

수중 기포에 의한 비선형 음파의 증폭과 지향성

Nonlinear Sound Amplification and Directivity Due to Underwater Bubbles

김 병 남^{*}, 윤 석 왕^{*}, 최 복 경^{**}
(Byoung-Nam Kim^{*}, Suk Wang Yoon^{*}, Bok Kyoung Choi^{**})

^{*}성균관대학교 물리학과 음향학연구실·BK21 물리연구단, ^{**}한국해양연구원 지구환경 연구본부
(접수일자: 2002년 11월 13일; 수정일자: 2003년 3월 11일; 채택일자: 2003년 4월 10일)

수중에서 기포는 비선형성이 강한 음향 산란체로서 수중 기포들로부터 산란된 음파들은 강한 비선형 음향특성을 보인다. 입사 음파의 산란된 음파들은 기본 주파수에서뿐만 아니라 배진동 또는 고차진동 주파수들에서도 관측된다. 서로 다른 주파수의 두 음파가 기포에 입사되는 경우, 산란된 음파들은 입사 음파들의 합 및 차주파수에서도 관측될 수 있다. 본 연구에서는 수중에 형성된 기포막에 두 음파가 입사되는 경우, 기포의 비선형성에 의해 차주파수 음파의 진폭이 증폭되고 두 입사 음파의 전파방향으로 지향성이 나타남을 관측하였다. 산란된 차주파수 음파의 지향성은 입사 음원의 지향성을 사용하여 가상음원에 대한 결맞음 산란특성으로 해석하였다.

핵심용어: 비선형, 기포, 상호작용, 차주파수, 산란
부고분야: 물리음향 및 광음향 분야 (9.4)

Since a bubble in water is a highly nonlinear acoustic scatterer, the acoustic scattered waves from underwater bubbles show highly nonlinear acoustic properties. These acoustic scattered waves can be observed at the second or higher harmonics as well as at the fundamental primary frequency of incident acoustic wave. When two primary acoustic waves of different frequencies are incident on a bubble, the acoustic scattered waves can be also observed at the sum and the difference frequencies of the primary waves. In this study, when the two primary acoustic waves were incident on a bubble screen in water, we observed that the amplitude of difference frequency wave was amplified by the bubble nonlinearity and its directivity was oriented in the propagation directions of primary waves. The directivity of scattered difference frequency wave was analyzed as a coherent scattering for virtual source by using the directivity of the primary acoustic wave.

Keywords: Nonlinear, Bubble, Interaction, Difference frequency, Scattering
ASK subject classification: Physical acoustics and photo-acoustics (9.4)

1. 서론

수중에 형성된 기포는 비선형성이 강한 음향 산란체의 역할을 하므로 수중 기포들로부터 산란된 음파들은 강한 비선형 음향특성을 나타낸다. 산란된 음파들은 입사 음파의 기본 주파수에서뿐만 아니라 배진동 주파수들에서도 관측되며, 기포에 두 음파가 입사하는 경우에는 기본 주파수의 합 및 차주파수에서도 관측된다[1-3]. 이 산란된 음파들이 기포의 공진주파수에 근접할 경우는 비선형 산란이 더욱 크게 나타날 수 있으며, 기포의 공진주파

수와 기포에 입사되는 두 음파의 배진동 주파수나 합 및 차주파수가 일치하면 기포는 자신의 공진주파수에 해당하는 음파를 강하게 산란시킬 수 있다. 최근까지 기포의 공진주파수와 관련된 비선형 현상을 이용하여 수중에 존재하는 기포의 크기와 기포집단의 밀도분포를 예측하는 연구가 수행되어 왔으며[4-6], 의학적으로 인체의 혈관 내에 형성된 기포의 유동속도 (bubble flow velocity)를 측정하는 연구도 시도되었다[7].

수중에서 두 음파의 상호작용에 의해 발생된 비선형 음파들 가운데 차주파수의 음파는 지향성이 좋으며, 입사 음파에 비해 상대적으로 적은 감쇠로 저주파수의 음파를 발생시키는 파라메트릭 음향배열 (parametric acoustic array)을 만드는데 자주 사용된다[8,9]. 이 파라메트릭

책임저자: 윤석왕 (swyoon@skku.ac.kr)
140-746 경기도 수원시 장안구 천천동 300번지
성균관대학교 물리학과 음향학연구실
(전화: 031-290-7043; 팩스: 031-290-7055)

음향배열은 지향성이 좋은 저주파수의 음파를 발생시키기 위해 큰 음파 변환기를 만들 필요가 없다는 장점이 있지만, 저주파수 음파의 발생효율이 작다는 단점이 있다. 이와 같은 문제를 해결하기 위해 1980년대부터 비선형성이 강한 기포들을 이용하여 파라메트릭 음향배열 효과를 향상시킬 수 있는 실험과 이론[10,11]이 수행되었으나, 기포가 공진주파수에서 음파를 강하게 흡수하는 성질 때문에 효율적인 면에서는 여전히 단점으로 지적되고 있다 [3,12]. 최근에는 기포층의 두께 모드를 이용하여 파라메트릭 음향배열 효과를 증진시키려는 연구가 이루어졌다 [13,14].

해양에서는 음파가 전파할 때, 해표면 또는 해수 중에 존재하는 많은 기포들로부터 산란이 일어나며 결맞음 산란 (coherent scattering)과 비결맞음 산란 (incoherent scattering)으로 구분하여 설명할 수 있다. 결맞음 산란은 산란된 음파들과 입사된 음파들이 서로 공간적으로 위상이 결맞는 상관성을 가지며, 입사 음파들의 전파 방향으로 전방산란이 우세하게 일어나는 특징이 있다. 이 결맞음 산란은 기포의 비선형 효과를 이용하여 파라메트릭 음향배열을 만드는 데 적용되었으며[10,11], 기포집단에서의 음속과 감쇠의 상관성을 고려한 기포의 크기와 기포 집단의 밀도분포를 예측하는 연구에도 적용되었다[15]. 비결맞음 산란은 산란된 음파들의 위상이 서로 복잡하게 분포하여 관측지점에서 음압이 작아지기 때문에 위상을 고려하지 못하고 단지 음의 세기를 이용한 관측이 이루어지며, 후방산란이 우세하게 일어나는 특징이 있다. 이와 같은 후방산란은 기포의 공진이 입사 음파들의 주파수에서 일어날 때 쉽게 관측될 수 있다[16,17].

본 연구에서는 두 음파가 일정한 각으로 교차하는 상호 작용 영역에 얇은 기포막 (bubble screen)을 형성시킴으로써 기포막으로부터 차주파수 성분의 결맞음 비선형 음파 산란이 우세하게 일어남을 관측하고, 산란된 차주파수 음파의 지향성을 예측할 수 있음을 제시하고자 한다.

II. 이론적인 고려

2.1. 균일 및 비균일 원판형 음파변환기의 지향성

원판형 음파변환기의 지향성은 원거리 음장과 근거리 음장의 경우로 나누어 고려할 수 있다. 원거리 음장의 경우는 근거리 음장에 비해 음파의 공간분포가 복잡하지 않고 계산이 비교적 간단하기 때문에 균일한 음파변환기

에 대한 지향인자 (directional factor) D 는 다음의 식으로 잘 알려져 있다[18,19].

$$D(\theta) = \left| \frac{P(\theta)}{P_{\max}} \right| = \frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \quad (1)$$

여기서, k 와 a 는 음파의 파수와 음파변환기의 반경이며, θ 와 J_1 은 음파변환기의 음향축에 대한 방사각 (radiation angle)과 1차 베셀함수 (Bessel function)를 나타낸다. 비균일한 음파변환기에 대한 지향인자는 균일한 경우와 일치하지는 않으나 식 (1)의 결과와 같이 매우 유사하게 나타남을 기존의 연구 결과[20]를 통하여 쉽게 확인할 수 있다.

음파변환기 근처에서의 근거리 음장은 원거리 음장에 비해 음파의 공간분포가 매우 복잡하기 때문에 계산이 어려울 뿐만 아니라, 음장계산에 있어서도 매우 많은 시간이 소요된다. 최근까지 이와 같은 문제를 해결하기 위한 많은 연구가 이루어졌다[21-24]. 그중에서 Hasegawa 등[23,25]의 연구결과는 다른 연구자들의 결과[21,22,24]에 비해 이론식 결과의 사용이 비교적 간단하며, 근거리 음장 영역에서 구 (sphere) 또는 기포와 같은 물체의 음파 산란에 대한 문제를 다루는 경우에 유용하게 사용될 수 있다. 그러나 이 이론결과는 음파변환기가 균일한 경우에 개발되었다는 한계를 가지고 있다. Cheng 등[20]은 현실적으로 음파변환기가 비균일하다는 점을 고려하여 Hasegawa 등[23]의 이론결과를 비균일한 경우로 확장하였다. 따라서 본 연구에서는 Cheng 등의 연구에서 제시된 이론을 사용하였다. 그림 1은 Cheng 등의 이론을 사용하기 위해 적용된 좌표계를 나타낸다. 이때, 송신면 (transmitting plane)으로부터 수신면 (receiving plane)에서의 속도 포텐셜 (velocity potential) ϕ 는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \phi(x, z, t) = & \frac{-2\pi i}{k} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) j_n(kr) P_n(\cos \phi) \\ & \left[\left(1 + \frac{r_0^2}{a^2}\right) f_n(Z_0, Z_a) \right. \\ & \left. - \frac{1}{a^2 k^2} b_n(Z_0, Z_a) \right] e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2)$$

여기서, r , $\cos \phi$, $f_n(Z_0, Z_a)$, $b_n(Z_0, Z_a)$, Z_0 와 Z_a 는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$r = \sqrt{x^2 + (r_0 - z)^2}, \quad \cos \phi = \sqrt{\frac{r_0 - z}{x^2 + (r_0 - z)^2}}$$

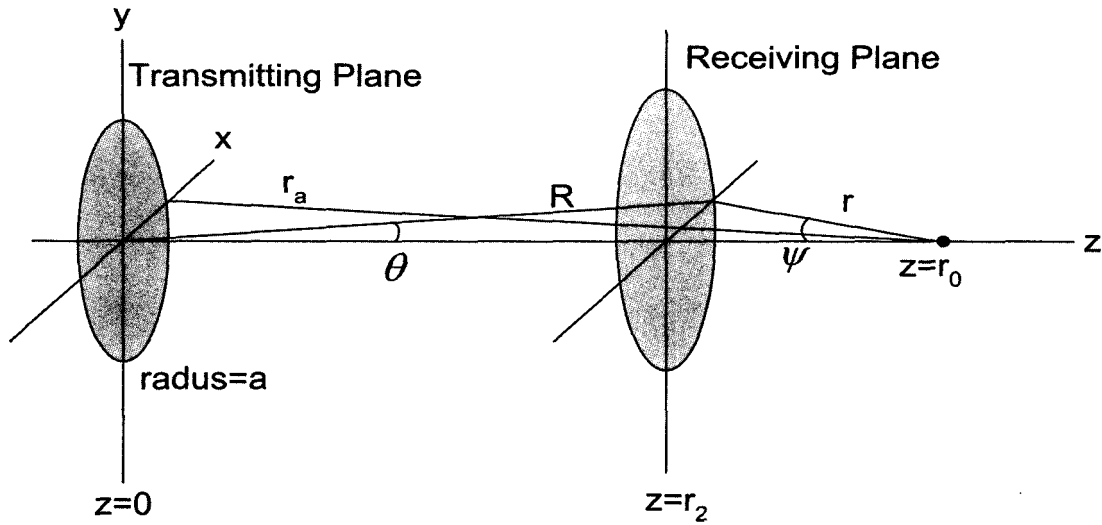


그림 1. 원판형 음파변환기의 근거리 음장 계산을 위해 사용된 좌표계.
Fig. 1. Coordinate system used in calculating the nearfield of circular piston acoustic transducer.

$$f_n(Z_0, Z_a) = A_n(Z_a) - A_n(Z_0),$$

$$b_n(Z_0, Z_a) = B_n(Z_a) - B_n(Z_0),$$

$$Z_0 = kr_0, \quad Z_a = ka.$$

$A_n(Z)$ 은 다음의 순환공식 (recurrence formula)에 의해 주어진다.

$$A_n(Z) + A_{n-2}(Z) = -Zh_n^{(2)}(Z)[P_n(Z_0/Z) - i^2 P_{n-2}(Z_0/Z)] \text{ for } n \geq 2,$$

$$r_a = (r_0^2 + a^2)^{1/2}, \quad A_0(Z) = -e^{-iZ},$$

$$A_1(Z) = -Z_0 h_0^{(2)}(Z).$$

$B_n(Z)$ 은 $A_n(Z)$ 와 관련하여 다음으로 주어진다.

$$B_n(Z) = Z^2(A_n(Z) - \frac{(n-1)}{n} A_{n-2}(Z))$$

$$+ \frac{2(2n-1)}{n} Z_0 A_{n-1}(Z) - \frac{2(n-1)(2n-3)}{n} A_{n-2}(Z)$$

$$- 2g_n(Z) + \frac{2(n-1)}{n} g_{n-1}(Z) \text{ for } n > 3,$$

$$+ \frac{n-1}{n} B_{n-2}(Z)$$

$$B_0(Z) = (-Z^2 + i2Z + 2)e^{-iZ},$$

$$B_1(Z) = -Z_0(2 + iZ)e^{-iZ},$$

$$B_2(Z) = Z^2 A_2(Z) + 3Z_0 A_1(Z) - 4A_0(Z) + Z^2 h_0^{(2)}(Z).$$

$g_n(Z)$ 은 다음의 순환공식에 의해 주어진다.

$$g_n(Z) + g_{n-2}(Z) = (2n-3)A_{n-2}(Z) \text{ for } n \geq 2,$$

$$g_0(Z) = g_1(Z) = 0.$$

$j_n, h_n^{(2)}, P_n$ 과 r_0 는 각각 구면 베셀함수 (spherical Bessel function), 제2종 구면 헨켈함수 (spherical Hankel function), 르장드르 다항식 (Legendre polynomial)과 $r_0 > 0$ 인 임의의 값을 나타낸다.

식 (2)에서 첫 번째 항은 균일한 음파변환기에 대한 Hasegawa 등[23]의 이론결과와 일치한다.

수신면에서의 음압 P 는 속도 포텐셜 ϕ 와 매질에서의 밀도 ρ_0 와 관련하여 다음의 식으로 정의된다[19].

$$P = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \tag{3}$$

식 (2)에서 x 와 z 는 음향축에 대한 방사각 θ 와 다음의 관계가 성립한다.

$$x = R \sin(\theta), \quad z = R \cos(\theta) \tag{4}$$

따라서, 방사거리 R 에서 방사각 θ 에 따른 음파의 지향인자는 다음의 식으로 주어진다.

$$D(\theta) = \left| \frac{P(\theta)}{P_{\max}} \right| = \left| \frac{\phi(\theta)}{\phi_{\max}} \right| \tag{5}$$

여기서, P_{\max}, ϕ_{\max} 는 각각 $P(\theta), \phi(\theta)$ 의 최대값을 나타낸다.

2.2. 두 음파의 비선형 상호작용에 의해 발생된 차주파수 음파

임의의 매질 내에서 각각 다른 각진동수 ω_1, ω_2 를 갖는

두 일차음파의 상호작용에 의한 차주파수의 비선형 음파 발생은 다음의 비선형 파동방정식에 의하여 기술되어질 수 있다[26].

$$\nabla^2 P_d + k_d^2 P_d = Q_d \quad (6)$$

여기서, $Q_d = \frac{\epsilon \omega_d^2}{\rho_0 c_0^3} P_1 P_2^*$ 는 이차 음원함수, ω_d 와 k_d 는 비선형적으로 발생된 차주파수 음파의 각진동수와 파수, P_1 과 P_2 는 각각 상호작용 영역에서 일차음파의 복소수 진폭, P_d 는 차주파수 음파의 진폭, ρ_0 와 c_0 는 정상상태에서 매질의 밀도와 매질에서의 음속, ϵ 는 매질의 음향 비선형 변수 (acoustic nonlinear parameter)를 나타낸다.

일차음파의 상호작용 영역이 근거리 음장영역에 위치한 경우 식 (6)에서 차주파수 음파의 진폭 P_d 는 이차 음원 함수 Q_d 를 이용하여 다음의 적분식으로 표현할 수 있다.

$$P_d = \frac{\epsilon \omega_d^2}{4\pi \rho_0 c_0^3} \int_V \frac{P_1 P_2^* D(\theta_1) D(\theta_2)}{R} e^{i(\omega_d t - k_d R)} dV \quad (7)$$

여기서, R 은 상호작용 영역의 체적요소 dV 로부터 관측점까지의 거리, P_1, P_2 는 각각 일차음원 진폭, $D(\theta_1), D(\theta_2)$ 는 식 (5)로 표현되는 일차음파 지향인자이다. 식 (7)에서 두 일차음파의 상호작용 영역을 그림 2와 같이 어떤 특정한 영역 V 로 한정하는 경우, 관측점 O 에서 차주파수 음파의 진폭은 다음과 같이 간단히 나타낼 수 있다.

$$P_d(\theta) = \frac{\epsilon \omega_d^2 V P_1 P_2^* D(\theta_1) D(\theta_2)}{4\pi \rho_0 R c_0^3} e^{i(\omega_d t - k_d R)} \quad (8)$$

여기서, $\theta_1 = \cos^{-1}(\frac{r^2 + r_1^2 - R^2}{2rr_1})$,

$\theta_2 = \cos^{-1}(\frac{r^2 + r_2^2 - R^2}{2rr_2})$,

$r_1 = \sqrt{r^2 + R^2 + 2rR \cos \theta}$,

$r_2 = \sqrt{r^2 + R^2 + 2rR \cos(\varphi - \theta)}$ 이다.

따라서, 근거리 음장에서 두 일차음파의 상호작용 영역으로부터 발생된 차주파수 음파의 지향인자는 식 (5)와 비슷하게 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$D_d(\theta) = \left| \frac{P_d(\theta)}{P_{d \max}} \right| \quad (9)$$

여기서, $P_{d \max}$ 는 $P_d(\theta)$ 의 최대값을 나타낸다. 식 (8)과 식 (9)는 차주파수 음파의 지향인자가 일차음원의 관점에서 표현됨을 나타낸다.

III. 실험 방법

3.1. 실험 장치

실험에 사용된 수조는 크기가 900 mm × 600 mm × 600 mm 이며, 수조 벽면으로부터 산란된 음파의 수신을

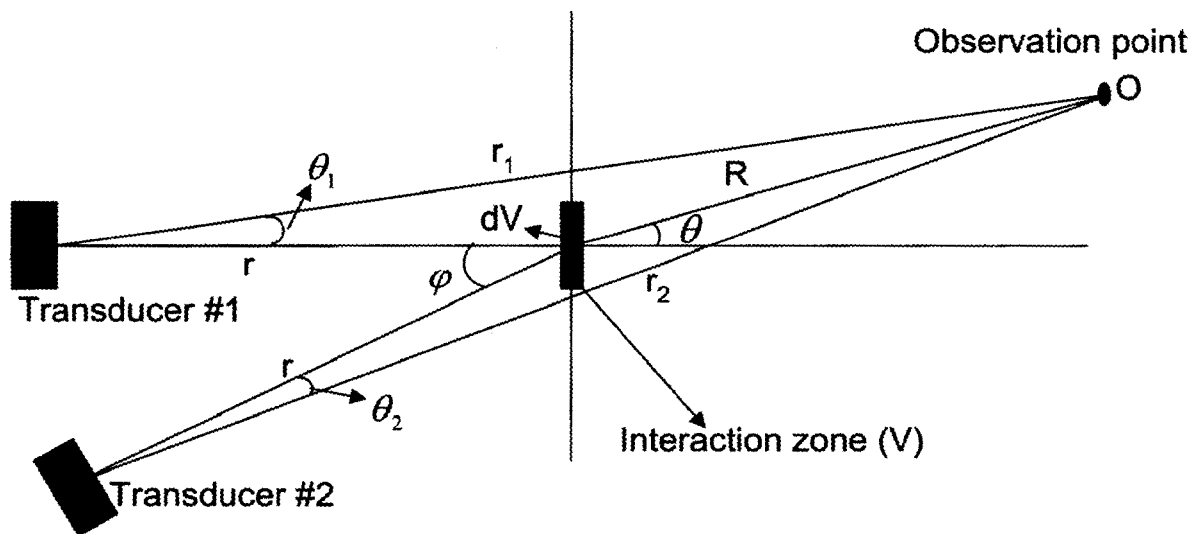


그림 2. 두 일차음파의 상호작용 영역으로부터 발생된 차주파수 음파에 대한 진폭 이론의 개략도
 Fig. 2. A schematic diagram of the amplitude theory about the difference frequency wave generated from the interaction zone of two primary acoustic waves.

최소화하기 위해 벽면에 무반향 흡음물질을 부착하였다. 실험장치는 그림 3에 도식적으로 나타내었다. 수중에 기포막을 형성시키기 위해 전기분해 방식을 이용한 기포 발생장치를 수조에 설치하였으며, 20 V의 전압과 2 A의 전류를 인가하였다. 이때, 발생된 기포는 대부분 수소 기체의 기포이다. 기포 발생장치로부터 형성된 기포막에 두 음파의 빔이 23°의 각으로 교차하도록 150 mm의 거리에 직경이 각각 19 mm인 7.9 MHz 음파변환기와 직경이 50 mm인 6.4 MHz 음파변환기를 수표면에 대하여 수평으로 설치하였다. 수평 교차각 23°는 본 실험에서 다른 각도에 비해 차주파수 음파의 발생 효과가 실험적으로 가장 크게 나타난 각도이다.

각 함수 발생기 (HP3314A)로부터 각각의 출력 증폭기 (ENI 240L, ENI 2100L)를 통하여 각 음파 변환기에 6.4 MHz와 7.9 MHz의 정현파를 공급하였다. 두 음파 변환기의 구동 음압 진폭은 자체 교환 교정법 (self-reciprocity calibration method)[27]을 이용하여 교정되었으며, 10 mm의 거리에서 측정된 음압진폭은 6.4 MHz와 7.9 MHz 음파 변환기에 대하여 각각 1.25×10^4 Pa와 2.58×10^4 Pa이었다.

기포막상의 두 입사 음파의 상호작용 영역으로부터 산

란된 비선형 음파들 가운데 차주파수 음파를 수신하기 위해 기포막으로부터 200 mm 떨어진 거리에 2.25 MHz 음파 변환기를 설치하였다. 이 음파 변환기는 수조의 윗 부분에 고정된 각도기와 연결되어 7.9 MHz 음파의 빔축을 기준으로 1°의 간격으로 회전이 가능하다. 차주파수 1.5 MHz의 음파에 대한 수신감도는 -212 dB re 1 V/ μ Pa이며, 수신된 신호는 전치증폭기 (Panametrics pulser/receiver 5072 PR)를 통하여 30 dB 증폭한 후 디지털 오실로스코프 (LeCroy 9310M)를 이용하여 분석하였다.

3.2. 수중에서의 기포막 형성 및 주요 기포의 크기 측정

수중에서 두 입사 음파변환기가 구동된 상태에서 기포 발생기로부터 수표면을 향해 상승하는 기포들 가운데 두 입사 음파의 빔이 교차하는 상호작용 영역을 통과하는 일부 기포들은 입사 음파의 충분히 높은 진폭으로 인해 기포가 음파의 진행방향으로 밀리는 현상이 현저하게 나타나게 된다. 이 경우는 기포집단을 기포막으로 고려하기가 불가능하므로, 두 입사 음파의 상호작용 영역에 얇은 비닐막을 놓고 60초 동안 기포를 발생시킨 후 기포밀림 효과를 이용하여 얇은 비닐막에 한 층 두께로 기포를

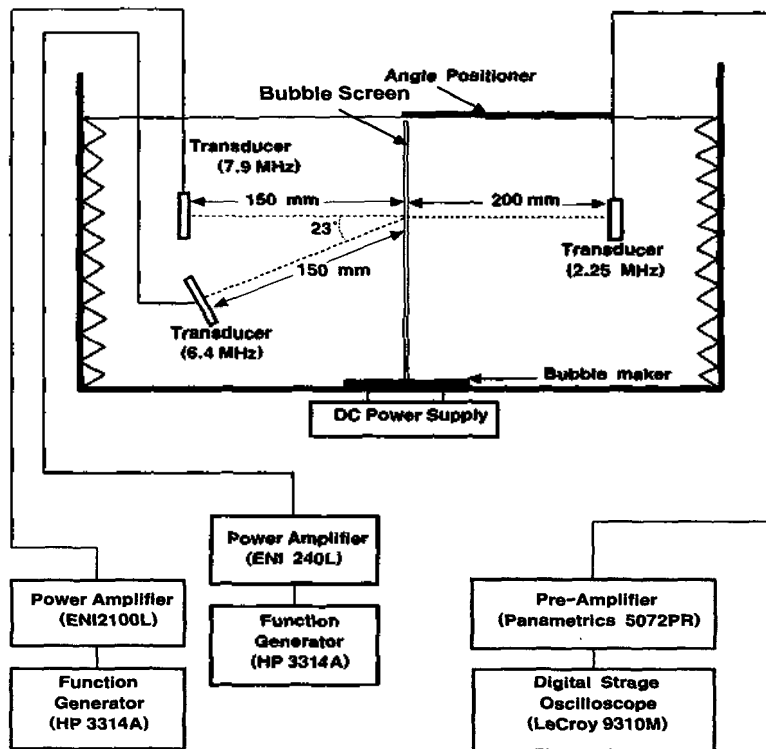


그림 3. 기포의 비선형성으로 인해 증폭된 차주파수 음파 측정을 위한 실험 장치도

Fig. 3. Block diagram of experimental apparatus for the measurement of the difference frequency wave amplified by the bubble nonlinearity.

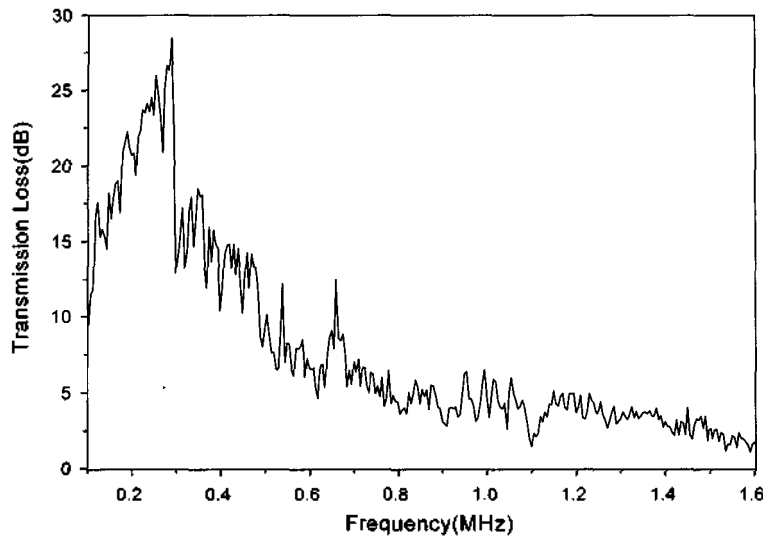


그림 4. 100 kHz부터 1.6 MHz까지 주파수 쓸기를 이용하여 측정된 수중 기포집단의 음향 투과손실 스펙트럼. 주파수 285 kHz 근처에서 음향 투과손실이 우세하므로, 285 kHz 주변에서 공진 주파수를 가지는 기포들이 기포막을 형성한다. 이 기포들은 12 μm 주변에서 공진 반경을 가진다

Fig. 4. Acoustic transmission loss spectrum of underwater bubble layer measured by using the frequency sweep in the range from 100 kHz to 1.6 MHz. Since the acoustic transmission loss is dominated around the frequency 285 kHz, the bubbles having resonance frequencies close to this frequency make the bubble screen. These bubbles have the resonance radii around 12 μm .

불임으로써 원판형태의 기포막을 형성시켰다.

수중에서 기포의 크기 분포를 측정하는 방법은 크게 선형적인 방법[15,18]과 비선형적인 방법[4-6]으로 나눌 수 있다. 선형적인 경우는 수중에서 기포가 자신의 공진 주파수에 해당하는 음파가 입사되었을 때, 그 음파를 강하게 흡수하는 성질을 이용한 것이다. 반면, 비선형적인 방법은 충분히 큰 진폭을 가지는 두 음파가 기포에 입사될 때, 두 음파의 배진동과 합 및 차주파수의 음파들이 기포로부터 강하게 방출 또는 증폭될 수 있다는 성질을 이용한 것이다.

본 연구에서는 기포의 크기를 측정하기 위해 기포 발생 장치에 20 V의 전압과 2 A의 전류를 인가하여 기포들이 연속적으로 발생된 상황에서 선형적인 방법을 이용하여 수중에서 기포들의 크기 분포를 측정하였다. 그림 4는 주파수 100 kHz부터 1.6 MHz까지 함수발생기의 주파수 쓸기 (frequency sweep)기능을 이용하여 수중에서 기포집단의 존재 여부에 따라 입사되고 있는 주파수별 음파의 투과손실 (transmission loss)을 나타내고 있다. 이 결과로부터 공진주파수 285 kHz 부근에 해당하는 반경이 12 μm 주변인 기포들이 기포막을 형성하고 있음을 알 수 있다[15,18].

3.3. 기포막을 이용한 두 입사 음파의 상호작용 영역의 결정

두 입사 음파의 상호작용 영역의 기하학적인 모양은 압체적으로 나타나지만, 기포는 물에 비해 비선형성이 매우 강하므로 상호작용 영역을 기포막 상의 영역으로 한정시킬 수 있다. 두 음파 변환기의 단면이 원의 모양을 하고 있으므로 상호작용 영역을 2차원의 원판형 모양으로 가정할 수 있으며, 직경은 입사면에서 입사음파의 빔폭길이를 이용하여 결정할 수 있다. 음파 변환기로부터 150 mm 거리에서 식 (2)를 이용하여 계산된 입사면에서의 6.4 MHz와 7.9 MHz 입사음파의 세기에 대한 빔폭의 길이는 각각 28 mm와 10 mm이었다. 그림 5는 각 입사 음파의 빔폭 결정에 관한 그림을 보여주고 있다. 기포막은 6.4 MHz의 음파에 대해서 23°의 각으로 7.9 MHz의 음파에 대해서 수직으로 음파를 받고 있으므로, 기포막 상에서 두 음파의 상호작용 영역의 직경은 그림 6의 기하학적인 구조를 이용하여 7.9 MHz 음파의 빔폭과 동일하게 10 mm로 결정하였다.

시간이 지남에 따라 얇은 막에 달라붙은 기포가 물에 녹아버리는 이유 때문에 수신용 음파 변환기의 이동시 기포막을 제거하고, 다시 기포막을 형성시킨 후 차주파수의 산란음파 측정을 반복 수행하였다.

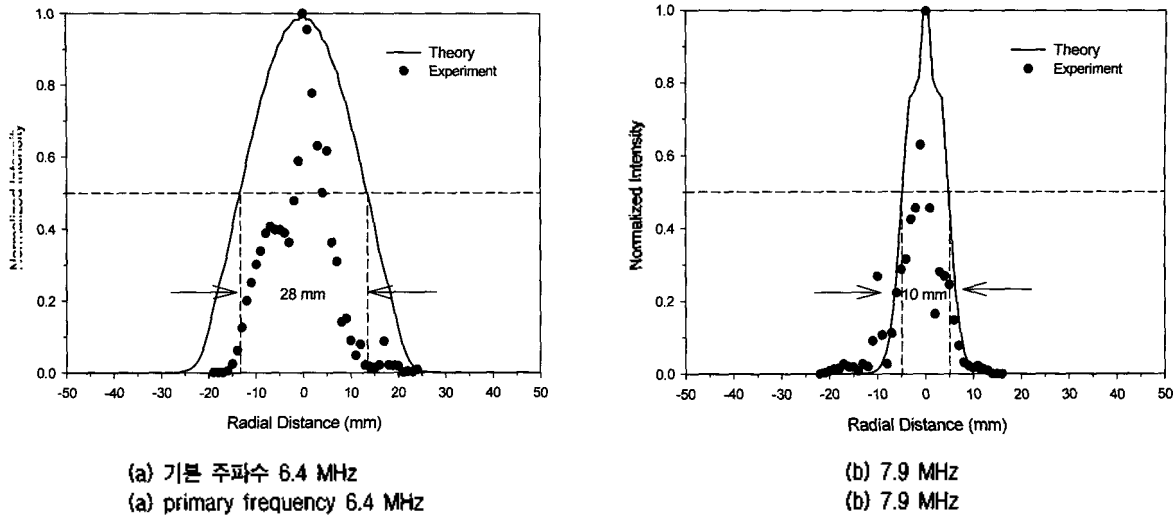


그림 5. 근거리 음장영역의 입사단면에서 식 (5)를 이용하여 계산된 두 입사 음파의 세기에 대한 빔 분포이론 및 실험결과와 이론결과로부터 얻어진 빔폭
Fig. 5. The experimental and the theoretical results of beam distribution about the intensities of two primary acoustic waves calculated from the Eq. (5) at an incident plane in the near field and the beam widths got from theoretical results.

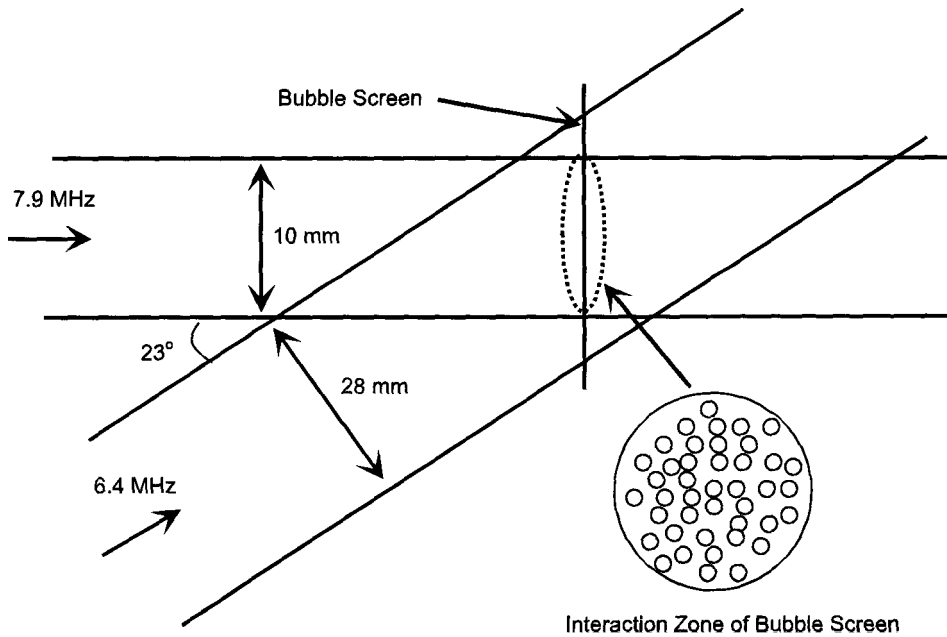


그림 6. 두 입사 음파 빔폭의 유효직경을 이용하여 결정된 기포막 상의 상호작용 영역의 직경.
Fig. 6. The diameter of the interaction zone on the bubble screen determined by using the equivalent diameters of the beam widths of two primary acoustic waves.

IV. 결과 및 토의

그림 7은 두 입사 음파의 상호작용 영역에 기포의 존재 유무에 따라 그 영역으로부터 발생된 차주파수 음파의 공간 분포를 나타낸 것이다. 이 그림으로부터 수중에서 발생하는 두 음파의 상호작용 영역에 기포가 존재하지 않는 경우에도 차주파수의 음파가 관측될 수 있음을 알 수 있다. 이것은 수중에서 두 입사 음파의 진폭이 충분히 큰

경우에 대해서 상호작용 영역에 존재하는 물 자체가 비선형 매질로 작용하여 두 입사 음파의 비선형 상호작용을 촉진시킨 결과로 해석할 수 있다. 또한, 상호작용 영역에 기포가 존재하는 경우 그 영역으로부터 발생된 차주파수의 음파가 물의 경우와 비교해 최대 10 Pa만큼 진폭이 더 증가한 것을 볼 수 있다. 물 자체의 음향 비선형 변수가 3.5인데 비해 기포의 음향 비선형 변수는 10^3 이상의 값 [3]을 나타내기 때문에 물보다 기포가 두 음파의 상호작용

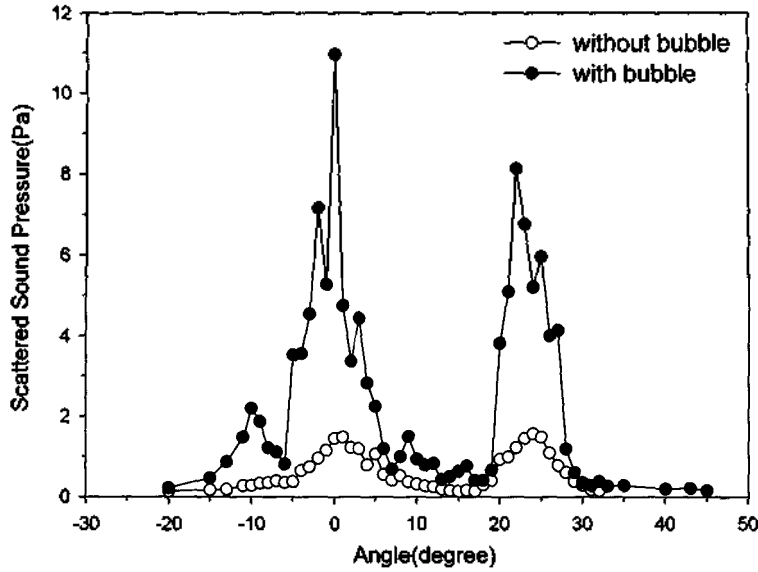


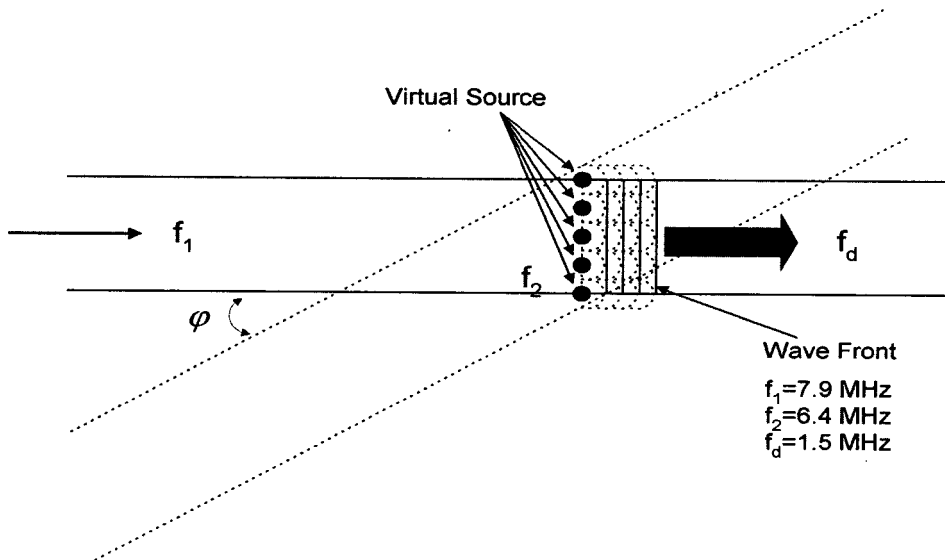
그림 7. 두 입사 음파의 상호작용 영역에서 기포의 존재 유무에 따라 산란된 차주파수 음파의 공간분포. 차주파수 음파는 두 입사음파의 주 빔축 즉, $\theta=0^\circ, 23^\circ$ 를 중심으로 하여 분포하고 있으며, 기포의 비선형성으로 인해 차주파수 음파의 진폭이 증폭 되었다
 Fig. 7. Spatial distribution of the difference frequency wave scattered from the interaction zone between two primary acoustic waves as the bubble exists or not. The difference frequency wave is distributed centering around the main beam axes of two primary waves that is, $\theta=0^\circ, 23^\circ$ and the amplitude of difference frequency wave is amplified by the bubble nonlinearity.

용을 더욱 강하게 촉진시킨 결과로 해석할 수 있다. 차주파수 음파의 주파수가 기포의 공진주파수와 일치하면, 비선형 변수는 더욱 증가하므로[1-3] 두 음파의 상호작용은 본 실험의 경우보다 더욱 강하게 일어날 수 있다. 그러나 기포는 공진주파수에서 음파를 강하게 흡수하는 성질 때문에 비선형 변수가 높더라도 본 실험의 경우와 비슷하게 물의 경우와 비교해 진폭은 수배만이 증가할 수 있다 [3,12,28].

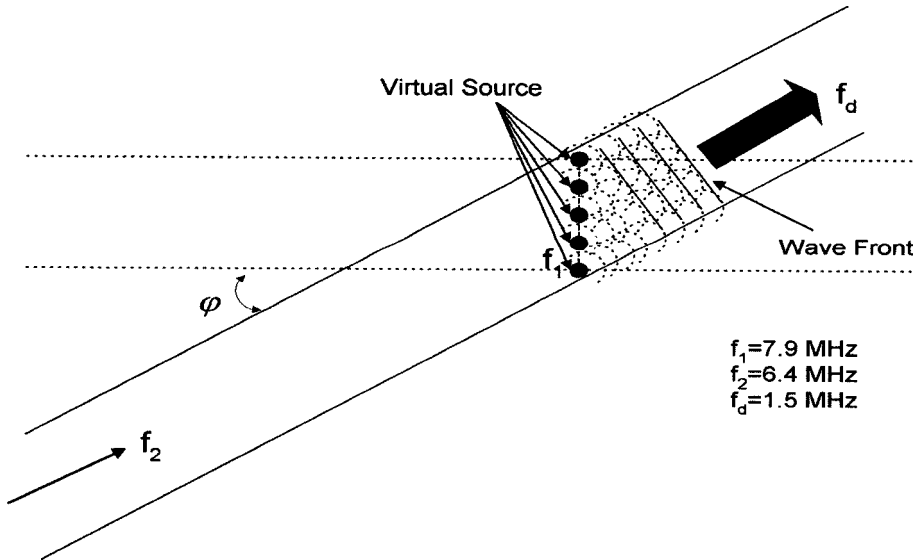
그림 7은 두 입사 음파의 상호작용 영역으로부터 산란된 차주파수의 음파가 기포의 존재 유무와 관계없이 항상 두 입사음파의 빔축을 중심으로 분포하고 있음을 보여주고 있다. 기포막이 존재하지 않는 경우, 상호작용 영역은 차주파수의 음파를 방출시키는 일종의 가상 음원들 (virtual sources)이 배열되어 있는 것으로 고려할 수 있으며, 이 음원들이 두 입사 음파들 가운데 한 성분의 음파로 들뜬 (excited) 상태에서 다른 한 성분의 음파를 받아들임으로서 차주파수의 음파가 입사 음파의 전파 방향으로 산란된 것으로 해석할 수 있다. 이때 가상 음원들은 일종의 차주파수의 비선형 음파를 방출시키는 방사기 (radiator)로 고려될 수 있다. 그림 8 (a)와 (b)는 두 입사 음파에 의해 가상 음원들로부터 방출된 차주파수 음파의 전파방향을 나타내고 있으며, 실험에서 관측되는 전파방향은 그림 8 (a)와 (b)의 과정이 결합된 상태로 나타난다.

상호작용 영역에 기포막이 존재하는 경우도 기포를 차주파수의 음파를 발생시키는 가상 음원으로 고려하므로서, 기포막을 하나의 음파 방사기로 고려할 수 있다. 그러나 기포막을 하나의 음파 방사기로 고려하기 위해서는 산란체로서 기포의 특성을 다음과 같이 규명할 필요가 있다. 기포의 반경 a_B 가 입사 음파의 파장 λ 보다 매우 작다면, 즉 $a_B \ll \lambda$ 이면, 단일 기포의 표면상의 모든 위치에서 입사 음파는 균일하게 분포할 수 있으며 기포의 표면으로부터 산란된 입사 음파는 모든 방향으로 진행하게 된다[18]. 수중에서 측정된 온도 23 °C에서의 음속 1490 m/s를 기준으로 본 연구에서 사용한 입사 음파의 파장은 7.9 MHz와 6.4 MHz의 음파에 대해서 각각 189 μm 와 233 μm 이므로 기포의 반경이 $a_B \ll 189 \mu\text{m}$ 이면, 단일 기포로부터 산란된 입사 음파는 모든 방향으로 진행하게 된다. 상호작용 영역에 위치한 주요 기포들의 반경은 189 μm 보다 매우 작은 12 μm 주변이므로 입사 음파들은 기포 표면상의 모든 위치에 균일하게 분포할 수 있으며, 기포는 음파들의 비선형 상호작용으로 발생된 차주파수의 음파를 모든 방향으로 방출시킬 수 있다[29]. 따라서 두 입사 음파의 상호작용 영역에 위치한 기포막을 차주파수의 음파를 모든 방향으로 방출시키는 비선형 음원들의 집합으로 고려할 수 있다.

본 연구에서는 비선형 효과를 증가시키는 상호작용 영



a) 가상 음원이 6.4 MHz의 음파에 의해 들뜬 상태에서 7.9 MHz의 음파의 입사에 의해 방출된 차주파수 음파의 전파방향
 a) the propagation direction of the difference frequency wave radiated by the incidence of primary acoustic wave at the frequency 7.9 MHz in situation that the acoustic virtual sources are excited by 6.4 MHz



(b) 가상 음원이 7.9 MHz의 음파에 의해 들뜬 상태에서 6.4 MHz 음파의 입사에 의해 방출된 차주파수 음파의 전파방향. 실험에서 차주파수 음파의 전파방향은 (a)와 (b)과정의 결합으로 나타난다
 (b) the propagation direction of the difference frequency wave radiated by the incidence of primary acoustic wave at the frequency 6.4 MHz in situation that the acoustic virtual sources are excited by 7.9 MHz. In this experiment, the propagating direction of the difference frequency wave is discovered as the combination of (a) and (b) processes

그림 8. 두 입사 음파의 상호작용 영역이 차주파수 음파를 방출하는 가상 음원들의 배열로 고려할 때 차주파수 음파의 전파방향
 Fig. 8. Propagation direction of the difference frequency wave when the interaction zone of two primary acoustic waves are considered as the arrangement of acoustic virtual sources radiating the difference frequency wave.

의 주요 기포들을 12 μm의 동일한 반경을 갖는 기포들로 간주하여, 기포막 상의 상호작용 영역을 무수히 많은 기수의 동일한 음원들이 원판형으로 배열된 파라메트릭 음향 방사기 (parametric acoustic radiator)로 고려하였다. 이 방사기는 일종의 평면 원형 피스톤 (plane circular

piston)의 형태로 고려될 수 있으므로 각 방향에 대한 차주파수 음파의 지향성은 식 (9)를 이용하여 결정할 수 있다. 그림 9는 식 (9)로부터 계산된 결과와 실험 결과의 비교를 나타낸 것이다. 그림 9로부터 이론과 실험결과는 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 이것은 가상음원

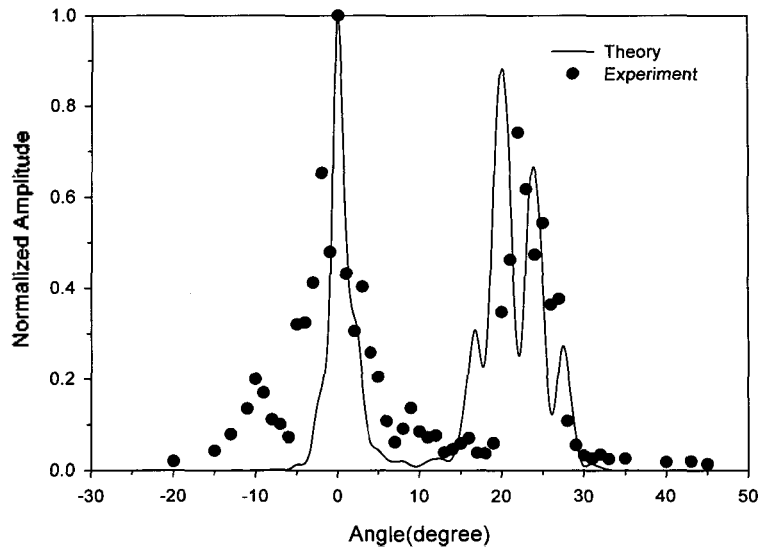


그림 9. 기포막상의 두 입사 음파 상호작용 영역으로부터 산란된 차주파수 음파의 지향성에 대한 실험과 이론결과와의 비교
 Fig. 9. Comparison of the experimental and theoretical results for the directivity of the difference frequency wave scattered from the interaction zone of two primary acoustic waves on the bubble screen.

으로부터 발생된 차주파수 음파의 지향성을 고려한 이론 전개가 타당함을 보여주는 것이다.

V. 결론

수중에서 두 음파가 일정한 각으로 교차하는 상호작용 영역에 얇은 기포막을 형성시킨 후, 기포막으로부터 차주파수 성분의 비선형 음파가 얼마나 효율적으로 증폭되는가를 알아 보았다. 수중에 기포가 존재하지 않는 경우와 비교해 차주파수 성분의 비선형 음파가 수배정도 증가하는 것을 확인하였다. 또한, 기포막 상의 상호작용 영역으로부터 두 입사 음파의 전파방향으로 결맞음 산란이 우세하게 일어날 수 있다는 사실을 확인할 수 있었다. 두 입사 음파의 입사면에서의 빔폭을 이용하여 상호작용 영역의 기하학적인 모양을 원판형 모양으로 결정하였으며, 이 영역으로부터 산란된 차주파수 음파의 지향성은 두 입사 음원의 지향성을 사용하여 예측하였다. 비교적 실험결과와 이론적 예측이 만족함을 얻을 수 있었다.

감사의 글

본 연구는 교육부 BK-21 프로그램과 학술진흥재단 (KRF-2000-015-DP0178)의 지원으로 수행되었습니다.

참고 문헌

1. E. A. Zabolotskaya and S. I. Soluyan, "Emission of harmonic and combination frequency waves by air bubbles," *Sov. Phys. Acoust.*, **18**, 396-398, 1972.
2. L. M. Kustov, V. E. Nazarov, and A. M. Sutin, "Nonlinear sound scattering by a bubble layer," *Sov. Phys. Acoust.*, **30**, 500-503, 1984.
3. L. A. Ostrovsky and A. M. Sutin, "Nonlinear sound scattering from subsurface bubble layers," *Natural Physical Sources of Underwater Sound*, edited by B. R. Kerman, Kluwer Academic, Dordrecht, 363-370, 1993.
4. V. L. Newhouse and P. Mohana Shankar, "Bubble size measurements using the nonlinear mixing of two frequencies," *J. Acoust. Soc. Am.*, **75** (5), 1473-1477, 1984.
5. J. Y. Chapelon, P. M. Shankar, and V. L. Newhouse, "Ultrasonic measurement of bubble cloud size profiles," *J. Acoust. Soc. Am.*, **78** (1), 196-201, 1985.
6. A. M. Sutin, S. W. Yoon, E. J. Kim, and I. N. Didenkulov, "Nonlinear acoustic method for bubble density measurements in water," *J. Acoust. Soc. Am.*, **103** (5), 2377-2384, 1998.
7. I. N. Didenkulov, S. W. Yoon, and A. M. Sutin, E. J. Kim "Nonlinear doppler effect and its use for bubble flow velocity measurement," *J. Acoust. Soc. Am.*, **106** (5), 2431-2435, 1999.
8. P. J. Westervelt, "Parametric acoustic array," *J. Acoustic. Soc. Am.*, **35**, 535-537, 1963.
9. T. G. Muir, L. A. Thompson, L. R. Cox, and H. G. Frey, "A low frequency parametric research tool for ocean acoustics," *Bottom-Interacting Ocean Acoustics*, edited by W. A. Kuperman and F. B. Jensen, Plenum, New York, 467-483, 1980.
10. L. Kustov, V. Nazarov, L. Ostrovsky, A. M. Sutin, and S. Zamolin, "Parametric acoustic radiator with a bubble layer," *Acoust. Lett.*, **6**, 15-17, 1982.

1. V. E. Nazarov and A. M. Sutin, "Far-field characteristics of parametric sound radiator with a bubble layer," *Sov. Phys. Acoust.*, **30**, 477-479, 1984.
12. A. M. Lerner and A. M. Sutin, "Optimization of saturated-limited parametric radiators," *Sov. Phys. Acoust.*, **34**, 390-393.
13. O. A. Druzhinin, L. A. Ostrovsky, and A. Prosperetti, "Low frequency acoustic wave generation in a resonant bubble layer," *J. Acoust. Soc. Am.*, **100** (6), 3570-3580, 1996.
14. L. A. Ostrovsky, A. M. Sutin, I. A. Soustova, A. I. Matveyev, and A. I. Potapov, "Nonlinear low-frequency sound generation in a bubble layer: Theory and laboratory experiment," *J. Acoust. Soc. Am.*, **104** (2), 722-726, 1998.
15. B.-K. Choi and S.-W. Yoon, "Acoustic bubble counting technique using sound speed extracted from sound attenuation," *IEEE J. Oceanic Eng.*, **26** (1), 125-130, 2002.
16. M. Gensane, "Bubble population measurements with a parametric array," *J. Acoust. Soc. Am.*, **95**, 3183-3190, 1994.
17. K.-I. Lee, B.-K. Choi, and S.-W. Yoon, "Acoustic pressure reflection coefficients of a subsurface bubble layer in water," *J. Korean Phys. Soc.*, **40** (2), 256-263, 2002.
18. C. S. Clay and H. Medwin, *Acoustical Oceanography*, Wiley, New York, 142-146, 194-206, 1977.
19. L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, and J. V. Sanders, *Fundamentals of Acoustics, 3rd ed.*, Wiley, New York, 176-182, 104-105, 1982.
20. C. He and A. E. Hay, "Near-field characteristics of circular piston radiators with simple support," *J. Acoust. Soc. Am.*, **94**, 554-561, 1993.
21. J. C. Lockwood and J. G. Willette, "High-speed method for computing the exact solution for the pressure variations in the nearfield of a baffled piston," *J. Acoust. Soc. Am.*, **53**, 735-741, 1972.
22. P. R. Stepanishen, "Asymptotic behavior of the acoustic nearfield of a circular piston," *J. Acoust. Soc. Am.*, **59**, 749-754, 1976.
23. T. Hasegawa, N. Inoue, and K. Matsuzawa, "A new rigorous expansion for the velocity potential of a circular piston source," *J. Acoust. Soc. Am.*, **74**, 1044-1047, 1983.
24. D. A. Hutchins, H. D. Mair, P. A. Puhach, and A. J. Osei, "Continuous-wave pressure fields of ultrasonic transducers," *J. Acoust. Soc. Am.*, **80**, 1-12, 1986.
25. T. Hasegawa, T. Kido, S. Takeda, N. Inoue, and K. Matsuzawa, "Acoustic radiation force on a rigid sphere in the near field of a circular piston vibrator," *J. Acoust. Soc. Am.*, **88**, 1578-1583, 1990.
26. S. V. Karpov, Z. Klusek, A. L. Matveev, A. I. Potapov, and

- A. M. Sutin, "Nonlinear interaction of acoustic waves in gas-saturated marine sediment," *Acoust. Phys.*, **42**, 464-470, 1996.
26. R. J. Bobber, *Underwater Electroacoustic measurement*, Peninsula Pub., Los Altos, 31-36, 1988.
27. T. Asada and Y. Watanabe, "Experimental of parametric amplification using nonlinear vibration of bubble under water," in *Frontiers of Nonlinear Acoustics: Proceedings Of 12th ISNA*, edited by M. F. Hamilton and D. T. Blackstock, Elsevier Science Publishers Ltd., London, 485-490, 1990.
28. R. T. Beyer, *Nonlinear Acoustics*, Acoust. Soc. Am., 328-331, 1974.

저자 약력

● 김 병 남 (Byoung-Nam Kim)

1997년 2월: 세명대학교 물리학과 (이학사)
 1999년 8월: 성균관대학교 물리학과 (이학석사)
 1999년 9월~현재: 성균관대학교 물리학과 (박사과정)
 1997년 8월~현재: 한국해양연구원 해군해양학 연구센터 협동연구생
 * 주관심분야: 물리음향, 수중음향, 생물음향

● 윤 석 왕 (Suk Wang Yoon)

1975년: 서강대학교 물리학과 (이학사)
 1978년: 서강대학교 물리학과 (이학석사)
 1983년: The University of Texas at Austin, Department of Physics (이학박사)
 1978년~1980년: 국방과학연구소 연구원
 1981년~1983년: The University of Texas at Austin, Applied Research Laboratories, 연구원
 1984년~1987년: U. S. Naval Postgraduate School, Department of Physics, 조교수, 초빙교수
 1989년~1993년: University of Mississippi, Department of Physics, 초빙교수
 U. S. National Center for Physical Acoustics, 연구자문위원
 1996년~1997년: University of Washington, Applied Physics Laboratory, 초빙교수
 1995년~현재: International Commission for Acoustics, 이사, 사무총장 (2001~2004)
 1985년~현재: 성균관대학교 물리학과 정교수
 한국물리학회, 한국음향학회 (평의원)
 Acoustical Society of America (Fellow)
 Institute of Electrical and Electronics Engineers (Senior Member)
 * 주관심분야: 물리음향, 의학음향, 수중음향 등

● 최 복 경 (Bok Kyoung Choi)

한국음향학회지 제22권 제3호 참조