

유체공학에서 충격파현상(2)

김 희 동

Shock Wave Phenomena in Fluid Engineerings (II)

Heuy-Dong Kim

(제34권 제12호에 이어 계속됨)

5. 충격파 발생장치

일반적으로 실험실에서 고속흐름을 실현하고 충격파현상을 시험하는 데에는 천음속, 초음속 혹은 극초음속 풍동(wind tunnel)이 사용된다. 대개 이러한 풍동들은 가동 및 유지 보수에 상당한 경비를 요하기 때문에 충격파현상의 시험에는 경제적이지 못한 점이 있다. 이러한 풍동보다 구조가 매우 간단하고, 보다 경제적이고 용이하게 충격파를 발생시킬 수 있는 장치로서 충격파관(shock tube)을 들 수 있다. 여기에서는 현재까지 연구되고, 또한 사용되고 있는 충격파관의 간단한 작동 원리와 적용성 등에 관해서 간략히 기술하고자 하다.

P. Vieille는 1899년에 처음으로 충격파관을 고안하였다. 그는 폭발물의 화염전파에 관한 연구를 위하여 긴 관을 얇은 격막(diaphragm)으로 구분하여, 연소를 수반하는 충격파, 즉 디토네이션파(detonation wave)는 음속보다 빠른 속도로 전파한다는 것을 발견하였다. 그 후 충격파관에 관한 연구는 거의 행하여지지 않다가, 1940년대에 와서야 충격파관이 충격파 및 고속 공기역학의 연구에 유력한 실험장치로서 인식되기 시작하였으며, 현재는 기체역학, 항공우주공학

분야뿐만 아니라 플라즈마 등의 고온 물리학, 고속 고온의 화학 등의 많은 분야에서 폭넓게 이용되고 있다.

5.1 충격파관의 작동 원리 및 특징

그림 14에 예시한 바와 같이, 일반적으로 사용되고 있는 충격파관은 단면적이 일정한 긴관을 격막(disphragm)으로 고압실과 저압실로 구분하여, 고압실에는 고압의 기체를 충전하고, 저압실에는 저압의 기체를 충전하는 매우 간단한 형태로 되어 있다. 격막을 압력차나 어떤 격침으로 파열시키면, 고압실의 기체는 급격히 팽창하며, 이때 저압실의 기체는 압축을 받게 된다. 이와 같이 고압실 기체의 피스톤 효과에 의해 저압실 내에는 충격파가 발생하여 오른쪽으로 전파하게 된다. 전파하는 충격파의 후방에는 충격파에 의해 고속기류가 유기된다. 이때, 저압실의 관단 부근에 측정부를 설치하면 충격파나 고

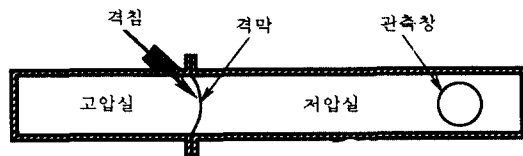


그림 14 표준형 충격파관

속기류의 측정이 가능 해진다. 따라서 이러한 충격파관은 간헐식풍동의 일종으로 생각할 수 있으며, 고압실의 기체는 충격파 및 고속기류를 발생시킬 수 있는 구동원이 되므로, 구동기체 (driver gas)로 불리워진다. 또 저압실의 기체는 피구동기체 (driven gas)로써 대개 실험에 사용되는 기체를 충전하게 되므로 시험기체 (test gas)라고도 한다.

충격파관은 전파하는 충격파 및 고속기류에 수반되는 제 현상을 연구하는데 최적의 장치로서 많은 장점들을 가지고 있다. 즉 장치가 간단하며, 제작이 매우 용이할 뿐만 아니라 건설비 및 소요동력이 다른 형태의 풍동들에 비해 매우 경제적이다. 또 충격파에 의해 압력이나 온도가 순간적으로 변화할 수 있으므로, 시정수 (time constant)가 매우 작은 고응답성의 검출소자들의 교정이나 검정에 사용될 수 있으며, 유체공학적으로는 과도흐름 (transient flow)이나 비정상흐름 (unsteady flow)을 연구하는데 사용될 수도 있다. 더욱이 통상적인 풍동에서 음속 이상의 유속을 얻으려고 하는 경우, 축소-확대노즐 (convergent-divergent nozzle, 즉 laval nozzle)을 사용하여야 하며, 또 마하수를 변화시키려고 하는 경우, 노즐의 형태를 바꾸어야 하는데 비해, 충격파관에서는 단순히 고압실과 저압실 기체의 압력비를 조절하는 것만으로도 아음속으로부터 초음속까지 광범위의 흐름을 간단히 얻을 수 있으며, 흐름 마하수를 임의로 바꿀 수 있다. 그러나 이러한 충격파관에서 얻어지는 흐름의 지속시간 (duration time)이 매우 짧으므로 (대개 수 milisecond), 측정에 있어서 고도의 기술을 요하게 된다. 그러나 최근 고속현상에 관한 측정기술의 발달로 인해 충격파관의 보급은 현저하게 증가되고 있는 실정이다.

5.2 충격파관의 단순이론

일반적으로 충격파관에서 흐름은 1차원 흐

름이고, 사용되는 기체는 열적 열량적으로 완전하며, 기체의 점성과 열전도 등을 무시할 수 있는 등엔트로피흐름으로 가정한다. 또한 고압실과 저압실 사이의 격막의 파열은 순간적으로 이루어지며, 따라서 초기상태의 고압실과 저압실의 압력비에 의해 충격파의 강도가 결정된다. 이러한 가정들을 사용하여 충격파관의 흐름을 해석하는 이론을 충격파관의 단순이론 (simple theory of shock tube)이라고 한다.

충격파관의 단순이론에 의한 흐름을 그림 15에 나타내었다. 그림의 (b)는 충격파관의 파동선도 (wave diagram)를 나타내며, 저압실과 고압실의 초기상태를 각각 영역 1과 4로 나타내었다. 격막의 파막에 의해 전진충격파 (forward running shock wave)가 일정 속도 U_s 로 저압실내를 오른쪽으로 전파하게 되며, 고압실쪽에는 후퇴 유심팽창파 (centered, backward running expansion

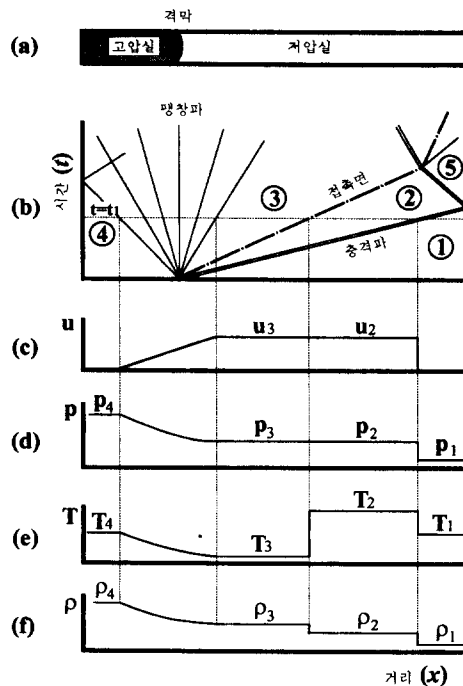


그림 15 충격파관의 파동선도 및 상태변화

wave)가 전파하게 된다. 최초 저압실에서 충격파에 의해 가열 가속되는 영역 2의 기체는 열기체(hot gas)로 불리워지며 또한 최초 고압실에서 팽창파의 통과에 의해 냉각 가속되는 영역 3의 기체를 냉기체(cold gas)라고 부른다. 그림에서 표시한 일점쇄선은 열기체와 냉기체의 접촉면(contact surface)을 나타내며, 이 접촉면을 양측으로 기체의 온도와 밀도는 다르지만 압력과 유속은 같다. 그림의 (c)~(f)는 그림 (b)에 표시한 임의의 시간 $t=t_1$ 에서 각각 유속, 압력, 온도 및 밀도의 분포를 나타낸다. 그림으로부터 충격 파관의 각 지점에 상태량의 변화를 쉽게 알 수 있다. 예를 들면, 영역 4에서 기체의 온도 T_4 와 영역 1에서 온도 T_1 는 각각 초기 상태의 고압실과 저압실내의 기체의 온도를 나타내며, 충격파의 통과로 인해 가열된 기체의 온도 T_2 는 접촉면 직후의 온도 T_2 에 비해 매우 높다는 것을 알 수 있다.

그림 16은 충격파관의 고압실과 저압실간의 압력비 p_4/p_1 가 충격파의 전파마하수 M_s 에 미치는 영향을 나타내고 있다. 전반적으로 충격파관의 압력비가 높아질수록 전파마하수 M_s 는 커진다는 것을 알 수 있다. 그림에서 고압실의 기체를 공기로 충전하고, 저압실의 기체를 같은 공기를 사용한 곡선 ①과 고압실의 기체를 수소로 충전하고 저압실의 기체를 아르곤가스로 충전시킨 경우의 곡선 ⑥을 비교해보면, 같은 압력비에 대하여 충격파의 전파마하수에 상당한 차이가 있음을 알 수 있다. 구체적으로 고압실과 저압실에 모두 공기를 충전시키는 경우 압력비를 약 천만배정도로 해주어도 충격파의 전파마하수는 기껏해야 약 5.2 정도밖에 되지 않는다. 이는 매우 높은 기류 마하수를 요구하는 시험에서는 공기를 사용할 수 없다는 것을 의미한다. 따라서 매우 높은 기류 마하수, 즉 매우 강한 충격파를 요구하는 시험에서는 고압실의 구동기체는 되도록이면 분자량이 작은 가벼운 기체를 사용하고, 저압실의 시

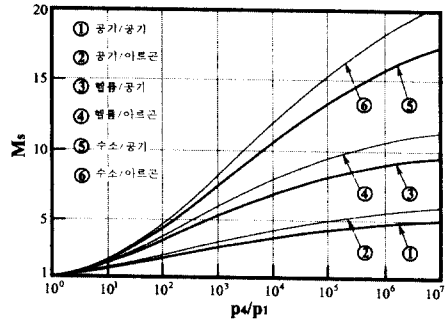


그림 16 충격파 마하수(M_s)와 충격파관의 초기 압력비(p_4/p_1)와의 관계(p_4 : 초기상태에서 고압실의 압력, p_1 : 초기상태에서 저압실의 압력)

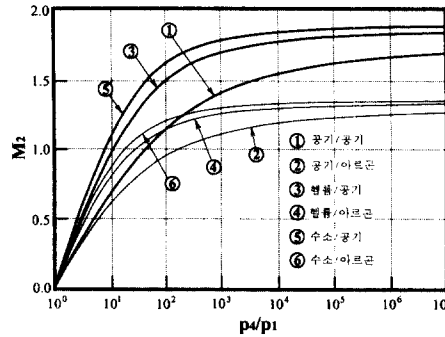


그림 17 열기류의 마하수(M_2)와 충격파관의 초기 압력비(p_4/p_1)와의 관계

험기체는 무거운 기체를 사용하는 것이 바람직하다. 왜냐하면, 음속은 기체의 분자량에 의존하여, 분자량이 작을수록 음속이 크게 되기 때문이다. 그러나 분자량이 매우 작은 수소와 같은 기체를 구동기체로 사용하게 되면, 압축을 가할 경우 폭발하기 쉬우므로 취급에 있어서 세심한 주의가 요구된다. 따라서 일반적으로 수소보다 분자량이 조금 높고, 불연성 가스인 헬륨가스를 구동기체로 사용하고 있다.

그림 17은 충격파관의 압력비 p_4/p_1 가 충격파에 의해 유기되는 열기류의 마하수 M_2 에 미치는 영향을 나타낸다. 그림으로부터 충격파관의 압력비가 높게 되면, 열기류의

마하수 M_2 는 커지게 된다. 그러나 전반적으로 열기류의 마하수는 매우 낮으며, 압력비가 매우 커지게 되면 열기류의 마하수 M_2 는 어느 일정값에 접근하게 됨을 볼 수 있다. 예를 들면, 고압실과 저압실의 기체를 모두 공기로 충전시킨 곡선 ①의 경우, 충격파관의 압력비 p_4/p_1 가 41.3일 때, 열기류의 유속은 초음속($M_2=1$)으로 되며, 압력비가 더욱 커지게 되면 M_2 는 점점 커지다가 일정값(약 1.73)으로 된다. 이와 같이 충격파 직후의 가열된 기체흐름의 마하수는 매우 낮으며, 또 최대값이 존재하게 된다. 이것은 충격파관이 지닌 하나의 결점으로서, 만일 열기류의 마하수를 바꾸기 위하여 구동기체와 시험기체를 바꾼다 하더라도, 열기류의 마하수의 변화는 그다지 얻어지지 않는다.

한편, 접촉면 후방의 냉기류를 사용하여 시험을 하려고 하면, 냉기류의 마하수 M_3 는 열기류의 마하수 M_2 보다 상당히 높게 할 수 있다. 이것은 단순이론에 의해 열기류와 냉기류의 유속은 같지만, 냉기류의 온도가 열기류보다 매우 낮으므로 음속이 작아지기 때문이다. 그러나 냉기류는 격막 설치부를 통과하기 때문에 흐름의 균일성(uniformity)에 있어서 문제가 있을 수 있으므로 일반적으로는 실험에서 사용되지 않고 있다.

5.3 각종 충격파관

최근의 기계공학의 여러 분야에서는 극한 상태에서 일어나는 물리현상의 해명을 요구하고 있고, 이에 대한 실험실에서의 시뮬레이션이 절실히 요구되고 있다. 예를 들면, 대기권 재돌입시의 우주선의 마하수는 수십 정도⁽²⁶⁾이며, 이러한 상황을 충격파관을 사용하여 재현하려고 하는 경우, 상당히 높은 압력비를 부여할 수 있는 충격파관이 필요하다. 충격파관의 압력비(p_4/p_1)를 높이는 경우, 관 재질의 강도문제와 대형 압축기 및 진공기 등이 필요하게 되므로, 이에 대한 효

과적인 대안이 필요하다.

일반적으로 충격파관에서 높은 기류 마하수, 즉 강한 충격파를 얻기 위해서는 냉기류의 유속을 크게 하여 구동기체의 피스톤효과를 크게 해주는 방법과, 구동기체의 초기온도를 높게 해주는 방법이 생각될 수 있다. 전자를 위해서는 다음에 기술하는 바와 같이 단면 수축형 충격파관을 이용하고, 후자를 위해서는 주로 다단막의 충격파관이 이용된다. 또 단면적이 일정한 충격파관에서 얻을 수 있는 마하수보다 높은 마하수를 얻기 위해서는 저압실의 관단에 초음속 노즐을 설치하거나, 저압실의 관단에서 반사하는 반사충격파에 의해 가열 가압된 기체를 팽창시킬 수 있는 충격파 풍동이 제안되어 사용되고 있다. 여기에서는 이러한 목적으로 제안된 여러 형태의 충격파관에 대해 기술하고자 한다.

5.3.1 단면 수축형 충격파관

아음속흐름에서 관로의 단면적을 축소시키면 유속이 증가한다. 충격파관에서 격막의 순간 파막에 의해 고압실 쪽에는 유심팽창파가 발생하며, 이에 의해 가속되는 구동기체의 고압실내에서 유속은 아음속이기 때문에 격막의 위치에 고압실보다 단면적이 작은 저압실을 접속하게 되면, 구동기체가 저압실 쪽으로 유입하게 될 때, 유속은 고압실과 저압실의 단면적이 일정한 경우보다 증가하게 된다. 이와 같은 충격파관에서는 구동기체의 피스톤효과가 크게 되며, 보다 강한 충격파가 얻어질 수 있다. 이러한 충격파관을 단면 수축형 충격파관(variable cross-section shock tube)이라고 하다.

그림 18에는 냉기류 영역의 흐름의 마하수가 1보다 작은 경우에 대하여, 단면 수축형 충격파관의 파동선도를 나타내었다. 격막의 위치에 단면 수축부가 위치하며, 파막에 의하여 전진 충격파가 저압실내를 전파하여 저압실의 관단에서 반사하고 있다. 그림에서

표시된 영역 3a는 고압실에 발생하는 비정상 팽창파 배후의 흐름을 나타내며, 단면 수축부에서는 비정상 팽창파에 의해 유기된 흐름이 정상적으로 팽창(그림의 3b 영역)하게 된다. 그림 19에는 고압실과 저압실의 단면 수축비 A_4/A_1 를 매개변수로 취하여, 단면 수축형 충격파관의 고압실과 저압실간의 압력비 p_4/p_1 가 충격파의 전파마하수에 미치는 영향을 나타내었다. 그림에서 단면수축의 정도가 충격파의 전파마하수에 미치는 영향을 쉽게 알 수 있다. 예를 들면, 고압실과 저압실의 기체가 모두 공기인 경우, 단면적이 일정한 표준형 충격파관($A_4/A_1=1$)과 단면적이 극단적으로 축소되는 경우($A_4/A_1=\infty$)를 비교해보면, 같은 압력비에 대하여 격막부에서 단면적을 축소시키면, 충격파의 전파마하수는 커지게 된다. 또 이러한 효과는 구동기체가 수소인 경우, 즉 가벼운 기체일수록 현저하게 나타난다.

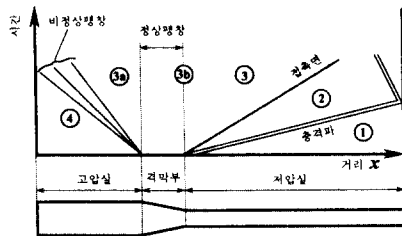


그림 18 단면수축형 충격파관

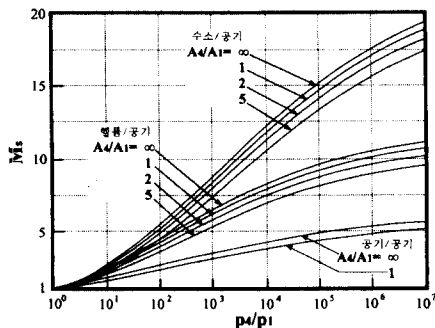


그림 19 단면수축형 충격파관에서 초기압력비와 충격파 마하수의 관계 (A_4 : 고압실의 단면적, A_1 : 저압실의 단면적)

5.3.2 다단막 충격파관

앞절에서 언급한 바와 같이, 강한 충격파를 얻고자 하는 경우에는 구동기체의 초기온도 T_4 를 높여 음속 a_4 를 크게 해주는 것도 하나의 방법이 될 수 있다. 구동기체를 가열하는 방법으로는 먼저 고압실 내부에 니크롬선 등의 전열선을 설치하여 전기적으로 직접 가열하는 방법을 고려해 볼 수 있다. 그러나 이 방법으로 구동기체 전체를 균일하게 가열하는 것은 어렵고, 또 장시간에 걸쳐 균일하게 가열하려고 하여도 관 재질의 내온도성의 문제가 발생하게 된다. 따라서 이러한 점들을 보완하기 위하여, 사전에 콘덴서에 축적시킨 전하를 고압실 내에서 방전시키는 일종의 열충격(thermal impact)방식을 이용하면 극히 짧은 시간에 다량의 에너지를 구동기체로 전달시킬 수 있지만, 이 방법 역시 소형의 충격파관에 한정된다.

이러한 문제들을 고려하여 고압실과 저압실 사이에 중압실을 설치하여, 제1 격막의 파막에 의해 발생하는 충격파로 중압실의 기체를 압축 가열시키는 방법을 생각할 수 있다. 이때 고온 고압의 기체를 구동기체로 하여, 제2 격막을 파막시키면, 저압실에 매우 강한 충격파를 발생시킬 수 있다. 이와 같이

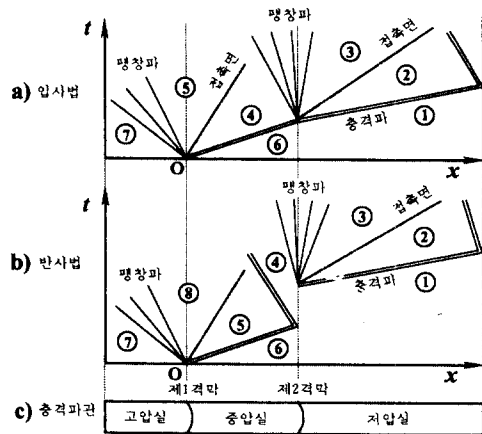


그림 20 2단막 충격파관

두 개 이상의 격막을 가지는 충격파관을 다 단막 충격파관(multiple diaphragm shock tube)이라고 부른다. 그림 20에는 2단막 충격파관(double diaphragm shock tube)의 개략도와 파동선도를 예시하였다. 그림 20(c)에 나타낸 2단막 충격파관의 제1 격막을 파막시키면 충격파가 발생하여 제2 격막에 도달하게 된다. 만일 입사하는 충격파에 의해 격막이 바로 파열될 수 있을 정도의 얇은 막을 제2 격막으로 사용한다면, 그림 20(a)와 같은 파동선도가 얻어진다. 입사 충격파에 의해 고온 고압으로 된 중앙실의 영역 4의 기체가 오른쪽으로 유속을 보유한 채 저압실로 유입하게 되며, 이 때 영역 4의 기체가 고온이라는 것과 오른쪽 방향의 유속을 가진다는 두 가지 효과에 의해 저압실에는 보다 강한 충격파가 발생한다. 이러한 방식을 입사법(혹은 비정상형, unsteady type)이라고 한다.

한편 제2 격막을 강하게 하여 입사 충격파가 반사하도록 한 후, 일정 시간이 경과한 다음 제2 격막을 격침 등으로 파막하는 경우의 파동선도를 그림 20(b)에 나타내었다. 이러한 방식을 반사법(혹은 반사형, reflected type)이라고 하며, 구동기체의 역할을 담당하고 있는 영역 4의 기체는 입사 충격파와 반사 충격파에 의해 가열 압축되기 때문에 그 온도는 그림 (a)의 온도보다 당연히 높게 된다. 그러나 이러한 반사법에서는 그림 20(b)의 영역 4의 기체는 거의 정지 상태에 있게 되므로 입사법에서와 같이 오른쪽 방향으로의 유속효과는 없게 된다. 이 때문에 저압실에서 형성되는 충격파의 강도는 입사법과 반사법에서 거의 차이가 없다.

이와 같은 2단막 방식을 응용하여, 제2 격막의 위치에 단면 수축형 충격파관을 채용하는 방식이나, 다음에서 기술하는 바와 같이 충격파 풍동과 혼합하여 2단막 충격파 풍동 등을 고려해 볼 수 있다. 또 매우 약한 충격파 혹은 극히 강한 충격파를 생성시키기 위

하여 격막을 가지지 않는 무격막 충격파관(diaphragmless shock tube)이 최근에 제안되어 연구⁽²⁷⁾되고 있다.

5.3.3 충격파 풍동

일반적으로 정지하고 있는 기체를 정상 등엔트로피적으로 팽창시키게 되면 흐름의 온도는 정체점의 온도로부터 감소하게 된다. 이 때문에 흐름의 마하수가 매우 큰 극초음속(마하수가 약 5 이상)흐름을 얻고자 하는 경우에, 만일 정체점의 온도가 매우 높지 않다면 온도 강하에 의해 기체의 액화가 발생하여, 공기역학적인 측정에 큰 영향을 미치게 된다. 충격파관에서는 판단에 입사하는 충격파 배후의 흐름 혹은 판단으로부터 반사하는 반사 충격파 배후의 정지 기체는 극히 높은 온도 및 압력으로 될 수 있으므로, 충격파에 의해 가열된 고온 고압의 기체를 판단에 접속한 초음속 노즐(supersonic nozzle, 즉 laval nozzle)을 통하여 팽창시키면, 기체의 액화를 수반하지 않고 용이하게 극초음속 흐름을 얻을 수 있다. 이러한 형식의 풍동을 충격파 풍동(shock tunnel)이라고 한다.

그림 21에는 전형적인 충격파 풍동을 개략적으로 나타내었다. 제1 격막의 파막에 의해 저압실에서 형성되는 충격파가 제2 격막에서 반사되지 않고 초음속 노즐로 유입하게 되는 형식으로 비반사형 충격파 풍동(non-reflected shock tunnel)이라고 부르고 있다(그림 21(a)). 이 경우 기체는 입사 충격파에 의해서만 가열 압축되기 때문에 노즐에 유입하는 흐름은 극초음속 흐름을 얻기에 충분한 고온 기체로 되지 않을 수 있다. 따라서 그림 21(b)에 나타낸 바와 같이 제2 격막의 위치에서 단면적을 작게 하여, 여기에 입사한 충격파를 반사시켜, 이 반사 충격파로써 재압축한 기체를 정체점 기체로 하는 극초음속 흐름을 얻고자 하는 형식을 반사형 충격파 풍동(reflected type shock tunnel)이라고 한다. 이 형식은 비반사형에 비해, 노

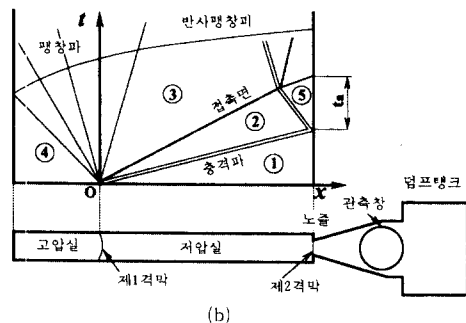
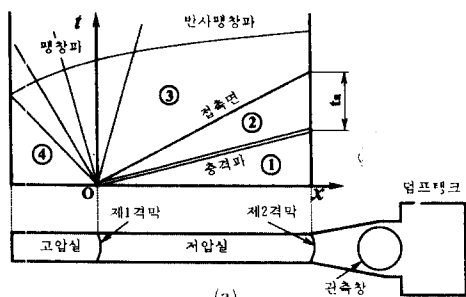


그림 21 충격파 풍동

를 상류에서 보다 높은 고온 고압의 기체를 얻을 수 있으나, 그림의 파동선도에 나타낸 바와 같이 저압실 판단에서 균일한 고온 기체의 지속시간은 충격파가 판단에 입사한 직후부터 반사충격파와 접촉면이 간섭하여, 또 다른 반사충격파가 판단에 도달하기까지의 시간 t_a 로 되며, 일반적으로 이 시간은 극히 짧다.

5.3.4 자유 피스톤 충격파관

충격파관에서 강한 충격파를 얻기 위해서는 피스톤에 의해 압축된 고온 고압의 기체를 구동기체로 사용할 수 있다. 이러한 형태의 충격파관을 자유 피스톤 충격파관 (FPST: free piston shock tube) 혹은 GST (gun shock tube)라 부른다.

그림22에는 일반적인 자유 피스톤 충격파관의 형상과 파동선도를 개략적으로 나타내었다. 고압실에는 피스톤을 구동하기 위해서 고압 기체를 충전시키며, 펌프실과 구동실에

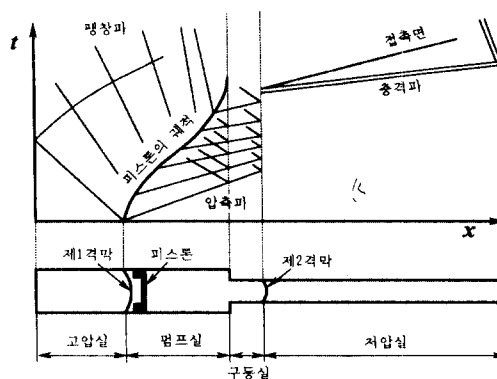


그림 22 자유피스톤 충격파관

는 중압의 구동기체를, 저압실에는 저압(일반적으로 대기압으로 하지만, 필요에 따라서는 대기압보다 낮은 압력으로 할 수도 있다)의 시험기체를 충전한다. 제1 격막을 파막하면, 피스톤이 오른쪽으로 이동하여 구동기체를 압축한다. 이 경우 비교적 무거운 피스톤을 사용하여, 피스톤이 급격히 가속되지 않도록 해주면, 그림에 나타낸 바와 같은 파동선도를 얻을 수 있다. 피스톤 전방에 발생하는 압축파를 비교적 약하게 하여, 이들 압축파가 서로 합쳐하여 충격파를 형성하지 않도록 하면 압축은 등엔트로피적으로 행하여 질 수 있다. 이러한 압축에 의하여, 구동기체가 충분히 고온 고압으로 되었을 때, 제2 격막이 파열되도록 설정해두면 저압실내에 강한 충격파를 발생시킬 수 있다. 이때, 피스톤의 운동에 의해 구동기체가 압축되는 정도는 구동실의 길이를 변화시키는 것에 의해 조절될 수 있다. 이 방식의 특징은 비교적 작은 초기 압력비로부터 높은 정체점 압력과 온도를 용이하게 얻을 수 있으며, 압축비도 용이하게 변화시킬 수 있다. 그러나 정체점의 상태는 시간에 대해 피크형태를 이루게 되며, 그의 지속 시간이 매우 짧다.

5.3.5 Gun 터널

앞에서 기술한 반사형 충격파 풍동에서 제

1 격막에 인접하여 저압실내에서 자유롭게 구동할 수 있는 피스톤을 설치한 형식의 풍동을 GT(gun tunnel)이라고 부르고 있다.

그림 23에는 일반적인 GT의 형상과 파동선도를 개략적으로 나타내었다. 고압실에 고압기체를 충전하고 제1 격막을 파막하면, 피스톤이 구동되어 저압실내를 오른쪽으로 이동하게 되며, 피스톤의 전방에는 충격파가 형성된다. 이 충격파는 저압실의 관단에서 반사하며, 반사충격파는 피스톤면에서 재차 반사하여 피스톤의 속도를 감속시키게 된다. 그 후 피스톤면과 저압실의 관단 사이에서 충격파의 반사가 반복되어, 피스톤이 점차로 감속한다. 이와 같은 충격파의 반복 반사에 의해 저압실의 기체는 가열 압축되어, 점차 고온 고압의 평형상태에 접근하게 된다. 이러한 상태(정체점 상태)에 도달한 때, 제2 격막을 파열시키면, 시험기체는 노즐을 통하여 팽창하게 되므로, 용이하게 극초음속 흐름을 얻을 수 있다. 정체점 상태의 온도와 압력을 높이기 위해서는 피스톤의 속도를 크게 하여 저압실내를 초음속으로 움직일 수 있도록 할 필요가 있다. 이러한 문제 때문에 앞에서 기술한 자유 피스톤 충격파관에서 사용되는 무거운 피스톤에 비교하여, GT에서는 비교적 가벼운 피스톤이 사용된다. 그러나 피스톤의 속도를 높이기 위해서는 피스톤 전후의 압력차를 크게 해주어야 하므로, 피스톤은 이러한 압력차에 견디어 낼 수 있는 충분한 강도를 지녀야 한다.

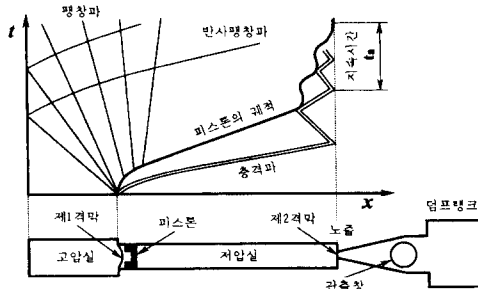


그림 23 Gun 터널

5.3.6 Ballistic Range

충격과 풍동이나 Gun Tunnel 등의 풍동은 모두 모형을 측정부에 고정하여, 그 주변의 초음속 혹은 극초음속 흐름을 발생시켜서 실험을 수행하는 장치라고 볼 수 있다. 이러한 형태와는 다르게 모형을 정지 기체속에서 초음속으로 발사하여, 모형의 비행상태를 조사하거나, 또는 모형을 정지한 표적에 충돌시켜, 고속충돌 파괴현상이나 충돌에 의한 초고압력하에서 재료의 물성 등에 관한 연구를 위한 장치를 BR(ballistic range)라고 부른다. Ballistic Range에서는 모형이 운동하기 때문에 모형 주위의 흐름을 측정하는 것은 모형을 고정한 경우에 비해 어렵게 되지만, 통상적으로 풍동에서 문제시되고 있는 흐름의 비균일성이나 모형의 지지대가 흐름에 미치는 영향이 전혀 없기 때문에 실제에 가까운 흐름을 실현하기에 적합하다고 볼 수 있다. 어떤 의미에서는 Ballistic Range는 풍동도 아니고, 또한 충격파관도 아닐 수 있다. 그러나 그의 작동 원리는 충격파관의 원리를 응용한 것이며, 초음속 혹은 극초음속 비행체를 연구하기에 유력한 실험장치의 하나라고 할 수 있다.

그림 24에는 대표적인 Ballistic Range의 일례를 나타내었다. 제1 격막에 인접하고, 펌프실 내에서 자유롭게 움직일 수 있는 무

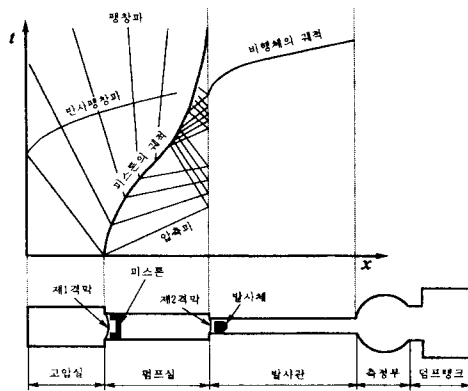


그림 24 Ballistic Range의 일례

거운 피스톤을 설치하여, 비행체(flight body) 즉 모형은 제2 격막에 인접한 발사관(launch tube)내에 설치한다. 고압실에는 고압의 기체를 충전하며, 펌프실에는 모형을 가속하는데 효율이 좋은 가벼운 기체, 즉 수소나 헬륨 등의 기체를 충전한다. 이러한 형식의 Ballistic Range는 앞에서 기술한 Gun Tunnel의 노즐 부분을 발사관으로 대치한 것과 같으며, 발사관 내부에 모형을 넣는다. 고압기체와 펌프실의 가벼운 기체를 이용하여 모형을 가속하게 되므로, 2단식 경가스총(TSLGG: two-stage light gas gun)이라고도 부르고 있다. 그림에 예시한 바와 같이, 제1 격막이 파열되면, 압력차에 의해 무거운 피스톤이 펌프실 내를 오른쪽으로 이동하여, 펌프실의 기체를 등엔트로피적으로 압축하게 된다. 이러한 압축에 의하여, 가벼운 기체가 충분히 고온 고압으로 도달하였을 때, 제2 격막이 파막되도록 설정하면, 모형은 압력차에 의하여 가속되어 발사관내를 고속으로 운동하여 측정부 내를 자유비행하게 된다. 이와 같이 Ballistic Range에서는 먼저 고압실의 고압기체의 에너지가 피스톤의 운동에너지로 변환되며, 피스톤에 의해 가열 압축된 고온 고압의 기체가 구동원으로 되어 모형을 발사하게 된다. 발사관 출구에서 모형의 속도를 크게 하기 위해서는 발사관 내에서 모형의 가속도를 가능한 한 크게 해줄 필요가 있다. 그러나 모형 재질의 강도면으로부터 견디어 낼 수 있는 가속도에는 한계가 있을 수 있으며, 이 한계내에서 최대 속도를 얻기 위해서는 모형을 일정 가속도로 가속하는 것이 바람직하다.

5.3.7 Ludwig Tube

풍동을 이용하여 고속흐름의 모형실험을 행하려고 하는 경우에, 실제의 흐름에 대하여 역학적 및 기하학적인 상사를 만들어줄 필요가 있다. 일반적으로 실제의 흐름과 풍동에 의한 모형 실험에서의 크기상의 차이

때문에 풍동실험에서의 레이놀즈수(Reynolds number)는 실제 흐름에서의 레이놀즈수보다 상당히 작게 된다. 대개의 경우에 기체의 점성의 영향이 작은 경우에는, 풍동에서 수행한 낮은 레이놀즈수의 실험결과로부터 실제 흐름의 높은 레이놀즈수의 상태를 외삽(extrapolation)하여 구할 수 있다. 그러나 천음속 흐름 및 기체 점성의 효과가 현저하게 나타나는 흐름에서는 기체의 압축성과 점성이 거의 비슷한 정도로 영향을 미치게 되며, 흐름의 레이놀즈수 변화에 민감하게 반응하게 된다. 따라서 흐름의 마하수가 같다고 할지라도 레이놀즈수가 다르기 때문에, 풍동에서의 실험결과로부터 실제의 흐름 상태를 유추하는 것은 곤란하다. 이와 같은 문제를 고려하여, 충격파관의 고압실의 기체를 시험기체로 하여, 천음속 영역에서의 높은 레이놀즈수의 실험을 목적으로 개발된 장치가 LT(ludwig tube)이며, 일명 관풍동(TWT:tube wind tunnel)이라고도 한다.

그림 25(a)에는 Ludwig Tube의 형상과 파동선도를 개략적으로 나타내었다. 그림에서 격막이 측정부의 하류에 설치되어 있으므로, 하류막 방식이라 부른다. 또 격막 대신에 급속개구 밸브(fast-opening gate valve)를 이용하는 것도 가능하며, 격막의 하류는 일반적으로 진공으로 하는 경우가 많으나, 대기에 개방하는 경우도 있다. 격막을 파열시키면 팽창파가 노즐을 통하여 상류로 전파하여, 노즐목(nozzle throat)에서의 유속은 시간이 경과할수록 증가하게 된다. 노즐목에서 유속이 음속에 달하여 흐름이 Choke⁽²⁸⁾하게 되면, 그 후의 팽창파는 노즐목의 상류로 전파해갈 수 없게 되며, 노즐목 하류에 시동 충격파(starting shock wave)가 발생한다. 이 충격파는 팽창파와 간섭을 하면서 하류로 이동하여 노즐이 시동하게 되며, 측정부에서 균일한 흐름은 이 순간부터 고압실의 판단으로부터 반사팽창파의 파두(head of wave)가 측정부에 도달되기까지 계속된다.

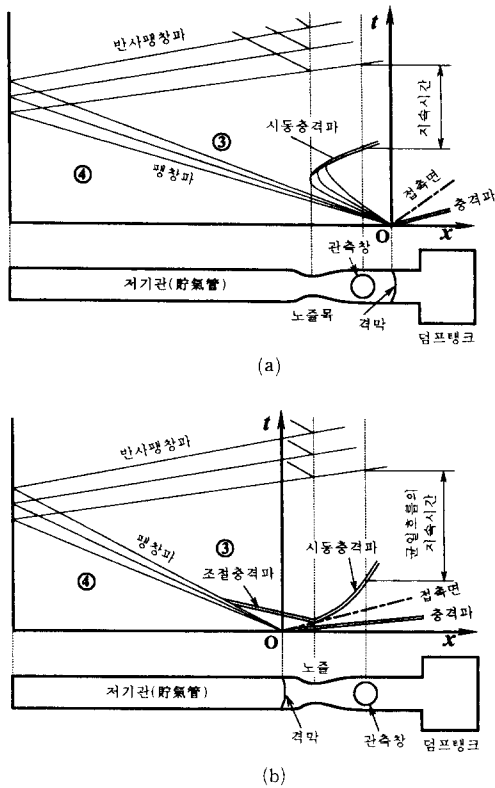


그림 25 Ludwig관

한편, 그림 25(b)에서 나타난 바와 같이, 격막을 측정부의 상류에 설치하는 상류막 방식에서는, 파막에 의해 형성된 충격파와 접촉면이 하류로 이동하여, 노즐내에 흐름이 발생하게 된다. 노즐목에서 흐름이 Choke하면, 시동 충격파가 발생하여 하류로 이동하게 되지만, 노즐목에서 마하수 1이 유지되기 위해서는 상류의 흐름상태가 조절되어야 하기 때문에, 또 다른 충격파가 발생하여 상류로 이동하게 된다. 따라서 측정부에서 균일 흐름의 지속시간은 시동 충격파가 통과한 순간부터 시작하여, 고압실의 판단으로부터 반사팽창파의 파도가 도달될 때 끝나게 된다. 상류막 방식에서는 최초에는 측정부의 관측창에 고압이 걸리지 않지만, 파막에 의해 충격파가 측정부를 통과하기 때문에, 시동시에

는 모형에 걸리는 부하가 매우 클 수 있다. 이에 반해, 하류막 방식에서는 최초에는 관측창에 고압이 걸리지 않지만, 시동시에 모형이 받는 부하는 적게 된다.

일반적으로 천음속 풍동의 측정부에서는 흐름의 Choking을 피하기 위하여, 슬롯 벽(slot wall) 혹은 다공질 벽(porous wall)을 채용하여 기류의 일부를 추기(bleed)하고 있다. 천음속 Ludwig Tube에서는 먼저 파막을 한 후, 다음에 추기밸브를 열어 추기를 행하고 있지만, 추기 밸브를 여는 타이밍과 추기실의 체적이 시동시간에 큰 영향을 미치게 되므로, 일반적으로 상류막 방식이 하류막 방식에 비해 시동시간이 짧게 된다.

5.3.8 단일펄스 충격파관

충격파는 매우 간단히 기체를 고온으로 가열할 수 있을 뿐만 아니라 균일하게 가열할 수 있는 유력한 수단이 될 수 있다. 더욱이, 충격파의 전파속도를 측정한다면, 충격파에 의해 가열된 기체의 온도를 산출할 수 있기 때문에, 고온에서의 화학반응에 관한 연구에 적합하다. 앞에서 기술한 바와 같이, 일반적인 충격파관에서는 파막에 의해 발생한 충격파와 팽창파가 관내에서 반사를 반복하여 가열 냉각의 반복되는 과정을 거치게 되므로 저압실에 넣는 시료기체가 받게 되는 온도 이력(history)은 매우 복잡하다. 화학반응의 연구를 하기 위해서는 가열된 시료기체가 임의의 시간이 경과한 후, 급냉각되어 고온시의 조성을 그대로 간직한 채, 재차 가열을 받지 않도록 하여야 하는 경우가 있다.⁽²⁹⁾ 이러한 목적으로 개발된 충격파관을 단일펄스 충격파관(single pulse shock tube) 혹은 화학 충격파관(chemical shock tube)이라고 부르고 있다.

그림 26에는 일반적인 단일펄스 충격파관을 개략적으로 나타내었다. 고압실에는 고압의 기체를 충전하고, 저압실에는 저압의 시료기체를 충전하게 되지만, 특징으로는 고압

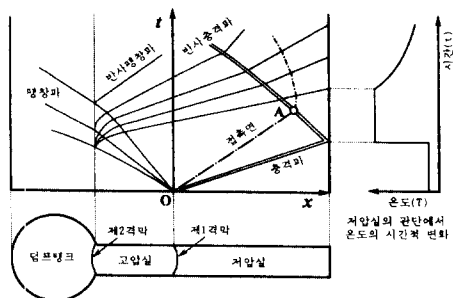


그림 26 단일펄스 충격파관

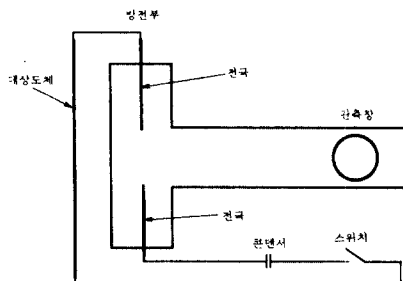


그림 27 대표적인 전자충격파관

실의 관단에 제2의 격막을 설치하여 대용량의 덤프 탱크와 연결하고 있다. 덤프 탱크의 내부를 진공으로 한 상태에서 제1 격막을 파막시키면, 충격파가 저압실내를 전파하여 저압실 관단 부근의 기체는 입사 충격파와 반사 충격파에 의해 순간적으로 가열하게 된다. 한편 고압실로 전파하는 팽창파의 파두가 제2 격막에 도달할 때 격막이 파열되도록 설정하면, 덤프탱크 내부는 진공이기 때문에 고압실의 기체가 탱크안으로 흘러 들어가게 되고, 동시에 매우 강한 팽창파가 발생하여 오른쪽으로 전파하게 된다. 이때 저압실의 관단 부근에서 고온으로 가열된 시료기체는 그림의 오른쪽 부분에 나타낸 바와 같이 급냉각된다. 저압실의 관단으로부터의 반사 충격파는 최초 접촉면과 간섭하며, 그 후 고압실의 관단으로부터의 팽창파와 간섭하여 약해지게 된다. 따라서 고압실로부터 덤프 탱크안으로 흡입되어 버리므로, 재반사는 일어나지 않게 된다.

5.3.9 전자 충격파관

지금까지 기술한 각종 충격파관은 모두 격막으로써 압력이 서로 다른 기체를 구분하여, 파막에 의해 강한 충격파나 기타 요구하는 흐름을 얻을 수 있었다. 이러한 기계적인 방법으로 얻어질 수 있는 충격파의 마하수의 최대값은 약 35 정도이며, 비행체의 대기권 재돌입의 문제나 플라즈마의 물성 등을 연구하는 데에는 더욱 강한 마하수를 발생시킬

필요가 있다. 이러한 관점에서, 기체를 전기적으로 가열함과 동시에 전자력으로 구동하면 매우 강한 충격파를 발생시킬 수 있다. 이러한 형식의 충격파관을 전자 충격파관(electro-magnetic shock tube)이라 하며, 마하수가 약 100 정도의 충격파도 간단히 얻을 수 있다.

그림 27에는 전자 충격파관의 개략적인 형태를 나타내었다. 방전부와 T자형의 축추부는, 통상적으로 충격파관의 재질로 사용되고 있는 동이나 금속과는 다르게 파이렉스 유리 등의 경질유리로 만들어지며, 격막을 필요로 하지 않는다. 관내를 저압으로 하여 콘덴서에 축적시킨 전하를 방전부의 전극을 통하여 방전시키면, 방전 전류가 전극간에 흐르게 되어 주변의 기체는 순간적으로 고온으로 가열된다. 만일 전류가 아래쪽 전극으로부터 위쪽 전극으로 흘러 간다고 하면, 관 외부의 전극 배후에 설치한 띠(strap)형태의 도체 즉 대상도체에는 위로부터 아래로 향하는 전류가 흐르게 된다. 이때 그 주변에는 자장이 발생하여 전류의 방향을 오른 나사의 진행 방향이라고 하는 경우, 자장의 방향은 나사의 회전 방향으로 된다. 즉 전극간의 전류에 의한 자장과 대상도체에 흐르는 전류에 의한 자장은 모두 지면에 수직한 방향으로 되며, 전극과 도체 사이에서는 서로 합쳐져서 강해지게 되지만, 전극의 우측영역에서는 약해지게 된다. 이 두 가지의 역방향의 평행전류와 이것에 의해 발생하는 자장에 의해서 전류와

자장 모두에 대해 수직방향으로 전자력(로렌츠력)이 발생하여, 전극간에서 고온이 된 기체가 측정부쪽으로 구동하게 된다. 즉 방전에 의해 발생하는 고온 기체가 피스톤의 역할을 하며, 전자력이 피스톤의 구동력으로 되어 측정부의 기체를 압축, 충격파를 형성시키게 된다. 보다 강한 충격파를 발생시키기 위해서는 방전 전류의 상승 시간을 단축하고, 또 방전 전류를 크게 할 필요가 있다. 그러나 방전이 순간적으로 될수록 충격파를 발생시키기 위한 에너지 방출 또한 순간적으로 되므로, 방전 후 발생하는 팽창파가 강하게 되어 충격파의 강도를 감쇄시킬 수도 있다.

6. 맺음말

최근 충격파현상을 이용하여 고온 고압의 상태를 용이하게 발생시킬 수 있는 기술 및 장치들이 여러 분야에서 요구되고 있으며, 이들에 대한 연구의 필요성이 갈수록 증대되어 가고 있다. 그러나 우리나라에서의 충격파현상에 대한 이해와 지식은 비압축성 유체 공학에 대한 연구에 비해 매우 미비한 실정이며, 이에 대한 관심과 체계적인 연구가 절실한 실정이다.

일반적으로 충격파현상을 이해하는 데에는 압축성 비정상흐름, 혹은 정상적인 초음속 흐름에 대한 지식이 필요하지만, 이 글에서는 충격파현상에 대한 이론적 기술들을 생략하고, 충격파현상들을 소개하기 위한 목적으로 충격파현상에 대한 현재의 연구동향과 충격파현상을 응용하는 실례들에 관해 간략히 기술하고, 충격파현상의 연구를 위해 필요한 충격과 발생장치에 대해서 기술하였다. 그러나 충격파현상의 공학적인 응용 및 자연계에서 발생하고 있는 충격파현상의 실례에 대해서는 거의 다루지 못하였으며, 다음 기회로 미루어 둔다. 비록 이 글에서 다루어진 내용들은 충격파현상을 설명하고 소개하는 데 있

어서 빙산의 일각에 지나지 않지만, 독자 제현의 충격과 현상에 관한 이해와 관심을 불러 일으키는 데 조금이나마 도움이 되기를 바란다.

참고문헌

- (1) Whitham, G. B., 1974, *Linear and Non-linear Waves*, Wiley-Interscience, New York.
- (2) Glass, I. I., 1975, "Shock Waves & Man," Toronto Univ. Press.
- (3) Thompson, P. A., 1976, *Compressible Fluid Dynamics*, McGraw-Hill Book Company.
- (4) Courant, R. and Friedrichs, K. O., 1948, *Supersonic Flow and Shock Waves*, Interscience, New York.
- (5) Whitham, G. B., 1957, "A New Approach to Problems of Shock Dynamics; Part 1, Two-Dimensional Problems," *Journal Fluid Mech.*, Vol. 2, pp. 146~171.
- (6) Lee, J. H. and Glass, I. I., 1984, "Pseudo-Stationary Oblique Shock Wave Reflections in Frozen and Equilibrium Air," *Progress in Aerospace Sci.*, Vol. 17, pp. 33~80.
- (7) Ben-Dor, G. and Glass, I. I., 1979, "Domains and Boundaries of Non-stationary Oblique Shock Wave Reflections," *Journal Fluid Mech.*, Vol. 92, pp. 459~496.
- (8) Gvozdeva, L. G. and Fokeev, V. P., 1977, "Transition from Mach to Regular Reflection and Domains of Various Mach Reflection Configurations," *Combustion Exp. and Shock Waves*, Vol. 13, pp. 86~93.
- (9) Colella, P. and Henderson, L. F., 1990, "The Von-Neumann Paradox for the Dif-

- fraction of Weak Shock Waves," *Journal Fluid Mech.*, Vol. 213, pp. 71~94.
- (10) Henderson, L. F. and Lozzi, A., "Further Experiments on Transition to Mach Reflection," *Journal Fluid Mech.*, Vol. 94, pp. 541~559.
- (11) Loh, W. H. T., 1969, "Modern Developments in Gas Dynamics: Chap. 1, Theory of the Hydraulic Analogy for Steady and Unsteady Gas Dynamics," Edited by W. H. T. Loh, Plenum Press, New York.
- (12) Cole, R. H., 1948, "Underwater Explosions," Princeton Univ. Press.
- (13) 中材裕一, 1988, 爆發波の傳ばに関する研究, 熊本大學工學部 博士學位論文.
- (14) Kitayama, O., Ise, H. and Abe Y., 1992, "Controversy of Micro-Explosive Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy," Symposium on Shock Waves, Japan '92 (In Japanese).
- (15) Chaussy, C., 1982, "Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy," Karger.
- (16) Kandel, L. B., Harrison, L. H. and McCullough, D. L., 1987, "State of the Art Extracorporeal Shock Wave Lithotripsy, Mount Kisco," New York, Futura Publishing Company.
- (17) 日本厚生省藥務局醫療機器開發課監修, 1992, 醫療用具の承認許可, Q&A, pp. 128~182.
- (18) Ohshima, T., Tanaka, S. and Teshima, K., 1991, "Effects of Shock Wave on Micro-organisms: An Evaluation Method of the Effects," *Proc. The 18th ISSW*, Sendai, Japan, Springer-Verlag.
- (19) Saitoh, T., Orikasa, S., Kuwahara, M. and Ioritani, N., 1990, "The Ultrastructural Renal Changes after Shock Wave Exposure," *Symposium on Shock Waves, Japan '90* (In Japanese).
- (20) Benjamin, T. B. and Ellis, A. T., 1966, "The Collapse of Cavitation Bubbles and the Pressure Thereby Produced Against Solid Boundaries," *Phil. Trans. Royal Soc. London*, A260, pp. 221~240.
- (21) Bourne, N. K. and Field, J. E., 1991, "Bubble Collapse and the Initiation of Explosion," *Proc. Royal Soc. London*, A435, pp. 423~435.
- (22) Neal, T., 1975, *Journal Applied Physics*, Vol. 46, No. 6, pp. 2521~2527.
- (23) Taylor, R. A., 1987, "A Space Debris Simulation Facility for Spacecraft Materials Evaluation," *SMAPLE Quarterly*, Vol. 18, No. 2, pp. 28~34.
- (24) 山田, 可兒, 生田, 1984, 二段式輕カス銃の試作とその性能解析, 日本機械學會論文集, Series B, Vol. 47, No. 5, pp. 450~458.
- (25) Matsumura, T. and Takayama, K., 1993, "A Study of the Performance of Gas Guns," *Symposium on Shock Waves, Japan '93* (In Japanese).
- (26) Hankey, W. L., 1988, "Re-Entry Aerodynamics," *AIAA Education Series*.
- (27) Yang, J., Onodera, O. and Takayama, K., 1993, "Design and Performance of a Diaphragmless Shock Tube," *Symposium on Shock Waves, Japan '93* (In Japanese).
- (28) Benedict, R. P., 1983, *Fundamentals of Gas Dynamics*, John Wiley & Sons, Inc.
- (29) Gaydon, A. G. and Hurle, I. R., 1963, "The Shock Tube in High Temperature Chemistry and Physics," Chapman Hall Press. 