

# 입자 영상 유속계를 이용한 초음파 수직진동에 의해 유도된 공진상태에서의 음향유동에 관한 연구

## Study of Acoustic Streaming at Resonance by Longitudinal Ultrasonic Vibration Using Particle Imaging Velocimetry

이 동 렬\*, 노 병 국\*\*

(Dong-Ryul Lee\*, Byoung-Gook Loh\*\*)

\*대구가톨릭대학교 기계자동차 공학부, \*\*한성대학교 기계시스템공학과

(접수일자: 2004년 4월 2일; 수정일자: 2004년 6월 15일; 채택일자: 2004년 6월 28일)

28.5 kHz의 초음파의 미세 수직진동에 의해서 유도된 음향유동 (acoustic streaming)을 레이저를 이용한 입자 영상 유속계에 의하여 고정 유리 평판과 초음파 진동자의 사이에서의 공기 유동을 가시화하였다. 음향유동에 의한 공기의 유동 속도의 증가를 측정하기 위해 고정 유리 평판과 초음파 진동자의 사이에서의 속도변화를 실시간으로 측정하였다. 진동자와 고정 평판의 사이의 gap에 따른 음향유동의 세기의 변화를 정량적인 공기의 유동 속도의 변화에 의해 관찰되었고 고정판과 초음파 진동자 사이의 gap에서 공진상태를 야기시키는 공진 Gap ( $H=18, 24, 30, 36\text{mm}$ )중에서 공진 Gap ( $H$ )이 18mm 일 때 최대의 음향속도가 존재함을 알 수 있었고 진동자 표면부근에서부터 고정평판사이까지의 국소 최대 난류강도의 축 방향 위치에 따른 변화는 gap의 크기에 따라 8%~70% 이었다. 전단응력값은 반경방향 위치의 중심영역에서 최대.전단응력을 가지며 와도 분포도 반경방향 위치에서 진동자 중심영역에 최대 및 최소와도 값을 가짐을 알 수 있었다.

**핵심용어:** 입자 영상 유속계, 초음파 진동, 음향유동, 유동가시화, 공진

**투고분야:** 초음파 및 탄성파 분야 (4.6)

Acoustic streaming induced by the microscopic longitudinal ultrasonic vibration at 28.5 kHz is visualized between the quiescent glass plate and ultrasonic vibrator by particle imaging velocimetry(PIV) using laser. To investigate the augmentation of air flow velocity of acoustic streaming, the velocity variations of air streaming between the stationary plate and ultrasonic vibrator are measured in real-time. It is experimentally investigated that the magnitude of the acoustic streaming dependent upon the gap between the ultrasonic vibrator and stationary plate results in the variations of the average velocity fields as a outcome of the bulk air flow caused by the ultrasonic vibration. In addition, maximum acoustic streaming velocity exists at resonant gap, 18mm that is one of the resonant gaps ( $H=18, 24, 30, 36\text{mm}$ ) at which resonance occurs. The variation of the local maximum turbulent intensity with axial direction appear to reveal the value of 8%~70% dependent upon the gap between the quiescent glass plate and ultrasonic vibrator. Shearstress is also maximized at the center region of the vibrator and the vorticity is also maximum and minimum in the neighborhood of the center of the vibrator at which the local maximum turbulent intensity and shear stress exist.

**Keywords:** Particle imaging velocimetry, ultrasonic vibration, acoustic streaming, flow visualization, resonance

**ASK subject classification:** Ultrasonic and elastic waves (4.6)

## I. 서론

책임저자: 이 동 렬 (dlee@cu.ac.kr)  
경북 경산시 하양읍 금락1리 330번지  
대구가톨릭대학교 기계자동차 공학부  
(전화: 053-850-2717; 팩스: 053-850-2710)

음향유동 (acoustic streaming)은 진동체와 막 (membrane) 및 벽과 같은 경계 표면에서 고주파 음파에 의해

발생하는 와류 (vortex) 형태의 정상 유동이다. 이 음향 유동은 자유 공간에서의 음파의 공간적 감쇠와 매질과 진동체사이의 대체적으로 무시할 수 있는 마찰로 인해 유도된다. 음파의 흡수와 분산이 파의 전파 과정에서 음파의 감쇠를 야기시킨다. 이 고주파수 음장에서 음파의 전파와 관련된 손실은 대량의 정상 상태 회전 운동을 생성하기에 충분한 중요한 압력의 감소를 가져온다. 이런 유형의 유동은 고점도의 매체에서 종종 발생한다. 다른 유형의 음향 유동은 진동하는 매질과 고정벽 사이 또는 반대의 경우의 마찰에 기인한다. 본 연구는 이런 종류의 근 경계 음향 유동 (near boundary acoustic streaming)에 초점을 맞추고 있다. 대량의 회전성을 띤 2차 정상 공기 유동을 야기시키는 와류구조의 이 음향 유동은 특히 대류 열 및 물질 전달, 인체 내부의 혈류 순환 및 신진대사 촉진, 생물학적인 세포변화, 생체 피부 및 치아 표면 접착층 제거등과 관련있는 고체와 유체의 경계면에서 흔히 발생하는 전달 공정률 (rate of transport process)의 향상에 매우 효율적이다.

음향 유동에 관한 연구는 Faraday[1]에 의해 처음으로 시작되었으며 이론적인 해석은 Rayleigh[2], Schlichting[3], Nyborg[4], Lighthill[5]에 의해 수행되었다. Jackson[6]은 초음파 진동에 유도되는 초음파 유동에 의한 유동 가시화에 관한 연구를 수행하였다. 또한 Gopinath 및 Mills[7]는 Kundt 관의 양 끝의 음향 유동에 의해 야기되는 대류 열전달 현상에 대해 연구하였고 Vainshtein et al.[8], Uhlenwinkel et al.[9], Ro 및 Loh[10], Loh et al.[11]는 음향 유동의 열전달 특성을 조사하여 급격한 열전달률 및 공정 전달률의 향상을 가져오기에 충분한 음향 유동 생성에 관한 연구를 수행하였다. 이런 모든 연구들의 기본 시스템에서 음향 유동에 의한 공정 전달과정의 특성은 3차원이다. 이런 초음파 진동에 의해 유도되는 음향 유동의 복잡성으로 인해 이론적인 해석방법으로는 최소의 해석만이 가능할 뿐이다. 그리하여 3차원 전산유체해석 (computational fluid dynamics, CFD)이 음향 유동 현상을 전적으로 이해하는 데에 필요한 방법들중의 하나라고 생각되지만 고주파의 가진 주파수와 이동 벽 경계조건 (moving-wall-boundary condition)을 포함하는 해석에 대한 긴 CPU 해석 시간으로 인해 결코 용이한 일이 아니라고 생각되며 직접 실험에 의한 3차원 유동가시화 또한 고가의 실험장비 및 까다로운 실험조건 설정등으로 인해 이 또한 단순한 일이 아니라고 생각된다. 그러나 3차원 실험 및 해석없이 초음파 진동에 의

해 유도되는 음향 유동의 현상의 심도있는 이해를 얻을 수 없다.

음향 유동에 의한 유동 속도의 증가와 대류 열전달 향상의 특성을 충분히 이해하는 데 있어서 음향 유동의 유동 형태를 가시화하는 일은 매우 중요한 일이다. 그러나 음속의 주파수에서 미세 음향 유동을 가시화하는 실험이 수행된 Jackson[6]의 연구를 제외하고는 대부분의 이전의 연구는 이론적인 평가와 전산유체해석 (CFD)에 국한되었다. 이 같은 이론적인 연구는 단순 경계조건에서만 적용되었고 열린 채널 (open channel)의 경계 조건에서 불연속성의 추가로 해석의 실험적인 검증이 유동을 가시화하는 방법으로 수행되어야 한다고 생각된다.

기계 및 전자/컴퓨터 산업현장에서 흔히 발생하는 이런 초음파에 의한 음향 유동은 너무 복잡해서 설계자가 유동장의 형태를 예측하는데 어려움이 있다. 유동장의 실험적인 가시화는 설계 과정의 필수적인 부분이 된다. 현재까지의 대부분의 유동장의 예측에 관련한 연구는 컴퓨터를 이용한 수치해석에 의해 수행되었으며, 컴퓨터 성능이 증가함에 따라 공간분해능이 향상되고 CPU 시간이 크게 단축되었으나, 비교할 문헌치가 없어 신뢰성 검증에 어려움이 따르고 있다. 실험적 연구에 있어서 LDV나 열선유속계와 같은 기존의 유동구조 측정방법들은 국소적인 몇몇 위치에서의 속도나 압력 값만을 제공하고 있다. 따라서 이와 같은 기존의 측정기법을 이용하여 시간에 따라 변화하는 비정상 유동이나 난류운동의 공간변화를 해석하고 정확하게 예측한다는 것은 거의 불가능하다. 따라서 이 문제를 해결하기 위해서는 전체 유동장 (flow field)에 대한 유동정보를 실시간의 정보로 얻을 수 있어야 한다[12-15].

이런 연유로 인해 유동장 정보를 가장 용이하게 획득할 수 있는 방법이 유동가시화 (flow visualization)이다. 유동가시화는 공정 현상 (process phenomena)과정을 실제 실험적으로 영상으로 표현하는 것으로 속도, 압력, 응력, 밀도 및 온도 등과 같이 우리 눈에는 보이지 않는 유동 정보의 공간분포를 시간과 공간의 어떤 범위 안에서 가시화하도록 하는 실험방법을 말한다. 유동가시화는 대부분 비 접촉 방식으로 유동 자체를 교란시키지 않으면서 어떤 순간의 전체 유동장을 가시화함으로써 측정하고자 하는 유동에 대한 시간 및 공간적인 유동정보를 제공한다[12-15].

물론 유동 가시화는 전 유동장을 보여 줄 수 있다는 것이 장점이며 반면에 속도 프로브는 단일 점에서 정보

를 제공한다. 박리 (separation)의 영역, 재순환 (recirculation), 그리고 압력 손실 (pressure loss)등이 상세한 계산이나 속도 측정이 없이도 제거될 수도 있다. 유동가시화의 기술은 대단히 다양하다. 다수는 입자 (particles) 또는 염료 (dye)와 같이 눈에 보이는 물질을 유동 단으로 삽입시키는 것이다. 다른 경우에는 유체 자체의 밀도변화 (그리고, 굴절률 변화)들이 가시화되게 할 수 있다.

기계, 전자산업 및 컴퓨터산업의 발달과 레이저기술 및 입자 영상처리기술의 도입으로 유동 입자들의 시간의 변화에 따른 변위정보를 담고 있는 입자 화상 (particle image)을 이용한 속도장 측정기법 (Particle Image Velocimetry, PIV)이 개발되어 정성적인 순간 유동정보 뿐만 아니라 정량적인 속도장 및 유동의 변동 (fluctuation)정보를 제공하고 있다. 예전의 이와 같은 PIV속도장 측정기술은 매우 급속하게 발전하여 이제는 복잡한 난류유동 (turbulent flow), 천이과정 (transient process)등의 유동구조를 높은 공간 분해능으로 정확히 분석하는 것도 가능하게 되었다[16-21].

본 연구에서는 음향 유동에 의한 유동 형태와 유동 속도는 위에서 언급한 입자 영상 유속계 (particle imaging velocimetry, PIV)에 의해 실험적으로 측정되었다. 음향 유동의 생성은 열린 공간 (open channel)에서 막대 수직 초음파 진동에 의해 이루어 졌다. 가진 주파수가 초음파이고 물리적인 공간없이도 방향성이 있는 유동 (directional flow)이기 때문에 음향 유동을 활용한 공기유동 유도의 장점은 소음이 없는 것이다. 본 연구의 목적은 음향 유동의 정량적인 해석을 위한 3차원 유동가시화를 수행할 수 있는 실험장치를 설계하고 음향 유동을 규명할 수 있는 3차원 실험 데이터를 습득하여 이론적인 해석과 검증 및 비교하는 데에 두었다.

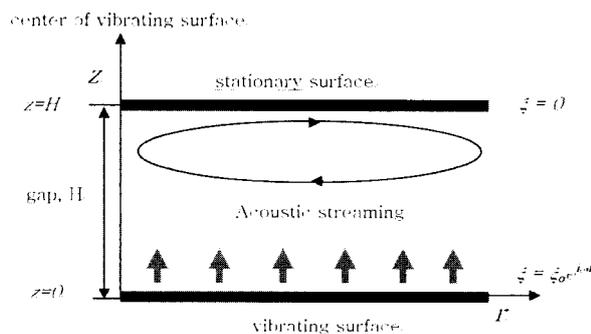


그림 1. 실험장치의 단순개략도  
Fig. 1 Simplified schematic diagram of the experimental setup.

## II. 지배 방정식

Nyborg[4]는 연속 근사법 (successive approximation method)에 근거하여 근 경계층 음향유동 (near boundary layer acoustic streaming) 이론을 아래와 같이 제안했다.

$$\mu \nabla^2 u_2 - \nabla P_2 + F = 0 \tag{1}$$

$$F = -\rho_0 \langle (u_1 \cdot \nabla) u_1 + u_1 (\nabla \cdot u_1) \rangle \tag{2}$$

$\mu$ : dynamic viscosity,  $\rho_0$ : constant equilibrium density,  $u_1$ : oscillatory particle velocity,  $u_2$ : 음향 유동 (acoustic streaming) velocity,  $P_2$ : steady state "dc" pressure,  $F$ : nonlinear driving forcing term, 그리고  $\langle \rangle$ 는 충분한 cycle 동안의 시간 평균을 의미한다. 시간 평균을 취하지 않으면 비선형 구동항 (nonlinear driving forcing term)인  $F$ 는 시간에 따른 변화가 없는 dc 부분과 sine 함수의 형태로 주기적으로 변하는 부분을 포함한다. 오랜 주기 동안 평균을 취했을 때 sine 함수 형태로 주기적으로 변하는 부분의 영향은 사라지며, 즉 sine 함수를 한 주기 동안 적분하면 결과는 0이며 단지 시간에 따라 변화가 없는 dc 부분의 영향만이 해 (solution)에 나타나게 된다. 비선형 구동항 중 dc부분이 음향유동 (acoustic streaming)을 유발한다. 음향유동 (acoustic streaming) 속도,  $u_2$ 는 진동자로부터의 거리가 무한대로 증가할 때 상수 값으로 수렴한다. 시간에 독립한 이 극한 속도 (limiting velocity,  $U_L$ )는 다음과 같이 유도된다.

$$U_L = -\frac{3}{4\omega} U \left( \frac{dU}{dx} \right) \tag{3}$$

여기서  $\omega$ 는 가진 주파수 (excitation frequency)이고  $U$ 는 경계면에 평행한 비회전 속도의 진폭이며  $x$ 는 경계면에 평행한 방향에서의 위치이다. 외부의 음향 유동의 운동을 해석하기 위하여, Stoke 경계층 두께를 무시할 수 있다고 가정할 때 극한 속도,  $U_L$ 는 고정 표면에서의 Slip 속도로 사용된다[22-23].

접선방향의 비회전 속도,  $U$ 는 연속방정식 (zero divergence condition)에 의해 법선방향의 비회전 속도,  $V$ 로부터 계산될 수 있다. 그림 1의 경우에  $V$ 를 계산하기 위하여 진동자의 표면은  $\xi(z, t) = \xi(0, t) = \xi_0 \sin(\omega t)$

식과 같이 조화운동을 하며 고정 평판은 정지하고 있다고 가정하여야 한다. 그 외에도 진동자와 고정 평판의 길이는 초음파의 파장과 비교하여 충분히 크다고 가정하여야 한다. 선형 음향학 이론과  $\xi = \xi_0 \sin(\omega t)$  at  $z = 0$  and  $\xi = 0$  at  $z = H$ 의 경계조건을 이용하여 공기 입자의 변위는 다음과 같이 얻어진다.

$$\xi(z,t) = \xi_0 \frac{\sin k(H-z)}{\sin kH} \sin(\omega t) \quad (4)$$

여기서  $k$ 는 음향파동수 (acoustic wave number)이고  $H$ 는 Fig.1에 보여진 바와 같이 진동 표면과 고정 평판사이의 gap이다. 식(4)의 시간 도함수를 취하면  $V$ 는 곧바로 유도될 수 있다. 그리고 연속방정식 (zero divergence condition,  $\partial U / \partial x + \partial V / \partial z = 0$ )을 사용하면 접선방향의 속도의 진폭은 다음과 같이 주어진다.

$$U = i \xi_0 \omega k \frac{\cos k(H-z)}{\sin kH} x \sin(\omega t) \quad (5)$$

식(5)에서  $U$ 는  $kH = n\pi$  ( $n=0,1,2,\dots$ )에서 최대가 됨을 알 수 있다. 식(5)의 목적은 정량적인 음향 유동속도를 계산하는 것이 아니라 특정한 gap에서 급격한 음향 유동 속도의 증가를 정성적으로 설명하는 데 있다. 감쇠항의 영향은,  $kH = n\pi$ 에서 음향 유동 속도를 계산하기 위하여 고려되어야 한다. 그러나 경계 조건에서 불연속성이 존재하기 때문에 이론적인 방법으로 정확한 정량적인 음향 유동 속도의 해석은 매우 어려운 일이다. Gap의 크기가  $n\pi/k$ 와 일치할 때의 음향 유동 속도의 증가 추세를 설명하기 위하여 감쇠항이 없는 단순한 식이 이용될 수 있다.  $k=2\pi/\lambda$  ( $\lambda$ : wavelength)인 관계식을 이

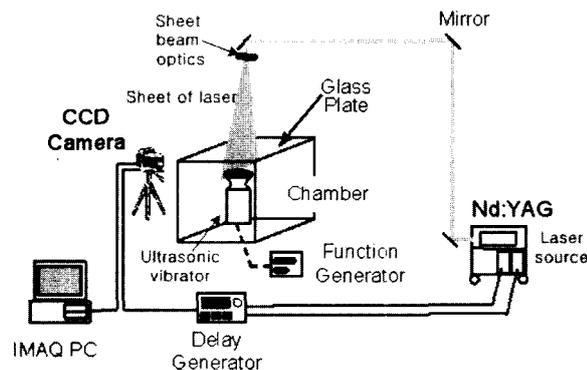
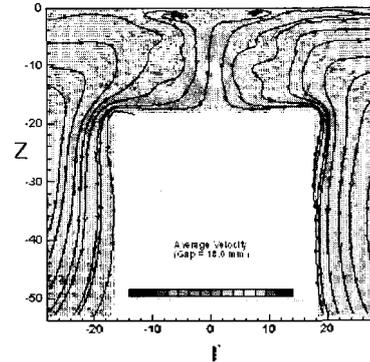
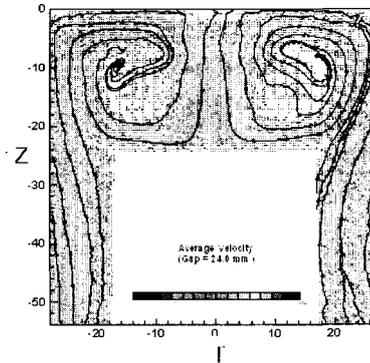


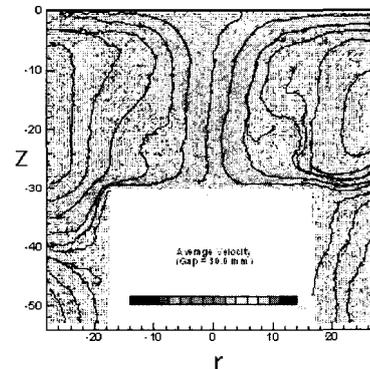
그림 2. 실험장치의 개요도  
Fig. 2 Schematic diagram of the experimental setup.



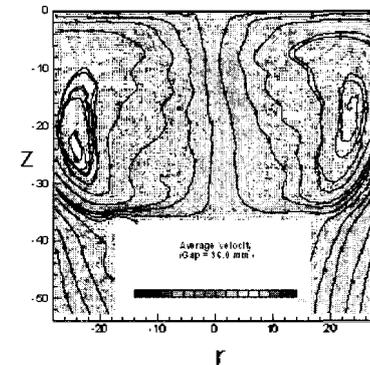
(a) Resonance Gap(H) = 18 mm



(b) Resonance Gap(H) = 24 mm



(c) Resonance Gap(H) = 30 mm



(d) Resonance Gap(H) = 36 mm

그림 3. 초음파 진동에 의한 음향유동의 평균속도장  
Fig.3 Average velocity fields of an acoustic streaming by ultrasonic vibration.

용될 수 있다.  $k=2\pi/\lambda$  ( $\lambda$ : wavelength) 인 관계식을 이용하여 최대 법선방향 비회전 속도를 발생하는 gap은  $H = n\lambda/2$  이 될 때 유도된다. 그러므로 고정 평판과 진동 표면사이의 gap 이 음파의 반파장과 일치할 때 최대 음향 유동 속도를 발생시키면서 접선방향 비회전속도,  $U$  가 최대가 된다.

### III. 실험장치 및 방법

그림 2에 보여진 실험장치는 초음파 유동장 측정을 위한 2차원 PIV 시스템이며 초음파 진동자 (Bolted Langevin type transducer), 혼 (horn), 연기 발생기 (smoke generator), 초음파 가진기 (ultrasonic wave exciter) 및 실시간 데이터 습득 장치 (real-time data acquisition system), 함수 발생기 (function generator), 지연 발생기 (delay generator), CCD 카메라, Nd:YAG 레이저 등으로 구성되어 있다 [16,20]. 초음파 진동자는 진폭을 극대화하기 위해 28.5 kHz에서 공진 (resonance)하도록 설계 되었으며 혼 (직경 40 mm)이라는 기계적 진동 증폭자를 같은 주파수에서 공진하도록 하여 초음파 진동자 위쪽에 부착하였다. 초음파 진동자와 혼 부착 시 기계적 부하에 의해 공진 주파수에 약간의 변화가 있었으나 이는 초음파 가진기에서의 다음과 같은 보정을 통해 보상할 수 있다. 즉, 시스템이 공진시 초음파 진동자의 임피던스 (impedance)는 최저이므로 초음파 진동자에 걸리는 전압의 변화를 입력신호의 주파수 변화에 따라 모니터링하면서 공진 주파수를 동조 (tuning)할 수 있었다. 본 실험기에서 최대 초음파 진동을 발생하기 위해서 필요한 초음파 진동자의 구동전력은 60 W (전압: 50 V) 이었다.

레이저 광원은 200 mJ 이중 헤드 펄스 Nd:YAG 레이저 (dual head pulsed Nd:YAG laser, Quantel)이다. 광원으로부터 볼록 렌즈 후의 원통형 렌즈로 구성되어 있는 sheet beam optics 로 레이저를 전달하기 위하여 3개의 거울이 사용되었다. Sheet beam 은 약 10도 정도의 확대각 (expanding angle)을 가지고 있다. 그러므로 측정 위치에서의 빛 (light sheet)의 폭과 두께는 각각 100mm 와 1mm 이다. 레이저 면 (laser sheet plane)은 초음파 진동자의 축방향 및 반경방향 유동속도 성분을 측정하기 위하여 고정되어 있는 유리 평판에 수직으로

장착되어져야 한다. CCD 카메라의 해상도 (Kodak MEGAPLUS ES 4.0)는  $2k \times 2k$  이고 카메라는 레이저 sheet 부터 1100 mm 정도 떨어져 위치하고 있으며 또한 레이저 sheet 에 수직방향으로 놓여져 있다. CCD 카메라와 레이저 광원은 지연 발생기 (delay generator, BNC, Model 555)에 의해 싱크로나이즈되었고 주 트리거 신호 (main trigger signal)에 대해서는 첫 레이저 광원으로 부터의 트리거 출력값 (trigger output)이 사용되었다. 영상을 취득하기 전에 유동 측정 공간은 라스킨 노즐 (Laskin nozzle, TSI, Model 9307)로부터 생성되는, 직경이 1 $\mu$ m 인 올리브유 입자 성분의 연기로 일정하게 채워졌다.

유동의 영상 측정 영역크기는 60  $\times$  60 mm 이다. 두 개의 영상이 600  $\mu$ s 의 시간 지연을 가지고 취득되었으며 두개의 프레임에 의한 상호상관법 (cross-correlation method)에 의해 처리되었다. 초당 4쌍의 영상을 얻었으며 한 개의 측정조건을 위해 64 쌍의 영상을 평균하여 구하였다.

### IV. 결과 및 토의

고정판과 초음파 진동자 사이의 gap에서 공진상태를 야기시키는 공진 Gap ( $H=18, 24, 30, 36$ mm) 에 따라 평균속도장, 난류강도분포, 전단응력 및 와도 (vorticity) 분포를 측정하였다.

#### 4.1. 평균속도장

공진 Gap인 4가지 경우에 대해 평균속도장을 그림 3(a),(b),(c) 및 (d)에 나타내었다. 이론적으로 예측한 바와 같이 Gap 사이에 와류 (vortex)형태를 띤 속도장을 측정할 수 있었다. 정량적인 본 실험 데이터에서도 보여진 바와 같이 Gap(H)이 18mm 일 때 최대의 평균 유동 속도가 존재함을 그림 3(a)를 통해 검증할 수 있었다. 그림 3(a),(b),(c) 및 (d)는 축대칭인 시스템에서 원통형 진동자와 고정평판사이의 Gap 내에서 축방향 ( $z$ )과 반경방향 ( $r$ ) 사이의 평균속도장을 표시하고 있는 것이다. 그림 3(a),(b),(c) 및 (d)에서 보여진 바와 같이 공진 Gap (H)이 커질수록 대칭 와류의 크기가 점점 커짐을 알 수 있었고 평균 유동 속도가 작아짐을 또한 알 수 있었다.

와류는 공진 Gap이 증가하면서 진동자의 중심으로부터 멀어져 발생함도 그림 3(a),(b),(c) 및 (d)부터 볼 수 있었다. 또한 공진 Gap 내의 축방향 위치에서는 국소적으로 고정판보다 진동자에 가까운 위치에서 평균 유동 속도장의 크기가 증가하고 진동자의 양쪽끝단 (edge)에서는 중심에서 보다 더 큰 평균 유동 속도가 존재함을 그림 3(a),(b),(c) 및 (d)에서 알 수 있다.

4.2. 난류강도

4.2.1. 공진 Gap (H=18mm)

반경방향 및 축방향의 속도성분의 난류강도 분포를 그림 4(a) 및 (b)에 각각 나타내었다. 그림 4(a)에서는 반경방향 속도성분의 난류강도분포를 공진 Gap 내의 축방향 위치 z=-1, -6, -12, -17mm 단면에서 반경방향에 대해서 표시되었다. 여기서는 z 위치가 0으로 갈수록 고정판에 근접하고 -18mm로 갈수록 진동자에 근접한다. 그래서 z=-1, -17mm, 즉 고정판과 진동자에 아주 근접한 축

방향 위치와 z=-6, -12mm, 즉 공진 Gap 내의 축방향의 중간정도 위치에 해당하는 국소점에서 난류강도분포를 끌고루 볼 수 있었다. 그림 4(a)에 의하면 진동자의 중심부분(r=0)에서 난류강도가 증가하였고 축방향의 국소점이 진동자로 접근할수록 고정판 부근 (z=-1mm)보다 약 29%정도 증가하였으나 진동자에 아주 근접한 위치 (z=-17mm)에서는 오히려 난류강도가 약 31%정도 감소함을 알 수 있었다.

그림 4(b)에서는 축방향 속도성분의 난류강도 분포를 위의 그림 4(a)와 같이 공진 Gap내의 축방향 위치 z=-1, -6, -12, -17mm 단면에서 반경방향에 대해서 나타내었다. 여기서 난류강도분포는 반경방향의 난류강도 분포와 정성적으로 유사한 경향을 보여주었고 난류강도의 증가 및 감소율도 위의 Fig.4(a)에서와 거의 유사한 크기를 보여주고 있다.

그림 5(a) 및 (b)는 축방향 및 반경방향의 난류강도분포를 축방향 (z) 및 반경방향 (r)에 대해 3차원 그림으로

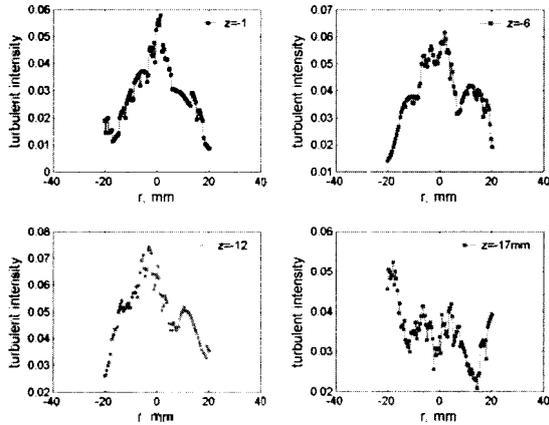


그림 4(a) 공진 gap 18mm에서의 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.4(a) Radial directional turbulent intensity distributions. at resonance gap(H) = 18 mm

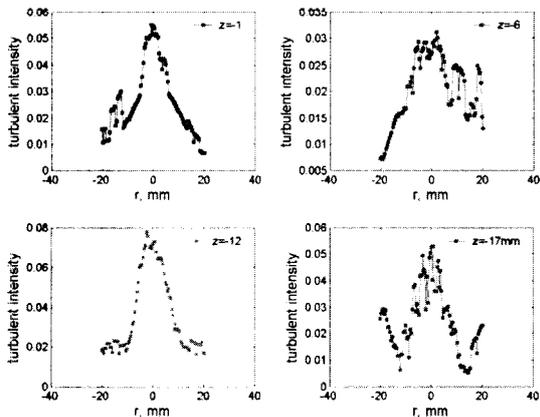


그림 4(b) 공진 gap 18mm에서의 축방향 난류 강도 분포  
Fig.4(b) Axial directional turbulent intensity distributions. at resonance gap(H) = 18 mm

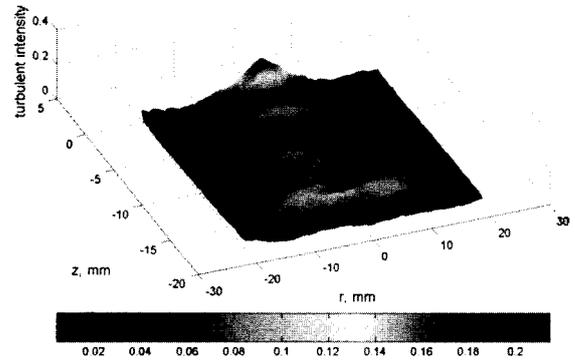


그림 5(a) 공진 gap 18mm에서의 3차원 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.5(a) 3-D Radial directional turbulent intensity distribution. at resonance gap(H) = 18 mm

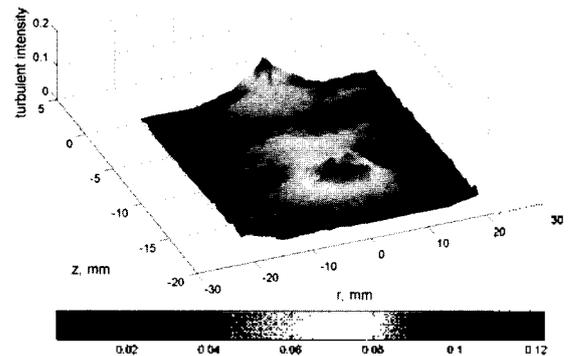


그림 5(b) 공진 gap 18mm에서의 3차원 축방향 난류 강도 분포  
Fig.5(b) 3-D Axial directional turbulent intensity distribution. at resonance gap(H) = 18 mm

나타내었다. 여기서도 최대 난류강도는 진동자의 중심과 고정판 표면 부근 또는 축방향의 국소위치  $z = -10 \sim -15$  mm 사이에 존재함을 쉽게 알 수 있다. 또한 본 난류강도 분포는 축방향에서 진동자로 접근할수록 서서히 증가함도 알 수 있었다.

4.2.2. 공진 Gap ( $H=24mm$ )

그림 6(a) 및 (b)는 공진 Gap( $H$ ) 24mm에 대한 반경방향 및 축방향의 속도성분의 난류강도분포를 각각 나타내고 있다. 그림에서 보는 바와 같이 축방향의 난류강도는 반경방향의 난류강도와 정량적으로 유사한 경향을 보여 주고 있다. 두 경우 모두 다 진동자의 중심부분, 즉 반경방향 위치( $r$ )가 0 근처에서 높은 난류강도 분포를 보여 주고 난류강도의 크기적인 측면에서는 공진 Gap( $H$ ) 18mm의 경우처럼 역시 진동자의 중심 위치에서 최대 난류강도를 나타내고 있다. 그러나 진동자에 아주 근접한 축

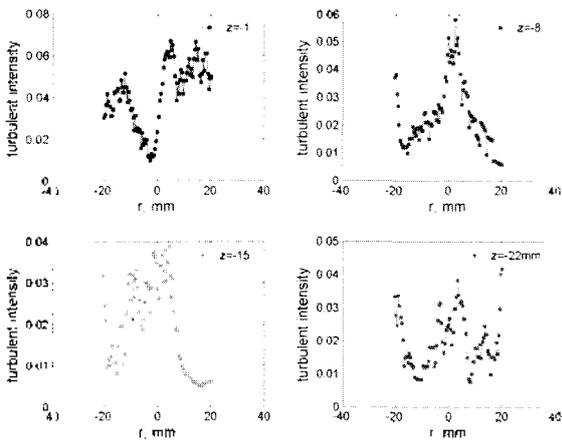


그림 5(a) 공진 gap 24mm에서의 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.5(a) Radial directional turbulent intensity distributions. at resonance gap( $H$ ) = 24 mm

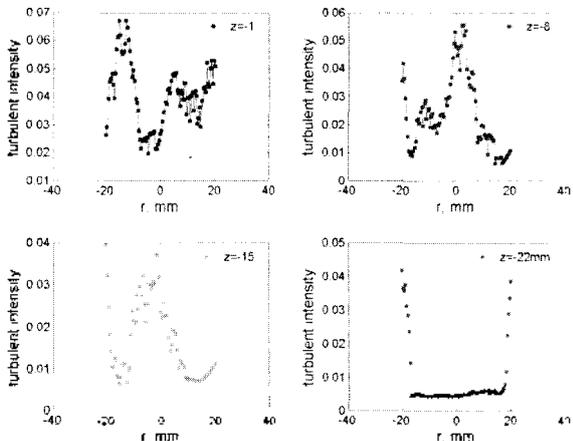


그림 6(b) 공진 gap 24mm에서의 축방향 난류 강도 분포  
Fig.6(b) Axial directional turbulent intensity distributions. at resonance gap( $H$ ) = 24 mm

방향 위치 ( $z$ )인  $z = -22mm$ 에서는 공진 Gap( $H$ ) 18mm의 경우와 달리 진동자의 양끝단에서 난류강도가 서서히 증가하는데 이는 공진 Gap이 18mm보다 큰 경우에는 진동자 주위의 정지 유체와의 혼합이 용이하여 초음파 진동에 의한 공기의 대량의 2차 유동(secondary flow)으로 기인한 축방향 및 반경방향 속도의 변동성에 기인한다고 생각된다. 그림 7(a) 및 (b)는 반경방향 및 축방향의 난류강도 분포를 축방향과 반경방향에 대해 3차원 그림으로 표시하였다. 이 그림에서도 확인할 수 있듯이 진동자의 중심 위치에서 난류강도가 서서히 증가하고 있음을 알 수 있다.

4.2.3. 공진 Gap ( $H=30mm$ )

공진 Gap( $H$ ) 30mm에 대한 반경방향 및 축방향의 속도성분의 난류강도분포를 그림 8(a) 및 (b)에 각각 나타내었다. 또한 여기서 반경방향 및 축 방향 난류강도분포를 축방향의 국소위치 ( $z = -1, -10, -19, -29mm$ )에 대해서 측정하였다. 공진 Gap( $H$ ) 30mm의 경우도 공진 Gap 18

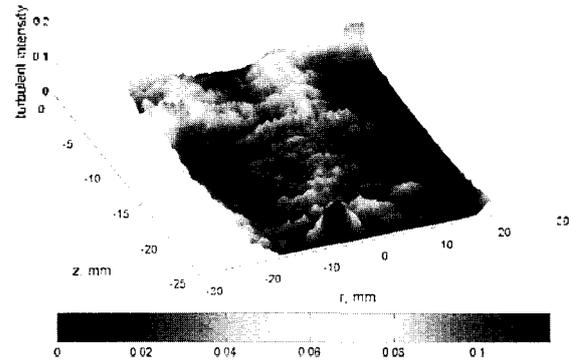


그림 7(a) 공진 gap 24mm에서의 3차원 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.7(a) 3-D radial directional turbulent intensity distribution. at resonance gap( $H$ ) = 24 mm

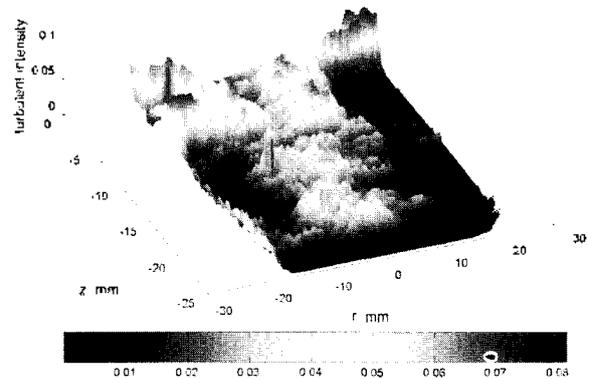


그림 7(b) 공진 gap 24mm에서의 3차원 축방향 난류 강도 분포  
Fig.7(b) 3-D Axial directional turbulent intensity distribution. at resonance gap( $H$ ) = 24 mm

mm, 24mm의 경우와 유사한 경향을 보여주고 있다. 진동자 중심위치( $r=0$ )에서 최대난류강도가 발생하며 축방향 위치  $z=-10, -19$ mm 에서는 난류강도 증가율 및 감소율이 일관성있는 변화 형태를 보여주나 진동자에 아주 근접한 위치 ( $z=-29$ mm)와 고정평판에 아주 근접한 위치 ( $z=-1$ mm)에서는 난류강도의 증가율 및 감소율이 아주 불규칙한 경향을 보여주는데 이는 평균속도장 분포, 즉 Fig.3(c)에서도 볼 수 있듯이 진동판과 고정평판 근처에서는 속도 분포 자체가 아주 불규칙하게 유동하고 있음을 알 수 있다. 심지어 축방향 위치  $z=-29$ mm 에서는 반경방향 난류강도와 축방향 난류강도의 변화 경향은 거의 유사하나 최소 난류강도는 진동자의 양끝단 부분에 발생하며 반경방향의 최소 난류강도가 축 방향 난류강도보다 20% 정도 더 작은 값을 가짐을 알 수 있었다. 이는 위에서도 언급했듯이 진동자의 양끝단에서의 축방향 속도장과 반경방향 속도장이 주위 유체와의 혼입으로 인해서 불규칙하게 변동하여 발생한 현상이라고 생각된다. 그림 9(a) 및 (b)는 반경방향 및 축방향의 난류강도 분포

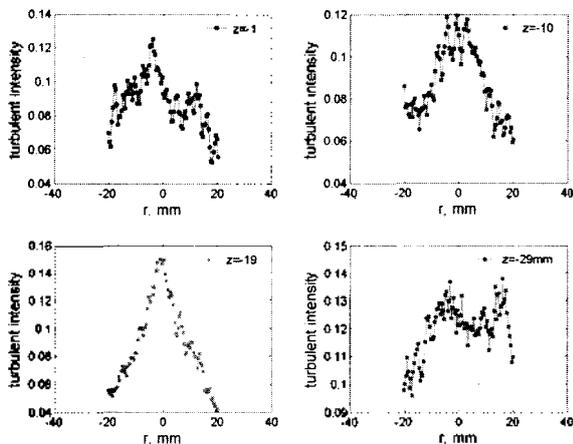


그림 8(a) 공진 gap 30mm에서의 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.8(a) Radial directional turbulent intensity distributions. at resonance gap(H) = 30 mm

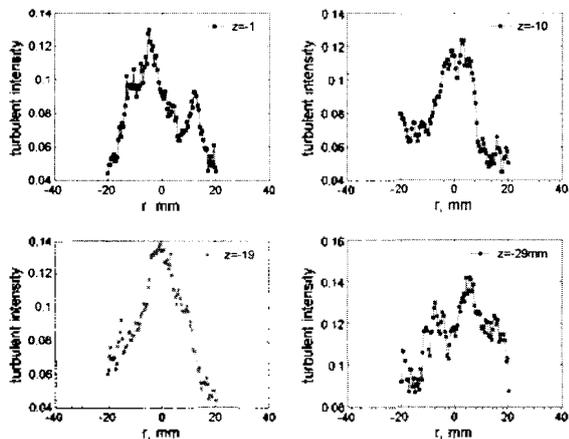


그림 8(b) 공진 gap 30mm에서의 축방향 난류 강도 분포  
Fig.8(b) Axial directional turbulent intensity distributions. at resonance gap(H) = 30 mm

를 반경방향과 축방향의 위치에 따라 나타난 3차원 그림이다. 반경방향의 난류강도는 축방향위치( $z$ )가  $-15$ mm에서  $-29$ mm사이와 반경방향 위치( $r$ )가  $-10$ mm에서  $10$ mm 사이에 골고루 큰값이 존재하였고 축방향의 난류강도 역시 축 방향 위치가  $-15$ mm에서  $-29$ mm사이와 반경방향 위치가  $-10$ mm에서  $10$ mm사이에 큰값이 분포하고 있음을 알 수 있었다.

#### 4.2.4. 공진 Gap ( $M=36$ mm)

그림 10(a) 및 (b)는 공진 Gap ( $H=36$ mm)에 대한 반경방향 및 축방향 속도성분의 난류강도분포를 각각 나타내고 있다. 이 경우도 다른 공진 Gap ( $H=18, 24, 30$ mm)과 마찬가지로 유사한 증가 및 감소 경향의 난류강도 분포를 보여주고 있으며 역시 진동자 중심위치에서 최대 난류강도가 발생함을 알 수 있다. 또한 반경방향 난류강도와 축 방향 난류강도는 변동형태 및 크기 면에서 두 경우 거의 유사한 경향을 보여 주었다. 진동자 표면 근처와 고정평판 근처에서의 난류강도의 불규칙한 변동은 공

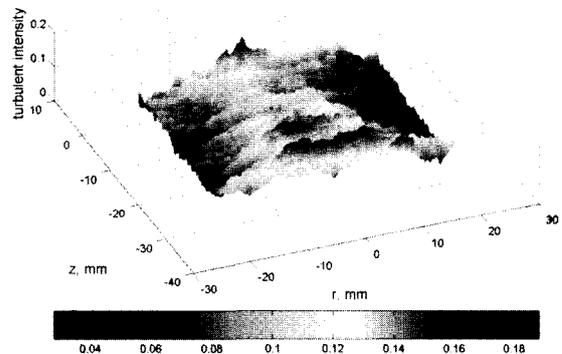


그림 9(a) 공진 gap 30mm에서의 3차원 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.9(a) 3-D radial directional turbulent intensity distribution. at resonance gap(H) = 30 mm

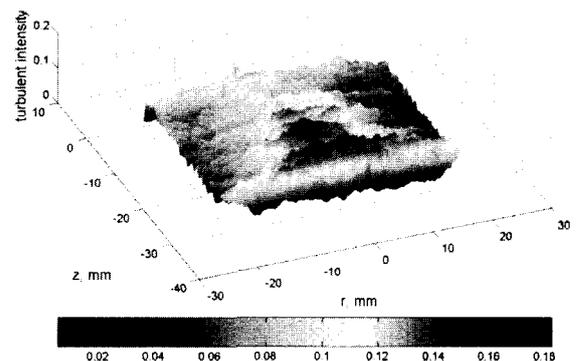


그림 9(b) 공진 gap 30mm에서의 3차원 축방향 난류 강도 분포  
Fig.9(b) 3-D axial directional turbulent intensity distribution at resonance gap(H) = 30 mm

진 Gap 30mm에서 언급한 현상과 동일한 현상이라고 생각된다. 그림 11(a) 및 (b)는 반경방향 및 축방향의 난류 강도분포의 3차원 그림이다. 다른 공진 Gap ( $H=18, 24, 30\text{mm}$ )과는 달리 최대 난류강도는 진동자 중심부와 공진 Gap 전체위치에 골고루 분포되어 있고 평균 속도장의 그림 3(d)에서 볼 수 있는 진동자 양끝단 바깥부와 공진 Gap 전체 영역에 크게 발생하는 와류 (vortex)의 영향으로 진동자 바깥부 위치 ( $r=-15\sim-20\text{mm}, r=15\sim20\text{mm}$ )에 작은 값의 난류강도값이 분포함을 알 수 있었다.

지금까지 언급해 왔던 4개의 공진 Gap ( $H=18, 24, 30, 36\text{mm}$ )에 대한 반경 방향 및 축방향 성분의 최대 난류강도 값을 축방향 위치에 따라 그림 12(a) 및 (b)에 각각 나타내었다. 그림 12(a)는 축방향 위치에 따라 변화하는 국소적인 4개의  $z$  단면의 반경방향의 최대 난류강도 분포이며 그림 12(b)는 축방향 위치에 따라 변화하는 국소적인 4개의  $z$  단면의 축방향의 최대 난류강도 분포이

다. 이 그림에서 알 수 있듯이 모든 공진 Gap에 대해 축방향 국소 최대 난류강도분포와 반경방향 국소 최대 난류강도분포는 아주 유사한 경향을 보여주고 있으며 최대 난류강도의 증가 및 감소구배도 유사한 정량적 크기를 보여주며 국소적으로 변화하는 최대 난류강도의 발생 위치는 공진 Gap이 30mm 경우  $z=-19\text{mm}$  일 때 존재하는 반경방향 최대 난류강도 값이 축방향 최대 난류강도 값보다 조금 더 컸을 뿐 그 외의 공진 Gap에서는 축방향 및 반경방향 최대 난류강도값이 동일하게 공진 Gap이 18mm 일 때는  $z=-12\text{mm}$ , 공진 Gap이 24mm 일 때는  $z=-1\text{mm}$ , 공진 Gap이 36mm 일 때는  $z=-23\text{mm}$ 에서 발생하고 있음을 그림 12(a) 및 (b)을 통해 할 수 있다.

반경방향 국소 최대 난류강도의 진동자 표면부근에서부터 고정평판사이까지의 축 방향 위치에 따른 최대 증가 또는 감소폭은 공진 Gap이 18, 24, 30, 36mm 일 때, 각각 43%, 41%, 20%, 48%이며 축방향 국소 최대 난류

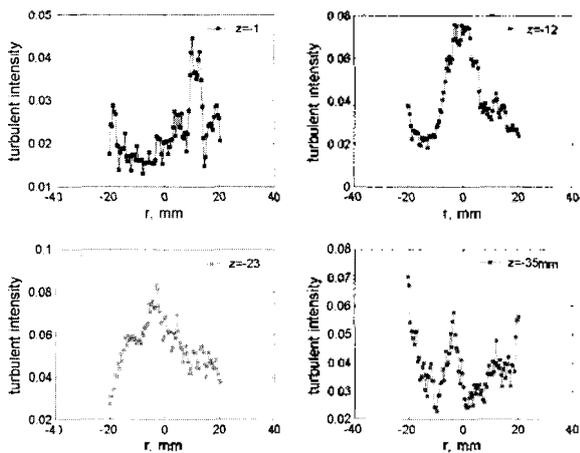


그림 10(a) 공진 gap 36mm에서의 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.10(a) Radial directional turbulent intensity distributions at resonance gap( $H$ ) = 36 mm

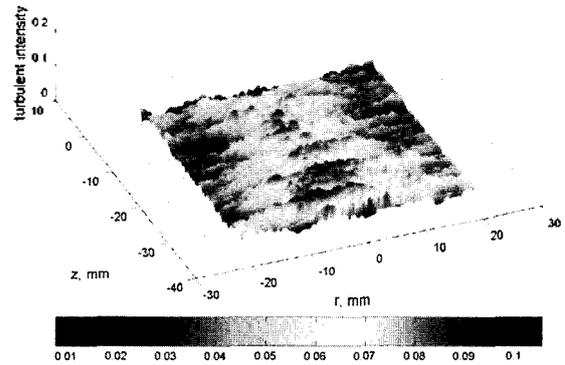


그림 11(a) 공진 gap 36mm에서의 3차원 반경방향 난류 강도 분포  
Fig.11(a) 3-D radial directional turbulent intensity distribution at resonance gap( $H$ ) = 36 mm

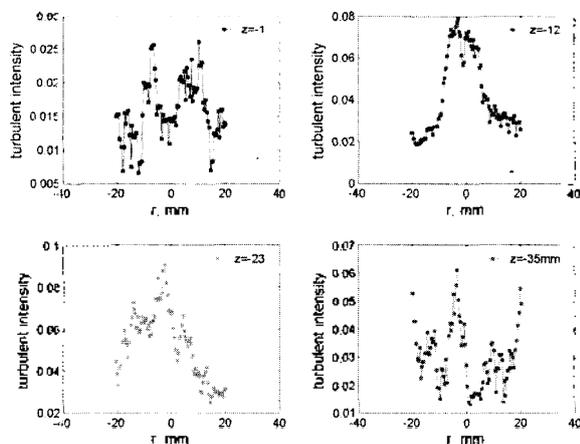


그림 10(b) 공진 gap 36mm에서의 축방향 난류 강도 분포  
Fig.10(b) Axial directional turbulent intensity distributions at resonance gap( $H$ ) = 36 mm

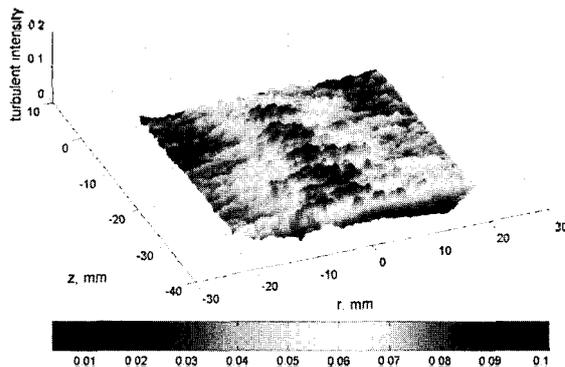


그림 11(b) 공진 gap 36mm에서의 3차원 축방향 난류 강도 분포  
Fig.11(b) 3-D axial Directional Turbulent Intensity Distribution at Resonance Gap( $H$ ) = 36 mm

강도의 축 방향 위치에 따른 최대 증가 또는 감소폭은 각각 61%, 38%, 12%, 70% 이다. 또한 그림 12(a) 및 (b)에 의하면 축방향 및 반경방향의 국소 최대 난류강도는 공진 Gap이 24mm 일 때만 진동자 표면과 축방향으로 1mm 떨어진 점에 존재하고 그 외의 공진 Gap에서는 진동자 표면과 고정평판 표면 사이의 축방향 위치에 분포하고 있음을 알 수 있다. 이것은 진동자 표면과 고정평판 표면 근처보다는 공진 Gap 사이의 중앙부분으로 진동자 바깥주위의 정지유체의 혼합으로 속도장의 변화에 기인한다고 생각된다.

**4.3. 전단응력**

초음파 진동자와 고정평판 사이의 공진 Gap (H=18, 24, 30, 36mm)에 대한 축방향 위치 및 반경방향 위치에 따른 전단응력의 공간적 분포를 각각의 Gap에 대해서 나타내었다.

그림 13(a), (b), (c) 및 (d)는 공진 Gap H=18, 24, 30, 36mm 일 때 축방향의 4개의 국소 위치에 대해 반경방향 위치에 따른 각각의 전단응력의 분포를 보여주고 있다. 전단응력값은 공진 Gap내의 초음파 유동을 하는 유체(공기)의 평균 속도구배에 비례하기 때문에 그림 3에 표시되어 있는 평균속도장의 속도구배가 가장 큰 영역에서 국소 최대 전단응력 값이 존재한다. 진동자 중심 위치(r=0)를 제외한 반경방향 위치의 중심영역에서 최대 전단응력을 가지며 진동자 양끝단으로 갈수록 0의 값에 가까워지고 있다. 난류강도 분포는 진동자 중심점에서 값이 존재하였으나 전단응력값은 0이 되었고 역시 진동자 양끝단에서는 난류강도 값이 존재하였으나 전단응력이 거의 0이 되는 차이를 보였고 최대 전단응력값은 최대 난류 강도의 영역과 비슷한 반경방향 위치에 분포하였

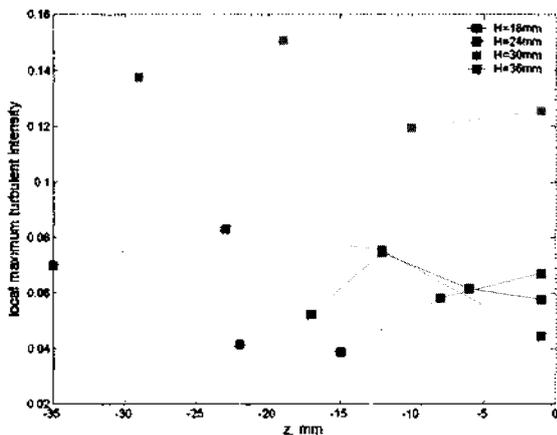


그림 12(a) 축방향에 따른 국소 최대 반경방향 난류강도분포의 변화  
Fig.12(a) Variations of local maximum radial directional turbulent intensity distribution with axial direction.

다. 이는 공진 Gap내의 그 영역에서 가장 큰 속도장의 변화와 공진 Gap 바깥부분의 주위 유체와의 혼합과 공진 Gap 내의 시험유체의 뚜렷한 와류구조를 형성하는 초음파 유동에 기인된다고 생각된다. 또한 그림 13(a), (b), (c) 및 (d)에 의하면 축방향 위치에서 진동자 표면과 고정평판 표면으로 가까워질수록 전단응력값이 서서히 증가함을 볼 수 있었다.

4개의 공진 Gap (H=18, 24, 30, 36mm)의 축방향 위치 (z)에 따른 국소 최대 전단응력 값을 그림 14에 표시하였다. 이 그림에 의하면 축방향 위치에 대해 국소 최대 전단응력값이 심한 차이를 보이고 있으나 위에서 언급한 것처럼 고정평판 표면 또는 진동자의 표면으로 접근할수록 국소 최대전단응력 값이 증가함을 알 수 있다. 이는 고정평판에서 시험유체 (공기)의 급격한 평균 속도의 감소와 2차 유동으로 인한 급격한 속도 구배의 변화에 기인한다고 생각된다.

**4.4. 와도**

그림 15(a), (b), (c) 및 (d)는 반경방향 위치(r)와 축방향위치(z)에 따른 와도분포를 보여주고 있다. 이것에 의하면 진동자 중심축(z축)에 대략적으로 대칭에 유사한 구조를 나타내고 있다. 음의 값과 양의 값을 색상으로 표시하여 나타내고 있다. 국소 최대 난류강도와 최대 전단응력값이 존재하는 국소점과 유사하게 와도 분포도 반경방향 위치에서 진동자 중심영역에 최대 및 최소와도 값을 가짐을 알 수 있다. 또한 진동자와 고정평판 사이의 Gap(H)이 증가할수록 와도의 절대적인 크기도 국소적으로 감소하고 Gap(H)이 18, 24, 30mm 일 때는 특정한 국소 영역 (고정 평판 근처 및 진동자 근처)에서 큰 와도가 발생하는데 Gap이 36mm 일 때는 꽤 큰 와도가 여러

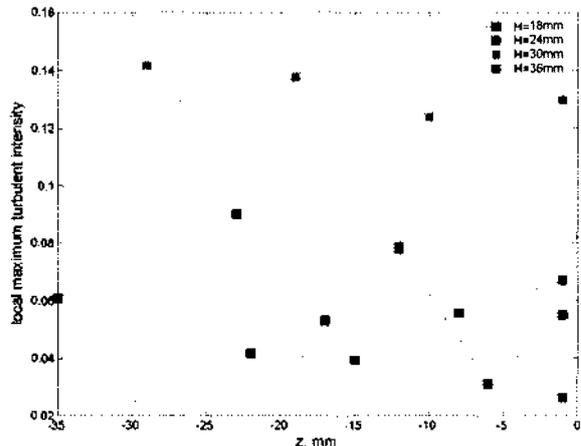


그림 12(b) 축방향에 따른 국소 최대 축방향 난류강도분포의 변화  
Fig.12(b) Variations of local maximum axial directional turbulent intensity distribution with axial direction

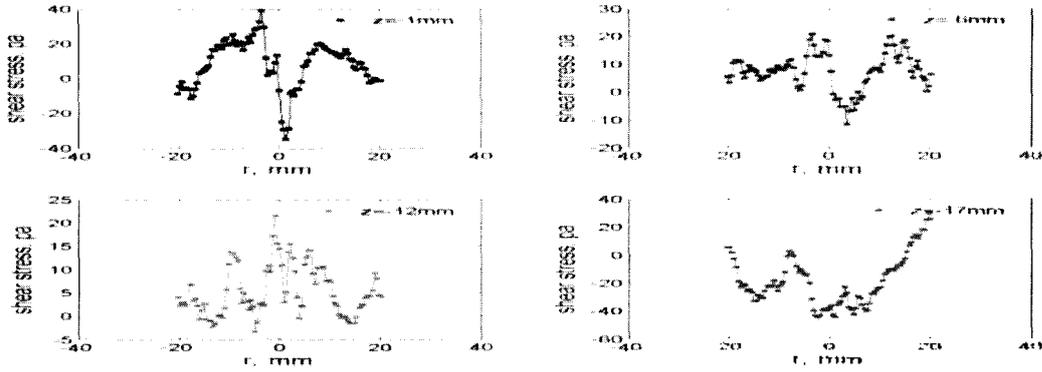


그림 13(a) 공진 Gap 18mm에서의 국소 전단응력 분포  
 Fig. 13(a) Local shear stress distributions at resonance gap(H)=18mm

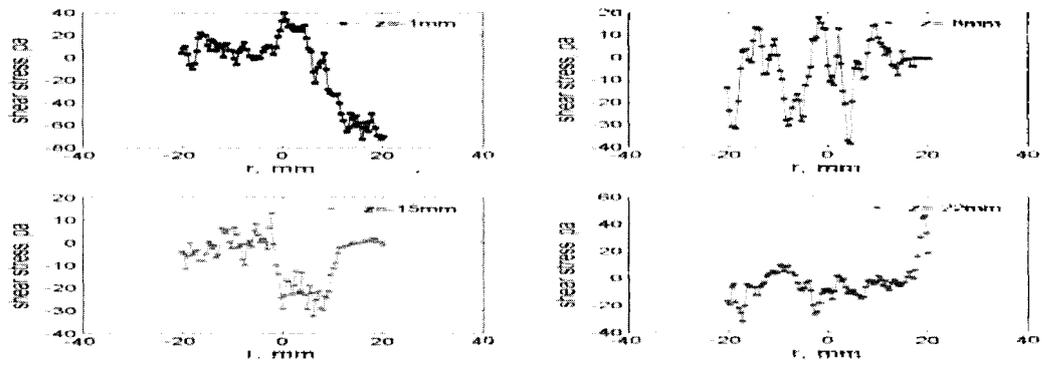


그림 13(b) 공진 Gap 24mm에서의 국소 전단응력 분포  
 Fig. 13(b) Local shear stress distributions at resonance gap(H)=24mm

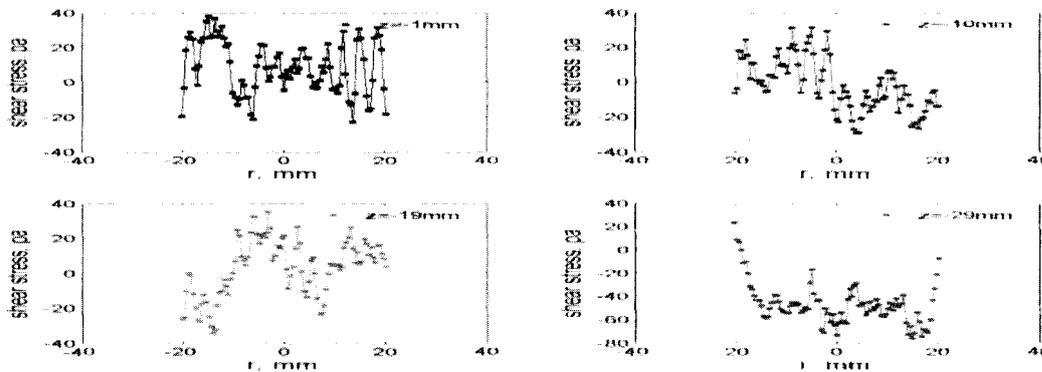


그림 13(c) 공진 Gap 30mm에서의 국소 전단응력 분포  
 Fig. 13(c) Local shear stress distributions at resonance gap(H)=30mm

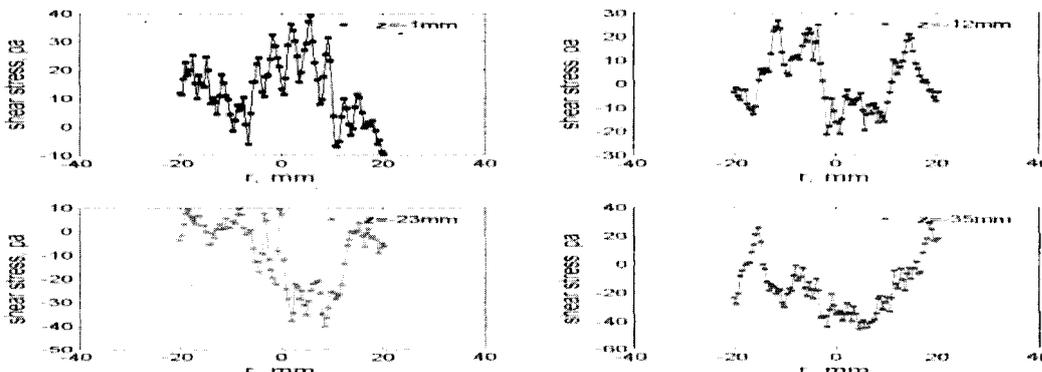


그림 13(d) 공진 Gap 36mm에서의 국소 전단응력 분포  
 Fig. 13(d) Local shear stress distributions at resonance gap(H)=36mm

국소 영역에서 발생함을 알 수 있었다.

### V. 결론

본 연구에서는 수직 초음파 진동에 의해 유도된 공진 상태에서의 초음파 유동 특성을 레이저를 이용하여 가시화하여 진동자와 고정 평판 내의 유동 현상을 실험적으로 고찰하였다. 진동자와 고정 평판의 사이의 gap에 따른 음향유동 (acoustic streaming)의 세기의 변화를 정량적인 공기의 유동 속도의 변화에 의해 관찰되었다.

고정판과 초음파 진동자 사이의 gap에서 공진상태를 야기시키는 공진 Gap ( $H=18, 24, 30, 36\text{mm}$ )중에서 공진 Gap( $H$ )이 18mm 일 때 최대의 평균 유동 속도를 알 수 있었고 공진 Gap( $H$ )이 커질수록 대칭 외류의 크기가 점점 커짐을 알 수 있었고 평균 유동 속도가 작아짐을 또한 알 수 있었다. 모든 공진 Gap에 대해 축방향 국소 최대 난류강도분포와 반경방향 국소 최대 난류강도분포는 아주 유사한 경향을 보여주고 있으며 진동자 표면부근에서부터 고정평판 사이까지의 반경방향 국소 최대 난류강도의 축 방향 위치에 따른 최대 증가 또는 감소 폭은 공진 Gap이 18, 24, 30, 36mm 일 때 20%~48% 정도 있었으며 축방향 국소 최대 난류강도의 축 방향 위치에 따른 최대 증가 또는 감소폭은 12%~70% 이었다. 전단 응력값은 공진 Gap 내의 초음파 유동을 하는 공기의 속도구배에 비례하기 때문에 평균속도장의 속도구배가 가장 큰 영역에서 국소 최대 전단응력 값이 존재하며 진동자 중심위치 ( $r=0$ )를 제외한 반경방향 위치의 중심영역

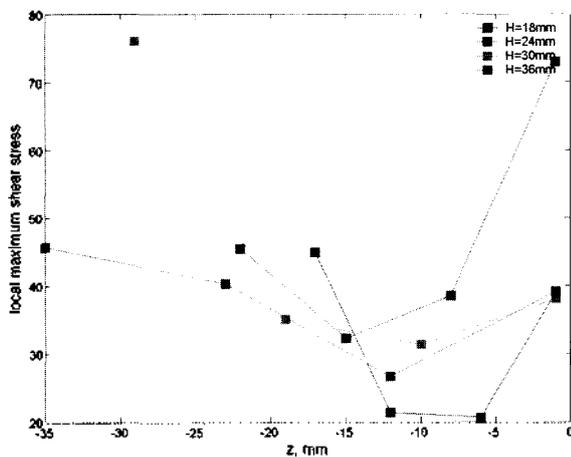


그림 14. 축방향에 따른 국소 최대 전단응력 분포의 변화  
Fig. 14 Variations of local maximum shear stress distributions with axial direction

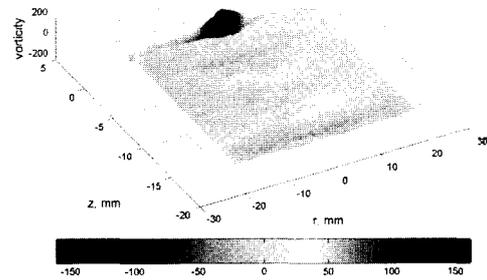


그림 15(a) 공진 Gap 18mm에서의 3차원 와포 분포  
Fig.15(a) 3-D vorticity distributions at resonance gap( $H$ ) = 18mm

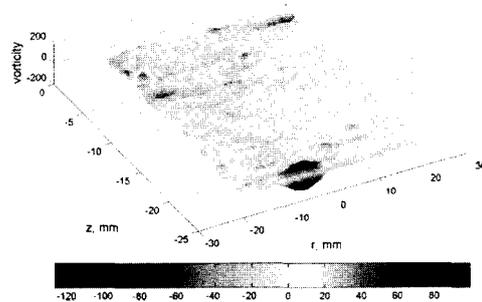


그림 15(b) 공진 Gap 24mm에서의 3차원 와포 분포  
Fig.15(b) 3-D vorticity distributions at resonance gap( $H$ ) = 24mm

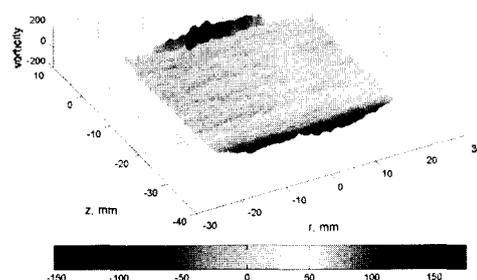


그림 15(c) 공진 Gap 30mm에서의 3차원 와포 분포  
Fig.15(c) 3-D vorticity distributions at resonance gap( $H$ ) = 30mm

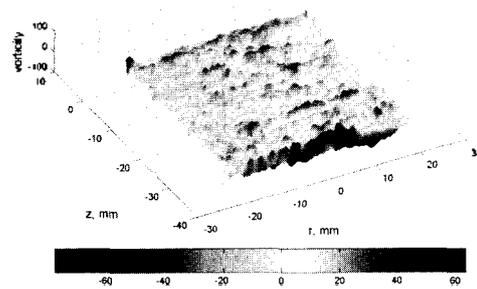


그림 15(d) 공진 Gap 36mm에서의 3차원 와포 분포  
Fig.15(d) 3-D vorticity distributions at resonance gap( $H$ ) = 36mm

에서 최대 전단응력을 가지며 진동자 양끝단으로 갈수록 0의 값에 가까워지고 있고 진동자 중심점에서 전단응력 값은 0이 되었고 최대 전단응력값은 최대 난류 값이 존재하는 영역과 비슷한 반경방향 위치에 분포하였다. 또한 측방향 위치에서 진동자 표면과 고정평판 표면으로 가까워질수록 전단응력값이 서서히 증가함을 볼 수 있었다. 국소 최대 난류강도와 최대 전단응력값이 존재하는 국소점과 유사하게 와도 분포도 반경방향 위치에서 진동자 중심영역에 최대 및 최소와도 값을 가짐을 알 수 있다. 또한 진동자와 고정평판 사이의 Gap(H)이 증가할수록 와도의 절대적인 크기도 국소적으로 감소하였다.

### 참고 문헌

1. M. Faraday, Phil.Trans., 121, 229, 1831.
2. L. Rayleigh, Theory of Sound, Dover Publication, New York, 1945.
3. Schlichting, H., Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955.
4. W. L. Nyborg, "acoustic streaming near a Boundary", J. of Acoust. Soc. Am., 30(4), 329-339, 1958.
5. J. Lighthill, "acoustic streaming", J. of Sound and Vib., 61(3), 391-418, 1978.
6. F. J Jackson and W. L. Nyborg, "Sonically-Induced Microstreaming near a Plane Boundary, II, Acoustic Streaming Field", J. of Acoust. Soc. Am., 32(11), 1387-1396, 1960.
7. A. Copinath and F. Mills, "Convective Heat Transfer Due to acoustic streaming across the Ends of Kundt Tube", Journal of Heat Transfer, 116, 47-53, 1994.
8. P. Vainshtein, M. Fichman, and, C. Cuttinger, "Acoustic enhancement of heat transfer between two parallel plates", Int. J. Heat & Mass Transfer, 38(10), 1893-1899, 1995.
9. V. Uhlenwinkel, R. Meng, K. Bauckhage, P. Schreckenber, and O. Andersen, "Heat Transfer to Cylindrical Bodies and Small Particles in an Ultrasonic Standing-Wave Fields of Melt Atomizer", Multiphase-Flow and Heat Transfer in Materials Processing ASME, FED-Vol.201/HTD-Vol 297, pp19-24, 1994.
10. P. I. Ro and B. Loh, "Feasibility of using Ultrasonic Flexural Waves as a Cooling Mechanism", IEEE Industrial Electronics, 48(1), 143-150, 2000.
11. B. Loh, S. Hyun, P. Ro, and C. Kleinstreuer, "acoustic streaming induced by ultrasonic flexural vibrations and associated enhancement of convective heat transfer", Journal of Acoustical Society of America, 111(2), 875-883, 2002.
12. Benedict, R.P., Fundamentals of Temperature Pressure, and Flow measurements. 2nd. ed. New York, John Wiley, 1977
13. R.W. Miller, Flow Measurement Engineering Handbook, 2nd ed. New York, McGraw-Hill, 1989
14. W. Merzkirch, Flow visualization, Academic Press, 2nd ed., 1987.
15. W.J. Yang, Handbook of Flow Visualization, Hemisphere,

- 1989.
16. R.J. Adrian, "Particle-imaging technique for experimental fluid mechanics," Ann.Rev.Fluid Mech., 261-304, 1991.
17. S.J. Lee, Experimental Thermo-Fluid Mechanics AFERC, 1995.
18. R.J. Goldstein, Fluid Mechanics Measurements, Hemisphere, 1996.
19. Th. Dracos, 3-D Velocity & Vorticity Measuring & Image Analysis Techniques, Kluwer Academic Pub., 1996.
20. I. Hesselink, "Digital image processing in flow visualization," Ann. Rev. Fluid Mech., 421-485, 1998.
21. S.J. Lee, PIV (Particle Image Velocimetry) Velocity Field Measurement, AFERC, 1999.
22. J. M. Andres and U. Ingard, "acoustic streaming at High Reynolds Numbers", J. of Acoust. Soc. Am., 25(5), 928-937, 1953.
23. M. F. Hamilton and D. T. Blockstock, "Nonlinear Acoustics", Academic Press, 1998

### 저자 약력

#### • 이 동 료 (Dong-Ryul Lee)



1963년 11월 23일생  
 1986년 연세대학교 기계공학과 졸업(공학사)  
 1989년 Oklahoma state University 기계공학과 졸업(공학석사)  
 1995년 State University of New York at Stony Brook 기계공학과 졸업(공학박사)  
 1995년~1996년 State University of New York at Stony Brook Thermal Science Research Laboratory), 선임연구원

1996년~1997년 삼성자동차(주)기술연구소  
 1997년현재 대구가톨릭대학교 기계자동차공학부 교수

#### • 노 병 국 (Byoung-Gook Loh)



1969년 2월 22일생  
 1993년 고려대학교 기계공학과 졸업(공학사)  
 1995년 North Carolina State University 기계공학과 졸업(공학석사)  
 1996년~1997년 포스코건설  
 2000년 North Carolina State University 기계공학과 졸업(공학박사)  
 2000년~2001년 IBM (USA), 선임연구원

2002년~2003년 대구가톨릭대학교 기계자동차 공학부 교수  
 2003년~현재 한성대학교 기계시스템 공학과 교수