

유체공학에서 충격파현상(1)

김 회 동

Shock Wave Phenomena in Fluid Engineerings(I)

Heuy-Dong Kim



● 김회동(안동대 기계공학과)
● 1961년생
● 압축성유체공학을 전공하였으며, 충격파역학, 고속제트, 고속내부흐름, 유체소음, 초음속풍동 및 충격파관의 연구에 관심을 가지고 있다.

1. 머리말

최근 공업의 진보와 더불어 각종 플랜트의 고압조업, 터보기계, 항공기 등의 천음속, 초음속화는 거의 상식화 되어 가고 있으며, 이러한 흐름에서 발생하는 충격파현상은 이제 우리 주변의 매우 가까운 문제가 되고 있다. 일반적으로 충격파는 폭발, 방전 등의 급격한 상태변화가 일어나는 경우나, 물체의 고속충돌에 의해 고밀도의 에너지가 순간적으로 축적되어 방출되는 경우, 또는 기체의 흐름이 초음속으로부터 아음속으로 감속되는 경우에 발생하며, 기계공학 분야에서는 바람직하지 않는 현상이라는 선입감으로 대개 이해되고 있는 것 같다.

오늘날, 충격파현상은 유체공학, 기계공학, 항공우주공학, 물리화학, 천체물리 등은 물론, 의학분야에서도 광범위하게 사용되고 있는 기초적 물리현상으로서, 그 중요성과 더불어 장치 발전과 여러 분야에서의 응용이 크게 기대되고 있다. 이 글에서는 충격파현상에 대한 연구의 실례와 장래의 충격파 연

구에 대하여 전망하고, 충격파 연구에 주로 사용되고 있는 충격파의 발생장치에 대해서 기술하고자 한다.

일반적으로 기체중에서 미소 교란(disturbance) 즉 음파(sound wave)가 전파되어 가는 현상은 잘 알려져 있다. 충격파(shock wave)는 음의 속도를 넘어서 전파해 가는 일종의 압력파(pressure wave)이며, 유체공학에서는 대류현상과 더불어 대표적인 비선형현상으로 잘 알려져 있다. 여기에서 비선형성이라고 하는 것은 매체중에서 압력의 높은 부분이 나타나게 되면, 그 신호는 음의 속도를 넘어서 전파하는 성질로써 대표될 수 있다.⁽¹⁾ 즉 이러한 비선형성은 음파의 진폭이 크게 되어 파형의 변형이 발생하게 되는 경우에 충격파를 형성시키는 원인이 된다.

이와 같은 충격파현상은 우리 주변에서 여러 형태로 관찰될 수 있다. 구체적으로 초신성의 폭발에서는 우주 규모의 스케일로 충격파가 발생하며, 또 액체중에 혼입된 미소기포가 파괴되는 경우에는 현미경으로 관찰하여야 할 정도의 스케일로 충격파가 발생하는 것으로 알려져 있다.⁽²⁾ 더욱이 해안으로 밀

려오는 수파, 고속도로에서 자동차가 주행하지 못하고 정체되는 현상, 눈사태 혹은 산사태, 극지방에서 빙하의 이동, 개수로에서 발생하는 수력도약(hydraulic jump), 각종 화학변화 및 소문의 전파 등은 충격파 유사현상(shock wave analogy)⁽³⁾으로 불리워 지고 있는데, 이는 이들 현상을 수학적으로 기술하는 미분방정식이 충격파를 기술하는 미분방정식과 유사하기 때문이다. 이와 같이 우리 주변에는 알게 모르게 충격파현상이 존재하고 있으며, 우리들의 생활에서 중요한 역할을 담당하고 있다. 그러나 기계공학 특히 유체공학 분야에서 충격파는 거의 진동과 소음의 Source가 되고 있으며, 만일 유체기계 내에서 충격파가 발생하게 되면 일반적으로 기계의 성능 및 효율을 저하시키기 때문에 바람직하지 못한 현상으로 인식되고 있는 것이 사실이다.

충격파에 관한 연구의 역사는 19세기경, Riemann에 의해 이론적으로 연구되었으며, Mach에 의해 실증적으로 연구되었다.⁽⁴⁾ 그 후, 우주개발에 대해 본격적으로 막을 연 1950년대에 들어와서, 충격파현상의 해명이 중요한 연구과제로 대두되기 시작하였다. 오늘날 충격파현상에 관한 연구는 단순히 고속 공기역학의 특이현상을 해명하기 위한 것이 아니라 공학, 의학, 심지어 의학에서도 다루어지고 있으며, 다방면에 걸친 응용이 인식되어 중요한 기초연구로 대두되고 있다. 더욱이 극한 상태를 다루는 유체공학이 미래의 기계공학 분야에서 중요한 연구과제의 하나로 인식되고 있다. 충격파현상은 극한 상태의 창생에 실로 밀접하게 관여하며, 충격파 발생장치는 이러한 극한 상태 즉 초고압, 초고온 및 초고속 상태를 실험실에서 만들어 낼 수 있는 유력한 수단으로 되고 있다.

2. 기체중에서 발생하는 충격파

기체는 압축성이 크기 때문에 비교적 작은

압력의 집적에도 충격파가 발생하게 된다. 이런 연유로, 충격파현상의 연구는 공기중의 고속운동의 연구로부터 시작되었다. 철학자 E. Mach는 실험물리 기술의 한계를 초월하여, 비행하는 탄환 주위에 나타나는 충격파를 광학적 가시화법을 사용하여 실증하였다.⁽⁴⁾ 이 가시화장치는 오늘날 Mach-Zehnder 간섭계로 잘 알려져 있다. 오늘날 고속 공기역학 분야에서는 E. Mach의 이름을 따서, 무차원수 Mach number 즉 충격파의 속도를 매체의 음속으로 나눈 값을 고속흐름의 중요한 변수로 사용하고 있다. 예를 들어 흐름의 마하수가 1을 넘게 되면 초음속, 1 이하로 되면 아음속으로 부르고 있다.

기체의 흐름에서 발생하는 충격파에 관한 연구는 주로 충격파 자체에 관한 연구(충격파의 내부구조나 충격파 동역학)나, 충격파를 포함하는 천음속, 초음속 및 극초음속 흐름에서의 제 현상 및 충격파를 응용한 기술적 연구로 나눌 수 있으며, 현재까지 수많은 연구결과들이 다방면에 걸쳐 유용하게 사용되고 있다. 그러나 이러한 고속흐름에는 비압축성 흐름에 비해 많은 미해결 문제들이 산재해 있으며, 오늘날 고속 고압화 등의 시대적 요구에 따라, 우리나라에서도 이에 대한 체계적인 연구가 절실하다. 여기에서는 충격파 연구에 가장 기초가 되고 있으며, 아직도 많은 미해결 요소들을 포함하고 있는 기체중에서 충격파의 전파에 관한 연구의 일례를 소개하고자 한다.

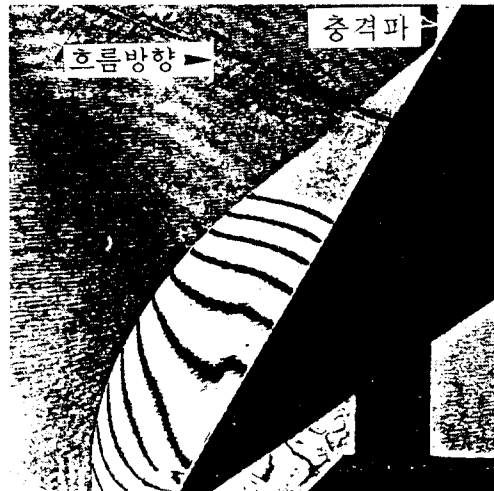
관내에서 충격파가 전파하는 경우나, 기타 유체요소에서 발생하는 충격파뿐만 아니라 최근 빈번히 발생하고 있는 고압가스의 폭발사고, 핵 실험 및 화산폭발 등으로 인하여 발생한 충격파가 구조물이나 기타 매질이 다른 물질로 전파하게 되는 경우, 부분적으로 고온 고압이 발생하게 된다. 따라서 충격파가 기체중에서 전파하거나 벽면에서 반사하는 경우의 충격파 동역학(shock dynamics)⁽⁵⁾을 연구하는 것은 공학적으로 매우 중요하다.

충격파가 벽면에서 경사반사(oblique reflection)를 하는 경우, 충격파와 벽이 이루는 각도 즉 입사각(incident angle)은 반드시 반사각(reflection angle)과 일치하지는 않는다. 이러한 사실은 충격파현상의 비선형성을 입증하고 있으며, 선형파동인 빛(light)이나 음파에서는 파면과 벽이 이루는 입사각과 반사각은 항상 같게 된다.

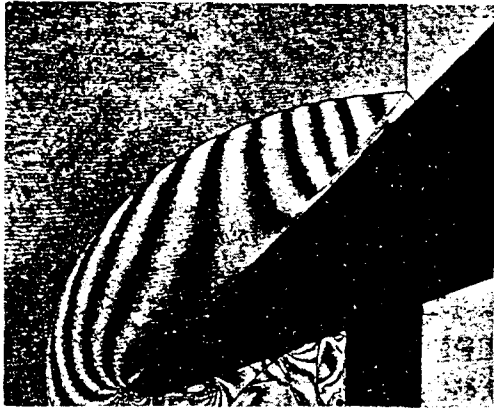
그림 1(a)는 평면 충격파가 경사벽상에서 반사하는 예를 나타내고 있다. 이러한 반사 형태는 정상반사(regular reflection)로 불리워지며, 그림에서 보이는 바와 같이 반사점은 경사벽상에 있다. 충격파의 마하수 혹은 경사벽의 각도가 변화하면, 그림 1(b)에 예시된 바와 같이 반사점의 위치가 벽면으로부터 떨어져 Y자형의 반사형태를 취하게 된다. E. Mach가 처음으로 이러한 반사 형태를 발견하였기 때문에, 오늘날 이것을 마하반사(mach reflection)로 부르고 있다. 마하반사에서는 입사충격파 I 가 반사충격파 R 과 마하충격파 M 과 한점(삼중점이라 한다)에서 교차하며, 마하충격파 M 을 통과하는 흐름과 입사충격파 I 와 반사충격파 R 을 통과하는 흐름 사이에 밀도 불연속의 슬립 라인(slip line) S 가 나타나게 된다.

이와 같이 흐름의 제 조건이 변화하는 경우, 충격파의 반사형태는 정상반사나 마하반사의 형태로 나타날 수 있다. 마하반사에는 직접 마하반사(direct mach reflection), 정상 마하반사(steady mach reflection) 및 반전 마하반사(inverse mach reflection)의 3가지 형태가 있다. 직접 마하반사는 그림 1(b)에서 Y자형을 나타내며, 보통의 마하반사이다. 한편 반전 마하반사는 완전히 비정상적(unsteady)인 현상으로서, 직접 마하반사가 벽면에서의 경계조건의 변화 등의 이유로 정상반사로 천이하는 동안에 과도적으로 나타난다. 또 정상 마하반사는 일반적으로 정상적(steady)인 흐름중에서 충격파간의 상호반사나 벽으로부터 반사하는 경우에 나타나

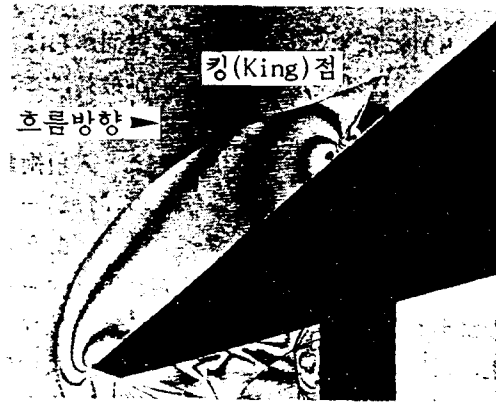
며, 준정상(quasi-steady) 혹은 비정상 흐름(unsteady flow)중에서 반전 마하반사가 정상반사로 천이하는 동안에도 발생한다. 그림 1(c)는 오목한 벽면을 따라 전파하는 충격파가 마하반사로부터 정상반사로 옮겨가는 동안에 나타나는 반전 마하반사를 나타내고 있다. 그림에서 슬립라인이 벽으로부터 멀어지는 방향으로 향하고 있음을 관찰할 수 있다. 그림 1(d)는 경사각이 다른 두개의 벽면 즉 2단 경사벽을 따라 전파하는 충격파에 의해 형성되는 정상반사의 특별한 형태를 예시하였다. 그림에서 입사충격파와 반사충격파 그리고 마하충격파가 서로 만나는 점인 삼중점(triple point) 부근에서는 충격파의 형상과 그 배후의 흐름이 시간에 대해 불변이며, 정상 마하반사가 나타나고 있다. 그러나 그 부분을 제외한 다른 부분에서는 시간에 따라 상사적으로 변화하는, 준정상이라는 기묘한 흐름의 혼합된 형태가 존재하게 된다. 직접 마하반사는 더욱이 단순 마하반사(simple mach reflection, 그림 1(b))와 복합 마하반사(complex mach reflection, 그림 1(e)) 및 이중 마하반사(double mach reflection, 그림 1(f))의 형태로 분류된다. 단순 마하반사는



(a) 정상반사($M_1=1.68$, 공기)



(b) 직접마하반사($M_s=1.70$, 공기)



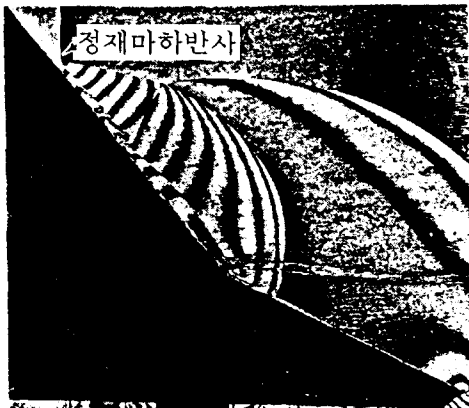
(e) 복합마하반사($M_s=2.60$, 공기)



(c) 반전마하반사($M_s=1.15$, 공기)



(f) 이중마하반사($M_s=2.60$, 공기)



(d) 정재마하반사($M_s=1.90$, 공기)



(g) 최종마하반사($M_s=7.80$, SF_6)

그림 1 경사벽에서 반사하는 충격파(M_s 는 충격파의 전파마하수)

모든 마하반사의 기본이 되는 형태이며, 나머지 두 형태는 정상흐름에서는 나타나지 않는다. 만일 충격파 고정의 좌표계를 취하여 삼중점 부근의 흐름을 해석한다면, 삼중점으로부터 발생하는 반사충격파의 배후에는 국소적으로 초음속 영역이 발생하게 되며, 그림 1(e), (f)에서와 같이 압축파 혹은 충격파가 나타난다. 이러한 파와 반사 충격파가 만나는 점을 King점이라고 한다.

한편 복합 마하반사의 생성과 존재영역에 대해서는 많은 연구⁽⁶⁾가 행하여져 있지만, 다원자분자 기체 혹은 데토네이션파의 반사 형태 등에 대해서는 많은 미해결 문제가 남아 있다. 특히 다원자분자 기체에 대해서는 마하반사로부터 정상반사로 천이하기 직전에 경사벽면 근처에서 제2의 3중점이 벽면에 매우 근접하게 되는 현상이 보고되어, 이러한 형태를 최종 마하반사(final mach reflection)로 부르기도 한다.^(7,8) 그림 1의 (g)에는 SF_6 기체 중에서 나타나는 최종 마하반사의 형태를 예시하였다. 3중점이 2개 이상 나타나는 다중 마하반사의 가능성에 대해서는 여러 논의가 제기되고 있으나, 다중 마하반사가 경사벽면 상에 나타나는 실례는 아직까지 없다.

이상의 그림들로부터, 충격파는 삼중점에서 직선 혹은 불연속으로 교차하게 되며, 충격파극선(shock polar diagram)을 이용한 해석 결과와 잘 일치하게 된다. 그러나 충격파 마하수가 1에 가깝고 경사벽의 각도가 작은 경우, 입사충격파는 곡선적으로 부드럽게 마하충격파에 접속되며, 삼중점 부근에서 충격파는 연속적으로 된다. 따라서 충격파극선을 이용한 해석결과가 실험결과와 일치하지 않게 된다. 이것은 Von Neumann Paradox로 불리워지고 있으며, 오늘날 공기역학에서 가장 중요한 미해결 문제의 하나로 남아 있다. 따라서 이의 해명을 위한 많은 연구⁽⁹⁻¹⁹⁾가 수행되고 있다. 충격파의 반사에 관한 Von Neumann Paradox는 기체에서만만 아

니라 액체나 고체중에서도 언제나 발생할 수 있다. 그러므로 액체나 고체중을 전파하는 충격파의 마하반사를 제어하여, 고압 고온을 발생시키려고 하는 경우, 기체중에서 Von Neumann Paradox에 대한 연구는 매우 중요하다.

한편 실제로 우리 주변에서 경험할 수 있는 충격파의 반사는 대개 콘크리트 구조물이나 지면(地面)에서 일어나게 되므로, 충격파의 반사현상을 보다 실제적으로 시뮬레이션하기 위해서, 그림 2에는 요철벽 즉 정사각 홈(gutter)을 가진 경사벽을 따라 전파하는 충격파를 예시하였다. 그림에서 기술된 모델 B, C, D, E는 정사각형태의 홈의 깊이 d 가 각각 4 mm, 2 mm, 1 mm와 0.5 mm이며, 전파하는 충격파 마하수는 1.41, 경사벽의 각도는 20 degree이다. 그림 1에서 나타난 충격파의 반사형태와는 다르게, 요철벽에서의 충격파의 반사는 압축파와 팽창파가 복잡하게 간섭하는 것을 관찰할 수 있다. 충격파가 요철 경사벽에서 반사할 때, 반사압축파 후방에서 발생한 팽창파가 압축파보다 더 빠른 속도로 전진하여, 압축파와 간섭하여 압축파를 약하게 한다. 요철벽의 상부로부터의 압축파는 서로 합체하여 하나의 포랍선(envelope) C_x 를 형성하게 되며, 또 충격파가 요철벽의 하부로부터 반사하는 경우, 압축파는 서로 합체하여 더욱 강한 압축파 C_y 를 형성하는 것이 관찰된다. 그림에서 요철의 정도가 심한 경우 즉 표면 거칠기가 큰 경우의 충격파의 반사형태는 반사압축파, 팽창파 및 회절파 등이 서로 서로 복잡하게 간섭하여 전체 흐름장은 그림 1과 비교해 현저한 차이를 나타낸다. 그러나 상대적으로 표면 거칠기가 그다지 크지 않은 그림 (c, d)의 경우에는 벽면 바로 근처를 제외하고는 삼중점에서 슬립라인이 형성되는 등, 그림 1에서 예시한 바와 유사한 전형적인 마하반사의 형태를 띠고 있다. 따라서 그림 1에서 나타난 충격파의 반사형태는 벽면의 조도

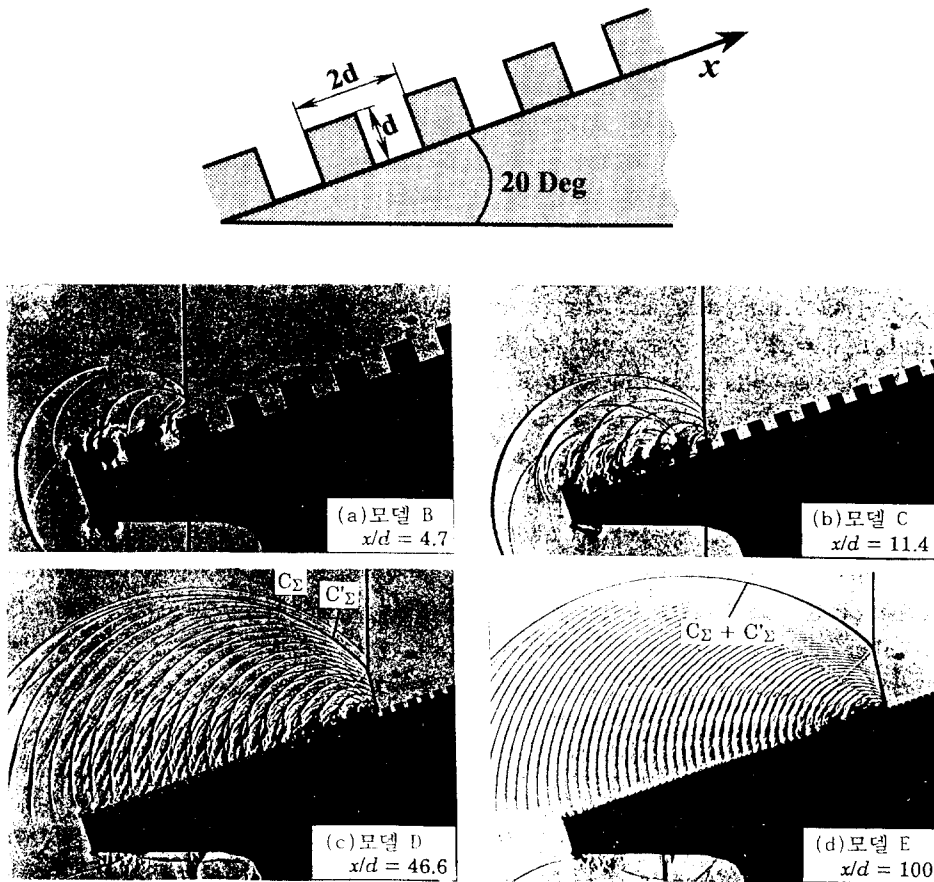


그림 2 요철 경사벽에서 충격파의 반사(경사각은 20 Deg. x는 경사벽을 따라 하류방향으로 측정된 거리, d는 사각홈의 깊이를 나타낸다)

(surface roughness)가 변화하여도 본질적으로 달라지지 않는다는 것을 알 수 있다.

3. 액체중에서 발생하는 충격파

액체의 흐름에서 Froude Number가 1을 넘게 되면, 기체의 흐름에서 발생하는 충격파와 유사한 현상들이 발생하게 된다. 이들 현상에 관해서는 많은 연구⁽¹¹⁾가 행하여져 있으며, 상당한 부분에 대해 만족할 만한 결과들을 제시하였다. 비교적 최근 수중에서의 공정, 수중폭파 등의 수중실험의 필요성에 따라 수중에서 발생시킨 충격파의 전파거동

에 관해 관심이 고조되고 있다. 여기에서는 수중충격파에 관한 연구의 일례를 소개하고자 한다.

수중에서 폭약이나 화약을 기폭하면 구상의 충격파(spherical shock wave)를 발생시킬 수 있다.⁽¹²⁾ 이때, 구상의 충격파는 전파 거리에 따라 급격하게 감쇄하여, 폭약 크기의 수배의 거리에서 거의 음파로 되며, 충격파의 전파마하수는 1에 가깝게 된다. 그림 3에는 4 mg의 질화납 $Pb(N_3)_2$ 을 수중에서 폭발시켜, 36 μs 후에 촬영한 홀로그래피 간섭사진(Holography interferometer)을 나타내었다. 정지하고 있는 수중에서 목면실로 고

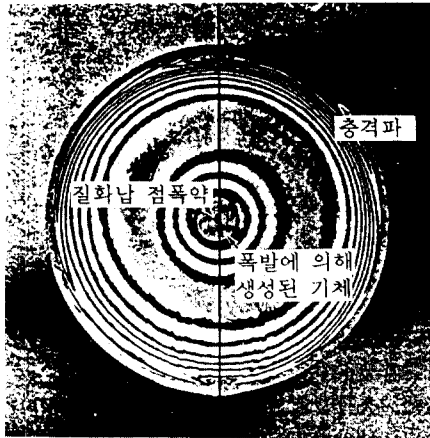


그림 3 질화납의 폭발에 의해 생성된 수중충격파의 선파

정시킨 미소 폭약에 Ruby레이저광을 주사하면, 폭약이 기폭하여 구상의 충격파가 발생하여 주위로 전파하게 된다. 종래의 연구 결과⁽¹³⁾에 의하면, 충격파의 과잉압과 폭약 중심으로부터 거리와의 관계는 화약의 종류에 따라 각각의 상사법칙을 만족한다고 보고하고 있다. 그러나 아주 미소한 양의 화약을 수중에서 기폭하는 경우에도 거리와 충격파의 과잉압과의 상사법칙이 성립할 것인가에 대해서는, 그 결과가 매우 흥미롭다.

3.1 수중 충격파의 초점형성

수중에서 충격파의 반사, 특히 정상반사로부터 마하반사로의 천이(transition)나 굴절(refraction) 등에 대해서는 많은 의문점들이 남아 있다. 또 수중충격파의 구조에 대해서도 이론적, 실험적으로 충분한 연구가 행하여져 있지 않으며, 앞으로 이 분야의 연구가 요구되고 있다. 여기에서는 수중 충격파의 응용의 일례로서, 충격파의 초점형성(shock wave focusing) 문제에 관해 기술하고자 한다.

타원은 기하학적으로 두 개의 초점을 가진다. 그의 한 초점에 소량의 폭약을 기폭하

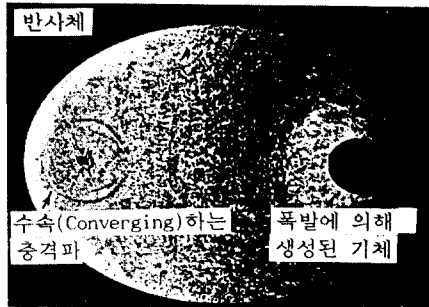


그림 4 수중충격파의 초점형성(focusing)

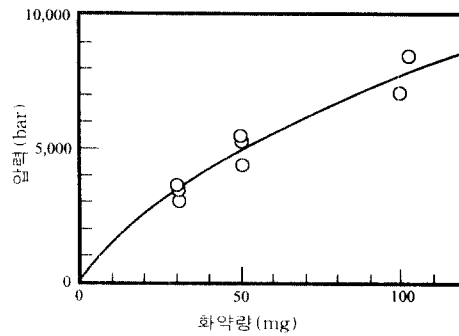


그림 5 PETN 화약량과 충격파에 의한 최고압력과의 관계

면, 충격파는 곡면에서 반사하여 다른 한 초점에서 Focusing하게 된다. 그림 4는 깊이 10 mm의 밑폐 2차원 타원체 용기안에서 반사충격파의 Focusing 과정을 홀로그래피법으로 관측한 일례를 나타낸다. 10 mg의 질화은 $Ag(N_3)_2$ 을 기폭하여, 모의적으로 발생시킨 2차원 형상의 충격파는 제2 초점 부근에 훌륭하게 Focusing하고 있음을 관찰할 수 있다. 그림 5는 화학적으로는 매우 안정하지만, 충격에는 민감하게 반응하는 PETN $C(CH_2ONO_2)_4$ 의 약량을 횡축에, 제2 초점에서 형성되는 충격파의 최대압력을 종축으로 한 실험결과 일례를 나타낸다. 작은 양 100 mg의 PETN을 이용하여, 제2 초점에는 8 kbar를 넘는 고압이 발생한다. 만일 PETN을 기폭하여 직접적인 파로 같은 크기의 고압을 발생시키려고 하면, 약 24 kg의

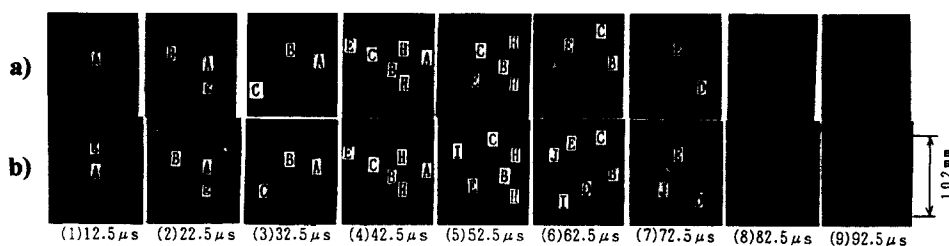


그림 6 회전 타원체인 반사판에서 반사하는 수중충격파의 ch형성과정 (a:스파크방전에 의한 수중충격파의 슈리렌사진, knife Edge 사용 b: 동선폭발에 의한 수중충격파의 슈리렌사진, Iris사용)

폭약이 필요하게 된다. 따라서 충격파의 Focusing 방법은 매우 간단하고, 에너지의 변환효율이 매우 높기 때문에 장래의 고압 실험장치에 유효하게 사용될 수 있다.

그림 6에는 수중 충격파의 Focusing과정을 가시화한 슈리렌사진을 나타내었다. 그림 6(a)는 스파크방전에 의해 발생한 충격파가 두께 30mm의 타원형 반사판에서 반사하여 Focusing하는 과정을 통상적인 Knife Edge를 이용하여 가시화하였으며, 그림 6의 (b)는 가는 동선(직경 0.15 mm, 길이 30 mm)을 이용하여 폭발시킨 경우에 발생하는 원통형 충격파의 Focusing과정을 Knife Edge대신 Iris를 사용하여 가시화한 사진이다. 사진의 노출시간은 1 μs이었으며, 그림의 아래 부분에 μs의 단위로 표시한 시간은 방전전류가 흐르기 시작한 때, 또는 폭발 직후부터의 경과시간을 나타낸다. 그림 (a)에서 오른쪽으로 전파하는 압축파는 밝게, 팽창파는 어둡게 관찰되며, 따라서 왼쪽으로 전파하는 파들은 이와 반대로 나타난다. 그러나 그림 (b)에서는 Iris를 사용하고 있으므로 압축파와 팽창파의 구별이 확실하지 않다. 방전전류를 흘려 보낸 후 12.5 μs가 경과한 그림 (a)의 (1)에서 방전에 의한 구면파 A가 관찰되며, 이 파는 압축파이기 때문에 오른쪽 방향으로 전파하는 파두(head of wave)는 밝게 나타나며, 왼쪽으로 전파하는 파두는 어둡게 관찰된다. 그림 (b)의 (1)에서는 구리 증기와 수증기의 성분으로 이루어지는 고온

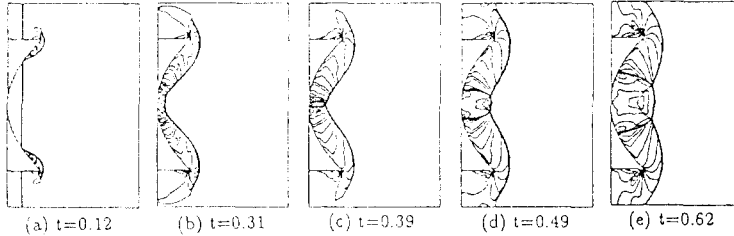
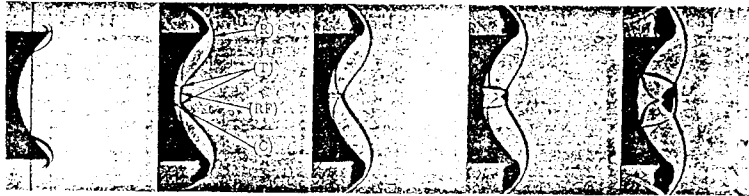
고압가스의 기포 g와 동선폭발에 의해 발생한 원통형의파 A가 관찰된다. 그림 (a)의 (2)에서는 반사판에서 반사하지 않고 직접 전파하는 직접파 A와 반사판에서 반사하여 오른쪽으로 전파해가는 반사파 B 및 고온 고압의 기포 g가 함께 관찰되고 있다. 그림 (a)의 (3)에서는 반사파 B가 기포 g를 통과하고 있으며, 이때 기포 g에서 반사한 반사파 C가 관찰된다. 이 파는 g를 중심으로 동심원형태로 전파하여 파의 일부가 반사판에서 다시 반사(파 E)하여 제2 초점을 향해 Focusing하는 것이 그림의 (4)이하에서 명료하게 관찰되고 있다. 또 그림(a)의 (4)에서는 파 C와 E가 모두 어둡게 관찰되고 있다. 따라서 이들 파는 압축파가 보다 작은 음향임피던스를 가지는 기포와 충돌할 때, 발생하는 반사팽창파로 생각할 수 있다. 그림에서 관찰되는 파 H는 반사판의 양단으로부터의 회절파(diffraction wave)를 나타낸다. 그림 (b)의 (5)에서는 파 E가 재차 g와 충돌하여 새로운 파 I가 나타나고 있다. 이 파는 파 C와 같이 반사판에서 반사하여 파 I를 형성시킨다(그림(b)의 (6)). 그림 (b)의 (6)에서 나타나는 파 D는 반사판의 양단으로부터 회절파 H가 서로 충돌 반사하여 발생한 파로 생각되지만, 그림(a)의 (6)에서는 관찰되지 않고 있다. 방전후 시간이 72.5 μs 경과한 (7)에서는 Focusing 완료후의 상태를 나타내고 있으며, 또 파 C의 반사파 E(팽창파)가 Focusing하고 있음을 관찰할 수

있다. 그림 (a)의 (6)에서는 관찰되지 않고 있다. 방전후 시간이 $72.5 \mu\text{s}$ 경과한 (7)에서는 Focusing 완료후의 상태를 나타내고 있으며, 또 파 C의 반사파 E(팽창파)가 Focusing하고 있음을 관찰할 수 있다. 그림 (a)의 (7)에서는 (6)에서 나타나지 않았던 회절파의 충돌 반사에 의한 파 D가 어둡게 관찰되므로 팽창파로 생각된다. 그림의 (8) 이후에는 팽창파 E의 통과에 의해 기포의 성장이 두드러지게 나타나고 있으며, 반사판 내측에도 기포가 발생한다는 것이 명확하게 관찰된다. 이와 같이 수중 충격파의 Focusing 과정은 직접파(파 A)와 반사파(파 B)만이 아니고 여러가지 파가 함께 존재하게 되므로, 충격파의 초점형상 과정을 이해하기 위해서는 충격파의 동역학(shock wave dynamics)에 대한 충분한 지식이 필요하다.

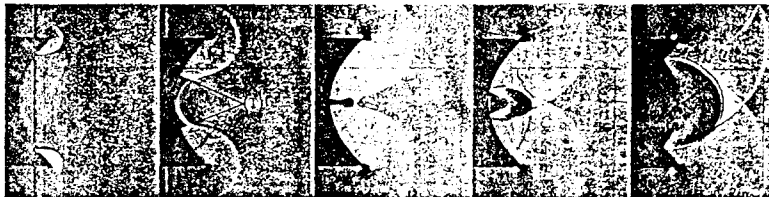
참고로 기체중에서 충격파의 Focusing에 관한 연구의 일례를 그림 7(개)에 나타내었다. 충격파관의 시험기체로 공기를 사용하여, 입사충격파의 마하수 1.1, 1.3, 1.5, 2.0의 4 종류에 대해 충격파의 Focusing 과정을 슈리렌법으로 가시화하였다. 그림 7(가)는 입사충격파의 마하수가 2.0인 경우이며, 실험과 Piecewise Linear Method(PLM)을 이용한 수치계산의 결과로부터 얻어진 반사충격파의 Focusing 과정을 나타내고 있다. 그림에서 무차원 시간 $t=0.0$ 은 충격파가 반사판의 양단에 도착한 시간을 나타내며, 실험과 수치계산에 의한 반사충격파의 형상은 잘 일치하고 있다. 그림 (가)의 a)측 $t=0.12$ 에서는 입사한 충격파가 반사판의 양단에서 반사하고 있는 형태를 나타내며, 반사판의 중앙부근에서는 아직 반사가 일어나지 않은 상태이다. 그림 (가)의 b) $t=0.31$ 에서는 입사충격파가 반사판의 전부분에서 반사하여, 반사판의 양단으로부터의 반사충격파 R, 반사판의 중앙부근으로부터의 반사충격파 RF 및 압축파 C에 의해서 형성되는 삼중점 T가 나타나고 있지만, 충격파의 Focusing은 아직

일어나지 않고 있다. 그림 (가)의 c) $t=0.39$ 에서 보여지는 바와 같이, 시간이 경과함에 따라 충격파의 반사가 진행하여, 좌우 두 개의 삼중점이 반사판의 대칭축에서 만나게 될 때, 충격파의 Focusing이 발생한다. 시간이 더욱 경과한 그림 (가)의 d) $t=0.49$ 에는 충격파의 Focusing 후의 상태를 나타내며, 좌우의 압축파는 대칭축상에서 서로 반사하여, 반사판의 양단쪽으로 전파하며, 반사충격파의 중앙부근에는 Mach Stem이 나타나게 된다. 한편 그림 7의 (나~라)에는 입사충격파의 마하수가 각각 1.1, 1.3, 1.5인 경우의 슈리렌 사진을 나타내었다. 세 경우 모두 삼중점이 반사판의 대칭축상으로 모이게 될 때 충격파의 Focusing이 이루어지게 되며, 이들 사진으로부터 입사충격파 마하수의 차이에 의한 Focusing과정의 차이를 관찰할 수 있다. 입사충격파가 비교적 강한 경우(마하수 1.5와 2.0)에는 약한 마하수(마하수 1.1)의 경우에 비해, 반사충격파의 오목한 부분이 얇고, 삼중점으로부터 반사판으로 향하는 슬립라인이 명확하게 관찰된다. 또 마하수 1.5와 2.0의 경우에는 충격파의 Focusing 후에 반사 충격파가 Mach Stem을 형성하게 되지만, 마하수가 1.1인 경우에는 Mach Stem은 나타나지 않고 있다. 더욱이 입사충격파의 마하수가 커질수록 충격파가 Focusing하는 위치(기체역학적인 초점)는 반사판에 가깝게 됨을 알 수 있다.

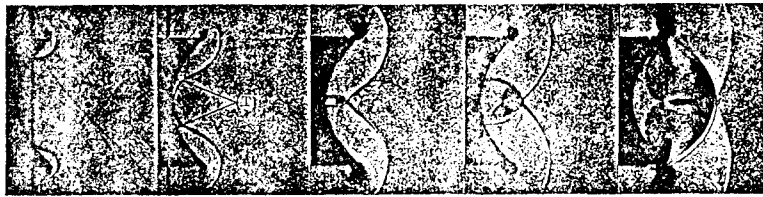
이와 같은 일련의 실험 및 수치계산을 통하여, 충격파의 Focusing점, Focusing점에서 최대압력 및 온도 등은 반사판의 형상 및 입사충격파의 마하수가 알려지는 경우 대략적으로 예측할 수 있다. 그러나 충격파의 초점형상 과정을 이론적으로 체계화하기 위해서는 기체 역학적인 초점 부근에서 고온 고압으로 가열된 기체(혹은 액체)에서는 분자 내부의 에너지 모드가 여기(excitation)하게 되므로, 실제기체(real gas)의 효과를 고려할 필요가 있으며, 이것은 충격파의 Focus-



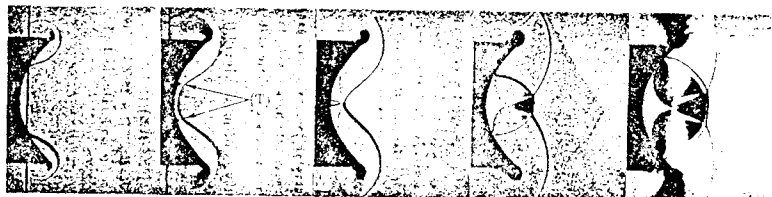
(가) 슈리렌사진과 수치계산에 의한 등밀도선도, $M_s=2.0$



(나) 슈리렌사진, $M_s=1.1$



(다) 슈리렌사진, $M_s=1.3$



(라) 슈리렌사진, $M_s=1.5$

그림 7 기체중에서 충격파의 초점형성과정(가) 슈리렌사진과 수치계산에 의한 등밀도선도 $M_s=2.0$ (나) $M_s=1.1$ (다) $M_s=1.3$ (라) $M_s=1.5$ (여기에서 M_s 는 반사판에 입사하는 충격파의 마하수를 나타낸다)

ing과정을 이해하는데 상당한 어려움을 주고 있다.

기체중에서 충격파의 Focusing현상과 마찬가지로 수중 충격파의 Focusing에 대해서도 많은 문제점들이 남아 있다. 예를 들면, 제2 초점에서 형성되는 충격파를 하나의 점으로 Focusing시키는 문제와, 실험에서 반사판의 모서리에서 발생하는 팽창파와 Focusing하는 충격파의 간섭 및 흐름의 Disturbances의 영향 등에 관해서는 보다 체계적인 연구가 요구되고 있다. 더욱이 충격파가 Focusing하게 되는 위치 즉 기체역학적인 초점(aerodynamic focus)과 반사판의 기하학적인 초점(geometric focus) 사이의 차이 및 충격파 통과 후 발생하게 되는 공동현상(cavitation) 등의 문제⁽¹⁴⁾는, 실제로 충격파의 초점현상을 이용하려는 제 분야에 많은 어려움을 주고 있으며, 이에 관한 독자 제현의 연구에 기대를 걸고 싶다.

3.2 충격파 Focusing현상의 의학적 응용

인간의 몸속에는 신장결석, 담석 등이 생기는 것으로 알려져 있지만, 현재까지 그의 성분이 완전히 해명되었다고 하기는 어렵다. 만일 인체내에서 형성되는 결석 등을 수술을 행하지 않고 파쇄하여 제거할 수 있다면, 의학과 유체공학과의 학제 영역의 연구과제로서 매우 흥미로울 것이다. 반쪽의 회전 타원체(semi-ellipsoid) 내부에 초점에서, 10 mg의 폭약을 기폭하면, 반사충격파는 외부의 다른 한 초점에서 Focusing하며, 기폭 후 2~3 μ s 안에 약 1,000기압을 넘는 고압을 발생시킬 수 있다. 이와 같이 충격파에 의해 생성되는 고압을 이용하여 체내의 결석을 파쇄하여 제거하는 기술을 체외충격파요법(extracorporeal shock wave litho-tripsy, ESWL)이라고 하며, 현재 임상실험 및 실용화의 문제점 등에 관하여 많은 연구가 행해지고 있다.^(15,16) 실제의 의료목적에 적절한

회전 타원체의 형상은, 최고압력 약 1000기압 정도이고, 반쪽의 타원체로 출구로부터 제2 초점까지의 거리 약 135 mm의 조건을 만족하는 단경(short diameter) 90 mm, 장경(long diameter) 127 mm인 회전 타원체라고 보고하고 있다.⁽¹⁷⁾ 이 연구 결과에 의하면, 반사충격파 배후의 압력은 초점 가까이에서 급격히 증폭되는 효과와, 반쪽의 타원체 즉 반사판(reflector)의 출구로부터 발생하는 팽창파가 증폭된 압력을 상쇄시키려는 효과가 동시에 작용하여, 델타함수적인 형태가 된다. 이 결과로부터 반사판의 최적형상은 장경과 단경의 비가 1.4~1.5의 범위라고 제안하고 있다.

일반적으로 인체의 음향임피던스(acoustical impedance)는 물의 음향임피던스보다도 약 3~4% 정도 크며, 또 인체의 조성(composition)은 불균일하다. 그러나 이러한 차이는 미소한 것이므로, 충격파는 인체속에서도 거의 수중에서와 같은 형태로 Focusing하는 것으로 예상된다. 회전 타원체를 이용하여, 체외로부터 발생시킨 반사충격파는 인체속을 통과하여 제2 초점 부근에 있는 결석이나 담석에 Focusing하게 되며, 이때 인체속에 나타나는 최고압력은 수중실험에서 발생하는 최고압의 약 25~50% 즉 250~500 기압에 달하게 된다. 일반적으로 신장결석의 압괴 강도는 최고 80 kg/cm² 정도로 추정되고 있으므로, 충격파의 Focusing에 의해 나타나는 고압을 이용하면 결석은 용이하게 파쇄된다.

3.3 충격파 Focusing현상의 의학적 응용에 대한 문제점

생체는 점탄성체(visco-elastic material)이기 때문에 작용하는 고압과 그의 지속시간에 따라서 반드시 파쇄된다고는 볼 수 없다. 충격파 Focusing에 의해 순간적으로 고압에 노출된다고 하더라도, 파쇄되기 전에 고압이

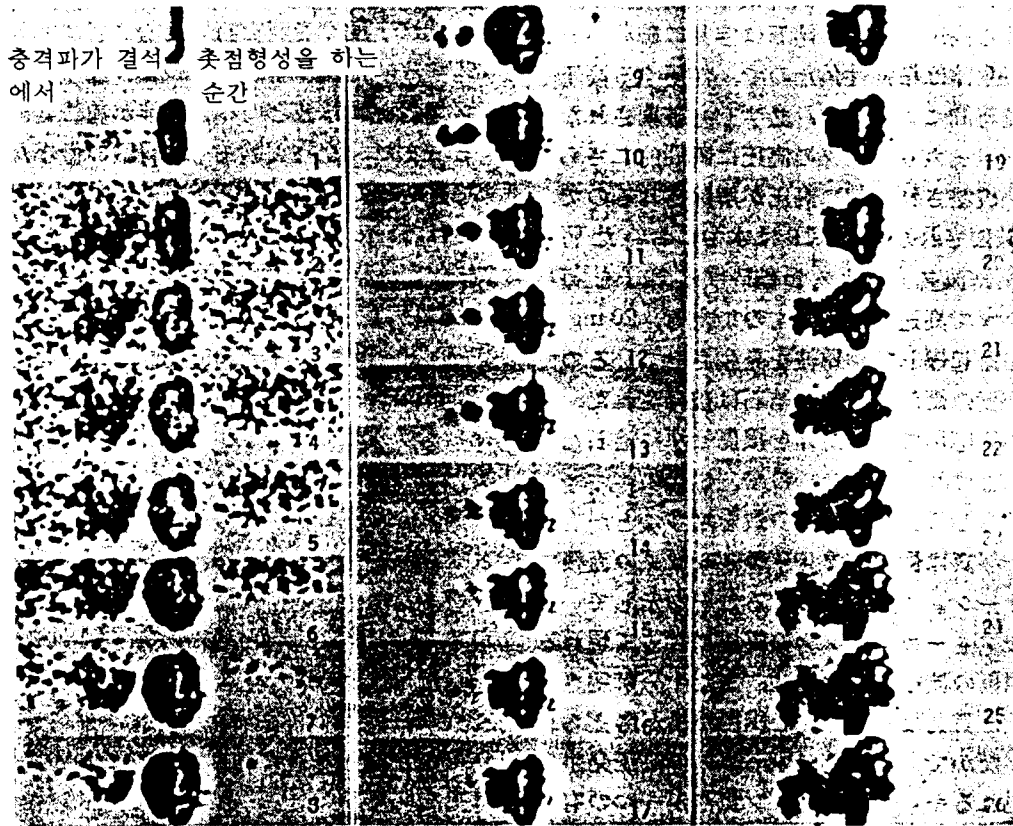


그림 8 충격파의 초점형성 현상을 이용한 체내 신장결석의 파쇄(사진의 일련번호는 시간간격(133 μ s)을 나타낸다.

해제되어 버리면, 결석은 파쇄되지 않는다. 그림 8은 물속에 위치한 신장결석이 충격파의 Focusing에 의해 파쇄되는 상태를 관찰하기 위하여, 매초 7,500프레임 속도로 고속 촬영한 것을 나타낸다. 20 mg의 질화납을 기폭하여 충격파를 발생시키고 있기 때문에, 결석은 단 한번의 충격파의 조사에 의해 파쇄되었다. 그러나 실제의 임상응용에서는 생체를 손상시키지 않고 결석만을 파쇄시키야 하므로, 폭발에너지의 양을 줄여서 충격파의 조사수를 늘이는 것이 바람직하다. 그림을 상세히 관찰하면, 충격파 Focusing의 직후에 공동현상이 나타나고 있음을 알 수 있다.

충격파 Focusing에 의한 고압에 수반하여 나타나는 생체의 손상기구에 대해서는 더욱

많은 연구가 필요하다. 현재까지의 연구 결과^(18,19)에 의하면 여러 가지의 손상 기구를 고려해 볼 수 있다. 그중에서도, 충격파 Focusing에 의한 고압발생 직후에 나타나는 Cavitation기포가 생체 손상의 중요한 원인으로 생각되고 있다. 일반적으로 기포는 충격파 혹은 압축파와 간섭하여 바로 붕괴하게 되므로, 매우 작은 스케일의 충격파가 발생하거나, Micro-jet^(20,21)를 유발시킬 가능성이 있다. 그림 9는 수중에 위치한 한 모델결석에 충격파를 Focusing시킨 경우에 나타나는 지극히 작은 스케일의 충격파를 나타내고 있다. 또 생체 손상의 기구를 모델화하기 위하여, 한천(agar) 위에 직경 1.6 mm의 공기포(air bubble)를 두고, 이것에 충격파를 작

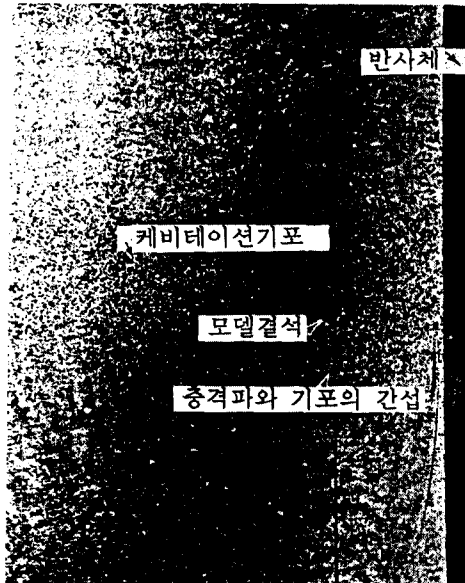


그림 9 충격파의 초점형성시 나타나는 케비테이션 기포발생의 가시화

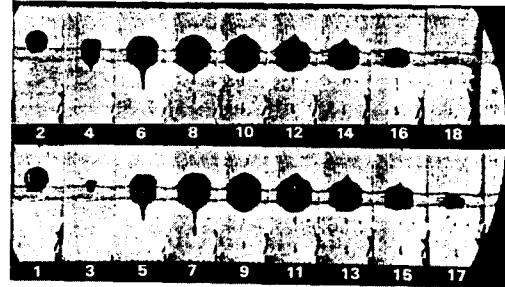


그림 10 충격파와 기포의 상호간섭(사진의 일련 번호는 시간간격(10 μs)을 나타낸다)

용시킨 경우의 상호간섭하는 양상을 매초 100,000프레임으로 고속촬영한 사진을 그림 10에 나타내었다. 충격파가 기포와 간섭하는 즉시 기포는 수축하여 Micro-jet를 형성하며, 이 Micro-jet는 마치 쇠기를 박아 넣는 것처럼 한천속으로 진입하고 있다. 생체안에서도 이러한 Cavitation 기포와 충격파의 상호간섭이 발생할 것이라 예상된다.

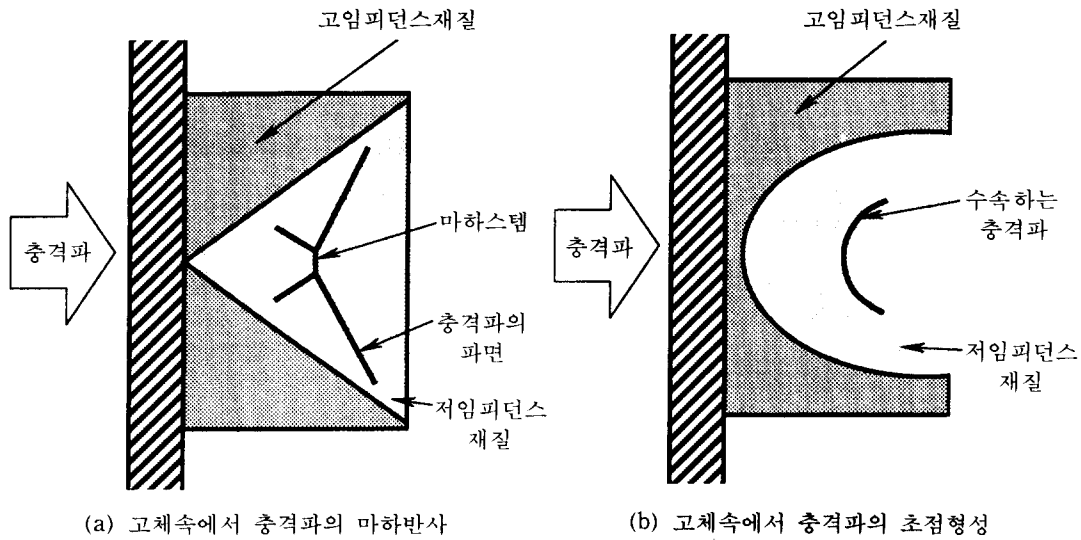
이상에서 기술한 바와 같이 충격파 Focusing에 의해 발생하는 고압을 이용하여, 체내의 결석 등을 파쇄하려는 시도는 이미 선진 여러 나라에서는 실용화 단계에 들어서고 있으며, 일부 나라에서는 임상실험을 거쳐 신의학 기술로 정립시켜 가고 있다. 그러나 기계공학적 관점에서 보면, 아직도 많은 미해결 문제들이 존재하고 있으며, 보다 체계적인 연구가 필요하다고 본다. 특히, 충격파가 인체속을 통과하는 경우, 전파진로에 영향을 미칠 수 있는 음향 임피던스의 정확한 값, 체내의 여러 구성물에 대한 상태 방정식의 도출, Focusing 위치의 정확한 예측

및 공동현상의 해명 등은 결석파쇄의 실용화에 앞서 선행되어야 할 연구 과제라고 생각된다.

4. 고체속에서 발생하는 충격파

4.1 고체속에서 충격파의 전파

충격파의 파면이 고체벽에 충돌하게 되면, 충격파는 앞에서 기술한 기체나 액체 속도와 같이 고체속을 전파하게 된다. 이때, 발생하는 충격파의 마하반사 현상이나 혹은 수축(converging)하는 충격파를 고체속에서 발생시키게 되면, 비록 작은 영역이지만 수 Mbar을 넘는 초고압 상태를 실현시킬 수 있다. 그러나 기체나 액체에서와는 다르게, 고체중에서는 전파하는 충격파 파면의 형상조차 측정하기가 용이하지 않다. 이것은 기체나 액체에서보다 충격파의 전파속도가 매우 빠르며, 대상으로 하는 현상의 지속시간이 매우 짧다는 것과 일반적으로 광학적인 직접 측정이 곤란하다는 것에 기인한다. 알루미늄에 충격파를 충돌시켜, 고체속에서 전파하는 충격파의 마하반사의 현상을 X선 촬영법에 의해 관측한 연구보고⁽²²⁾에 의하면, 고체속에서도 역시 충격파의 마하반사에 관한 Von Neumann paradox가 존재한다고 알려져 있다. 그림 11은 삼각(혹은 원추형)프리즘 형태 및 타원형의 저임피던스 재료내에 평면



(a) 고체속에서 충격파의 마하반사

(b) 고체속에서 충격파의 초점형성

그림 11 고체속으로 전파하는 충격파

충격파를 충돌시킨 경우의 충격파의 전파거동을 모식적으로 나타내었다. 고임피던스 재질 (high impedance material)로부터 저임피던스 재질 (low impedance material)로 전파하는 충격파는 그의 전파속도의 차이에 의해 저임피던스의 재료내에 Focusing하거나, 초점형성의 과정에서 마하반사 등이 발생할 수 있다.

한편 1J의 레이저광을 볼록렌즈를 이용하여 두께 25 mm의 아크릴판의 내부에 집적시킨 순간, 충격파가 발생한다. 이 충격파를 홀로그래피 간섭계를 이용하여 가시화한 결과를 그림 12에 나타내었다. 조사한 레이저광의 약 10%가 아크릴 수지내부 1 mm³의 공간에 25 nsec간 집적된다. 이 열에너지는 일순간에 아크릴 수지중의 다수의 Crack을 형성시켜, 약한 충격파를 발생시키게 된다. 그림을 상세히 관찰하면, Crack의 발생과 충격파의 전파의 형태를 관찰할 수 있다. 이러한 가시화뿐만 아니라 아크릴 시편내에 PVDF압력계를 설치하여 압력을 측정하는 경우, 충격파의 파잉압과 전파한 거리 사이의 상사법칙을 이용하여, 레이저광이 집적해

서 충격파가 발생하는 순간의 압력을 추정하면, 비록 물리적으로는 의문의 여지가 있지만, 약 130 Mpa로 된다. 이와 같이 투명한 고체중을 전파하는 종파 및 횡파를 가시화하는 것은 매우 흥미있는 연구 과제임에 틀림없다.

4.2 고속충돌 시험

물체를 고체표적에 고속충돌시켜 충격파를 발생시킴으로써 고압을 얻으려는 수법은 동적 고압발생 장치로서 알려져 있다. 이를 위해서는 다음절에서 기술하는 바와 같은 2단식 경가스총 (TSLGG: two-stage light gas gun)을 이용한다. TSLGG의 특성에 대해서는 과거 많은 연구^(23,24)가 행하여져 있지만, 고속 공기역학의 입장에서부터 본 개발연구는 그다지 행하여져 있지 않다. 최근 고속 대용량 컴퓨터의 발전에 의해 여러 가지의 수치계산법이 개발되어, 신뢰성 높은 TSLGG의 시뮬레이션법이 거의 확립되어 가고 있으며, 실험결과와 대비되어 안정한 특성을 가지는 장치의 설계가 가능해지고 있

다. TSLGG은 아주 특수한 공기총으로서, 고압의 가스로 가벼운 탄환을 고속으로 가속시키는 장치이다. 탄환을 보다 가속시키기 위해서는 가능한 한 탄환을 가속하는 기체의 압력은 높아야 하고, 또 그의 음속이 크도록 설계 할 필요가 있다. 그림 13에는 피스톤의 중량, 격막의 파단압력 및 화약량을 파라미터로 하여, TSLGG의 최적 작동특성을 결정하기 위하여 TVD(total variation diminishing)법을 이용한 수치계산 결과를 나타내었다. 압축관내의 헬륨의 압력은 5기압, 비행체 (flight body)의 중량은 4g, 발사관 및 측정부의 저압공기의 압력을 10 Pa로 설정하여, 격막은 그 전후의 압력차가 어떤 값에 달한 순간에 파단하는 것으로 가정하였다. 그림 13(a)는 여러 피스톤의 중량에 대하여 탄환의 속도를 나타낸다. 이때, 무연화약의 약량은 80g, 격막의 파단압력은 약 300 기압 정도로 하였다. 그림 13(b)는 피스톤의 중량을 2.5kg으로 고정한 경우, 격막의 파단압력을 변화시켜 얻은 결과를 나타내었다. 탄환의 속도가 최대로 될 때, 격막의 파단압력은 약 6000 기압으로 되지만, 실험장치의 강도를 고려하면, 이러한 격막의 파단압력은 실용적이지 못하다. 그림 13(c)는 무연화약의 약량에 대한 비행체의 속도를 나타내었다. 격막의 파단압력 P_{DR} 을 변화시킨다고 하더라도 약량이 많은 경우에는 그의 영향이 그다지 크지 않다. 이것은 화약량이 증가하게 되면, 피스톤의 가속이 크게 되며, 고압 커풀링 안에서 발생하는 고온 고압상태에서 충격파와 팽창파가 복잡하게 간섭하기 때문이다. 화약의 양 80g, 비행체 중량 4g, 격막의 파단압력 300 kg/cm²로 행한 실험에서는, 탄환속도 3.67 km/s였으며, 한편 같은 조건에서 수치계산의 결과⁽²⁵⁾는 3.72 km/s를 나타내어 실험과 계산결과는 잘 일치한다.

이와 같은 TSLGG에서는 화약의 연소시간에 대한 제어가 어렵기 때문에 탄환의 발사시간을 제어하기가 매우 곤란하다. 이를

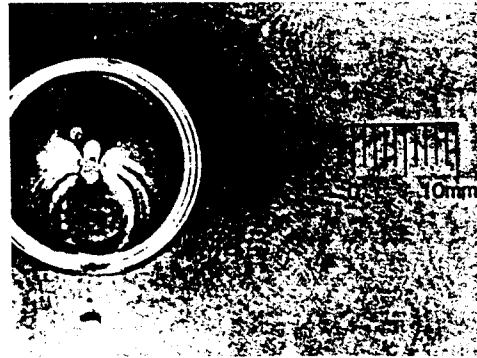


그림 12 고체속에서 전파하는 충격파의 가시화

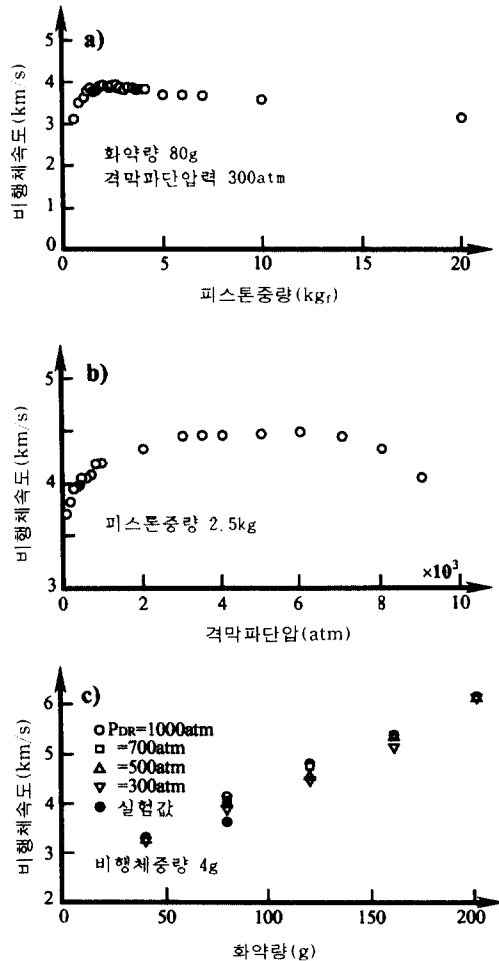



그림 13 물체의 고속충돌에 대한 수치계산 결과

극복하기 위해서는 탄환의 발사시간을 제어할 수 있는 장치의 개발이 필요하며, 또한 적절한 수치계산법의 개발이 필요하다. 또 비교적 저속 2~3 km/s이지만 큰 구경의 가

스총의 개발과, 더욱 높은 탄환속도를 실현할 수 있는 장치의 개발이 필요하다. 

〈다음 호에 계속〉