한국음향학회지 제41권 제3호 pp. 255~267 (2022)
The Journal of the Acoustical Society of Korea Vol.41, No.3 (2022)
https://doi.org/10.7776/ASK.2022.41.3.255

pISSN : 1225-4428
eISSN : 2287-3775

오리피스형 공기분사기 생성 기포소음 추정 연구

A study on the estimation of bubble noise generated by orifice type bubble generators

박철수,[1†] 정소원,[1] 김건도,[1] 문일성,[1] 김인강[1]

(Cheolsoo Park,[1†] So Won Jeong,[1] Gun Do Kim,[1] Ilsung Moon,[1] and In kang Kim[1])

[1]한국해양과학기술원 부설 선박해양플랜트연구소

(Received March 16, 2022; accepted April 13, 2022)

초 록: 본 논문에서는 오리피스형 공기분사기에서 생성된 기포소음 특성을 고찰하였다. 전반적인 기포소음 특성을 파악하기 위해 Strasberg와 Blake가 각각 제안한 기포소음 스펙트럼을 살펴보았고, 기포소음 계측을 위해 선박해양플랜트연구소의 대형캐비테이션터널에서 공기분사 실험을 수행하였다. 본 실험은 5종의 공기분사기를 이용하여 정지유체 조건과 유동 조건에서 수행되었다. 계측결과로부터 실험 조건에 따른 기포소음 스펙트럼 특성을 관찰하였고, 회귀분석을 통해 기포소음에 대한 인자별 영향을 분석하였다. 끝으로 회귀분석 결과를 기반으로 기포소음 추정식을 제안하였고 제안된 추정식은 계측결과와 잘 일치함을 확인하였다.
핵심용어: 기포소음, 공기분사 실험, 회귀분석, 추정식

ABSTRACT: In this paper, noise characteristics of bubbles created by an orifice-type bubble generator are studied. In order to understand the overall bubble noise characteristics, the bubble noise spectra proposed by Strasberg and Blake, respectively, are examined, and an air injection experiment was performed in the large cavitation tunnel of KRISO to measure the bubble noise. The experiments were performed under a quiescent condition and flow conditions using 5 types of air bubble generator. From the measurement results, the characteristics of the bubble noise spectrum according to the experimental conditions are observed, and the effect of each parameter on bubble noise is analyzed by regression analysis. Finally, empirical models based on the regression analysis for bubble noise are presented, and it is confirmed that the estimated bubble noise is in good agreement with the measured results.
Keywords: Bubble noise, Air-bubble injection experiment, Regression analysis, Empirical model

PACS numbers: 43.30.Jx, 43.30.Zk

I. 서 론

최근 인위적으로 발생한 수중소음이 해양 생태계에 미치는 악영향에 대한 우려가 커지고 있다.[1] 대표적인 인위적 수중소음으로써 해양구조물의 설치/운용/해체 및 선박의 운항 시 발생하는 소음을 들 수 있다.[2] 이러한 인위적인 수중소음을 줄이기 위한 노력의 일환으로 기포의 음향감쇠 특성이 활용되고 있다. 해양구조물의 파일링 작업 시 발생하는 충격파의 수중 전파를 막기 위해 파일 주위에 기포커튼이 설치되었고,[3] 함정의 경우 선박 내부 기계류에 의한 진동이 선체를 통해 수중으로 전파하는 것을 막기 위해 선체 표면을 따라 기포층을 형성하는 에어마스커 시스템이 적용되기도 하였다.[4]

Park *et al.*[5-7] 은 일련의 연구를 통해 기포층의 음향감쇠 성능은 기포층을 구성하고 있는 기포들의 분포

†**Corresponding author:** Cheolsoo Park (parkcs@kriso.re.kr)
Korea Research Institute of Ships & Ocean Engineering, 32 Yuseong-daero 1312 beon-gil, Yuseong-gu, Daejeon 34103, Republic of Korea
(Tel: 82-42-866-3465, Fax: 82-42-866-3449)

Copyright ⓒ 2022 The Acoustical Society of Korea. This is an Open Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

특성[기포 크기, 기포율, 기포층 두께 등]에 따라 달라지며, 그 중에서 기포층 음향 삽입손실의 주파수 특성과 밀접한 관련이 있는 기포의 크기는 기포 생성기의 제원과 유입된 공기유량, 그리고 주변 유체의 환경 특성 등에 따라 달라짐을 기술한 바 있다. 이렇듯 기포는 소음을 저감하는 특성도 있지만 그 자체로 소음을 유발하는 소음원이 되기도 한다. 유동 중 캐비테이션에 의한 소음은 많은 연구가 이루어진 반면 에어마스커 등에서와 같이 비공동 기포에서 발생하는 소음에 대해서는 상대적으로 연구 결과가 많지 않다.[8]

기포에서 발생하는 소음에 대한 논의는 Minnaert[9]로부터 시작되었다. Minnaert는 유동 내의 기포는 진동하면서 소리를 내며, 그 때 주파수는 공진주파수에 해당함을 보였다.

Strasberg[10]는 기포의 형태에 상관없이 기포의 0차 모드 진동에서 가장 큰 음압이 발생함을 보인 바 있다. 0차 모드 진동은 부피의 변동을 의미하는데 기포의 진동은 기포가 기포생성기에서 떨어져 나가면서 생성될 때, 하나의 기포가 여러 개의 기포로 쪼개질 때 그리고 여러 개의 기포가 하나의 기포로 합쳐질 때 발생한다. 본 논문에서는 각 경우에서 발생하는 소음을 각각 기포의 생성소음(formation noise), 분해소음(break-up noise) 그리고 병합소음(coalescence noise)으로 칭한다. 또한 Strasberg는 하나의 기포가 생성될 때 발생하는 음압의 파형과 크기를 이론적으로 유도하였고, 이를 실험 결과와 비교하였다.

Blake[11]는 Strasberg[10]가 유도한 음압의 파워 스펙트럼을 논하였고 새로운 파워 스펙트럼을 제시하였다. Strasberg는 기포의 생성, 분리, 병합 시 발생하는 기포의 진동을 "질량-댐퍼-스프링 시스템"에서 스프링을 당긴 채 잡고 있다가 $t=0$에서 손을 놓았을 때의 진동 문제로 보았다. 손을 놓았을 때부터 스프링이 움직이는 것과 같이 기포도 생성(또는 분리, 병합)되는 순간 부피 진동을 시작하며 이에 따른 기포소음이 발생한다는 것이다. 따라서 본 문제는 초기 조건이 존재하는 비강제 댐퍼 진동[12] 문제로 볼 수 있다. Strasberg의 파워스펙트럼은 공진주파수(ω_0) 이하의 주파수(ω)에서는 그 크기가 ω^4에 비례하고 공진주파수보다 훨씬 높은 주파수에서는 일정해지는 ($\sim\omega^0$) 특성을 보인다. Blake는 본 문제를 강제 댐퍼 진동[12] 문제로 간주하였고, 외력항을 기포 형성에 필요한 초과압력(excess pressure) 크기의 계단함수로 정의한 후 기포소음의 파워스펙트럼을 유도하였다. Blake의 파워스펙트럼은 Strasberg와 달리 공진주파수(ω_0) 이하의 주파수(ω)에서는 그 크기가 ω^2에 비례하고 공진주파수보다 훨씬 높은 주파수에서는 ω^{-2}에 비례한다.

Frizell와 Arndt[8]는 관통된 바늘을 이용한 기포 생성 실험을 통해 기포소음을 계측하였다. 본 실험에서는 기포 생성 피크 음압이 Strasberg가 예측한 음압에 비해 약 40 dB 작게 계측되었다. Frizell과 Arndt는 계측값과 예측값의 큰 차이의 원인으로 기포 생성과정에서 초과압력은 일정하다는 Strasberg의 가정에 주목하였다. 기포벽에서의 에너지 균형을 이용해 새로운 기포 부피속도를 제시하였고 이로부터 추정된 피크 음압은 계측 결과와 잘 일치함을 보였다.

Myer와 Marboe[13]는 2차원 수중익 단면에 20개의 지름 1.2 mm의 오리피스 분사홀과 지름 100 micron 이하의 천공된 다공성 평판을 각각 설치한 후 시간당 공기 유량(q)과 주변 유속(u)의 변화에 따른 기포 생성 소음을 계측하였다. 다공성 평판에 의한 기포소음이 오리피스 배열에 의한 기포소음에 비해 특히 저주파 영역에서 낮은 레벨을 보였는데 이는 다공성 매질을 통해 분사되는 공기 제트의 운동량이 오리피스 배열에 비해 작은데 기인하는 것으로 파악하였다. 한편 기포소음 파워스펙트럼의 형태는 Blake의 예측과 같이 ω^{-2}을 따르는 것으로 파악되었다. 또한 계측된 소음 준위는 $u^m q^n$에 비례하는 것으로 나타났다. 이 때, 다공성 평판에서는 m과 n은 각각 2와 0.25였고 오리피스 배열에서는 각각 3~4의 범위와 0.75로 추정되었다. 따라서 유동장 내에서 기포생성 소음은 주로 유속에 따라 달라지는 것으로 판단할 수 있다.

본 연구는 에어마스커의 오리피스형 공기분사홀 배열에서 생성된 기포의 소음 특성 분석과 경험적 추정식 도출을 목적으로 한다. 본 논문의 구성은 다음과 같다. 제 II장에서는 Strasberg와 Blake가 각각 제안한 기포소음 스펙트럼을 살펴보았고, 제 III장에서는 대형캐비테이션터널에서 수행된 공기분사 실험

에 관해 설명하였고 기포소음 계측결과를 분석을 통해 추정된 경험식을 제시하였다. 끝으로 제 IV장에서 요약 및 결론을 맺었다.

II. 기포소음 스펙트럼

기포의 크기 변동과 주변 유체의 압력 변동이 크지 않다면 유체장 내에서 기포의 진동은 다음의 선형 방정식으로 표현될 수 있다.[11]

$$\frac{\rho_0}{4\pi R_0}\left(\ddot{v}+\omega_o\delta_T\dot{v}+\omega_o^2 v\right)=-p(r,t). \tag{1}$$

위 식에서 R_0, ω_0 그리고 ρ_0는 각각 평형 상태에서의 기포의 반지름과 공진주파수, 유체의 밀도를 나타낸다. δ_T는 기포의 댐핑상수이고 p와 v는 각각 매질 압력과 기포 부피의 섭동량을 의미한다. 한편, 단극 음원인 기포의 부피변화로부터 발생하는 음압(p_a)은 다음과 같다.

$$p_a(r,t)=\frac{\rho_0\ddot{v}\left[t-(|\vec{r}|-R)/c_0\right]}{4\pi|\vec{r}|}. \tag{2}$$

위 식에서 $\vec{r}$은 수음점이고 R은 기포의 순간 반지름을 의미하며 c_0는 유체 매질의 음속이다. $(r-R)/c_0$는 기포 표면에서 수음점까지 음이 전파되는 지연시간이다.

Strasberg[10]는 공기 분사홀로부터 기포가 떨어져 나가는 시간이 아주 작다면 외부압력의 변동량은 무시될 수 있을 것으로 가정하였다. 즉, Eq. (1)에서 $p(r,t)\approx 0$이므로 Eq. (1)은 다음과 같이 된다.

$$\ddot{v}(t)+\omega_o\delta_T\dot{v}(t)+\omega_o^2 v(t)=0,\ \text{for}\ t\geq 0. \tag{3}$$

Eqs. (2)와 (3)에 Fourier 변환을 취하고 정리하면 파워스펙트럼($\Phi_{p_ap_a}(\omega)=\lim_{T\to\infty}\frac{2\pi}{T}|p_a(\omega)|^2$)을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\Phi_{p_ap_a}=\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\left(\frac{\omega^2\rho_0}{4\pi r}\right)^2\frac{\left(\dot{v}(0)+\omega_o\delta_T v(0)\right)^2+\omega^2 v(0)^2}{2\pi\left[\left(\omega_o^2-\omega^2\right)^2+\delta_T^2\omega_o^2\omega^2\right]} \tag{4}$$

본 식은 하나의 기포에 대한 것으로, 시간 T동안에 N_b개의 기포가 생성될 때 단위 시간당 기포 생성 빈도(기포 생성 주파수, f_b)는 $f_b=\lim_{T\to\infty}\frac{N_b}{T}$ 으로 정의된다. 또한 여러 분사홀에서 발생된 기포의 소음은 서로 독립적이므로 분사홀의 개수(N_h)를 고려하면 기포의 방사소음 파워스펙트럼은 다음과 같다.

$$\Phi_{p_ap_a}=\frac{N_h f_b}{2\pi}\left(\frac{\omega^2\rho_0}{4\pi r}\right)^2\frac{\left(\dot{v}(0)+\omega_o\delta_T v(0)\right)^2+\omega^2 v(0)^2}{\left(\omega_o^2-\omega^2\right)^2+\delta_T^2\omega_o^2\omega^2}. \tag{5}$$

Strasberg는 기포가 분사홀에서 성장할 때 기포의 벽속도, 즉 $\dot{R}$는 일정하다고 가정했다. 또한, Eq. (1)의 우변항을 기포의 성장에 필요한 초과압력(P_+)으로 정의하였고, 이는 기포의 반지름이 분사홀의 반경(r_o)과 같을 때 표면장력에 해당한다고 보았다. 즉, $P_+=2S/r_o$이다. 따라서 다음의 Rayleigh-Plesset 방정식으로부터

$$\ddot{R}R+\frac{3}{2}\dot{R}^2=\frac{P_+}{\rho_0}, \tag{6}$$

$\dot{R}=\sqrt{2P_+/(3\rho_0)}$가 된다. 또한 $\dot{V}=4\pi R^2\dot{R}$이므로 $\dot{v}(0)=4\pi R(0)^2\sqrt{2P_+/(3\rho_0)}$이다. 한편, 기포의 크기에 비해 섭동량은 작다고 가정하였으므로 $v(0)=0$이다. 이상의 초기 값을 Eq. (5)에 대입하면 Strasberg가 제안한 파워스펙트럼은 다음과 같다.

$$\Phi_{p_ap_a}^{S}=\left(\frac{N_h f_b}{3\pi|\vec{r}|^2}\right)\left(\frac{P_+\rho_0 R(0)^4\omega^4}{\left(\omega_o^2-\omega^2\right)^2+\delta_T^2\omega_o^2\omega^2}\right). \tag{7}$$

Blake[11]는 본 문제를 강제 댐퍼 진동 문제로 간주하였다. 이 때, 초기조건은 $v(0)=\dot{v}(0)=0$으로 가정하였고 외력 항을 계단함수로 정의하였다. 따라서 Eq. (1)은

$$\frac{\rho_0}{4\pi R_0}\left(\ddot{v}+\omega_o\delta_T\dot{v}+\omega_o^2 v\right)=P_+(t), \tag{8a}$$

$$P_+(t)=\begin{cases}P_+, \text{ for } -\tau/2\le t\le \tau/2\\ 0 \quad , otherwise\end{cases} \tag{8b}$$

이 된다. Eqs. (2)와 (8)의 양변에 Fourier 변환을 취한 후 초기조건을 적용하여 정리하면 다음과 같다.

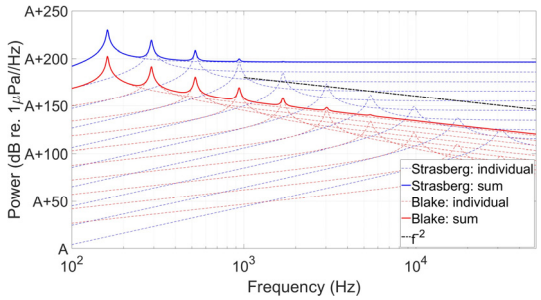
$$|p_a(\omega)|^2=\left(\frac{R(0)P_+}{\pi|\vec{r}|}\right)^2\frac{\omega^2\sin^2(\omega\tau/2)}{\left(\omega_o^2-\omega^2\right)^2+\delta_T^2\omega_o^2\omega^2}. \tag{9}$$

한편, τ가 충분히 길면 사인함수의 제곱평균제곱근이 $1/\sqrt{2}$ 이므로 $\sin^2(\omega\tau/2)\approx 1/2$로 근사될 수 있다. 따라서 Blake가 제안한 기포소음 파워스펙트럼은 다음과 같다.

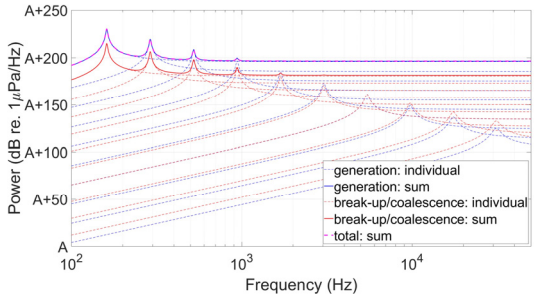
$$\Phi_{p_a p_a}^{B}=\left(\frac{N_h f_b}{\pi|\vec{r}|^2}\right)\left(\frac{R(0)^2P_+^2\omega^2}{\left(\omega_o^2-\omega^2\right)^2+\delta_T^2\omega_o^2\omega^2}\right). \tag{10}$$

앞서 기술하였듯이 Straberg는 기포가 생성되는 순간의 초과압력을 $P_+=2S/r_o$으로 추정하였다. 이와 유사하게 하나의 기포가 두 개의 기포로 분리되거나 두 개의 기포가 하나로 병합될 때 발생하는 표면장력의 변화는 초과압력으로 작용하며 이 경우 초과압력은 기포의 부피가 절반으로 줄어들거나 두 배로 커지므로 $P_+=(\sqrt[3]{2}-1)(2S/R_b)$가 된다. 이 때 R_b는 분리되거나 병합되기 이전의 기포 반지름이다. 기포가 분리되거나 병합될 때 Strasberg의 표면장력 초과압력은 Blake 모델에서도 공히 적용될 수 있다.

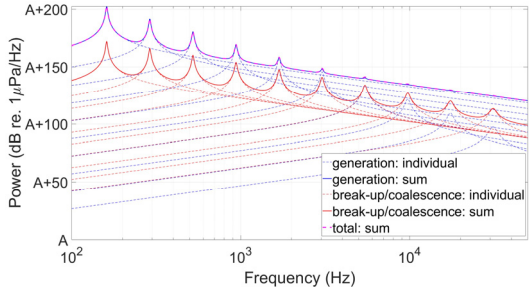
Strasberg와 Blake가 각각 제안한 기포소음 스펙트럼의 특성을 파악하기 위해 시뮬레이션을 수행하였다. 이 때, 생성된 기포의 크기($R(0)$)는 Park *et al.*[7]이 제안한 기법으로 추정하였다. Fig. 1(a)는 기포의 생성시 기포 크기에 따른 Strasberg 모델과 Blake 모델을 비교하여 보여준다. 두 모델에서 N_h, f_b, P_+는 동일하게 설정되었다. Strasberg 모델은 공진주파수 이하에서는 ~f^4의 기울기를 보이고, 공진주파수 이상에서는 ~f^o의 기울기를 따름을 알 수 있다. 피크 크기는 기포의 반지름이 커질수록, 즉 공진 주파수가 낮아질수록 지수적으로 증가한다. 따라서 여러 크기의 기포들이 공존할 경우 크기가 큰 기포에 의한 소음이 지배적일 것이다. Blake 모델은 공진주파수보다 낮은 주파수에서는 ~f^2의 기울기를 보이고, 공진주파수보다 높은 주파수에서는 ~f^{-2}의 기울기를 따른다. Strasberg 모델에서와 마찬가지로 피크 크기는 기포의 반지름이 커질수록 지수적으로 증가한다. 다만 동일한 조건에서 Strasberg 모델이 Blake 모델에 비해 약 30 dB 크게 예측되었다. Fig. 1(b)와 (c)는 각각 Strasberg 모델과 Blake 모델에서 기포 생성소음과 분리소음을 비교하였다. 기포생성과 분리(또는 병합) 과정에서 초과 압력은 각각 공기 분사홀의 크기와



(a) Bubble formation noise spectrum



(b) Bubble formation and break-up noise spectra of Strasberg model



(c) Bubble formation and break-up noise spectra of Blake model

Fig. 1. (Color available online) Comparison of Strasberg's and Blake's bubble noise spectrum models.

생성된 기포의 크기에 따라 달라진다. 그런데 일반적으로는 공기 분사홀의 크기가 기포의 크기보다 훨씬 작기 때문에 Fig. 1(b)와 (c)에서와 같이 생성소음이 분리 소음보다 더 클 것이다. 그러나 공기 분사홀에서 공기가 제트 형태로 분출되거나 주변 유체의 유속이 큰 경우 기포의 성장과 생성에 필요한 초과 압력은 Strasberg 모델과는 다를 것이다. 이와 관련된 논의는 3.2절을 참조 바란다.

III. 공기분사 실험

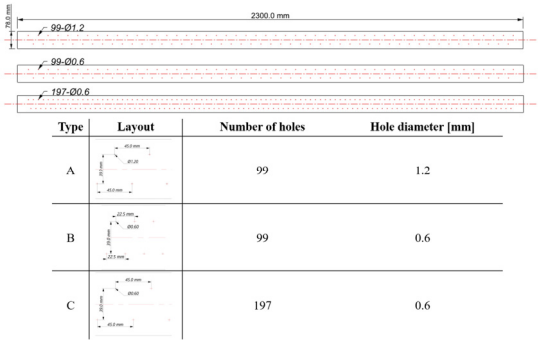
3.1 실험 구성

공기분사 실험은 Korea Research Institute of Ships & Ocean Engineering(KRISO) 대형 캐비테이션 터널(Large Cavitation Tunnel, LCT)에서 수행하였다. 실험은 기포커튼 실험과 에어마스커 실험으로 구성되었다. 기포커튼 실험에서는 3 종류의 공기분사기를 이용하여 기포를 생성하였고 에어마스커 실험에서는 2종류의 공기분사기가 사용되었다. 각 공기분사기의 형상은 Fig. 2와 같고 주요제원 및 실험 조건은 Table 1에 제시하였다. 기포커튼 공기분사기[Fig. 2(a)]는 모형시험의 편의를 위해 케이싱을 제작하여 각 공기분사부를 인접하여 결합하였고, 결합된 공기분사부는 대형터널 바닥에 자중에 의해 고정된다. 실험에서 압축공기는 공기분사부의 양 끝단에서 동시에 공급된다. 12.5 m × 1.8 m × 2.3 m(L × H × B) 크기를 갖는 대형터널 시험부의 중앙에 공기분사부를 설치하고 공기 분사부 한 편에 수중 청음기(Reson TC4033)를 설치하여 공기분사량에 따른 기포소음 특성 변화를 계측하였다. 또한 반대편에는 수중스피커가 설치되었다. 압축 공기는 대형터널에 설치된 공기압축기를 활용하였고, 단위 시간당 공기공급량은 유량계(ALICAT MCR-500 SLPM)에서 제어하였다. 수중 청음기는 길이방향으로는 공기 분사부를 기준으로 0.4 m, 폭 방향은 터널 시험부의 중심, 높이 방향은 터널 시험부 바닥으로부터 0.9 m 떨어진 지점에 위치시켰다. 수중청음기의 신호는 아날로그 필터(Krohn-Hite model 3364)와 DAQ(NI PXI 6115)를 거쳐 컴퓨터에 저장되었다.

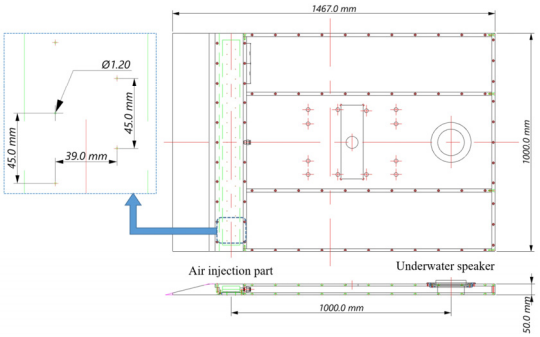
Flat Type 에어마스커 실험은 Fig. 2(b)와 같이 길이 1500 mm, 폭 1000 mm, 두께 50 mm 평판 시험 모형 하

Table 1. Specifications of bubble generators.

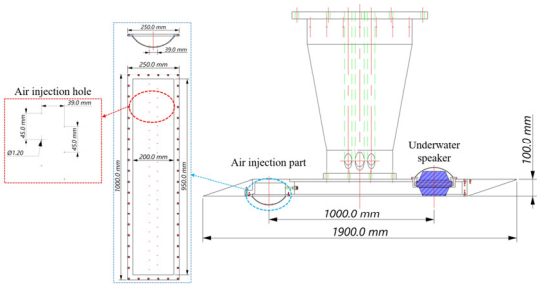
Bubble generator	Bubble curtain			Air masker	
	Type A	Type B	Type C	Flat type	Curved type
Hole diameter [mm]	1.2	0.6	0.6	1.2 mm	1.2 mm
No. of holes	99	197	99	41	41
Hole distance [mm]	45	22.5	45	45	45
Flow speed [m/s]	-			3, 5	0, 3, 5, 7
Air flowrate [l/min]	200, 500			50, 100 300, 500	50,100 200, 300 400, 500



(a) Bubble generator for bubble curtain (Type A, B, C)



(b) Flat type bubble generator installed on the flat plate for air-masker



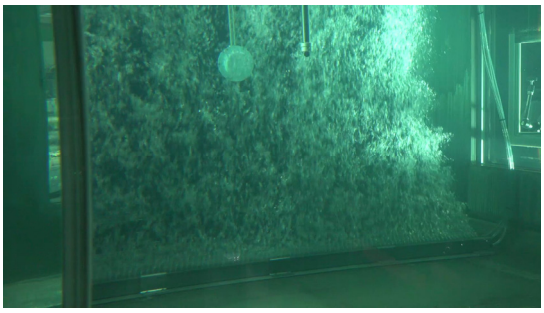
(c) Curved type bubble generator installed on the flat plate for air-masker

Fig. 2. (Color available online) Bubble generator used in the experiment.

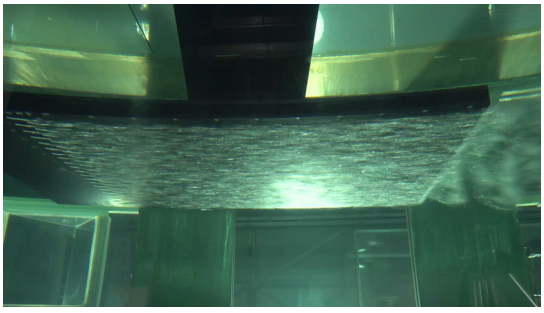
단에 압축공기를 분사 할 수 있도록 구성하였으며, 평판 상단에 스트럿을 부착해서 터널에 고정하였다. 기포소음 계측을 위한 수중 청음기는 터널 바닥에 매립된 B&K 8103을 사용하여 계측하였다.

Curved Type 에어마스커 실험은 Fig. 2(c)와 같이 길이 1900 mm, 폭 1000 mm, 두께 100 mm 평판 시험 모형 하단에 곡면 형태의 공기분사부에서 압축공기를 분사 할 수 있도록 구성하였으며, 평판 상단에 마찬가지로 스트럿을 부착해서 터널에 고정하였다.

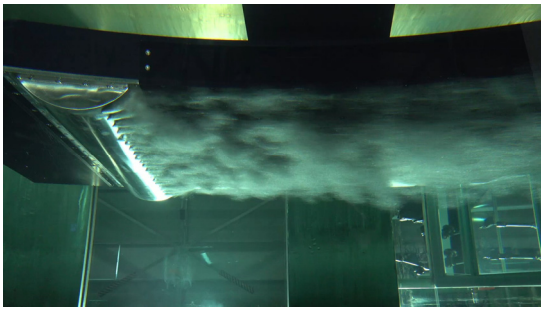
Fig. 3은 각 실험에서 대표적인 기포유동 형상을 보여준다.



(a) Type A bubble curtain bubble generation with air flow rate of 200 l/min



(b) Flat Type air masker bubble generation with air flow rate of 100 l/min at flow speed of 5 m/s



(c) Curved Type air masker bubble generation with air flow rate of 100 l/min at flow speed of 5 m/s

Fig. 3. (Color available online) Bubble generation of different generators.

3.2 기포소음 계측 결과

Fig. 4에는 단위 시간당 공기 분사량이 200 l/min과 500 l/min 일 때 기포커튼 공기분사기에서 발생한 소음의 파워 스펙트럼을 1/3 옥타브 밴드로 나타내었다. 또한 비교 목적으로 f^{-2} 선을 함께 도시하였다. Fig. 4에서 각 조건별 기포소음은 저주파 영역($f < \sim 500$ Hz)과 고주파 영역($f > \sim 1$ kHz)으로 나뉠 수 있다. 고주파 영역에서는 공기홀의 크기와 개수가 가장 적은 Type C의 소음준위가 특히 높았고, 모든 공기분사기에서 공히 공기 분사량이 증가할수록 소음준위가 높아지는 경향을 보인다. 반면에 저주파 영역에서는 Type C의 소음준위가 가장 낮고 Type A와 Type B에서는 공기 분사량이 작을 때 기포소음이 더 큰 영역($f < 200 \sim 300$ Hz)도 존재한다. 고주파 영역에서 기포소음 스펙트럼의 형태는 C Type 500 l/min을 제외하면 $\sim f^{-2}$의 형태를 따르는 것을 확인할 수 있다. Fig. 5에는 한 개의 분사홀에 해당하는 광대역 소음

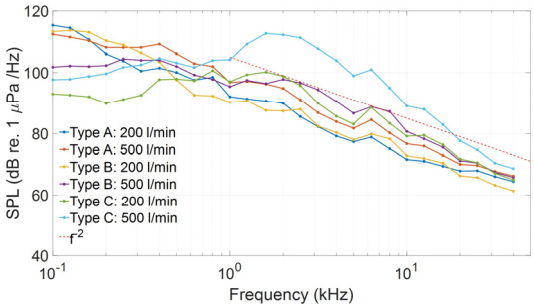


Fig. 4. (Color available online) Measured bubble noise generated by bubble curtain bubble generator Type A, B, C for different air flow rates. A reference line of f^{-2} is also given as a red dotted line.

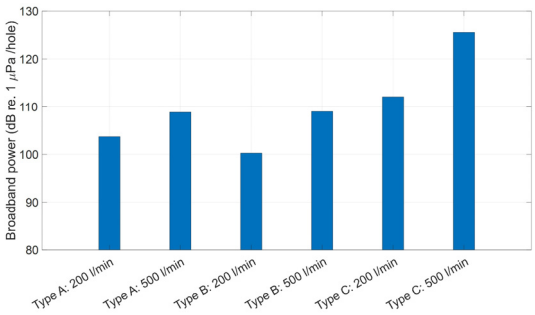


Fig. 5. (Color available online) Broadband bubble noise (1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz) of bubble generators for bubble curtain.

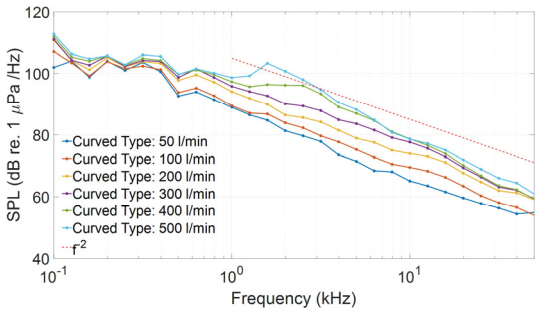


Fig. 6. (Color available online) Measured bubble noise generated by curved type air-masker bubble generator for different air flow rates at quiescent condition. A reference line of f^{-2} is also given as a red dotted line.

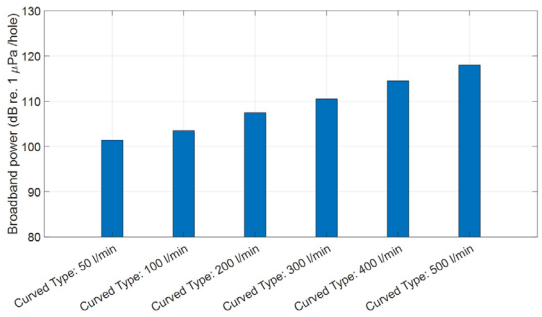
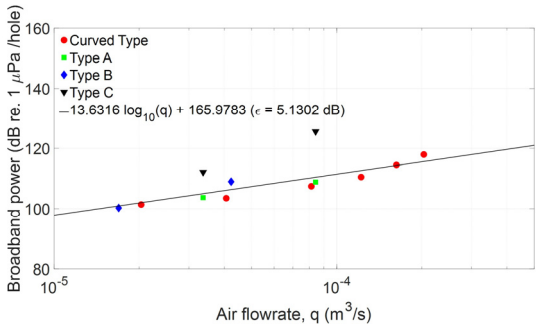


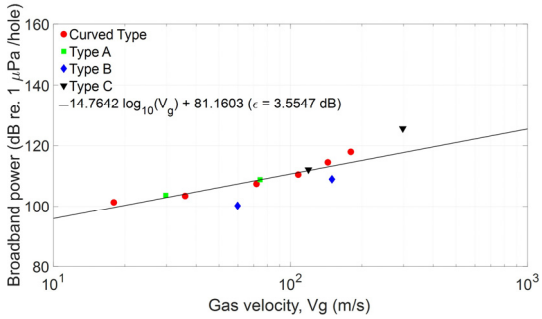
Fig. 7. (Color available online) Broadband bubble noise (1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz) of bubble generators for curved type air-masker at quiescent condition.

준위(1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz)의 환산결과를 제시하였다. 단위 분사홀 당 음향 파워는 기포소음의 무작위 특성을 이용하여 전체 음향 파워를 홀 개수로 나누어서 환산하였다. 그림으로부터 Type A와 Type B의 광대역 소음준위는 유사한 반면 Type C의 소음이 가장 큰 것으로 나타났다. 또한 동일한 공기분사기에서는 공기분사량이 증가할수록 소음이 커지는 것을 알 수 있다.

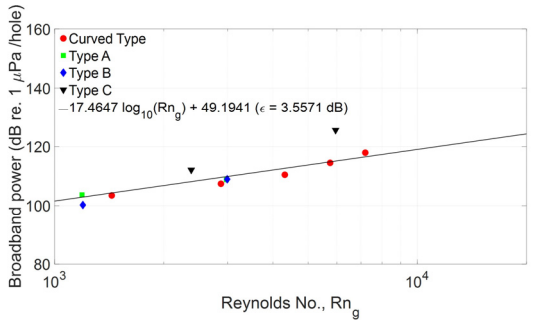
Fig. 6은 유속이 0 m/s(정지유체 조건)일 때 Curved Type 에어마스커에서 발생한 기포소음을 보여준다. 기포커튼의 경우(Fig. 4 참조)와 마찬가지로 저주파 영역과 고주파 영역의 특성이 명확히 구분된다. 저주파 영역($f < \sim 500$ Hz)에서는 공기 분사량에 관계없이 기포소음의 크기가 유사한 반면 고주파 영역($f > \sim 1$ kHz)에서는 공기 분사량에 따른 차이가 명확하게 드러난다. 또한 고주파 영역에서 기포소음 스펙트럼의 형태는 모든 조건에서 $\sim f^{-2}$을 따르고



(a) Regression based on air flowrate



(b) Regression based on gas velocity



(c) Regression based on Reynolds number

Fig. 8. (Color available online) Robust linear regression for broadband bubble noise at quiescent condition (1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz).

있음을 알 수 있다. Fig. 7은 단위 분사홀 당 고주파 영역(1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz) 광대역 소음준위를 보여준다. 그림으로부터 기포소음의 크기는 공기분사량에 비례하는 것을 확인할 수 있다.

이상의 정지유체 조건에서 계측된 기포소음의 공기분사 조건에 따른 특성을 파악하기 위해 단위 홀 당 공기 분사량(q), 공기 분출속도($V_g = 4q/(\pi r_o^2)$, 분사홀 크기를 기준) 그리고 레이놀즈수($Rn_g = a_o V_g/\nu_g$, ν_g는 공기의 점성계수) 등 세 인자를 기준으로 광대역 소음준위의 회귀분석을 수행하였다. Fig. 8은 각 파라미터와 기포소음 사이의 로그 스케일 선형 회귀

분석 결과를 보여준다. 회귀분석에는 특이값의 영향을 덜 받는 로버스트 회귀추정법[14]을 적용하였다. 각 인자 별 회귀식은 Fig. 8의 범례에 나타내었다. Fig. 8로부터 기포소음은 공기 분사량, 공기 분출속도, 레이놀즈수와 각각 로그 선형 관계가 있으며, 그 중에서 공기분사량 기준 회귀오차(ϵ, 제곱평균제곱값)가 5.1 dB로 가장 크고 공기 분출속도와 레이놀즈수 기준 회귀오차는 3.6 dB로 서로 유사하게 추정되었다. 이로부터 공기 분사량과 분사홀의 크기를 동시에 반영하는 인자(공기 분출속도 또는 레이놀즈수)가 기포소음의 특성을 더 잘 반영한다고 볼 수 있다. Fig. 8의 회귀분석 결과에 의하면 1 kHz ~ 50 kHz 광대역 기포소음은 각각의 인자를 기준으로 $|p_a|^2 \sim q^{1.36}$, $|p_a|^2 \sim V_g^{1.48}$ 그리고 $|p_a|^2 \sim Rn_g^{1.75}$의 관계로 나타났다.

제2장에서 기술한 바와 같이 Strasberg 모델과 Blake 모델의 파워스펙트럼 크기는 초과압력 P_+와 기포 생성 주파수 f_b에 따라 달라진다. Strasberg가 제안한 기포 생성 초과압력은 분사홀의 크기에 따른 영향만을 포함하고 있고 공기 분사량에 따른 영향은 고려되지 않았다. 그러나 본 정지유체 실험에서 계측된 기포소음은 분사홀의 크기 뿐만 아니라 공기 분사량에 따른 명확한 차이를 보여주고 있다. 한편, Iguchi와 Chihara[15]는 실험을 통해 오리피스형 공기분사기의 기포 생성주파수를 다음과 같이 추정한 바 있다.

$$f_b = 1.06\left(\rho_0 g^3/S\right)^{1/4}\rho_0^{-1/5}\left(2g^{1/5}r_o\right)^{-1/2}\left(\rho_g q\right)^{1/5}. \quad (11)$$

위 식에 따르면 기포 생성빈도는 분사홀의 크기(r_o)가 작을수록 그리고 단위시간당 공기 분사량(q)이 클수록 늘어나는 것을 알 수 있다. 따라서 공기 분출속도가 클 경우 기포의 생성 빈도수는 늘어나고 기포소음 또한 증가할 것이다. 기포 생성과 달리 기포가 분리될 때 초과압력은 기포의 크기에 따라 달라진다. 따라서 기포 분리 시 기포소음에서 고려할 사항은 기포의 분리 주파수(breakup frequency)가 된다. Martínez-Bazán *et al.*[16]은 난류에서 기포의 분리 빈도를 계측한 바 있다. Martínez-Bazán *et al.*에 의하면 기포의 분리 빈도수는 난류 운동에너지 소산률이

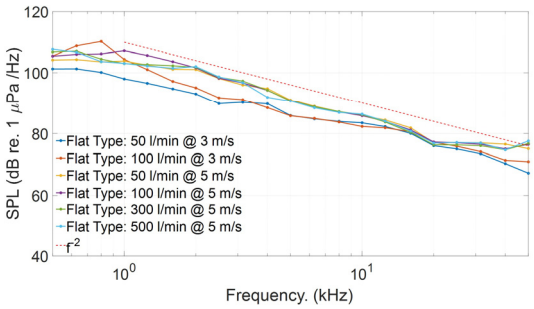


Fig. 9. (Color available online) Measured bubble noise generated by flat type air-masker bubble generator for different air flow rates and flow speeds. A reference line of f^{-2} is also given as a red dotted line.

클수록 증가한다. Fig. 8과 같이 정지유체 조건에서는 기포 주변의 유동은 분출된 공기의 운동에너지와 부력에 따른 기포의 상승 운동에 의해 발생할 것이다. 그런데 부력에 의한 영향은 모든 조건에서 유사할 것이므로 분출된 공기의 운동에너지, 즉, 공기 분출속도가 기포의 분리주파수에 영향을 줄 것이며 결과적으로는 기포소음의 주된 인자가 될 것이다. 이상에서 정지유체 조건에서 기포소음에 영향을 줄 수 있는 인자들을 고찰하였다. 다만 본 논문에서 제시된 계측 데이터에는 기포의 생성과 분리/병합 과정에서 발생하는 소음이 서로 혼재되어 있고 현재의 실험방법으로는 이를 구분하는 데에는 한계가 있다.

다음으로는 유동조건에서 계측결과를 분석하였다. Fig. 9는 유동조건에서 Flat Type 에어마스커의 기포소음을 보여준다. 계측된 소음 스펙트럼은 정지유체조건과 유사하게 $\sim f^{-2}$의 형태를 보이고, 유속별 크기 차이가 명확하게 드러난다. 유속이 증가함에 따라 2 kHz 이상의 주파수 대역에서 소음준위가 증가하였고 기울기 또한 증가한다. 반면에 공기유량에 따른 변화는 상대적으로 크지 않다. Fig. 10은 단위 분사홀 당 고주파영역(1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz) 광대역 소음준위를 보여준다. 유속 3 m/s 조건에서는 공기유량에 따른 변화가 있으나, 유속 5 m/s 조건에서는 전체 소음준위는 증가하지만 공기유량에 따른 변화는 크지 않다.

Fig. 11은 Curved Type 에어마스커의 유속별 기포소음을 보여준다. Flat Type 에어마스커와 동일하게

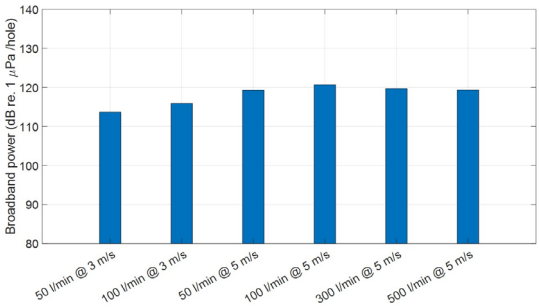
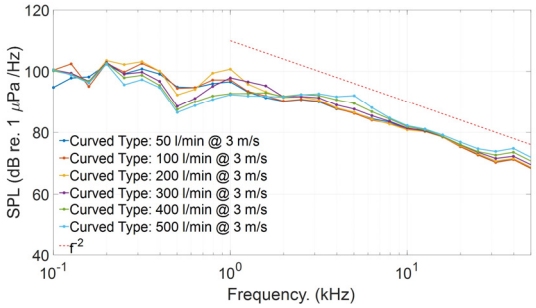
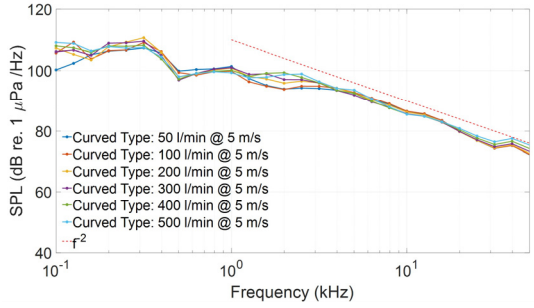


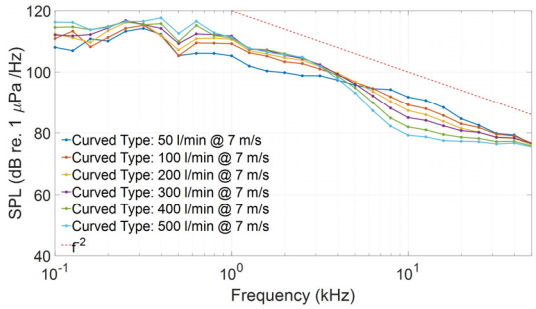
Fig. 10. (Color available online) Broadband bubble noise (1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz) of bubble generators for flat type air-masker at flow condition.



(a) Flow speed of 3 m/s



(b) Flow speed of 5 m/s



(c) Flow speed of 7 m/s

Fig. 11. (Color available online) Measured bubble noise generated by curved type air-masker bubble generator for different air flow rates.

유동조건에서 계측된 소음 스펙트럼은 $\sim f^{-2}$의 형태를 보이고, 동일 유속조건에서 공기유량에 따른

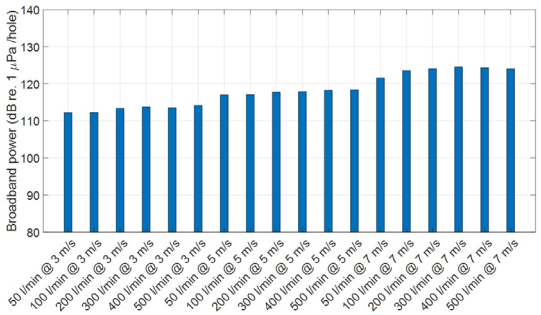
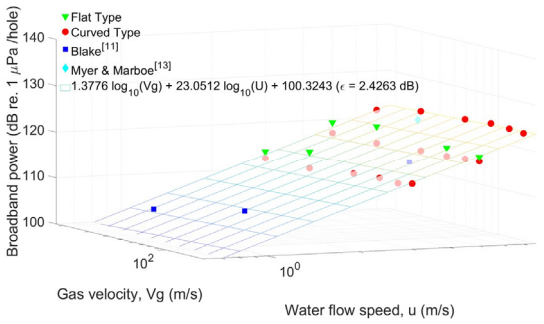


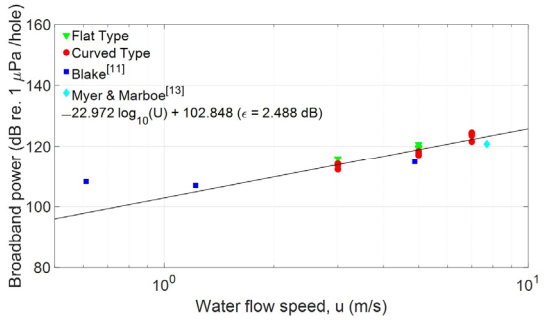
Fig. 12. (Color available online) Broadband bubble noise (1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz) of bubble generators for curved type air-masker at flow condition.

변동량은 크지 않다. 다만, 7 m/s 유속에서는 다른 유속조건과는 달리 10 kHz 영역에서 공기유량이 증가할수록 소음준위가 낮아지는 현상을 보였으나 그 원인은 명확하지 않다. Fig. 12는 단위 분사홀 당 고주파 영역(1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz) 광대역 소음준위를 보여준다. 그림으로부터 Flat Type 결과와 유사하게 유속에 의한 소음준위의 변화가 명확하게 보임을 알 수 있다.

유동조건에서 계측된 기포소음의 공기분사 조건과 유속에 따른 특성을 파악하기 위해 공기분출 속도(V_g)와 유속(u)을 기준으로 회귀분석을 수행한 후 그 결과를 Fig. 13에 제시하였다. 회귀분석에는 정지유체 조건(Fig. 8 참조)에서와 동일하게 로버스트 회귀추정법[14]을 적용하였고 추정된 회귀식은 Fig. 13의 범례에 나타내었다. 한편 본 회귀분석에서 보다 다양한 계측결과를 반영하기 위해 Blake[11]와 Myer and Marboe[13]의 계측결과를 포함시켰다. Blake 데이터는 유속이 0.61 m/s, 1.22 m/s 그리고 4.88 m/s 일 때 단일홀에서 발생한 기포소음 계측결과이고, Myer와 Marboe 데이터는 유속 7.7 m/s 일 때 20개의 공기 분사홀로부터 생성된 기포소음 계측결과이다. Fig. 13(a)는 공기분출 속도와 유속을 모두 고려했을 때 로그스케일 선형 회귀분석 결과를 보여준다. 그림에서 1 kHz~50 kHz 광대역 기포소음은 $|p_a|^2 \sim V_g^{0.14} u^{2.31}$의 관계로 추정되었으며, 이 때 회귀오차는 약 2.4 dB이다. 따라서 유동조건에서 기포소음은 주로 유속의 영향을 크게 받는 것으로 볼 수 있다. Fig. 13(b)는 유속을 기준으로 수행된 회귀분석 결과이다. 그림으로부터 유속과 광대역 기포소음의 관계는 $|p_a|^2 \sim u^{2.30}$



(a) Regression based on gas velocity and flow speed



(b) Regression based on flow speed

Fig. 13. (Color available online) Robust linear regression for broadband bubble noise at flow condition (1 kHz $\leq f \leq$ 50 kHz).

으로 추정되었고 회귀오차는 약 2.5 dB로서 추정 결과가 유속과 공기 분출속도를 동시에 고려한 Fig. 13(a)와 유사하다. Myer와 Marboe[13]는 유동조건에서 기포가 생성될 때 정지유체 조건보다 더 적은 양의 에너지가 필요하다고 언급하였다. 또한 Blake 모델에서 공기 제트로부터 기포가 생성될 때 초과압력은 공기 동압력, 즉 $P_+ = \frac{1}{2}\rho_g V_g^2$가 타당하다고 기술하였다. 한편 Martínez-Bazán *et al.*[16]에 의하면 기포의 분리 현상은 난류 운동에너지 소산률이 클수록 활발한 것으로 나타났다. 본 연구에서는 유동 계측이 수행되지 못했지만 Sutardi[17]가 풍동에서 계측한 평판시험 결과에 따르면 난류 운동에너지 소산률과 유속은 비례하였다. 따라서 Fig. 13(a)에서 공기 분출속도의 영향은 유속에 비해 극히 작으므로, Fig. 13(b)에서 작은 오차를 보인 유속 1.22 m/s 이상의 유동조건에서는 기포의 생성에 의한 기포소음 보다는 기포가 분리될 때 기포소음이 더 큰 것으로 추정할 수 있다.

3.3 기포소음 추정식

3.2절의 기포소음 회귀분석 결과로부터 기포소음 추정식을 유도하였다.

정지유체 조건에서 기포소음 준위의 주파수 의존성은 $\sim f^{-2}$이고 $10^*\log10\left(\int_{1kHz}^{50kHz} f^{-2}df\right) = -30.1$이므로, 공기 분사량에 대한 회귀식으로 부터 단위 분사홀 당 기포소음은 다음과 같이 추정된다.

$$L_{p_a}(f,q) = 196.1 + 13.6\log_{10}\left(\frac{q}{1\,m^3/s}\right) - 20\log_{10}\left(\frac{f}{1\,Hz}\right). \tag{12}$$

마찬가지로 공기 분출속도와 레이놀즈수에 대한 기포소음 추정식은 각각 다음과 같다.

$$L_{p_a}(f, V_g) = 111.2 + 14.8\log_{10}\left(\frac{V_g}{1\,m/s}\right) - 20\log_{10}\left(\frac{f}{1\,Hz}\right). \tag{13}$$

$$L_{p_a}(f, Rn_g) = 79.3 + 17.5\log_{10}(Rn_g) - 20\log_{10}\left(\frac{f}{1\,Hz}\right). \tag{14}$$

유동 조건에서 기포소음 준위의 공기 분출속도와 유속에 대한 단위 분사홀 당 기포소음 추정식은 다음과 같다.

$$L_{p_a}(f, V_g, u) = 130.4 + 1.38\log_{10}\left(\frac{V_g}{1\,m/s}\right) + 23.1\log_{10}\left(\frac{u}{1\,m/s}\right) - 20\log_{10}\left(\frac{f}{1\,Hz}\right). \tag{15}$$

끝으로 유속에 대한 기포소음 추정식은 다음과 같다.

$$L_{p_a}(f, u) = 132.9 + 23.0\log_{10}\left(\frac{u}{1\,m/s}\right) - 20\log_{10}\left(\frac{f}{1\,Hz}\right). \tag{16}$$

위 추정식은 단위 분사홀 당 기포소음 스펙트럼 $(dBre.1\mu Pa/Hz/hole)$이다. 따라서 분사홀의 개수가 N_h개일 때 위 추정식에 $10\log10(N_h)$을 더한다.

Fig. 14에는 계측된 기포소음과 추정 결과를 비교

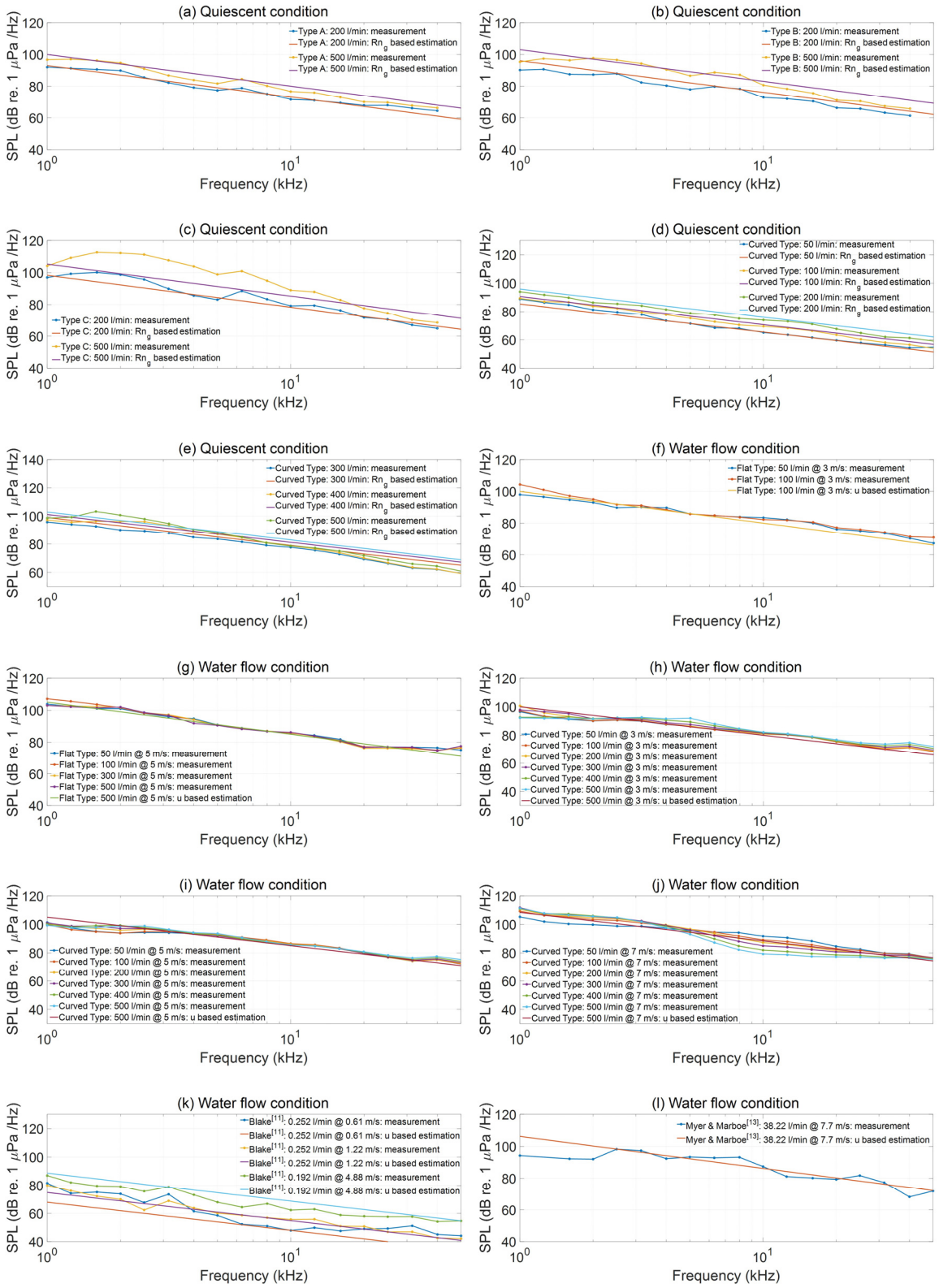


Fig. 14. (Color available online) Bubble noise estimation results compared with measured noise under the quiescent condition [(a)–(e)] and water flow conditions [(f)–(l)].

하였다. 정지유체 조건[Fig. 14(a)~(e)]은 Eq. (13)의 레이놀즈수 기반 추정식을 이용하여 추정하였고 유동 조건[Fig. 14(f)~(l)]은 Eq. (15)의 유속 기반 추정식을 적용하였다. Fig. 14로부터 제안된 추정식과 계측 결과는 잘 일치하는 것을 확인하였다.

IV. 결 론

본 논문에서는 기포를 이용한 수중소음 저감을 목적으로 널리 활용되고 있는 오리피스형 공기분사기를 대상으로 기포소음 특성에 관해 논하였고, 실험 결과를 바탕으로 한 기포소음 추정식을 제안하였다.

Strasberg와 Blake가 각각 제안한 기포가 생성되고 분리(또는 병합)될 때 발생하는 소음 스펙트럼 특성을 살펴보았다. Strasberg 모델과 Blake 모델은 공진주파수 이하에서는 각각 $\sim f^4$과 f^2의 기울기를 보이고, 공진주파수 이상에서는 각각 $\sim f^o$과 f^{-2}의 기울기를 따름을 확인하였다. 두 모델에서 피크 크기는 공히 공기 기포의 반지름이 커질수록 지수적으로 증가하나 동일한 조건에서 Blake 모델에 비해 Strasberg 모델이 약 30 dB 크게 예측되었다.

대형터널에서 기포커튼과 에어마스커 공기분사 실험을 수행하였다. 계측된 기포소음은 모든 시험조건에서 1 kHz 이상의 고주파 대역에서는 $\sim f^{-2}$의 스펙트럼 형태를 보였다. 1 kHz ~ 50 kHz 대역의 광대역 기포 소음을 대상으로 인자 별 회귀분석을 수행하였다. 정지유체 조건($u = 0$ m/s)에서는 단위 시간당 공기 분사량(q), 공기 분출속도(V_g) 그리고 레이놀즈 수(Rn_g)를 기준으로 회귀분석 결과 각각 $|p_a|^2 \sim q^{1.36}$, $|p_a|^2 \sim V_g^{1.48}$ 그리고 $|p_a|^2 \sim Rn_g^{1.75}$의 관계를 보였다. 분사홀 크기와 공기 분사량을 모두 고려할 수 있는 분출속도와 레이놀즈수가 정지유체 조건에서 기포소음을 잘 나타낼 수 있는 인자로 판단되었다. 유동 조건에서 1 kHz ~ 50 kHz 광대역 기포소음은 $|p_a|^2 \sim V_g^{0.14}u^{2.31}$의 관계로 추정되었으며, 이로부터 유동조건에서 기포소음은 주로 유속의 영향을 크게 받는 것으로 판단되었다. 유속과 광대역 기포소음의 관계는 $|p_a|^2 \sim u^{2.30}$으로 추정되었다.

끝으로, 기포소음 회귀분석 결과를 바탕으로 기포소음 추정식을 제안하였다. 제안된 추정식은 계측결과와 잘 일치하는 것을 확인하였다.

기포에서 발생하는 기포소음은 배경소음의 증가로 작용할 것이다. 본 연구에서 제시된 기포소음 추정모델은 기포커튼과 에어마스커의 성능 평가 시 유용하게 활용될 수 있다.

감사의 글

본 논문은 방위산업기술지원센터의 “공기분사를 이용한 함정 수중방사소음 저감 기술”(PGS4220, 계약번호: UC200002D)의 지원에 의해 수행되었습니다.

References

1. IFAW (International Fund for Animal Welfare), “Ocean Noise: Turn it down: A report on ocean noise pollution,” IFAW, Rep., 2008.
2. W. J. Richardson, C. R. Greene, Jr., C. I. Malme, and D. H. Thomson, *Marine Mammals and Noise* (Academic Press, New York, 1995), pp. 101-158.
3. B. Würsig, C. R. Greene, and T. A. Jefferson, “Development of an air bubble curtain to reduce underwater noise of percussive piling,” Marine Environmental Research, **49**, 79-93 (2000).
4. J. C. Kim, B. H. Heo, and D. S. Cho, “Noise reduction effect of an air bubble layer on an infinite flat plate considering the noise of multi-bubbles” (in Korean), Trans. Korean Soc. Noise Vib. Eng. 1222-1230 (2009).
5. C. Park, S. W. Jeong, G. D. Kim, I. Moon, and G. Yim, “A study on the estimation of bubble size distribution using an acoustic inversion method” (in Korean), J. Acoust. Soc. Kr. **39**, 151-162 (2020).
6. C. Park, S. W, Jeong, G. D. Kim, I. Moon, and G. Yim, “Acoustic insertion loss by a bubble layer for the application to air bubble curtain and air masker” (in Korean), J. Acoust. Soc. Kr. **39**, 227-236 (2020).
7. C. Park, S. W, Jeong, G. D. Kim, I. Moon, and G. Yim, “An empirical model of air bubble size for the application to air masker” (in Korean), J. Acoust. Soc. Kr. **40**, 320-329 (2021).
8. K. W. Frizell and R. E. A. Arndt, “Noise generation of air bubbles in water: an experimental study of creation and splitting,” Univ. of Minnesota. Tech. Rep., 1987.
9. M. Minnaert, “Musical air bubbles and the sounds of running water,” Phil. Mag. **16**, 235-248 (1933).
10. M. Strasberg, “Gas bubble as sources of sound in

liquids," J. Acoust. Am. **28**, 20-26 (1956).
11. W. K. Blake, *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration* (Academic Press, New York, 1986), pp. 370-481.
12. L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders, *Fundamentals of Acoustics* (John Wiley & Sons, 2000), pp. 1-36.
13. E. C. Myer and R. C. Marboe, "Air emission into a water shear layer through porous media: Part 1 – scaling of bubble creation noise," in *Handbook of Cavitation and Gas-Liquid Flow in Fluid Machinery and Devices. FED-Volume 190*, edited by T. J. O'Hern, J. H. Kim, W. B. Morgan, and O. Furuya (ASME, New York, 1994).
14. P. J. Huber, "Robust estimation of a location parameter," Ann. Math. Statist. **35**, 73-101 (1964).
15. M. Iguchi and T. Chihara, "Water model study of the frequency of bubble formation under reduced and elevated pressure," Metall. Mater. Trans. B, **29B**, 755-761 (1998).
16. C. Martínez-Bazán, J. L. Montañés, and J. C. Lasheras, "On the breakup of an air bubble injected into a fully developed turbulent flow. Part 1. Breakup frequency," J. Fluid. Mech. **401**, 157-182 (1999).
17. S. Sutardi, "The rate of turbulent kinetic energy dissipation in a turbulent boundary layer on a flat plate," IPTEK J. Proceeding Series, **1**, 63-66 (2014).

저자 약력

▸ 박 철 수 (Cheolsoo Park)

1997년 2월 : 서울대학교 조선해양공학과 공학사
1999년 2월 : 서울대학교 조선해양공학과 석사
2003년 8월 : 서울대학교 조선해양공학과 박사
2004년 9월 ~ 현재 : 선박해양플랜트연구소 책임연구원

▸ 정 소 원 (So Won Jeong)

2014년 2월 : 충남대학교 선박해양공학과 학사
2016년 2월 : 충남대학교 선박해양공학과 석사
2018년 12월 ~ 현재 : 선박해양플랜트연구소 기술원

▸ 김 건 도 (Gun Do Kim)

1997년 2월 : 충남대학교 선박해양공학과 공학사
1999년 2월 : 충남대학교 선박해양공학과 석사
2003년 8월 : 충남대학교 선박해양공학과 박사
2005년 10월 ~ 현재 : 선박해양플랜트연구소 책임연구원

▸ 문 일 성(Ilsung Moon)

1991년 2월 : 충남대학교 선박해양공학과 공학사
1993년 2월 : 충남대학교 선박해양공학과 석사
2001년 2월 : 충남대학교 선박해양공학과 박사
1995년 9월 ~ 현재 : 선박해양플랜트연구소 책임연구원

▸ 김 인 강 (In Kang Kim)

2010년 2월 : 대전한밭대학교 제어계측공학과 학사
2011년 7월 ~ 현재 : 선박해양플랜트연구소 시험기술원