous work by the author, especially focussing on the pressure attenuation phenomenon. In the present paper, the model assessment was performed by the analysis of an experiment testing the integrity of BWR suppression pool. Preceding the analysis, the computational method for the differential equations was discussed and a method based on the perturbation theory was employed. The calculational results were obtained in the frequency domain and they were compared with the measured data. The comparison showed that the pressure attenuation model well simulates the measured pressure reduction in the physically reasonable range of the parameters which are included as unknown factors in the attenuation models.

1. 緒 論

前報⁽¹⁾において、水プール内を伝播する圧力波について、その減衰機構を中心に伝播現象を記述する物理モデルを検討し、時間に関する密度の1次および2次微分に比例する減衰項を有する方程式を得た。さらにこの式をフーリエ変換し周波数領域での式にかえた後、各種の減衰機構を数値を入れ具体的に検討した結果、これらの中でいわゆる thermal dumping といわれる効果のみが水プール内の圧力減衰には支配的であり、他の効果、例えば、水の粘性によるもの、水中の熱伝導によるもの、又水中に存在する気泡の膨張、圧縮、振動によるもの等は無視できることが分った。

ところでこの thermal dumping は水中に存在する非凝縮性ガスの圧縮が温度変化を伴いそれが、周囲の水に熱伝達されエネルギーを散逸させるものであり、周囲への熱の移動が重要な働きをする。しかし、この機構を考えるにあたり、いくつかの未知数が圧力波の減衰の程度を示す減衰係数中に

Key words; Pressure Wave Propagation, Wave Attenuation, Perturbation theory, Water Pool, Experimental Analysis

存在する。それらは、気泡の半径、クオリティー、又熱伝係数であり、これらの値の評価が問題となる。

本報においては、前報において得られた方程式を用い、日本原子力研究所における圧力波の水中伝播に関する実験を解析し、前に述べた未知パラメータの推定をも含め、この方程式により記述されたモデルの妥当性を検討した。

以下に、前報で得られた物理モデル、日本原子力研究所における実験の概要さらに thermal dumping による減衰係数中の未知パラメータの推定および実験解析結果を示す。

なお、使用する記号は論文末に一括して示した。

2. 物理モデル

2.1 圧力発生源とベント管内の圧力伝播モデル

圧力発生源の詳細な記述は前報⁽¹⁾を参照されたい。以下には主な式のみを示す。

ベント管の中の圧力波伝播を記述する式は、

$$\frac{\partial P_V}{\partial t} + u \frac{\partial P_V}{\partial x} + \rho_g C_g^2 \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (C_g = \sqrt{(\frac{\partial P_V}{\partial \rho_g})_s}) \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\xi}{2d} u |u| = -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial P_V}{\partial x} \quad (2.1.2)$$

であり、かつベント管入口においてはオリフィスモデルを用いる。

プール内を伝播する圧力の発生源はベント管出口における圧力変化であるが、これは蒸気の凝縮に伴う圧力パルスと上記のベント管内を伝播して反射し帰って来た圧力振動の和として表わされる。この圧力パルスは鋭い三角波により近似する方法が通常とられており、本研究がプール内の圧力伝播に注目している点からもこの近似を採用する。なお、周波数領域で考える場合には、これらのモデルを用い計算された時間領域のデータをフーリエ変換して用いる。

2.2 プール内の圧力波伝播モデル

水プール内を伝播する圧力波に対する式は周波数領域で次のように与えられる。

$$\nabla^2 P_\omega + \frac{(\omega^2 - i\omega k_1)}{C^2} P_\omega = F_\omega(\mathbf{r}) \quad (2.2.1)$$

$F_\omega(\mathbf{r})$ が圧力発生源におけるソース項である。

この式を解く場合の境界条件は前報⁽¹⁾に示したように、

$$r=r_1 \text{ において } \frac{\partial P_\omega}{\partial r} = 0$$

$$\phi = 0, \phi = \phi_1 \text{ において } \frac{\partial P_\omega}{\partial \phi} = 0 \quad (2.2.2)$$

$$z = 0 \text{ において } \frac{\partial P_\omega}{\partial z} = 0$$

$$z = z_1 \text{ において } P = 0$$

となる。ただし $r = r_2$ の可動壁に対する境界条件は、

$$\frac{\partial P_\omega}{\partial r} = P_\omega \omega^2 W_\omega(\phi, z) \quad (2.2.3)$$

ここで $W_\omega(\phi, z)$ は圧力 P_ω によって生じた周波数領域における可動壁の変位である。

$$W_\omega(\phi, z) = \sum_q \left\{ \frac{Q_q(\phi, z)}{M_q(\omega_q^2 - \omega^2 + i\eta_q \omega^2)} \iint_A P_\omega(\phi', z') Q_q(\phi', z') dA \right\} \quad (2.2.4)$$

ここで Q_q は壁の q 番目の振動モード ω_q は固有振動数、 η_q は減衰因子である。

$$Q_q(\phi, z) = \sin(qj\phi) \sin\left(\frac{k\pi z}{2z_1}\right) \quad (2.2.5)$$

(j, k は係数)

であらわされる。

又 M_q は質量であるが、通常一般化質量と呼ばれ、ここでは水による付加質量 (additional mass) を壁の質量に加え次のように求める。

$$M_q = \iint_A Q_q(\phi, z) dm \quad (2.2.6)$$

ここで m は付加質量を考慮した壁面の単位面積あたりの質量である。

2.3 thermal dumping に関する減衰係数の評価

(2.2.1) 式中の減衰係数 k_1 は次の式で与えられる。

$$k_1 = C_l^2 \left(\frac{C}{C_l}\right)^2 \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{3Hx^2}{P_0 r_0 R} \left(\frac{\rho}{\rho_g}\right)^2 \quad (2.3.1)$$

この式中には物性値等からは決まらない未知のパラメータとして、気泡と周囲の流体との熱伝達係数 H 、気体のクオリティ x 、および気泡半径 r_0 が含まれる。この内、 x と r_0 については、後述の実験解析においてその値を具体的に検討する。ここでは熱伝達係数 H を気泡周囲の伝熱のメカニズムに関する考察より推定することとする。

液相中を運動する気泡の表面熱伝達については、流体中の球表面における熱伝達の研究を用いることとする。この場合、気泡の運動は浮力によるものと考えられる。浮力による気泡の上昇速度は

気泡半径 r_0 により異なり、次の式で与えられる⁽²⁾。

$$v_b = \frac{(\rho_l - \rho_g)g(2r_0)^2}{6\mu_l} \cdot \frac{\mu_l + \mu_g}{2\mu_l + 3\mu_g} \quad (2.3.2)$$

ただし、(2.3.2) 式において、水中の気泡に対しては、

$$\mu_l \gg \mu_g, \quad \rho_l \gg \rho_g \text{ であることより}$$

$$v_b = -\frac{1}{12} \frac{(2r_0)^2}{\nu_l} \quad (\nu_l = \mu_l / \rho_l) \quad (2.3.3)$$

この式は、 $R_e \ll 1$ に対し成り立つ。本論文の範囲内では水中の気泡の上昇速度は十分小さく、それ故 (2.3.3) 式が用いられる。

(2.3.3) 式で与えられる速度により気泡が水中を浮上する場合の熱伝達において、球周囲の流速が問題となる。今この流速を気泡と水との間の相対速度とすると、球の周囲の流速は (2.3.3) 式で与えられることとなる。さらにこのような流れを自然対流による流れと近似的にと考えると、そこにおける熱伝達係数は次式により与えられる⁽³⁾。

$$H = \frac{k}{2r_0} (2 + 0.559 G_r^{1/4} \cdot P_r^{1/4}) \quad (2.3.4)$$

$$(P_r \gg 1, \quad G_r \cdot P_r < 10^9)$$

本研究では (2.3.4) 式により得られる H を用い、 k_1 の値を評価する。

3. 圧力伝播方程式の解法

3.1 摂動法の適用

ここでは、プール内の圧力伝播を示す方程式 (2.2.1) 式に摂動法を適用した場合の解法について述べる。

プール内を伝播する圧力波は、バント管出口における蒸気凝縮を圧力源とし、それに周囲の構造材壁との相互作用、すなわち FSI (Fluid Structure Interaction) の影響が加わったものである。当然のことながら影響の効果としては前者が支配的であり、後者は前者の結果生じた微小変動と考えられる。そこで FSI による影響は蒸気凝縮圧による影響に対する摂動とみなせるので、全圧力変動を次のように表わすこととする。

$$P = P_c + \delta P_c \quad (3.1.1)$$

ここで P_c は壁を固定壁として考えた場合の圧力変動を意味し、 δP_c は壁近傍の P_c が引き起こ

したFSIによる変動分を意味する。(3.1.1)式を周波数領域に変換すると,

$$P_{\omega} = P_{c\omega} + \delta P_{c\omega} \quad (3.1.2)$$

となる。 $P_{c\omega}$ は(2.2.1)式を(2.2.2)式の境界条件を $r=r_2$ の点における境界条件を固定壁としたものを用い解いたものであり、 $\delta P_{c\omega}$ は(2.2.1)式において、 $F_{\omega}(\mathbf{r})=0$ とした式を(2.2.2), (2.2.3), (2.2.4)の各式で示された境界条件のもとで解いたものである。以下にこれらを具体的に示す。

(1) $P_{c\omega}$ について

支配方程式

$$\nabla^2 P_{c\omega} + \frac{(\omega^2 - i\omega k_1)}{C^2} P_{c\omega} = F_{\omega}(\mathbf{r}) \quad (3.1.3)$$

境界条件

$$\left. \begin{aligned} r=r_1 \text{ において } \frac{\partial P_{c\omega}}{\partial r} &= 0 \\ \phi=0, \phi=\phi_1 \text{ において } \frac{\partial P_{c\omega}}{\partial \phi} &= 0 \\ z=0 \text{ において } \frac{\partial P_{c\omega}}{\partial z} &= 0 \\ z=z_1 \text{ において } P_{c\omega} &= 0 \\ r=r_2 \text{ において } \frac{\partial P_{c\omega}}{\partial r} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.1.4)$$

(2) $\delta P_{c\omega}$ について

$$\nabla^2 \delta P_{c\omega} + \frac{(\omega^2 - i\omega k_1)}{C^2} \delta P_{c\omega} = 0 \quad (3.1.5)$$

境界条件

$$\left. \begin{aligned} r=r_1 \text{ において } \frac{\partial \delta P_{c\omega}}{\partial r} &= 0 \\ \phi=0, \phi=\phi_1 \text{ において } \frac{\partial \delta P_{c\omega}}{\partial \phi} &= 0 \\ z=0 \text{ において } \frac{\partial \delta P_{c\omega}}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (3.1.6)$$

$$z=z_1 \text{ において } \delta P_{c\omega} = 0$$

$$r=r_2 \text{ において}$$

$$\frac{\partial \delta P_{c\omega}}{\partial r} = P_\omega \omega^2 W_\omega(\phi, z)$$

$$W_\omega(\phi, z) = \sum_q \left\{ \frac{Q_q(\phi, z)}{M_q(\omega_q^2 - \omega^2 + i\eta_q \omega_q^2)} \iint_A P_{c\omega}(\phi', z') Q_q(\phi', z') dA \right\} \quad (3.1.7)$$

3.2 級数展開による解法

(1) $P_{c\omega}$ について

(3.1.3) 式を級数展開法により解く。まず $F_\omega(\mathbf{r})$ を (3.1.4) 式を満す波動方程式の固有関数で展開する。

$$F_\omega(\mathbf{r}) = \sum_l \sum_m \sum_n A_{lmn} \varphi_{lmn}(\mathbf{r}) \quad (3.2.1)$$

ここで $\varphi_{lmn}(\mathbf{r})$ は次の波動方程式の解である。

$$\nabla^2 \varphi_{lmn} + \frac{\omega_{lmn}}{C^2} \varphi_{lmn} = 0 \quad (3.2.2)$$

(3.2.2) 式より $\varphi_{lmn}(\mathbf{r})$ は次式により得られる。

$$\varphi_{lmn}(\mathbf{r}) = R(\alpha_l \xi) \Phi(\mu_m \phi) Z(\nu_n z) \quad (3.2.3)$$

(3.2.3) 式において

$$\Phi(\mu_m \phi) = \cos(\mu_m \phi)$$

$$Z(\nu_n z) = \cos(\nu_n z)$$

$$R(\alpha_l \xi) = J(\alpha_l \xi) - \frac{J'(\alpha_l \xi)}{Y'(\alpha_l \xi)} Y(\alpha_l \xi)$$

(J, Y は第 1 種, 第 2 種の Bessel 関数であり, J', Y' は各々 r による微分である)

(3.2.4) 式において

$$\nu_n = \frac{(n + \frac{1}{2})\pi}{z_1}$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_m &= \frac{m\pi}{\phi_1} \\ \xi &= \frac{r}{r_2} \end{aligned} \right\} \quad (3.2.5)$$

又, α_l は

$$\frac{dR}{dr} \Big|_{r=r_1} = 0$$

により求まる。(3.2.2) 式の固有振動数 ω_{lmn} は

$$\omega_{lmn} = C^2 \left\{ \frac{\alpha_l^2}{r_2^2} + \nu_n \right\} \quad (3.2.6)$$

により求めることができる。

又, (3.2.1) 式の A_{lmn} は次式により求まる。

$$A_{lmn} = \iiint F_\omega(\mathbf{r}) \varphi_{lmn}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} / \iiint \{ \varphi_{lmn}(\mathbf{r}) \}^2 d\mathbf{r} \quad (3.2.7)$$

又, $P_{c\omega}(\mathbf{r})$ も同様に次のように展開する。

$$P_{c\omega}(\mathbf{r}) = \sum_l \sum_m \sum_n B_{lmn} \varphi_{lmn}(\mathbf{r}) \quad (3.2.7)$$

(3.2.7) 式は (3.1.3) 式を満たさねばならないことから, (3.2.7) 式を (3.1.3) 式に代入し, かつ (3.2.1) 式を用いると,

$$B_{lmn} = \frac{C^2}{\omega^2 - \omega_{lmn}^2 - ik_1 \omega} A_{lmn} \quad (3.2.8)$$

を得る。

(2) $\delta P_{c\omega}$ について

(3.1.8) 式の $W_\omega(\phi, z)$ を (3.2.4) 式の Φ, Z により展開する。

$$W_\omega(\phi, z) = \sum_m \sum_n C_{mn} \Phi(\mu_m \phi) Z_n(\nu_n z) \quad (3.2.9)$$

ここで

$$C_{mn} = \frac{\iint W_\omega \Phi \cdot Z d\phi dz}{\iint \{ \Phi \cdot Z \}^2 d\phi dz} \quad (3.2.10)$$

である。

次に $\delta P_{c\omega}$ を次のように展開する。

$$\delta P_{c\omega} = \rho \omega^2 \sum_m \sum_n R(\mathbf{r}) \Phi(\mu_m \phi) Z(\nu_n z) \quad (3.2.11)$$

(3.2.11) 式を (3.1.5) 式に代入し変数分離により整理する。 R_{mn} は次の式より求まる。

$$\frac{d^2 R_{mn}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_{mn}}{dr} + \left(\frac{\alpha^2}{r_2^2} - \frac{\mu_m^2}{r^2} \right) R_{mn} = 0 \quad (3.2.12)$$

ここで

$$\frac{\alpha^2}{r_2^2} = \frac{\omega^2 - ik_1 \omega}{C^2} - \nu_n^2 \quad (3.2.13)$$

ただし

$$\frac{dR_{mn}}{dr} \Big|_{r=r_1} = 0, \quad \frac{dR_{mn}}{dr} \Big|_{r=r_2} = 1 \text{ となる。} \quad (3.2.14)$$

以上に示した式をコンピューターにより解く。

3. 実験解析

3.1 実験の概要と使用物性値

日本原子力研究所における実験は、図 1⁽⁴⁾ に示すような水プール (pressure suppression pool) 内にベント管を通じ蒸気を送り込み、その際生ずる蒸気の凝縮圧を源とする圧力波の伝播とそれによる周囲の構造材への影響に対する知見を得ることを目的とするものである。この実験において、ベント管内を通る蒸気は、この図の圧力容器 (pressure vessel) よりドライウエル (dry well) へ高温、高圧の水を送りこむことにより得られる。ドライウエル中で一部蒸気となった高温・高圧の 2 相流がベント管内に流入する。表 1 は実験装置の諸元⁽⁵⁾ を示したものである。本実験解析では、

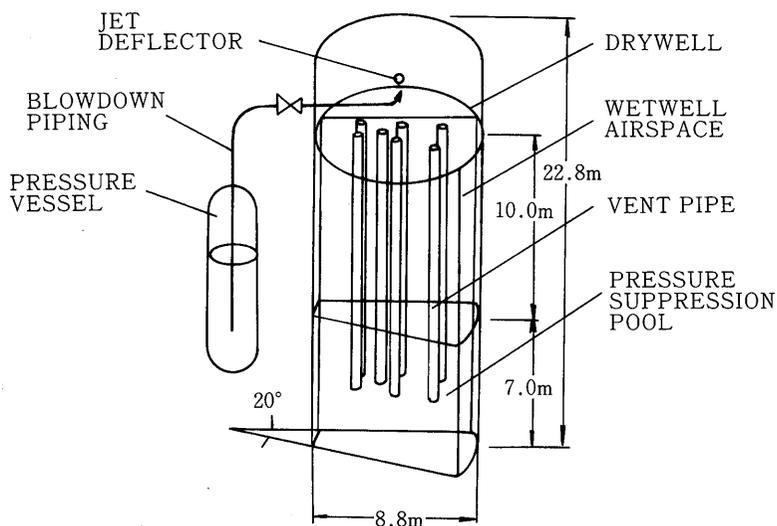


図 1 実験装置概念図⁽⁴⁾

圧力波の水中伝播に関する一研究

表1 実験装置形状諸元

種 別	項 目	単 位	値	
プ ー ル	プール内径 r_1	m	4.8	
	プール外径 r_2	m	13.6	
	中 心 角 ϕ_1	度	20	
	液 面 高 さ z_1	m	7.0	
ベ ン ト 管	半 径	m	0.3	
	本 数	本	7	
	出 口 位 置 r 座標	①	m	7.2
		②	m	9.4
		③	m	11.6
		④	m	11.6
		⑤	m	8.3
		⑥	m	7.2
		⑦	m	9.4
	ϕ 座標	①	度	15
		②	度	15
		③	度	15
		④	度	5
		⑤	度	10
⑥		度	5	
⑦		度	5	
z 座標 (底辺からの位置)	m	3.66		

表2 物性値

項 目	単 位	値
液 相 音 速 C_W	m/s	1500
気 相 音 速 C_G	m/s	375
液 相 密 度 ρ_W	kg/m ³	1000
気 相 密 度 ρ_G	kg/m ³	1.21
比 熱 比 κ	—	1.4

送り込まれる蒸気の正確な状態量の値は使用モデルが簡便なため必要ではないが、プール内の水温と圧力は計算上必要であり、これらはそれぞれ27°C および $3 \times 10^5 P_a$ である。又、表2には主な物性を示す。

3.2 解析結果と未知パラメータの推定

実験結果としては、プール底面における7ヶ所の圧力変動の平均として圧力の Power Spectrum Density (PSD) が与えられている。このため、計算においても実験における測定点に対応する場所における圧力変動の PSD の平均値を求め、これと実験値とを比較した。

実験解析においては、前に述べた未知パラメータはプール内の気相クオリティ x 、気泡半径 r_0 および熱伝達係数 H である。ただし (2.3.4) 式より H は r_0 の関数として表わされるため、結局、未知パラメータとしては、 r_0 と x の2つに帰着する。

なお、(3.1.3) 式と (3.1.5) 式により PSD を求めるに先立ち、ベント管出口における圧力源としての PSD と (3.1.8) 式におけるプール壁面の固有振動数 ω_p 、減衰係数 γ_g と一般化質量 Q_g が必要とされる。後者3つについては参考文献⁽⁵⁾に示されているため、ここでもこの値を用いた。前者のベント管出口における圧力の PSD は従来通りの方法、すなわち、三角波形と2.1節によって示した方程式によるベント管内部の圧力波の往復の影響を考慮したモデルにより求めた結果を用いた。例としてベント管1の出口における圧力源の PSD を図2に示す。

さて、実験結果の PSD 中にみられるピークの内ベント管の固有振動数に対応するもの (~5 Hz) およびプール壁の固有振動数に対応するもの (16.5, 19.0, 22.5, 30.5, 47.0Hz) を除いた他のピークに対応した振動数が水プール固有の振動数であると考えられる。 x と r_0 の値の推定は

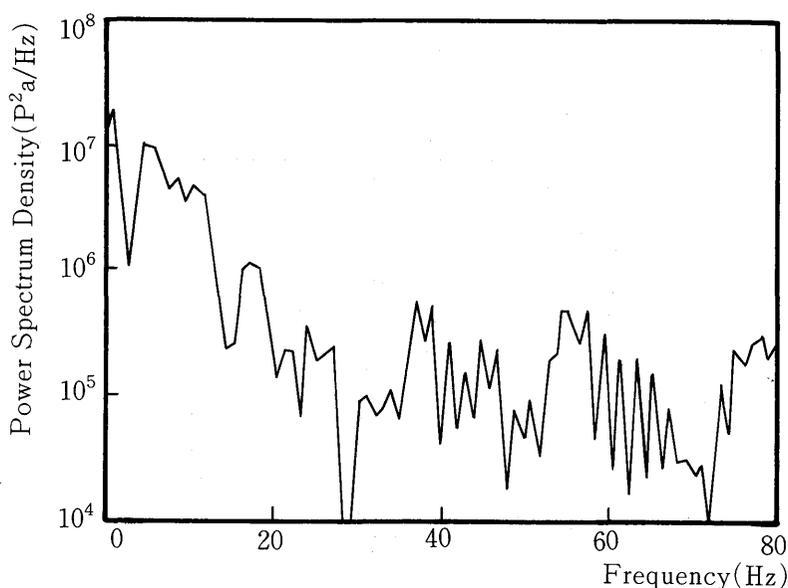


図2 ベント管出口における圧力変動の PSD

これは固有振動数の内2つを選び、それらに計算値が一致するように決めた。その結果は $x = 3 \times 10^{-7}$, $r_0 = 1.2 \times 10^{-6}$ (m) であった。この時、減衰係数 R_1 は $82.6 \text{ (s}^{-1}\text{)}$ となる。

ここで得られたクオリティー x と気泡半径 r_0 の妥当性を別の面から検討してみる。まずクオリティー x であるが、液相、気相が各々 1000 , および $1.21 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ の状態において同一半径の気泡がぎっしりつまった状態においてボイド率は $\pi/6$ となるが、これに対応したクオリティーは $x = 1.328 \times 10^{-3}$ となり、これがクオリティーの上限を示す。 $x = 3 \times 10^{-7}$ という値は液相内にごくわずかに気相が混入した状態をいみする。さらに水中に残留しうる安定気泡の最大半径は

$$R_0 \doteq \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}$$

で与えられ、 σ (表面張力) $\doteq 7.4 \times 10^{-3} \text{ (kg/m)}$, ρ (液相密度) $= 1000 \text{ (kg/m}^3\text{)}$ とすると、

$$R_0 \doteq 2.7 \times 10^{-3} \text{ (m)}$$

となる。従って、 $r_0 = 1.2 \times 10^{-6} \text{ (m)}$ の値も又存在しうると考えられる。

以上より求められた x , r_0 を用いて得られた圧力変動の PSD を図3に実験値とともに示す。 r_0 , x の値に特に一致させたピーク以外のピークもほぼ一致しており、全体として良好な結果を示している。

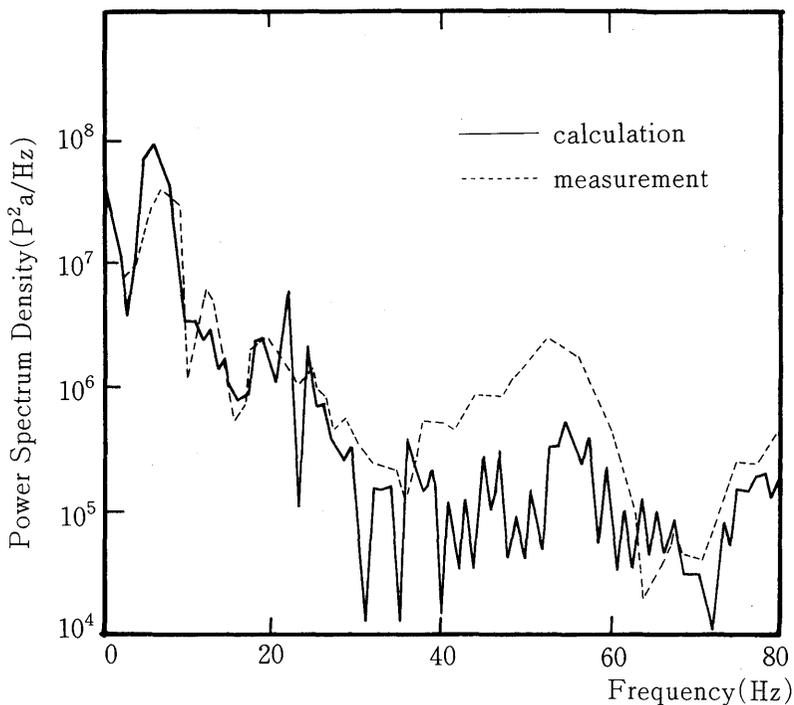


図3 プール底部における圧力変動の PSD 比較

3.3 圧力波の減衰効果について

thermal dumping による圧力波の減衰効果を検討するため図4に圧力源を白色雑音とした場合の PSD について減衰効果の有、無 2 ケースを比較した。この図から thermal dumping による減衰効

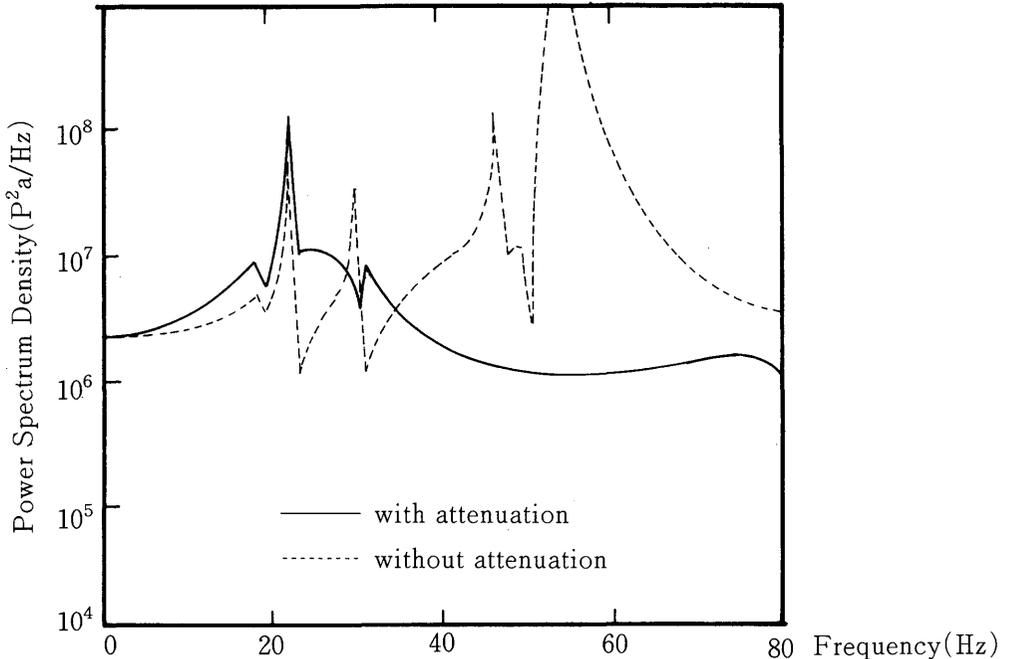


図4 圧力源を白色雑音とした場合の圧力変動の PSD 比較

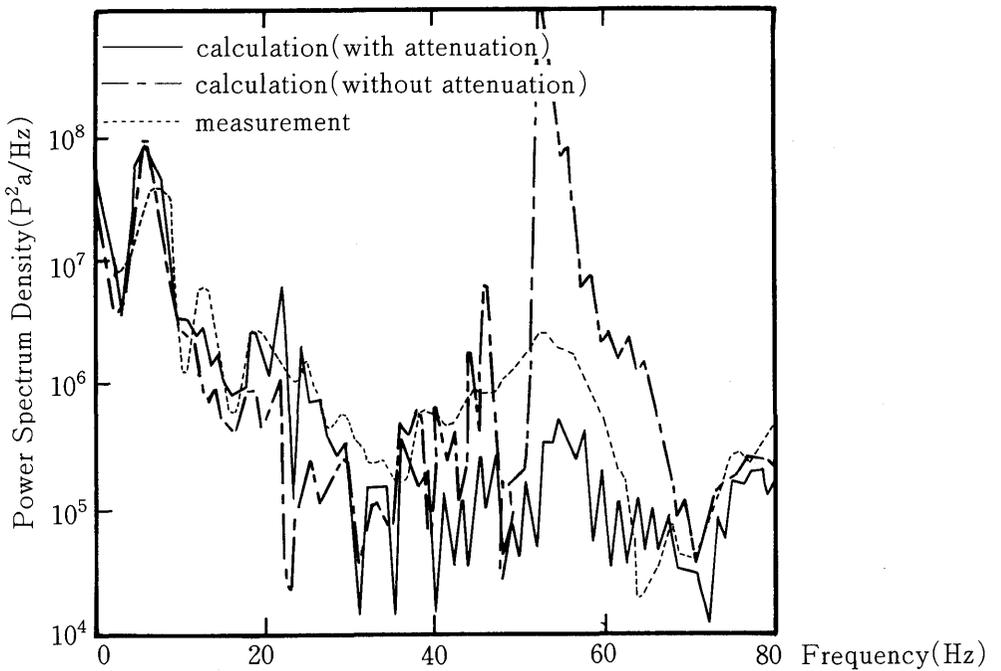


図5 減衰効果を示すため圧力変動の PSD 比較

果により高い周波数領域にあるピーク、すなわち50~60Hz 付近のピークが無くなっていることが明瞭に分る。図5は、実験値と減衰効果を考慮したケースとしないケースの2種類の計算値を比較したものであるが、thermal dumping モデルの妥当性が示されている。

4 結 論

本論文は前報に続き、水中を伝わる圧力波の伝播を支配する物理モデルを検討したものであるが、特に実験解析により、作成したモデルの妥当性を数値的に検討したものである。その結果、次の点が明らかになった。

圧力波の減衰のメカニズムとして thermal dumping の効果が明瞭であり、本研究は、従来の同種の研究においては十分検討されなかった圧力波減衰効果をはじめ具体的に示し得た。特に50Hz~80Hzの比較的高周波数領域における圧力波減衰のメカニズムとして thermal dumping の効果が有効である。

ただし、本研究で用いた熱伝達係数の評価等についてはなお検討の余地があり、モデルの精度を上るために今後の研究が必要である。

使 用 記 号 表

A	: 伝熱面積
C	: 2相音速
C_g	: 気相音速
C_l	: 液相音速
C_P	: 定圧比熱
e_g	: U_g/V_g
G_r	: グラスホフ数
H	: 熱伝達係数
R	: 液相の熱伝導率
$k_1 \sim k_3$: 減衰係数
M	: 混合相質量
M_q	: 一般化質量
$m(t)$: 湧点の強さ
P	: プール圧力
R_r	: プラントル数
P_V	: ベント管内圧力

圧力波の水中伝播に関する一研究

- P_D : 〃 外側圧力
 P^* : 〃 入口圧力
 Q_q : q 番目の壁の振動モード
 R : 気体定数
 R_e : レイノルズ数
 R_0 : ベント管出口の蒸気泡半径
 r : プール中半径方向座標
 r_0 : 非凝性ガス(気泡)半径
 T : 温度
 t : 時間
 U_g : 非凝縮性ガスの内部エネルギー
 u : 流速
 \mathbf{u} : 流速ベクトル
 V_g : 非凝縮性ガス体積
 v : 比体積
 v_b : 気泡上昇速度
 W : 壁の変位
 x : 蒸気クオリティーあるいはベント管内座標
 z : プール内上下方向座標

ギリシャ文字

- β : 非凝縮性ガスの圧縮率
 κ : 比熱比
 μ : 粘性係数
 μ_l : 液相の粘性係数
 μ_g : 気相の粘性係数
 ρ : 2 相密度
 ρ_g : 気相密度
 ρ_l : 液相密度
 ρ_w : 壁密度
 σ : 表面張力
 τ : 応力マトリックス
 ϕ : 周方向角度

ω : 周波数

参考文献

- (1) 標 宣男「圧力波伝播に関する一研究—(その1) 物理モデルの検討—」, 聖学院大学論叢第2巻 (1990年)
- (2) 平岡正勝, 田中幹也“移動現象論”, 朝倉書店 (1980)
- (3) H. J. Merk and J. A. Prins; “Thermal Condensation in Laminary Boundary Layers. I” Appl. Sci. Res, (1953)
- (4) Y. Kukita et al; “LOCA Steam Condensation Loads in BWR MARK II Pressure Suppression Containment System” Nuclear Engineering and Design, 102, p. 225 (1987)
- (5) K. Namatame et al: “Analytical Method for Solving Fluid-Structure Interactions in BWR Pressure Suppression Pool”, Nuclear Engineering and Design, 75, p. 5 (1982)