2004 춘계학술발표회 논문집
한국원자력학회

음향방사 압력장에서 비선형 기포진동에 대한 열적 경계층의 영향

The Effect of Thermal Boundary Layer on the Nonlinear Bubble Oscillation under Acoustic Radiation Pressure

추교성, 이재영
한동대학교
경북 포항시 북구 흥해읍

요 약

본 논문은 음향 방사 압력장에서 진동하는 기포를 해석하기 위한 물리적 모델 중 열적 경계층의 영향에 대한 연구이다. 기포의 부피진동 동적 방정식으로는 전통적인 Rayleigh-Plesset 모델(RP)에 Mach수의 섭동을 고려한 수정된 RP 모델(MRP)과 Keller-Miksis 모델(KM)이 있다. 기포 경계면 열전달 모델링을 위해서는 열적 경계층에 대한 보존식에 근거한 동적모델(Kwak)과 단열모델을 검토 대상으로 하였고, Lee의 침투층 모델을 제시 하였다. 다양한 모델의 객관적 검증을 위해 발광상황과 비발광상황의 기포거동에 관련한 3종류의 데이터를 가지고 평가를 수행하였다. 그 결과 단열모델은 가장 적은 기포팽창을 보였고, Kwak의 동적모델은 가장 큰 기포팽창을 보였다. 침투층 모델은 이들 사이의 결과를 보여 주었다. 이는 기포 팽창시 열경계층의 두께가 기포로 유입되는 열의 량을 크게 좌우함을 의미한다. 각 모델이 데이터에 따라 예측도에서 서로 다른 정확성을 보여 좀더 정밀한 실험이 요구되며, 최소 수축시 크기와 시점은 모두 부정확한 것으로 나타나 이에 대한 정밀한 모델링이 요구됨을 알 수 있다.

Abstract

The present paper studied the effect of the thermal boundary layer on the oscillating bubble in the acoustic radiation field. The volume change is modeled by the modified Rayleigh-Plesset equation with the Mach number compensation and the Keller-Miksis model. The interfacial heat transfer is estimated by several models : Kwak's dynamic model and adiabatic model. In the present paper a new penetration depth model is developed and used for the comparison study. Three experimental data sets were employed for the evaluation of the models considered, which are account of both sonoluminescence case and non sonoluminescence case. The first compression size and time were not well predicted by any model presented so further improvement is need.

1. 서 론

소노루미네센스(Sonoluminescence) 현상은 1933년 Frenzeld과 Schultes(1933)에 의해 처음 발견된 이후 큰 관심을 받지 못했으나 최근 Taleyarkhan등(2002)에 의해 기포 핵융합의 가능성이 발표된 이후, 이에 대한 논쟁이 촉발되어 많은 관심이 기울여 지고 있다. 마이크로 크기의 기포에서 피코 시간 동안 빛을 발생하는 이 소노루미네센스 현상(SL)은 측정의 한계로 인해 더욱 관심을 끌고 있다. 시공간이 마이크로 이하 단위인 이 현상에서 신뢰할 가치가 있는 측정 변수는 기포크기 와 빛의 세기 정도 이다. 기포 내부의 온도분포와 기포벽에서의 열 및 질량, 운동량 전달 그리고 충격파의 존재 및 거동 등은 새로운 측정 방법을 요구하고 있다. Taleyarkhan 의 기포 핵융합 역시 핵반응의 결과물인 삼중수소나 열중성자의 측정에 집중되어 있고, 이를 통해 핵융합의 발생이 입증되면 이를 설명할 물리적 모델은 의미를 갖게 되어 현재로서는 다양한 가설이 존재하고 있을 뿐이다. 단순히 음향 방사 압력장에서의 기포의 소노루미네센스 현상만 보아도 현재 제시되어 있는 모델들은 내부의 온도와 압력을 예측하는 목적에 집중되어 그 유용성이 있으나 기포의 팽창 수축시에 기포 벽면을 통한 에너지 및 질량 운동량 전달은 충분히 묘사되어 있지 않다.

기포의 거동에 대한 연구는 Rayleigh(1917)의 선조적 연구로 완전구형의 기포가 비압축 유체 내에서 표면장력이나 점성 효과를 무시한 이상적 상황에서의 모델링으로부터 시작 되었다. 이 비선형 방정식은 이후 Plesset(1949), Noltingk 와 Neppiras(1950), 그리고 Porisky(1952) 에 의해 점성, 표면장력 그리고 순간적 음파의 효과를 보정하게 되어 마침내 Rayleigh-Plesset(RP) 방정식이 만들어졌다. 이 방정식은 핵생성 또는 응축이 일어날 때 단일 기포거동 설명에 널리 적용되고 있다. 그러나 Prosperetti(1984)는 소노루미네센스 처럼 급격한 기포 수축시에 기포 벽면속도가 음속에 가까움을 고려하여 Mach 수로 시리즈 전개한 수정된 RP 방정식(MRP)을 유도하였다. 이를 고려하면서 주변 액체의 압축성을 고려한 Keller 와 Miksis(1980)는 기본적으로 MRP와 유사한 형태이나 계수나 미분연사자가 다소 다른 형태의 방정식(KM)을 제시하였다. 따라서 현재까지 MRP와 KM는 소노루미네센스 현상 분석의 중요한 도구로 제시되어왔다.

하지만 이들 모델 모두 벽면 열전달을 무시한 단열모델로서 Kwak등(1995)은 벽면 열전달을 고려한 상태방정식이 필요함을 지적하고 새로운 동적 방정식을 유도 하였는데 이는 벽면 주위에 열전도 현상이 지배되는 열적 경계층이 존재한다는 가설이다. 이 관점에서 보면 단열가정은 무한대 두께의 열적 경계층이 존재한다고 가정한 것과 동일한 의미이다. 만일 열적 경계층이 존재하여 열전달이 이루어진다면 최초 기포 팽창시에 주변 유체로부터 열 유입이 가능해지고 이는 음향 에너지 축적과 함께 최초 수축시 더 높은 압력과 온도 상승을 유발 할 것이다. Bae 와 Lahey(1999)가 기포 핵융합에서 주장하는 충격파의 왕복 진동에 의한 기포 내부의 기체 집중 현상은 또 다른 차원의 경계층이 될 것이다. 따라서 본 연구에서는 Kwak등(1995)이 주장한 열적 경계층 모델이 상기 소노루미네센스 기포 거동 방정식과 결합하여, 계산 결과에 미치는 영향을 고려하는 것으로 연구범위를 한정하고자 한다. 이런 관점에서 본 연구에서는 새로운 열경계층 모델을 침투층

이론에 근거하여 제시하고 이의 합리성도 같이 검토하고자 한다.

Kwak등(1995)은 열적 경계층 이론으로 기존의 단열가정의 결과보다 더 높은 온도와 압력상승을 예측하였다. 이는 소노루미네센스 현상을 흑체복사나 제동복사로 설명하고자 하는 관점에서는 긍정적 결과로 평가된다. 그러나 중요한 것은 이러한 모델이 실험결과를 잘 묘사하는지의 여부이고, 내부온도 압력을 얼마나 높이 예측하는가는 부차적인 것이다. 따라서 이 부분에 대하여 실험결과와의 비교 분석은 중요한 위치를 차지한다. 중요한 평가 인자는 최초 최대 팽창 기포의 크기와 발현시간, 최초 수축기포의 크기와 발현시간 및 최초 수축이후 기포 진동거동 등 즉, 기포 크기관련 인자들이다. 이러한 비교분석을 위해 Barber등(1997)의 실험데어터 1셋, Lofestedt등(1993)의 실험데이터 2셋을 사용하여 검증 하였다. 제 2절에는 기포 거동 방정식에 대해 간단히 소개 하였고 제 3절에는 열적 경계층 모델과 상태방정식에 대한 소개 및 침투층 이론에 입각한 새로운 모델을 소개 하였다. 제 4절에는 실험결과와 모델의 예측을 비교하고 토의 하였다.

2. 음향 방사 압력장에서 기포진동에 대한 모델링

음향 방사 압력장에서 기포진동에 대한 모델링으로는 현재 기포벽면의 속도가 음속에 육박하거나 초월하는 상황을 묘사하기 위해 몇 가지 모델들이 제시되고 사용되어왔다. 이중 대표적인 모델로서 수정된 Rayleigh-Plesset 모델(MRP)과 Keller-Miksis 모델(KM)에 대해 설명하고자 한다.

2.1 수정된 Rayleigh-Plesset 모델(MRP)

기포 벽면의 속도가 음속에 접근할 때 기존의 RP방정식은 비선형성으로 인해 그 예측능력이 저하된다. Prosperetti(1984)는 이를 보안하기 위해 속도항을 Mach수에 대한 시리즈 전개를 하고 1차항을 보완하여 수정된 방정식을 제시하였다. 식(1)에 나타난 바 수정된 RP 방정식(MRP)은 소노루미네센스 현상을 설명하기 위해 Lofestedt등(1993)에 의해 많이 사용되어왔다. 이 방정식의 좌변은 가속된 기포의 관성을 의미하며 음속항에 대한 보정을 하였다. 우변은 가진압력($-P_A \sin \omega t$)이 추가된 감쇠효과를 고려한 기포 내부와 외부의 압력 차이와 액체의 점성도에 의한 항력과 표면장력을 표현하여 다음과 같다.

$$\left(1-\frac{2\dot{R}_b}{C_b}\right)R_b\ddot{R}_b+\frac{3}{2}\dot{R}_b^2\left(1-\frac{4\dot{R}_b}{3C_b}\right) = \frac{1}{\rho_\infty}\left(1+\frac{R_b}{C_b}\frac{d}{dt}\right)\left[P_b(t)-\frac{2\sigma}{R_b}-\frac{4\mu\dot{R}_b}{R_b}+P_A\sin\omega t-P_\infty\right] \quad (1)$$

위에서 R_b 는 기포의 반경, $\dot{R}_b$ 는 기포벽의 순간속도, $\ddot{R}_b$ 는 기포벽면가속도, C_b 는 기포벽에서 액체의 음속, ρ_∞ 는 액체의 밀도, $P_b(t)$ 는 기포내부가스의 압력, σ 는 액체표면장력, μ 는 동점성계수, P_A 는 가진압력의 진폭, $\omega = 2\pi f$ 이고 f 는 가진 주파수, P_∞ 는 외부 액체의 압력을 나타낸다.

2.2 Keller-Miksis 모델(KM)

주변 유체가 압축성을 가지는 가정과 음향 방사 효과를 고려한 방식의 수정이 Keller 와 Kolodner(1956), Epstein 와 Keller(1972)에 의해 이루어졌다. 이후 Keller 와 Miksis(1980)에 의해 음향방사, 점성, 표면장력 그리고 순간적 음파의 효과를 모두 고려한 Keller-Miksis (KM) 방정식을 제시되었는데 이는 Modified RP 방정식, 식(1), 과 매우 유사한 형태이나 음속 보정의 계수가 차이에서 있다.

$$\begin{aligned}&\left(1-\frac{\dot{R}_b}{C_b}\right)R_b\ddot{R}_b+\frac{3}{2}\dot{R}_b^2\left(1-\frac{\dot{R}_b}{3C_b}\right)\\&\qquad=\frac{1}{\rho_\infty}\left(1+\frac{\dot{R}_b}{C_b}+\frac{R_b}{C_b}\frac{d}{dt}\right)\left[P_b(t)-\frac{2\sigma}{R_b}-\frac{4\mu\dot{R}_b}{R_b}+P_A\sin\left(\omega t+\frac{\omega R_b}{C_b}\right)-P_\infty\right]\end{aligned} \tag{2}$$

3. 열적 경계층과 상태방정식

상기 기포 반경변화에 대한 동적 방정식들은 기포내부 압력의 변화 $P_b(t)$ 에 의해 기포 거동에 크게 영향을 받는다. 이는 위 동적 방정식들이 열역학적 상태방정식과 기포벽면을 통한 질량 및 에너지 전달에 크게 좌우됨을 의미한다. 본 논문에서는 전통적으로 사용되어온 단열모델과 Kwak등(1995)이 제시한 동적 열경계층 모델을 설명하고 추후 해석의 근거로 제시하고자 한다. 뿐만 아니라 이들 모델과 다른 모델로서 침투층 모델을 새로이 제시하여 각 모델의 특성 비교에 사용하고자 한다.

3.1 동적 열경계층 모델(Kwak)

최근 Kwak등(1995)은 기포 벽면에서 열경계층이 존재한다는 가정하에 기포 벽면에서 열전달항을 정밀하게 표현하였다. 그림1 에 나타난 바와 같이 기포의 벽면에 두께 δ 의 열적 경계층이 존재하고 이 내부에는 포물선형 온도 구배가 기포 벽면온도와 액체온도 사이에 존재 한다고 가정하였다. 이는 다음과 같다.

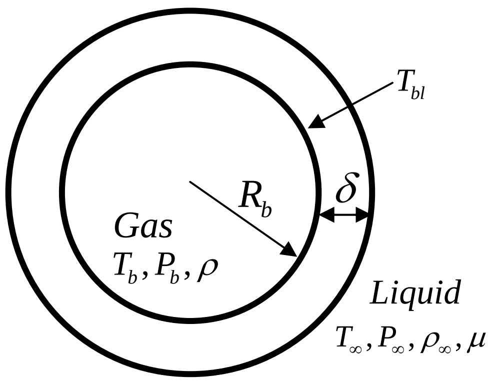


그림 1. 열적 경계층을 고려한 액체내 기포의 물리적 모델

$$\frac{T-T_\infty}{T_{bl}-T_\infty}=\left(1-\frac{r-R_b}{\delta}\right)^2 \tag{3}$$

이 열적 경계층에서 질량, 운동량 및 에너지 보존법칙을 적용하여 3개의 동적 방정식을 유도하였는데 경계층의 두께의 시간에 따른 변화는 다음과 같이 기포 반경과 기포 벽면 온도변화의 식으로 표현하였다.

$$\begin{aligned}\left[1+\frac{\delta}{R_b}+\frac{3}{10}\left(\frac{\delta}{R_b}\right)^2\right]\frac{d\delta}{dt}=\frac{6\alpha_l}{\delta}-\left[\frac{2\delta}{R_b}+\frac{1}{2}\left(\frac{\delta}{R_b}\right)^2\right]\frac{dR_b}{dt}\\ -\delta\left[1+\frac{\delta}{2R_b}+\frac{1}{10}\left(\frac{\delta}{R_b}\right)^2\right]\frac{1}{T_{bl}-T_\infty}\frac{dT_{bl}}{dt}\end{aligned} \tag{4}$$

위에서 α_l 는 액체에서의 열확산계수, T_{bl} 은 기포 벽면 온도, T_∞ 는 기포 외부 액체의 온도를 의미한다.

기포 내부의 압력은 상태 방정식을 사용하기 보다는 에너지 보존식에서 유도되어 기포 반경변화가 소산시키는 일과 경계면에서 전달되는 열의 균형으로 다음과 같이 표현 하였다.

$$\frac{dP_b}{dt}=-\frac{3\gamma P_b}{R_b}\frac{dR_b}{dt}-\frac{6(\gamma-1)k_l(T_{bl}-T_\infty)}{R_b\delta} \tag{5}$$

식(5)에 이상기체 방정식을 적용하면 기체 중심에서의 온도 방정식은 다음과 같이 얻어진다.

$$\frac{dT_{bo}}{dt}=-\frac{3(\gamma-1)T_{bo}}{R_b}\frac{dR_b}{dt}-\frac{6(\gamma-1)k_lT_{bo}(T_{bl}-T_\infty)}{P_bR_b\delta} \tag{6}$$

이러한 Kwak등(1995)의 경계층 모델은 기포 내부의 압력과 온도 변화에 경계면에서의 열전달 효과를 반영하는 장점이 있다. 반면 방정식의 특성상 경계층의 두께 결정이 임의적인 것과 경우에 따라 수치적 불안정성을 유발할 수 있다.

3.2 무한 열적 경계층 모델(단열가정)

단열가정을 채택한 경우 열적 경계층의 입장에서는 무한한 두께의 경계층을 가정하였거나 임의의 단열층이 존재함을 가정한 것과 같다. Kwak의 모델에 경계층 두께를 무한한 값으로 가정하면 Wu 와 Robert(1998)가 유도한 압력식과 동일한 결과를 얻는다.

$$P_b(t)=\left(P_\infty+\frac{2\sigma}{R_o}\right)\left(\frac{R_o^3-h^3}{R_b^3-h^3}\right)^\gamma \tag{7}$$

위에서 h 는 van der Waals 분자 체적 반경, γ 는 정압비열과 정적비열의 비를 의미한다.

기포 내부의 온도는 이상기체 법칙을 적용하면 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$T_b(t) = \frac{1}{\rho R}\left(P_\infty + \frac{2\sigma}{R_0}\right)\left(\frac{R_o^3 - h^3}{R_b^3 - h^3}\right)^\gamma \tag{8}$$

위에서 ρ 는 기포 내부의 밀도, R 은 기포내 가스 상수를 의미한다. 이 모델은 경계면 열전달을 모두 무시한 이상적인 것으로 급격한 변화시에는 적합하다.

3.3 침투층 모델(Lee, 2004)

동적 경계층 (Kwak, 1995)은 모델의 정밀성과 달리 경계층 두께의 임의성과 수치적 불안정성을 갖고 있어 Lee(2004)는 새로운 모델을 개발 하였다. 이 모델은 열적 확산이 빠른 시간안에 이루어 질 때 일정한 침투층에만 작용함을 근거로 하여 그 침투층의 두께 만큼이 열적 경계층이라고 가정하였다. Prosperetti(1984)는 이 침투층 두께가 시간함수의 제곱근에 비례한다고 유도하였다.

$$\delta = \sqrt{\frac{k_g \tau}{\pi \rho_g C_g}} \tag{9}$$

위에서 k_g 는 기포내부 가스의 열전도계수, ρ_g 는 기포내부 가스의 밀도, C_g 는 기포내부 가스의 정압비열을 의미한다. 본 연구에서는 이 시간 함수 τ 를 열적 경계층의 두께를 벽면이 투과하는 시간으로 정의하였다.

$$\tau = k\frac{\delta}{\dot{R}_b} \tag{10}$$

위에서 k 는 비례상수이다. 식(9)과 (10)은 경계층 두께가 기포벽면속도에 반비례 함을 보여준다.

$$\delta = \left(\frac{k k_g}{\pi \rho_g C_g}\right)\frac{1}{\dot{R}_b} + \delta_o \tag{11}$$

위 식은 기포의 벽면 속도가 변하지 않을 때는 단열조건을 표현하고 기포가 빠르게 움직이면 경계층이 얇아지는 것을 나타낸다. 위에서 δ_o 는 Yasui(1995)가 제안한 분자 경계층 두께로서 최소 경계층 두께가 된다.

이 모델을 이용한 기포 내부의 압력과 온도는 다음과 같이 기포 반경변화만의 함수가 된다.

$$\frac{dP_b}{dt} = -\frac{\dot{R}_b}{R_b}\left[3\gamma P_b + \frac{6(\gamma-1)k_l(T_{bl} - T_\infty)}{\left(k k_g / \pi \rho_g C_g\right) + \delta_o \dot{R}_b}\right] \tag{12}$$

$$\frac{dT_{bo}}{dt} = -\frac{\dot{R}_b}{R_b}\left[3(\gamma-1)T_{bo} + \frac{6(\gamma-1)k_l T_{bo}(T_{bl}-T_\infty)}{\left(kk_g/\pi\rho_g C_g\right)+\delta_o\dot{R}_b}\left(\frac{1}{P_b}\right)\right] \tag{13}$$

이 모델은 경계층 두께의 결정에 물리적 결정성을 주며 수치적 불안정성을 모두 제거한 안정된 모델이 된다.

4. 결과 및 토의

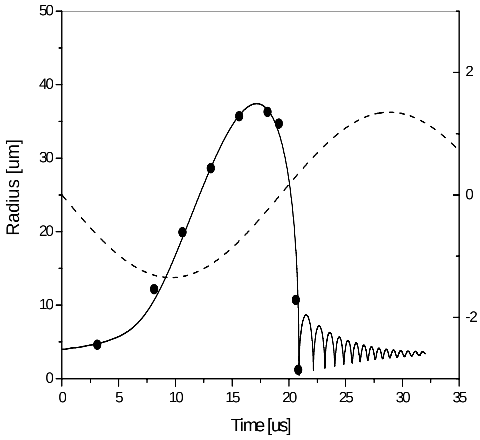
이 연구에서 Barber등(1997) 실험의 기포 발광상황 실험데이터 1셋과 Lofestedt등(1993) 실험의 기포발광상황 및 비발광상황 실험데이터 2셋을 채택하여 비교 검증하였다. 표기의 편리성을 위해 적용된 방정식과 열적 경계층 에 따라 밑의 표 1 과 같이 4가지의 모델(RP-A, KM-A, KM-B, KM-C)로 분류하였다. 여기서 A는 단열 경계층 모델, B는 Kwak등(1995)의 동적 경계층 모델, C는 침투 경계층 모델을 의미한다.

표 1. 방정식과 열적 경계층에 의한 모델의 분류

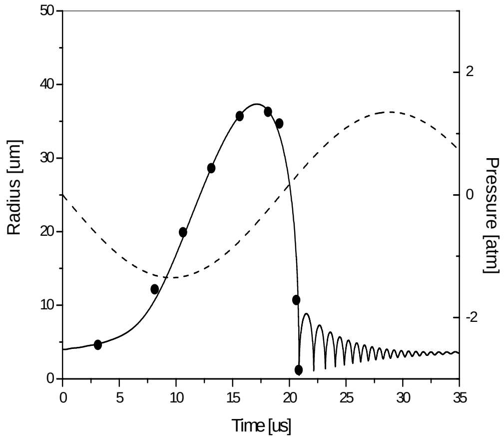
방정식	경계층 모델	표시
MRP	단열 경계층	RP-A
KM	단열 경계층	KM-A
KM	동적 열경계층(Kwak)	KM-B
KM	침투 경계층	KM-C

4.1 Barber의 기포발광상황

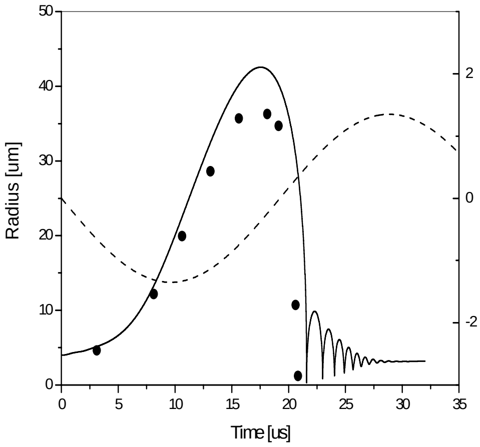
Barber등(1997)은 Mie의 광산란측정법을 이용하여 물 속에서의 기포초기반경 $R_o = 4.0\mu m$ 인 공기 기포에 가진압력 $P_A = 1.35atm$, 가진주파수 $f = 26KHz$ 의 음향 방사 압력장을 가하여 기포 반경 변화의 실험데이터를 얻었다. 이 자료와 상기 도출된 물리적 모델의 비교는 그림2 에 나타난 바와 같다. 여기서 검정 원형은 Barber등(1997)의 측정데이터를, 실선은 $R_o = 4.0\mu m$, $\sigma = 0.072kg/s^2$, $\mu = 0.001kg/s^2$ 일 때 각 모델의 수치해석에 의해 계산된 시간에 따른 기포반경의 변화를, 점선은 기포에 가해진 음향 방사 압력장의 시간에 따른 변화를 나타낸다.



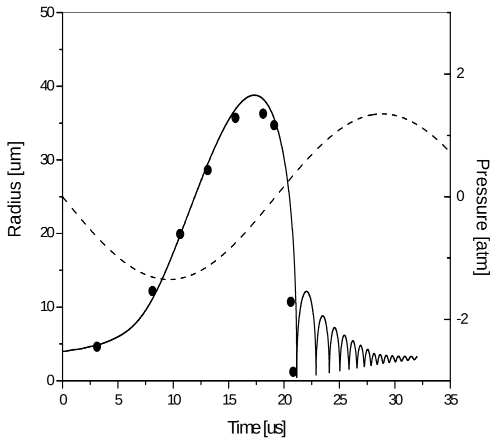
(a)



(b)



(c)

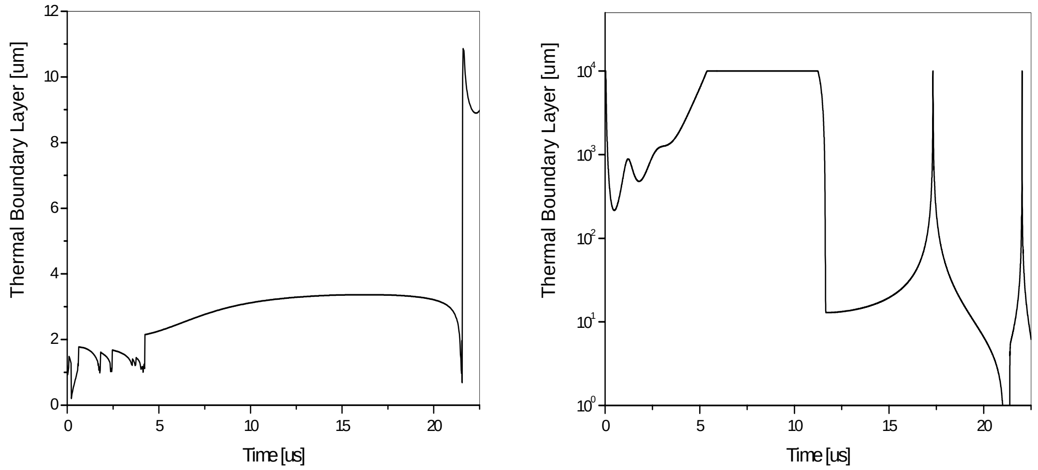


(d)

그림 2. 한 주기 동안 가진된 음향방사 압력장에서 기포발광상황의 시간에 따른 물 속 공기기포의 반경변화. (a) RP-A (b) KM-A (c) KM-B (d) KM-C

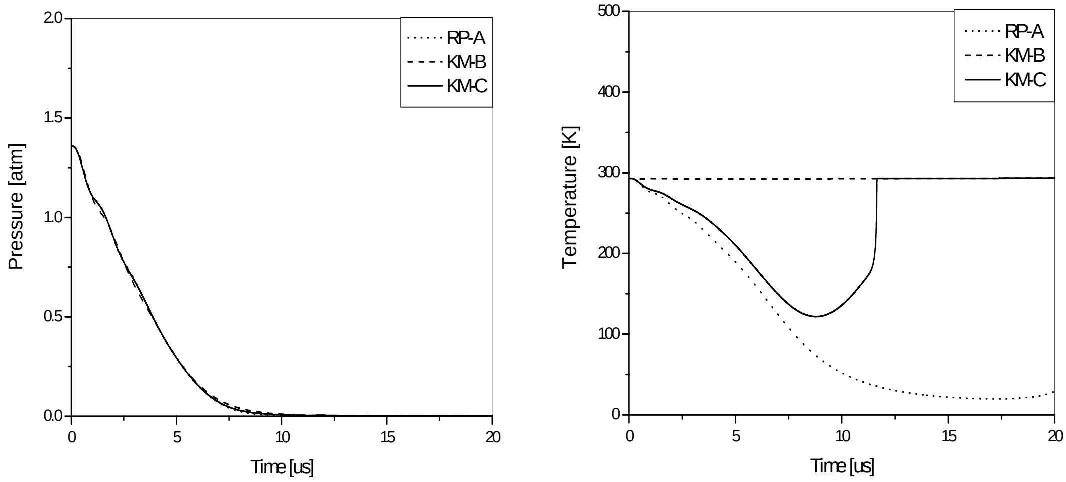
RP-A 모델과 KM-A 모델 그리고 KM-C 모델은 그림2 의 그림2.(a), 2.(b) 를 통해 기포 팽창시 기포의 거동이 측정값과 매우 유사함을 확인 할 수 있다. 반면 KM-B 모델은 그림2.(c) 에서 보듯이 실험치 보다 더 큰 기포 팽창을 나타낸다. 그리고 그림2.(d) 에 나타난 바와 같이 침투층 모델은 두 모델 사이의 값을 갖으면서도 실험치에 매우 근접함을 알 수 있다. 이는 팽창시 기포로 에너지가 유입될 가능성에 따르므로 이를 분석하기 위해 그림3 에 열적 경계층 변화를 분석 하였다. Kwak의 모델, KM-B, 의 경우 열적 경계층이 얇게 묘사되어 단열가정 모델과 큰 차이를 보였다. 반면 그림3.(b) 에 나타난바와 같이 침투층 모델은 팽창시에는 매우 두꺼운 경계층을 이루어 팽창시에는 단열가정에 근접하다가 수축시에는 얇은 경계층을 보여서 Kwak의 모델과 다른 거동을 나타내었다. 여기서 단열모델이 채택하는 무한 경계층은 실제 존재 할 수 없으므로 최대 경계층 두께를 실험 플라스크의 반경으로 결정하였다. 이를 좀 더 분석 하기 위해 팽창시의 기포내부의 압력과 온도에 대한 결과를 그림4 에 나타내었다. 기포 내부의 압력은 거의 유사한 결과

를 나타내었으나, 그림4.(b) 에 나타난 기포 온도의 변화는 Kwak등의 모델은 등온과정을 나타내며 단열모델은 단열팽창에 따른 온도가 감소 하는 형태를 점선으로 보여주고 있다. 반면 침투층 모델은 팽창시에는 단열 모델에 근접하다 수축시에는 등온과정으로 회복되는 특성을 나타낸다. 따라서 Kwak등의 모델은 등온 상황이 되기위해 더 많은 에너지의 유입이 필요하고 이것이 기포 반경을 실험치 보다 크게 예측하게 하는 원인이 되었다.



(a) (b)

그림 3. 기포 최초 수축까지 시간에 따른 물 속 공기기포의 열적 경계층 변화. (a) KM-B (b) KM-C



(a) (b)

그림 4. 기포 최초 수축까지 시간에 따른 기포 내부 물성값의 변화. (a) 내부 압력 변화 (b) 내부 온도 변화

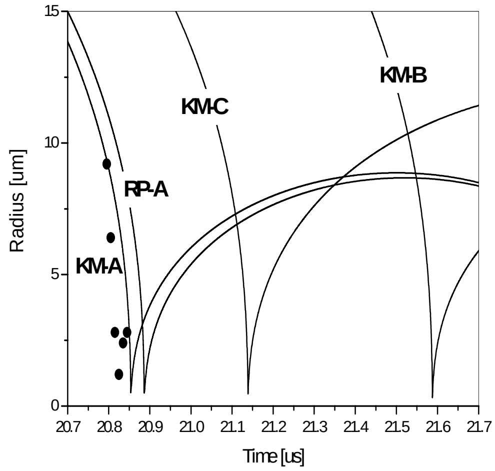
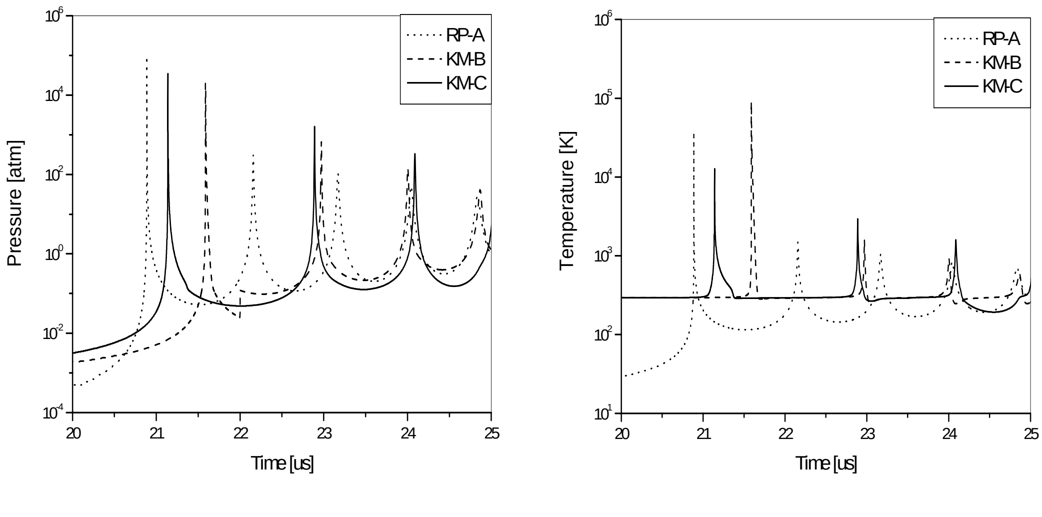


그림 5. 기포 최초 수축영역에서 시간에 따른 기포의 반경변화.

최소 수축 영역에 대한 평가는 수축시점과 그 경향을 실험치와 비교 분석 하였는데 그림5 와 같다. 실선은 4가지 모델의 수치적 계산 결과값을, 검정 원형은 Barber등(1997)의 측정치를 나타낸다. 이를 보면 KM-A가 가장 근접한 결과를 보여주고 열적 경계층 모델은 시간 지연을 나타냄을 알 수 있다. 그림6 에는 이후의 내부 온도와 압력의 변화를 계산한 결과를 도식화 하였다. 시간 지연은 그림5 에 나타난 바와 같고 크기 면에서 Kwak의 모델, KM-B, 가 압력과 온도를 모두 최대로 예측함을 알 수 있다. 반면 침투층 모델 ,KM-C, 는 압력의 경우 단열조건보다 높은 값을, 온도의 경우는 단열조건이 침투층보다 높은 값을 예측하는 경향을 보여준다. 그러나 이들 모델의 압력과 온도 예측의 차이가 핵융합 조건에 도달할 정도의 큰 차이를 나타내고 있지는 못 함을 알 수 있다.

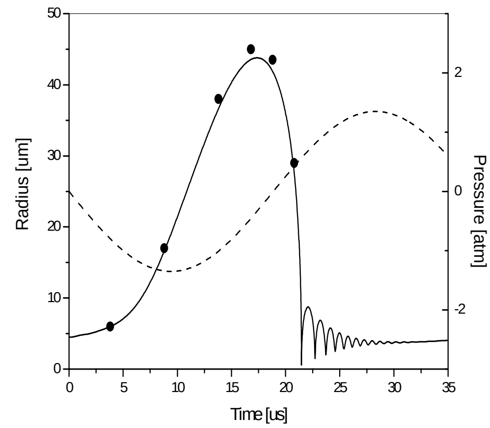


(a) (b)

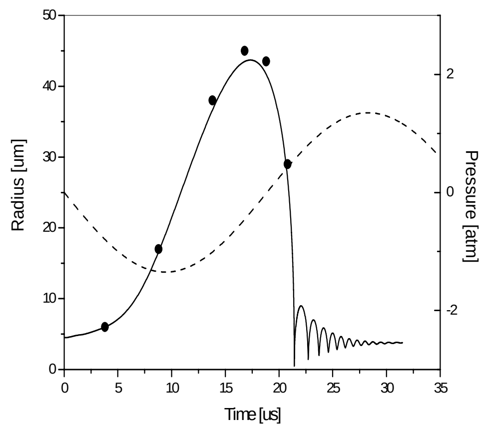
그림 6. 최소 수축 이후의 기포 진동에 따른 기포 내부 압력과 온도의 변화. (a) 내부 압력 변화 (b) 내부 온도 변화

4-2. Lofestedt의 기포발광상황

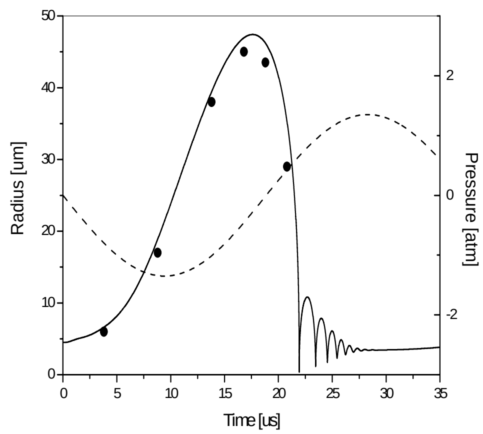
Lofestedt등(1993)은 Mie의 광산란측정법을 이용하여 기포초기반경 $R_o = 4.5\mu m$ 인 물 속 공기기포에 가진압력 $P_A = 1.35atm$, 가진주파수 $f = 26.5KHz$ 의 음향 방사 압력장을 가하여 기포에서 빛이 나오는 현상을 측정하였다. 그림7 에서 검정 원형은 실제 측정치를, 실선은 $R_o = 4.5\mu m$, $\sigma = 0.03kg/s^2$, $\mu = 0.003kg/s^2$ 일때 각 모델의 수치해석적으로 계산된 시간에 따른 기포반경의 변화를, 점선은 기포에 가해진 음향방사압력장의 시간에 따른 변화를 나타낸다.



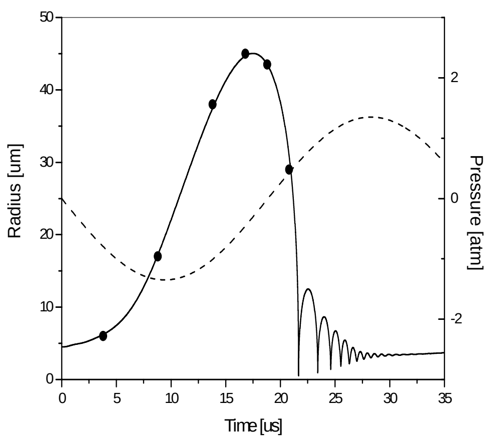
(a)



(b)



(c)



(d)

그림 7. 한 주기 동안 가진된 음향방사 압력장에서 기포발광상황의 시간에 따른 물 속 공기기포의 반경변화. (a) RP-A (b) KM-A (c) KM-B (d) KM-C

RP-A 모델과 KM-A 모델은 측정값보다 기포의 성장이 조금 작게 계산되는 것을 그림 7 의 7.(a), 7.(b) 를 통해 확인할 수 있다. 이는 Lofestedt등(1993)의 실험에서 표면장력과 점성이 순수물 과는 달리 불순물에 의해 오염된 상태로서 압력 항에서의 이 물성값들이 달라진 것에 기인한다. KM-B 모델의 경우 위의 Barber등(1997) 실험에서 얻은 결과와 동일하게 기포가 측정값보다 과잉 팽창하는 결과를 그림7.(c) 에서 확인 할 수 있다. KM-C 모델의 경우는 그림7.(d) 를 통해 앞의 Barber등의 실험에 적용된 KM-C 모델의

수치적 계산 결과와 같이 측정값과 매우 유사한 기포팽창거동을 보여준다. 이는 침투층 모델이 단열가정과 동적 모델의 중간적인 합리점을 찾아주고 있음을 시사한다.

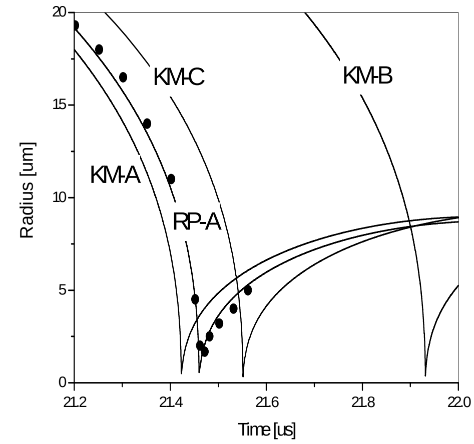
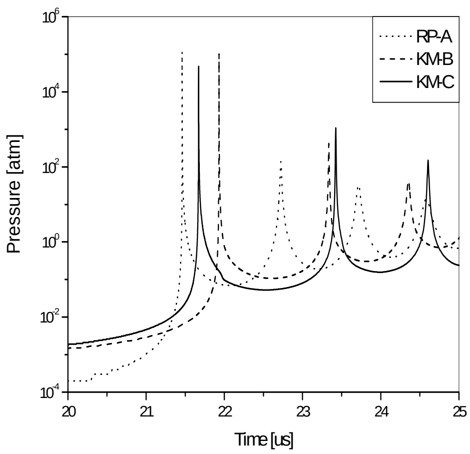


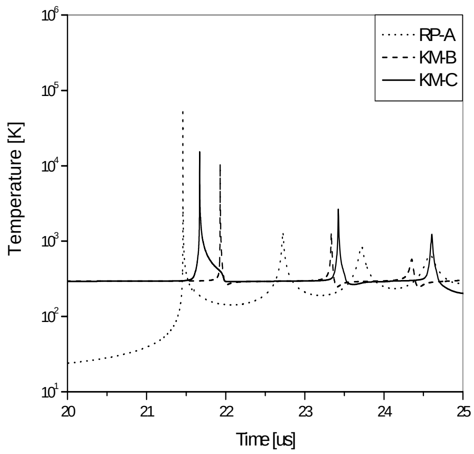
그림 8. 기포 최초 수축영역에서 시간에 따른 기포의 반경변화.

이 Lofestedt등의 실험에 대한 각 모델의 수치적 해석결과에서도 역시 모든 모델이 기포의 최소반경시점과 크기를 제대로 예측하지 못하고 있음을 그림8 을 통해 확인 할 수 있다. 따라서 기포발광상황에 대한 Lofestedt등 실험과 Barber등 실험에 대한 계산결과의 비교를 통해서는 단지 단열 경계층 모델인 RP-A 모델과 KM-A모델의 경우 가장 작은 기포의 성장을 보이고, 열전달 효과에 의한 KM-B 모델의 경우 가장 큰 기포성장을 보이며, KM-C 모델은 단열가정모델과 KM-B모델의 중간적 크기의 기포성장을 얻었다는 것만을 얻었을뿐 모델의 우수성을 단정 짓기는 어렵다

기포 축소시의 온도와 압력의 변화는 그림9 에 나타내었다. 앞의 경우와 마찬가지로 KM-B는 모든 경우에 압력과 온도를 다른 모델에 비해 높이 예측하였으나 침투층 모델과 단열모델은 서로 경합하는 양상을 보여주었다.



(a)

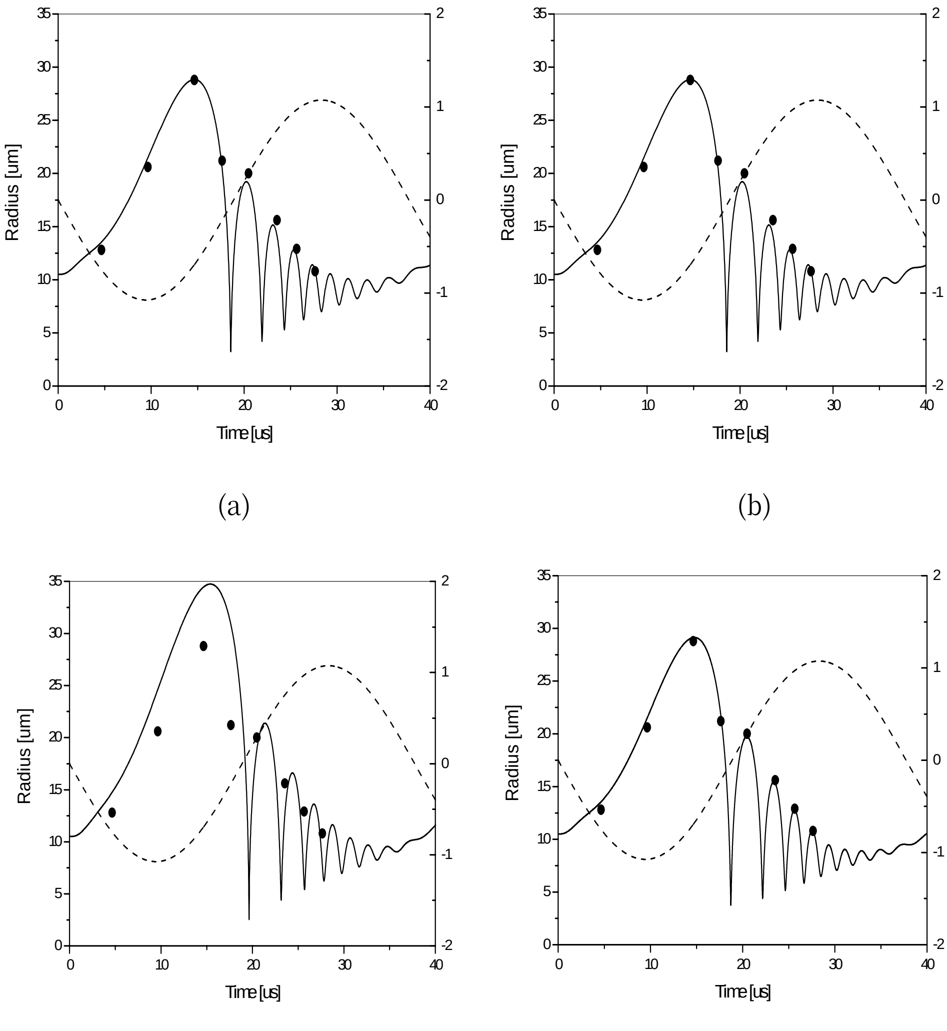


(b)

그림 9. 기포 최초 수축 이후 진동시의 기포 내부 압력과 온도의 변화. (a) 내부 압력 변화 (b) 내부 온도 변화

4-3. Lofestedt의 비 기포발광상황

모델의 검증을 위해 기포 발광이 발생하지 않는 기포진동에 대하여 수행하였다. Lofestedt등(1993)은 Mie의 광산란측정법을 이용하여 기포초기반경 $R_o = 10.5\mu m$ 인 물 속 공기기포에 가진압력 $P_A = 1.075atm$, 가진주파수 $f = 26.5KHz$ 의 음향 방사 압력장을 가하여 기포의 거동을 측정하였다. 이 Lofestedt등의 실험결과 기포는 빛을 발산하지 않고 단지 팽창과 수축을 반복하는 진동현상만을 보였다. 그림10 에서 검정 원형은 Lofestedt등의 실험 측정값을, 실선은 $R_o = 10.5\mu m$, $\sigma = 0.03kg/s^2$, $\mu = 0.007kg/s^2$ 일 때 각 모델의 수치적 계산에 의한 시간에 따른 기포반경의 변화를, 점선은 기포에 가해진 음향 방사 압력장의 시간에 따른 변화를 나타낸다.



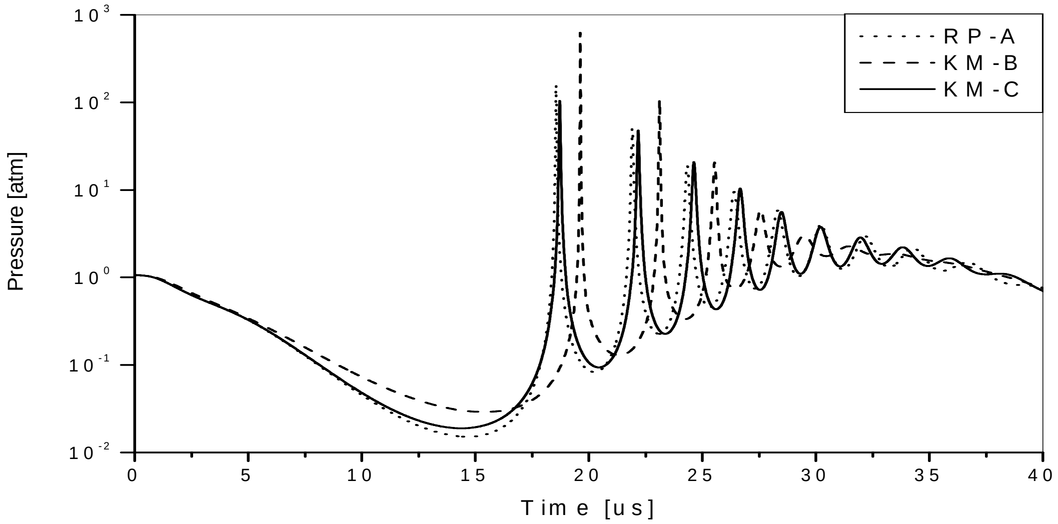
(a) (b)

(c) (d)

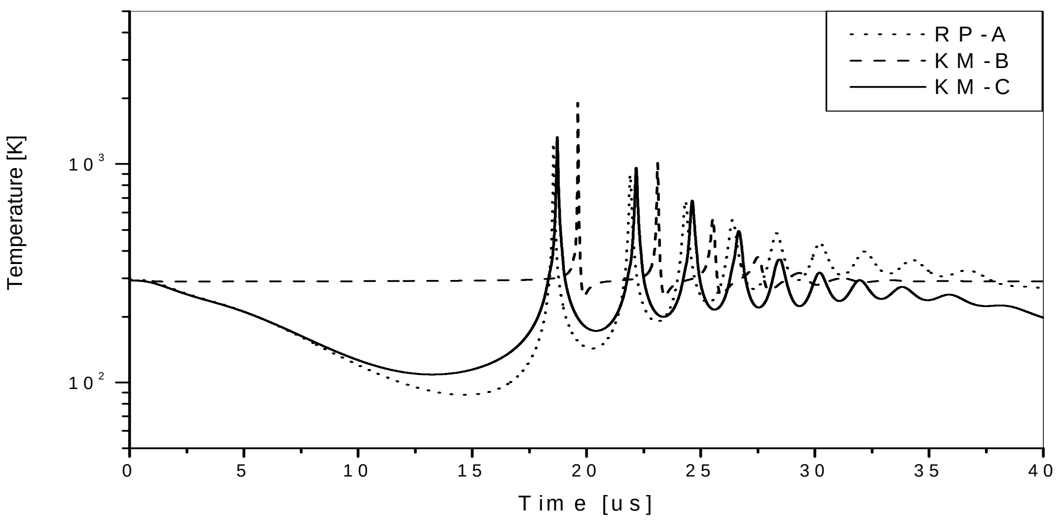
그림 10. 한 주기 동안 가진된 음향방사 압력장에서 빛이 발현하지 않는 비발광상황의 시간에 따른 물 속에서 공기기포의 반경변화. (a) RP-A (b) KM-A (c) KM-B (d) KM-C

RP-A 모델과 KM-A 모델 두 단열 모델과 KM-C모델의 경우 기포최대 팽창시 반경과 시점에 있어서 실험치와 유사함을 그림10의 10.(a), 10.(b), 10.(d) 에서 확인 할 수 있다. 하지만 KM-B 모델의 경우 그림10.(c) 에서 보듯 측정값보다 기포 반경을 크게 예측하고 따라서 추가 요동이 지연됨을 알 수 있다.

그림11 은 한 주기 동안 가해진 음향 방사 압력장에서의 기포내 압력과 온도의 변화를 나타낸 것으로 압력의 경우 서로 비슷한 거동을 보이고 팽창시에는 단열가정 RP-A가 가장 낮은 압력, 수축시에는 KM-B가 가장 높은 압력을 예측했고 침투층 모델은 이들 사이의 값을 예측하고 있다. 또한 온도의 경우 팽창시에는 단열모델이 가장 낮은 온도를, KM-B가 등온과정을 나타내고 침투층 모델은 단열모델에 근접하며, 수축시에는 KM-B가 가장 높은 온도를 침투층 모델 KM-C 가 중간을 나타냄을 알 수 있다. 이상을 통해 침투층 모델은 두 모델 사이를 예측하여 단열팽창과 등온팽창의 중간을 묘사하여 좀 더 물리적임을 알 수 있다.



(a)



(b)

그림 11. 한 주기 동안 가진된 음향 방사 압력장에서 시간에 따른 기포 내부 압력과 온도의 변화. (a) 기포 내부의 압력 변화 (b) 기포 내부의 온도 변화

5. 결 론

본 연구는 음향 방사 압력장 내에서 기포 진동 현상과 경우에 따라 공명을 일으켜 빛을 내는 소노루미네센스 현상을 설명하기 위해 다양한 물리적 모델을 제시하였다. 이 모델들에 대해 객관적으로 비교, 검토하고 개선점을 파악하는 것을 목표로 수행되었다. 기포 진동에 관련한 두개의 표준 모델 MRP 방정식과 KM 방정식을 소개하였다. 열적 경계층에 대하여는 3개의 경계층 모델 즉, 단열모델, Kwak의 동적 열경계층 모델과 Lee의 침투층 모델을 비교하였다. 실험자료로는 Barber등 실험의 기포발광상황과 Lofestedt등 실험의 기포발광상황 및 비발광상황을 사용하였다.

검토결과 RP-A 모델과 KM-A 모델은 기포의 전체 팽창과 수축과정에서 큰 차이가 없음이 판명 되었다. 이 두 단열모델은 기포 팽창시 열흡수를 차단하므로 최소의 기포 팽창 직경을 보여주었다. 반면 Kwak 의 모델은 가장 큰 에너지 흡수를 하는 기포거동을 보여 주었고, 침투층 모델은 이 두 모델의 중간값을 예측했다.

팽창시에는 단열모델이 최소의 압력과 온도를 나타내었고 동적 모델인 KM-B는 압력은 유사하나 온도가 등온 과정을 보여주어 에너지의 유입이 많이 됨을 확인 하였다. 그러나 침투층 모델은 이 두 모델 사이의 동적 특성을 보여주었다. 이로 인해 Kwak의 동적 경계층 모델이 가장 큰 기포 팽창과 수축시 가장 높은 온도와 압력을 보였다. 본 연구에서 새로이 제시한 침투층 모델은 모든 경우 이 두가지 기존의 모델의 중간의 값을 보여주어 물리적 타당성이 있음을 확인 할 수 있다.

감사의글

본 논문의 저자들은 중앙대학교 곽호영 교수님의 이 연구에 대한 조언에 깊이 감사드립니다.

참고문헌

Bae, S. and Lahey, Jr. R. T., 1999, ” On the Use of Nonlinear Filtering, Artificial viscosity, and artificial Heat Transfer for strong shock Computation”, J. of Computational Physics. 153, 575-595

Barber, B. P, R. A. Hiller, R. Lofestedt, S. Putterman and K. R. Weininger, 1997, “Defining The Unknows of Sonoluminescence”, Physics Reports 281, 65-143

Epstein, D. and J. B. Keller, 1972, “Expansion and Contraction of Planar, Cylindrical, and Spherical Underwater Gas Bubbles”, J. Acoust. Soc. Am. 52, 975-980

Frenzel, H. and H. Schultes, 1934, “Luminescent in Ultraschallveschickter Wasser”, Z. Phys. Chem. Vol. B27, 421-424,

Gompf, B., R. Gunther, G. Nick, R. Pencha, and W. Eisenmenger, 1997, “Resolving Sonoluminescence Pulse Width with Time-Correlated Single Photon Counting”, Phys. Rev. Lett. 79, 1405-1408

Keller, J. B. and I. I. Kolodner, 1956, “Damping of Underwater Explosion Bubble Oscillation”, J. Acoust. Soc. Am. 27, 1152-1161

Keller, J .B. and M. Miksis, 1980, “Bubble oscillation of large amplitude”, J. Acoust. Soc. Am. 68, 628

Kwak, H. and H. Yang, 1995, “An Aspect of Sonoluminescence from Hydrodynamic Theory”, J. Phys. Soc. Jap. 64, 1980

Lee, J. Y., 2004, “Penetration Depth Model of the Interfacial Heat Transfer for The Oscillating Bubble in The Acoustic Pressure Field”, HGU Report

Lofstedt, R., B. P. Barber and S. J. Putterman, 1993, “Toward a hydrodynamic theory of sonoluminescence”, Phys. Fluids. A5, 2911

Lord Rayleigh, 1917, “On the pressure developed in a liquid on the collapse of a spherical cavity”, Philos. Mag. 34, 94

Noltingk, B. and E. Neppiras, 1950, “Cavitation produced by ultrasonics”, Proc. Phys. Soc. B 63, 674

Plesset, M. S., 1949, “The dynamics of cavitation bubbles”, J. Appl. Mech. 16, 277-282

Poritsky, H., 1952, “The collapse or growth of a spherical bubble of cavity in a viscous fluid”, in Proceedings of the First U.S. National Congress on Applied Mechanics, Am. Soc. Mech. Eng., New York, 813-821

Prosperetti, A., 1984, Rend. Sc. Int. Fis. XCIII, 145

Taleyarkhan RP, West CD, Cho JS, Lahey Jr. RT, Nigmatulin RI, Block RC, 2002, “Evidence for nuclear emissions during acoustic caviation”, Science 295, 1866-1873

Wu, C.C. and Robert, P.H., 1998, “Bubble Shape Instability and Sonoluminescence”, Physics Letters A 250, 131-136

Yasui, K., 1995, “Effects of thermal conduction on bubble dynamics near the sonoluminescence threshold”, J. Acoustic. Soc. Am., 98, 2772