共鳴管からの放射音に及ぼす水没管長さの影響*

中園与一¹⁾, 大内可人²⁾

Effects of Pipe Length Immersed under Water on the Tone Radiated from the Resonance Pipe

Yoichi NAKAZONO and Yoshito OHUCHI

ABSTRACT

The purpose of the present research is to study the effect of a pipe length immersed under water on the tone generated from a resonated pipe caused by the impact sound of water drops on the water surface. Experiments have been carried out through the simultaneous measurement of both the generated sound and the formation of air bubbles. A water jet spouted instantaneously from the nozzle changes into many water droplets within a distance of about 20cm from the nozzle exit. The dominated tone radiated from the exit of the resonated pipe is produced by the vibration of the air-bubbles and by the resonance of air-column in the pipe. If a pipe length is immersed deeper under water, the column of air-bubble is made longer and its vibration is generated later. Moreover, the pipe length immersed under water shifts the dominant frequency component of the sound source based on the bubble vibration to the lower frequency.

Keywords: Resonance, Water-droplet, Air-bubble, Pipe, Generation mechanism

1. はじめに

水の楽器は水面上部に共鳴管を, また水面下に短い管を有す. 共鳴管の上部に設けたノズルから噴出された水ジェットは水面に多くの水滴となって衝突する. この衝突が音源となって共鳴管による共鳴音が発生して共鳴管から音が放射される^{1), 2)}.

これまで, 水滴が水面に衝突する際の音の発生機構は, 水琴窟と雨音の研究を中心にしてなされてきた^{3) - 12)}. 水の楽器による音源の発生機構はこれらと大きく変化しないが, 一部の管が水面下に水没して, 気泡の形成を制御するため, 形成された気泡の形も異なると思われる. それ故発生音も変化すると考えられる. また放射される音も共鳴管により基音だけでなく, 種々の倍音が放射される. 水の楽器の水没長さを決定する上で, これらの研究は重要である.

そこで, 本研究では水の楽器設計の基礎資料を得るために, 水没管長さが放射音にどのように影響するか研究した.

2. 実験装置および方法

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す¹³⁾. ノズルから上部に直径 120mm, 長さ 2000mm の筒状タンクが設置され,

このタンクの水位はノズルから噴出するジェットの噴出速度を変えるために, 変化できるようになっている. 実験は電磁弁の開閉時間をコンピュータ制御して水の噴出時間を変えた. なお, 通常の音符の長さの時間に近づけるため, 電磁弁開放時間は 100ms とした. 使用したノズルは主に内径 2mm, 長さ 20mm である. ノズルから噴出した水はノズル出口から 700mm 下にある 350mm 立方体の水槽の水面に衝突する. この水槽からオーバーフローした水は水面からこぼれるようになっているので, ノズルと水槽水面の間の距離は一定に保たれている. 共鳴管は内径 30mm, 肉厚 2mm のアクリル製である. 共鳴部長さ L_t は 0, 100, 200, 300, 400mm の 5 種類, 水槽内に沈む管の水没長さ L_w は 0, 20, 50, 100, 200mm の 5 種類である. 水圧 H は 250mm (2.45kPa), 500mm (4.9kPa), 1000mm (9.8kPa), 2000mm (19.6kPa) である.

マイクロホンは共鳴管上端部の管中心から 100mm, 45° の位置に固定した. 騒音計の C 特性にて計測した音は電磁弁が開放した瞬間からデータレコーダに取り込むようにした. 水面に水滴が落下した瞬間の音は気泡を同時撮影した高速度ビデオカメラによる可視化と対応付けて判定した. また時系列音をみたとき, 落下した瞬時後の音は, 瞬前(音の発生無し)と僅かに波形が異なるので, 水面に水滴が落下後の音は時系列音からも判定が可能であった. データレコーダに取り込んだデータはコンピュータにて FFT 解析した. コンデンサマイクロホンによる計測と同時に水中音も水中マイクロホンで計測した. 両計測のサ

* 原稿受付 2009 年 6 月 12 日

1) 正会員 東海大学 産業工学部 (〒862-8652 熊本市渡鹿 9-1-1, E-mail: ynakazon@ktmail.tokai-u.jp)

2) 非会員 東海大学 産業工学部

ンプリング周波数は 50kHz である. なお, FFT アナライザを用いた周波数分析も行なった. 水面に落下する水滴の形状や水面下に落下後の気泡の形状は 2000 コマ/s と 400 コマ/s のビデオカメラを用いて撮影した.

Fig. 1 Experimental apparatus.

3. 水滴の速度

ノズルから噴出したジェットは数珠玉状の膨らみとくびれを形成し, この膨らみはジェットの落下距離 X とともに次第に大きくなって, やがてジェットはばらばらの水滴に分裂する. Fig. 2 にノズルからジェット先端部距離 X とその場所における水滴の速度 V_x の関係図を筒状のタンクの水位 H を変えて, 即ち水圧を変化して示す. 図中 H の後の数字は水位(m)である.

水滴の形成される位置は圧力とともにノズルから離れるが, ノズル出口から 200mm 以内に収まる. また涙形の主水滴も落下途中で球形に変化して, ほぼ球形で水面に衝突する¹³⁾. 水滴の速度 V_x は, 次式で示すように, ポテンシャルエネルギーと運動エネルギーの関係から, 水圧と落下距離 (ノズル先端部から主水滴までの距離) の和のルートで求まる.

$$V_x = \sqrt{2g(0.2H + x)} \quad (1)$$

但し, H は円筒水圧タンクの水面の高さ, X はノズルとジェット先端部の位置 (最初的水滴) の間の距離である.

各位置 X における速度は, 通常 $\rho g(H+X)$ の根の外に係数を設けるのが一般的であるが¹⁴⁾, この場合では実験との一致が見られなかった. それ故ここでは実験結果と対比

して, ρgH に 0.2 の係数を乗じた.

連続的に水面に落下する多くの水滴の現象を観察すると, それらの間隔が均一な場合もあれば, そうでない場合もある. これはジェットから水滴への各水滴の分裂時間と各水滴の落下速度が異なるためで, そのため水滴の間隔も一定でない. 本実験で設定した内径 2mm のノズルから落下した水滴の水面位置 700mm (水面への水滴衝突位置) では, 最初に落下した主水滴の直径は 5.5~7.5mm, 第 2 滴目以後の水滴直径は 3~4.5mm の範囲であった. 但し水滴の直径は落下方向の水滴の直径とそれに直角な方向の水滴直径の平均 (水滴の縦横直径の平均) によって定義される. 最初の主水滴が落下すると, 水面のところでクレータが形成される. その後次々と水滴が落下して, クレータ直下に気泡が形成され, やがて気泡がクレータから切り離されて新たな気泡が形成される. このときに形成された気泡が発生音に関係する.

Fig. 2 Speed of water drop-let.

4. 共鳴管がない場合 ($L_t = 0$) の発生音

4.1 音源

Fig. 3 に (L_t, L_w) = (0, 0), 9.8kPa ($H=1000$ mm) でのコンデンサマイクと水中マイクによる時系列音を示す. この図には気泡の形状写真も示す. 図から, 水中音と空気中での音の波形は強度の違いはあるが全体的に類似していることがわかる. 水滴が水面に衝突してから 48ms 後に大きな振幅が生じて, 時間が経過すると共に, 振幅は徐々に減衰することがわかる. また, この約 50ms は気泡写真との対応から, クレータ下部に形成された気泡が切り離された時刻であることがわかる. 次に同時刻における空気中と水中での発生音の音圧スペクトルを Fig. 4 に示す. この Fig. 4 から空気中, 水中共に 520Hz で大きな音が発生していることがわかる. またクレータ下部に形成された気泡が切り離されたときにおける気泡の縦横の平均直径は Fig. 3 から約 12mm である. そこで, Minnaert³⁾ による気泡の振動周波数の次式から

$$f = \frac{1}{\pi d_a} \sqrt{\frac{3\kappa p}{\rho}} \quad (2)$$

気泡振動周波数を求めると、547Hz である。このことから、実験値は計算値とほぼ一致する。但し、 d_a は気泡の直径(気泡の縦横における長さの平均値として定義)、 κ は気泡内部の空気の比熱比、 ρ は水の密度、 p は大気圧である。Fig. 5 に可視化写真から得られた気泡径と水圧の関係を示す。気泡径は 20 回水を落下したときの平均値である。圧力が高くなると気泡径にバラツキがあり、 $H=2000\text{mm}$ の場合気泡直径平均値の $\pm 0.4\text{mm}$ のバラツキがみられた。 $H=1000\text{mm}$ 以下になると、 $\pm 0.2\text{mm}$ の範囲内でそれほど大きなバラツキはみられなかった。Fig. 5 には実験結果から得られた平均気泡径 d_a (mm) と水圧 H (mm) との下記の実験式も示す。

$$d_a = 0.002H + 9.878 \quad (3)$$

水圧を変化して水を落下したときのピーク音圧の周波数と水圧の関係を Fig. 6 に示す。同図には、式(2)に式(3)を代入して計算した気泡振動周波数の近似曲線も示す。図から、圧力が大きくなると、気泡振動周波数は低くなることわかる。以上のように、水ジェットの水面向への落下による発生音は圧力を変化しても気泡振動が主音源であることがわかる。

Fig. 3 Sound pressure with the passage of time,
(Lt, Lw) = (0mm, 0mm), $H=1000\text{mm}$.

Fig. 4 Power spectra of relative sound pressure
at time from 65 to 85 ms,
(Lt, Lw) = (0mm, 0mm), $H = 1000\text{mm}$.

Fig. 5 Diameter of air bubble d_a vs. water
pressure H .

Fig. 6 Frequency of generation sound by
air-bubble with water pressure,
(Lt, Lw) = (0mm, 0mm).

4.2 水没長さ Lw の影響

Fig. 7 に $Lt=0\text{mm}$ で、 $Lw=20, 100\text{mm}$ の場合における空気中の音圧スペクトログラムを示す。実験は水圧 1000mm で行なわれた。図には気泡の可視化写真も示す。可視化写真でみられる一定な黒い横棒は水没管を挟んでいる器具の一部で、本論とは無関係である。

$L_w = 20\text{mm}$ では約 500Hz だけでなく, 1kHz 及び 3kHz 付近に大きな音圧が見られるが, この高周波数音は水没長さが長くなると, 見られない. 気泡の大きさ (縦横平均直径 13mm) から判断する限りでは 500Hz が気泡振動による音と推測される. $L_w = 100\text{mm}$ では約 350Hz に気泡振動による大きな音が見られる. また電気ノイズと見られる低周波数音も見られるが本論では対象外である. 次に Fig. 7 から, $L_w = 20\text{mm}$ の場合, 気泡振動の発生は 45ms であるのに対して, $L_w = 100\text{mm}$ の場合, 55ms と遅れている. また写真から, L_w を長くするとクレータ下部に形成された数珠繋ぎの気泡が長くわかる. 本論では示していないが, さらに L_w を長くしてもクレータ下部の気泡長さの増長は見られず, また発生音の遅れも見られなかった. これらのことから, 気泡振動音の発生時刻はクレータ下部の気泡長さに関係している. 実用的には, 基礎研究結果より水没長さをむやみに長くすることは水没管部のタンクを深くすることになるので, 100mm 以下としている.

次に, 水没長さ L_w と気泡振動周波数との関係を調べた. Fig. 8 に水圧 250mm と 1000mm について空気中に放射した気泡音の周波数を L_w の関数として示す. 図から L_w が長くなると, 気泡振動による発生音の周波数は低くなる. しかし L_w が 100mm 以上になると, 気泡音の周波数はそれ程低下しない. また水圧が大きくなると, Fig. 6 で示したように, 気泡振動による発生音の周波数はさらに低くなる.

以上の気泡の可視化と発生音の関係から, 下記のことが考えられる. 水没管が無い場合, 最初に落下した水滴で形成された水面下部のクレータは, 落下した水滴の運動エネルギーにより決まり, この半径は実験によると, $H = 1000\text{mm}$ の場合 18mm であった. 即ち, 水没管の半径は 15mm であるので, 水没管を設けると, この水面下部のクレータは変形する. 管を設けることにより, 水滴の陥入を妨げる水面の動きが弱くなる. 次々に形成される気泡は, 管により横方向への広がりが抑えられ, 慣性により気泡は下方向に次々に形成されていく. 20mm 管のように管が短い場合, 管下からはみ出た気泡は管の横方向にも働くので, 管が無い場合と同様に, 気泡は横方向に広がる性質を持つ. それ故, 気泡群の影響はあるにせよ, 単一の気泡に近い振動周波数で振動する. 管が長くなると気泡群はさらに下方向に長くなり, 振動周波数も低くなる. このことについて, Omta¹⁵⁾, D'agostino¹⁶⁾, 高比良¹⁷⁾等は振動を支配する物理が, 有限のボイド率をもつ気泡群の共振に変化し, それゆえ気泡群の固有振動周波数が, 単一気泡に比べて低くなると, 説明している. 100mm 程度の水没管長さになると, 気泡群は水面から 65mm ないし 70mm 程度まで伸び, 共振周波数も大体一定になってくる. そのことにより 200mm に管を長くしたとしても, 共振周波数は 100mm の場合と同程度となる. 水圧 H が強くなると, 気

泡は大きくなり, また水深方向への慣性が大きいので気泡長さも長くなる. それ故, 共振周波数も下がる.

Fig. 7 Sound spectrogram radiated from resonance pipe for $L_t = 0\text{mm}$, $H = 1000\text{mm}$.

Fig. 8 Frequency of air-bubble vs. pipe depth in the water Lw , $Lt = 0$ mm.

5. 共鳴管 Lt を有する場合の発声音

Fig. 9 に $(Lt, Lw) = (200, 20)$ での音圧の時間変化を示す。縦軸は電圧 (1 目盛り: 1V) で示している。水滴が落下して 6ms 後に約 2.5ms 周期の音が発生している。この周期は一端閉口他端開口の共鳴管長さの共鳴音 (基音約 400Hz) に相当する。図から $Lt = 0$ と異なり、水滴が落下した瞬間後に共鳴管長さによる共鳴音が発生している。この理由は、水滴が水面に衝突した瞬間から気泡振動が発生するまでの微弱強度音源が、共鳴管に影響したものと思われる。45ms 頃クレータから気泡が切り離されて (Fig. 9 の写真 (c) 参照), 気泡振動が生じ、倍音を含む共鳴管による共鳴音が発生する。この共鳴音は 90ms 程度から、時間経過とともに徐々に減衰し、160ms からは不明瞭である。

Lw を 100mm に長くしたときの結果を Fig. 10 に示す。 Lw を長くすると、主水滴が水面に衝突した初期での共鳴管による共鳴音は $Lw = 20$ に比べて小さくなるのがわかる。この音の強弱は水没長さに依存していると思われる。また水没長さが長くなると、水没長さが短い場合に比べて、気泡振動は遅れて発生する。55ms 付近で気泡が切れて (Fig. 10 の写真 (d) 参照), 気泡振動が生じ、約 400Hz の正弦波の共鳴音が発生している。更に共鳴音は約 230ms まで持続している。即ち、水没長さを長くすると、共鳴管の共鳴を長時間維持できる。また Fig. 7 で述べたように、共鳴管を設けた場合も水没長さ Lw が長くなると、気泡振動音は遅れることがわかる。

6. Lw が平均音圧スペクトルに及ぼす影響

6.1 共鳴管がない場合の音圧スペクトル

Fig. 11 に水没長さ Lw による音圧スペクトルの変化を示す。縦軸の SPL は音圧レベル (Sound pressure level) である。実験結果はジェットを水面に 20 回落下して発生したそれぞれの音圧のスペクトルを加算平均したものである。また電磁弁に作用する水圧は 9.8kPa ($H = 1000$ mm) である。図から水没長さ Lw が長くなると、前章で説明し

たように、主要周波数成分が低周波数側にシフトすることがわかる。

(a)5ms (b)35 (c)45 (d)75 (e)90 (f)130

Fig. 9 Sound pressure with the passage of time, $(Lt, Lw) = (200\text{mm}, 20\text{mm})$.

(a)5ms (b)15 (c)45 (d)55 (e)105 (f)135

Fig. 10 Sound pressure with the passage of time, $(Lt, Lw) = (200\text{mm}, 100\text{mm})$.

Fig. 11 Effect of pipe depth L_w on the sound pressure spectra, $L_t = 0$ mm.

6.2 共鳴管からの放射音

Fig. 12 に $L_t = 200$ mm の共鳴管, $L_w = 20, 100$ mm の水没管による放射音の音圧スペクトルを示す. 実験結果 (Exp) は Fig. 11 と同様にジェットを水面に 20 回落下したときの音圧スペクトルの平均値である. 図には計算値 (Cal) も示す. 計算結果は Fig. 11 に示した $L_t = 0$ mm の音圧スペクトルの発生音が音源となって, 次式の共鳴管に関する気柱共鳴²⁾ の計算値がプラスされたものである.

$$RL = -10 \log_{10} (\cos^2 k(l + \Delta l)) \quad (4)$$

但し, $\Delta l = 0.6d/2$, k は波長定数, l は水面から管の開口端までの長さ (共鳴部長さ), d は共鳴管の直径である. Fig. 12 の $L_w = 20$ mm と 100 mm に対する各計算値は, 実験値と厳密には一致しないが定性的には一致しており, 共鳴管からの放射音の現象をよく説明できる. 具体的に述べると, 基音 (約 400 Hz) の実験値では $L_w = 100$ mm の音圧レベルが $L_w = 20$ mm より大きい, 計算値も同様な現象を示す. 一方, 第 3 モード (1200 Hz) 及び第 5 モード (約 2000 Hz) の実験値を見ると, $L_w = 100$ mm の場合は $L_w = 20$ mm に比べピーク点が若干 (60 Hz 程度) 高周波側にシフトしている. すなわち L_w を長くすると, 見かけ上共鳴音全体が高周波数側に移動する. こうした現象は計算値でも同様の結果が得られている.

Fig. 12 Radiated sound from the resonance pipe, $L_t = 200$ mm.

このことから, $L_t = 0$ mm での音圧スペクトルが共鳴管出口からの放射音を決めることがわかる. また音源の音は気泡振動に主に支配されるので, この気泡振動の音圧スペクトルが得られれば, 共鳴管からの放射音も決まる.

7. 結び

水没長さが共鳴管からの放射音に及ぼす影響を可視化と音響測定から研究した. その結果次の事がわかった.

- (1) 共鳴管からの放射音は気泡振動による発生音が主音源で, この音源と管の気柱共鳴モードの周波数によって決まる.
- (2) 水没長さを長くすることによって, クレータ下部に形成される気泡が長くなり, そのことにより気泡振動の発生が遅れる.
- (3) 音源の周波数は水没管がない場合, 1 個の気泡振動が主音源であるが, 水没長さが長くなると気泡群の共鳴周波数が支配的となり, それ故音源の主要周波数成分は低周波数側にシフトされる.

本研究にご協力いただいた 2007 年度当時の院生 (現在, 三島光産 (株) 勤務) の大竹一慶氏と, 学部生 (現在, 南西機械 (株) 勤務) 中重友和氏に感謝の意を表します.

参 考 文 献

- 1) 中園与一: 楽器, 特許第 3460670, (2003).
- 2) 中園与一・高山明久: 雨垂れを利用した楽器の開発, 産業技術教育学会誌, 45 巻 4 号 (2003) pp.183-189.
- 3) Minnaert, M.: On musical air-bubbles and the sound of running water, Phil. Mag. Vol.16 (1933) pp.235-248.
- 4) Frantz, G.J.: Splashes as sources of sound in liquids, J. Acoust. Soc. Am., Vol.31 (1959) pp.1080-1096.
- 5) Pumphrey, H.C. & Crum, L.A.: Free oscillations of near-surface bubbles as a source of the underwater noise of rain, J. Acoust. Soc. Am., Vol.87 No.1 (1990) pp.142-148.
- 6) Oguz, H. N., Prosperetti A. & Kolani A. R.: Air entrapment by a falling water mass, J. Fluid Mech. Vol.294 (1995) pp.181-207.
- 7) 森康夫・水上雅人・武士保健: 剛球または水滴の水面への落下及び水流により発生する音の研究, 機械学会論文集 (B 編), 57 巻 487 号, (1987) pp.181-207.
- 8) 岩瀬照雄: 伝統の仕掛け音 (水琴窟の音を中心として), 騒音制御, 24 巻 3 号 (2000) pp.198-201.
- 9) 富田幸雄: 伝統技芸「水琴窟の音発生原理と試作研究」, 産業技術教育学会 H15 年度機械分科会研究発表要旨集, (2003) p.1.
- 10) Tomita, Y. Saito, T. & Ganbara, S.: Surface breakup and air bubble formation by drop impact in the irregular entrainment region, J. Fluid Mech. Vol.588 (2007) pp.131-152.
- 11) Watanabe, Y.: Analytical study of acoustic mechanism of "Suikinkutsu", Japanese Journal of Applied Physics, Vol.43 No.9A (2004) pp.6429-6443.
- 12) Strasberg, M.: The pulsation frequency of nonspherical gas bubble in liquids, J. Acoust. Soc. Am., Vol.25 No.3 (1953) pp.536-537.
- 13) 大竹一慶・中園与一・松本欣也: 水没長さが水の楽器の音響特性に及

- ぼす影響, 産業技術教育学会九州支部論文集, 15 巻 (2007) pp.7-13.
- 14) 中園与一: 初めて学ぶ人の流体力学, 三恵社, (2003) p.117.
- 15) Omta, R. : Oscillations of a cloud of bubbles of small and not so small amplitude, J. Acoust. Soc. Am., Vol.82 No.3 (1987) pp.1018-1033.
- 16) D'agostino, L. & Brennen, C. E. : Linearized dynamics of spherical bubble clouds, J. Fluid Mech. Vol.199 (1989) pp.155-176.
- 17) 高比良裕之・赤松映明・藤川重雄: 液体中での気泡群の力学 (第 1 報, 理論解析), 日本機械学会論文集 (B 編), 58 巻 548 号 (1992) pp.1262-1282.