제 8 장 박리유동 및 개수로 유동

8.1 박리(剝離)되다

바람에 직면하는 평판 및 던져진 볼에서 그 배면(背面)을 덮어 버릴만큼 구부러져 들어오는 기류는 없다. 평판에 대해서는 굴림대 절에서 기술하였지만, 구부러져 들어오지 않고 박리되는 것은 유체에 점성이 있기 때문이라고 설명하였다. 정말로 그렇지만, <기회만 있으면 점성>이라고 하여서는 별로 재미가 없다. 그래서, 그 항에서도 조금 언급하였듯이 박리(剝離, separation) 그 자체로 눈을 돌리면 그것은 경계층의 결과로, 박리되는 것은 참으로 얇은 경계층으로 그것이 유동장을 제어하고, 주류의 흐름방향의 압력분포를 바꾼다. 그런데, 애당초 박리를 지배하는 것은 경계층에 접한 주류의 압력상승으로 박리 초기에는 경계층과 주류는 상호 영향을 미치고 있다가 이윽고 정상적인 박리상태가 출현한다. 본래 속도구배가 있는 영역으로서의 경계층은 와동층으로(주1), 경계층이 물체 표면으로부터 박리되면 유체중으로 밀려난 원래 불안정한 와동층은 분열되어 와동군(渦群)으로 되어 복잡한 후류를 형성한다.

경계층내의 압력은 주류의 압력과 거의 비슷하며, 두께 방향으로 거의 일정하므로, 물체 표면에 연한 방향에는 주류의 압력구배로 된다. 따라서, 하류로 진행할 수록 압력이 상승하는 경우를 생각하면, 그림 9.1과 같이 하류로 갈수록 감속되는 경계층내의 유동은 벽에 가까운 흐름일수록 한층 더 감속되어 결국에는 역류되기 시작한다. 이 전환점은 벽에서의 속도구배가 제로로 되는 점으로 경계층이 박리되는 점(박리점)이다.

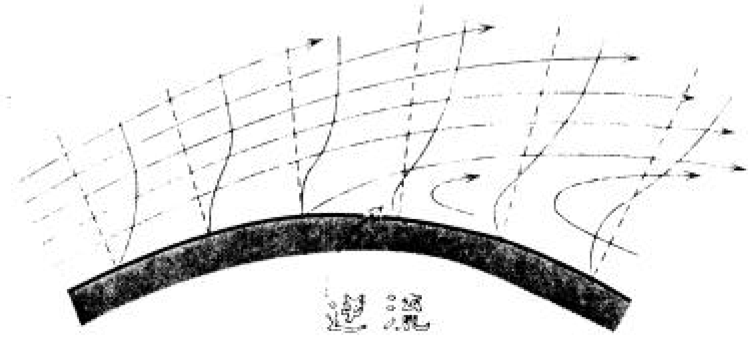


그림 9.1 경계층의 박리

박리를 에너지 현상으로서 살펴 보면 압력상승에 견디지 못하여 속도를 잃는 현상은 다음과 같은 사례와 유사하다. 그림 9.2에서와 같이 제트 코스타(영어로는 roller coaster)의 관람차가 견인으로부터 벗어나 처음에 정지한 높이로부터 하강하기 시작하여 그것과 같은 높이의 꼭대기 부분을 향해 상승한다고 하면 어떻게 될 것인가. 운동에너지와 위치에너지의 합은 마찰에 의해 잃어버리는 양만큼 감소되므로 관람차는 꼭대기까지 올라가지 못하고 멈추어 다시 역방향으로 내려오기 시작한다. 물론 마찰이 없다면 꼭대기점을 넘어갈 것이다. 박리도 또한 점성이 없으면 일어나지 않는다. 따라서 실제로는 에너지의 보급이 없는 한 결국 운동

에너지는 상승하는 압력에 대항하지 못하고 역류되기 시작한다. 또한 경계층을 두께 방향에서 보면 점성을 운동량의 확산현상으로 취하듯이 경계층은 운동초기에 물체 표면에 집적되어 있던 와도(주2)가 확산되는 범위로 해석할 수 있다. 하류로 진행함에 따라 두께를 더하는 경계층은 와도 확산의 장(場)을 넓혀 운동에너지의

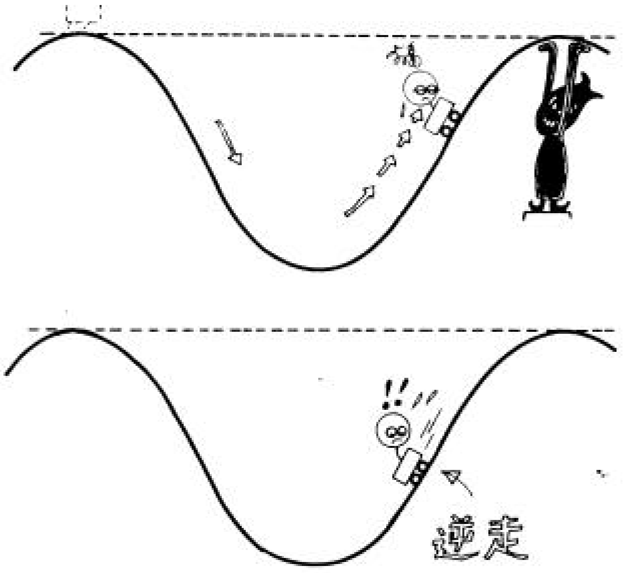


그림 9.2 가상의 제트코스터

적자전락(赤字轉落)은 벽면에서 시작된다.

주1 평판에 연한 유동방향으로 x축, 이것에 수직하게 y축을 잡아 z축 방향으로는 변하지 않는 2차원 유동으로 하면 와도의 항에서 이해한 바와 같이 경계층내에서는 와도의 z성분 $\omega_z = (\partial u/\partial x) - (\partial u/\partial y)$이 분포하고 있다.

주2 유동이 물체와 경계면을 갖기 위해서 와동이 창생된다는 사실을 물리현상으로서 보면 경계층내의 유동을 정지 유체 속을 평판이 갑자기 균일한 속도로 움직이기 시작하여 얼마간의 시간이 지날 때 까지에 판에 끌려오는 유체부분의 유동으로 생각하면 움직이기 시작한 순간에는 판은 움직이나 유체는 정지한 채로 끌려가지는 않으며 이 때 판의 표면에 와도가 생긴다고 생각하면 좋다 (谷一郎 [유동학] (개정판) 岩波書店) (1957) pp. 113 ~ 114).

8.2 난류는 박리를 구원하여 준다

박리는 유동에 의한 물체저항을 크게 좌우하고 있다. 원래 물체의 표면에는 압력과 전단응력이 작용하고 있기 때문에 표면 전체에 걸쳐서 각각의 유동방향 성분을 적분한 압력저항(pressure drag)과 마찰저항(friction drag)으로 크게 구분할 수 있다. 양자를 합쳐 전체저항 또는 간단히 저항이라고 부르고 있다. 그것

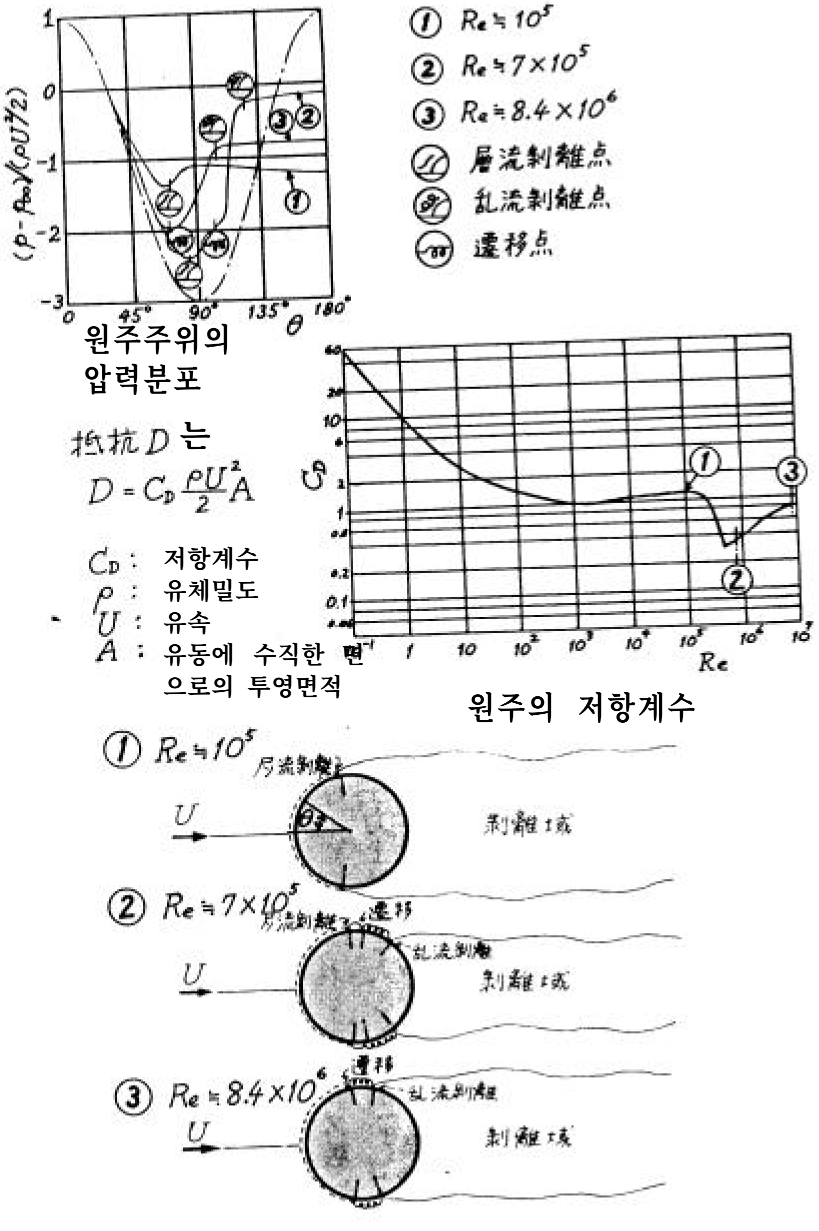


그림 9.3 원주 주위의 유동

은 경계층의 천이 및 박리와 밀접하게 관계되어 박리가 생기지 않는 소위 [유선형] 물체가 받는 저항은 마찰저항만으로 된다.

인간 사회에 있어서 마찰·알력에 맞서는 저항과 압력에 대항하는 저항 양자를 생각해 보면 압력에는 이미 대항하기 어렵다는 가혹함이 있다. 그렇다고 해서 인간이 항상 [유선형]으로 꾸밀 수도 없다. 그 정도로 날개 및 유체 기계의 성능 등을 한계 값으로 몰아 넣을 정도의 치명적인 영향이 마찰저항보다도 압력저항에 있다. 그것은 박리 현상에 있어서 그 양상을 드러내고 있다.

유동에 직면한 평판에서는 유동은 정해진 모서리로부터 박리되고, 이 경우에는 압력저항만이라고 말하여도 좋고, 그 값도 마찰저항과 같이 레이놀즈수에 따라 변하지 않는다. 원주나 구인 경우 - 이것들을 유선형에 대비시켜 [무딘 물체]라고 부른다 - 에는 경계층의 박리는 경계층의 천이 뒤로 박리점이 이동하고, 압력저항의

크기도 이것에 지배된다.

앞에서 보아 왔듯이 박리되기 쉬운지 어려운지는 에너지 보급의 메커니즘에 좌우된다. 그런 의미에서 난류 경계층 유동은 층 내외에서의 와과의 혼합작용이 활발하여 주류로부터 끊임없이 에너지 보급이 행해진 결과 층류 경계층에 비해서 박리되기 어렵다.

이것을 균일 유동 중에 놓인 원주(축은 유동에 직각으로 하여) 표면에 걸리는 압력분포를 보면 잘 알 수 있다. 그림 8.3의 종축은 원주표면에 작용하는 압력을 먼 곳에서의 압력과의 차로 생각해 그것을 무차원화 한 것이다. 1은 주류의 속도 에너지가 전부 압력으로 된 양만큼 먼 곳의 압력에 플러스된 정체압력을 의미하고, 0을 넘어 마이너스 값을 크게 할 수록 속도 에너지가 증가하여 압력이 감소되어 간다는 것을 의미한다. 그림 8.3 중의 쇄선은 d' Alembert의 파라독스로 유명한 완전유체인 경우의 압력분포로 이 대칭성이 제로저항을 나타내고 있음을 알 수 있다. ①,②, ③의 유동은 각각 레이놀즈수 $Re \cong 1 \times 10^5$, 7×10^5, 8.4×10^6이다. ①의 경우는 층류 경계층이 형성되어 압력상승 영역에 들어가면 얼마후에 박리되어 압력은 거의 회복되지 않고 전면과 후면과의 압력차이는 다른 경우 보다도 커서, 압력저항이 큰 것을 알 수 있다. ②의 경우는 층류 경계층 상태에서 압력상승 영역에 들어가면 일단 박리되나(층류 박리), 그 흐뜨러짐이 경계층을 난류로 천이시켜 경계층은 재부착하여 압력상승을 견뎌내어 130도 구부러져 들어간 곳에서 박리된다(난류 박리). 그 곳에서의 0에 가까운 값은 압력이 먼 곳의 압력 가깝게까지 회복하고 있음을 나타내고 있다. 따라서 압력 저항은 당연히 격감된다. ③의 경우는 압력상승으로 이동함과 동시에 난류로 천이하여 박리되는 위치는 ②의 경우보다도 상류측으로 이동한다. 이것은 후류의 영역(박리영역)이 넓어진 것으로 압력저항은 박리영역 폭의 대소와 크게 관계되고 있다.

이 현상은 볼에 있어서도 마찬가지 경향으로 난류 경계층을 인위적으로 만들어 박리 영역을 좁게하여 압력저항을 적게 하려고 한 것이 골프 공의 딤플이다.

8.3 액체를 파괴하는 원흉

물을 끓이는 것은 매우 일상적인 일로서 물의 비등점은 보통 섭씨 100도인 것을 알고 있다. 물이 100도에서 비등하는 것은 100도에서의 물의 포화 증기압이 대기압과 같기 때문이다. 물의 포화 증기압은 20도에서 17.5 mmHg, 100도에서 760 mmHg, 2백도에서 약 11,700 mmHg(약 15기압)이다. 압력솥으로 취사하면 비등점은 100도 이상으로 되고, 기압이 낮은 산 꼭대기에서 취사하면 100도 이하에서 비등한다. 20도인 소위 상온에서 물을 비등시키려고 생각하면 외기압을 대기압의 40분의 1 정도로 하면 좋다. 그런데 이 정도의 감압은 수차나 펌프 등의 수력기계에서 보면 의외로 간단한 일이다.

유동의 본질로서 가속되면 압력은 낮아진다. 또한, 관내 유동의 에너지 손실은 압력 저하의 형태로 나타난다. 이것을 펌프로 예를 들면 흡입되는 물의 유속 그 자체가 저압을 만들어 내므로 원래 저압의 흡입부는 한층 더 저압으로 되어, 대략 흡입관의 손실과 날개 입구에서의 손실양 만큼 더욱 저압으로 된다(흡입이 나쁘게 된다). 그래서 날개 입구는 펌프의 다른 부분보다도 저압으로 되어, 그 정도에 따라서는 다른 부분에 앞서 기상(캐비티, cavity)를 발생시키기 시작한다. 그것이 심하게 되면 펌프의 성능저하, 재료의 부식(파식, erosion으로 불리워진다), 진동 및 소음을 일으킨다. 이것이 펌프에 대해서 본 캐비테이션(cavitation)이라고 말해지는 현상이다.

이렇게 보면 캐비테이션은 포화 증기압까지 감압되었기 때문에 상온에서의 비등(boiling)으로 되는 것 같

으나, 실제로 이 현상에는 비등만으로 결론지울 수 없는 독특한 메커니즘이 있다. 확실히 캐비테이션은 과열 및 단순한 감압에 의해서도 발생한다. 그러나 캐비테이션에 있어서는 캐비티 발생의 환경조건은 고속액류중의 저압부로 캐비테이션의 본질은 <유체역학적 감압에 기인하는 액체의 파괴>이며, 이것에 동반된 제현상을 포함해서 캐비테이션이라고 부른다. 일련의 가스포(泡), 증기포, 미소 진공공동(hole)으로 되는 캐비티 즉 캐비테이션 기포는 <액체 파괴의 단서로 되는 무엇인가의 약점> 즉 <캐비테이션 핵> - 홀로서의 핵(홀 핵) , 가스포, 증기포로서의 핵(기포핵) - 이 저압영역에서 급성장된 모습이며, 또한 캐비티는 마이크로 초 정도의 초고속으로 붕괴된다. 그리고 붕괴시에 생기는 충격파 때문에 1만 기압 정도의 충격압력이 재료를 피로파괴로 유도하고, 재료의 괴식(壞食)은 이지상(梨地狀)으로부터 해면상(海綿狀)으로 진전된다. 이것이 캐비테이션의 실태이다. 성능저하를 비롯하여 수력기계에 많은 장해를 일으키는 캐비테이션을 방지하기 위해서는 기기를 소형화, 고속화해야만 하며, 쓸데 없이 유속을 빠르게 하여서는 안된다. 캐비테이션은 수력기계의 설계를 처음 단계에서부터 구속하는 지배인자이다.

8.4 날개짓의 메커니즘

날개짓에 의한 비행은 다빈치를 비롯하여 많은 도전자들을 시종 거부하여 왔다. 물보다도 매우 밀도가 작은 공기를 허우적대는 허무함을 그들이 알고난 후에도 새의 날개짓에 복합된 운동요소를 분리해 내기에는 그 메커니즘이 상당히 고도의 수준이었다. 새의 날개에 대한 공기역학적 해석과 정교하게 이루어진 구조 및 기능에 관한 해명이 진행되어 신비와 경이에 가득찬 메커니즘이 명확하게 된 현재, 우리들은 천재들의 땀과 선인들의 노력을 뛰어 넘어서 그것을 이해하고 또한 길을 개척한 그들의 감동적인 모든 것을 우리들의 것으로 얻는 행운을 받았다고 말할 수 있다.

새의 날개짓 운동은 진행방향을 힌지로 하는 좁은 의미에서의 [날개짓](flapping)과 [날개의 피치변

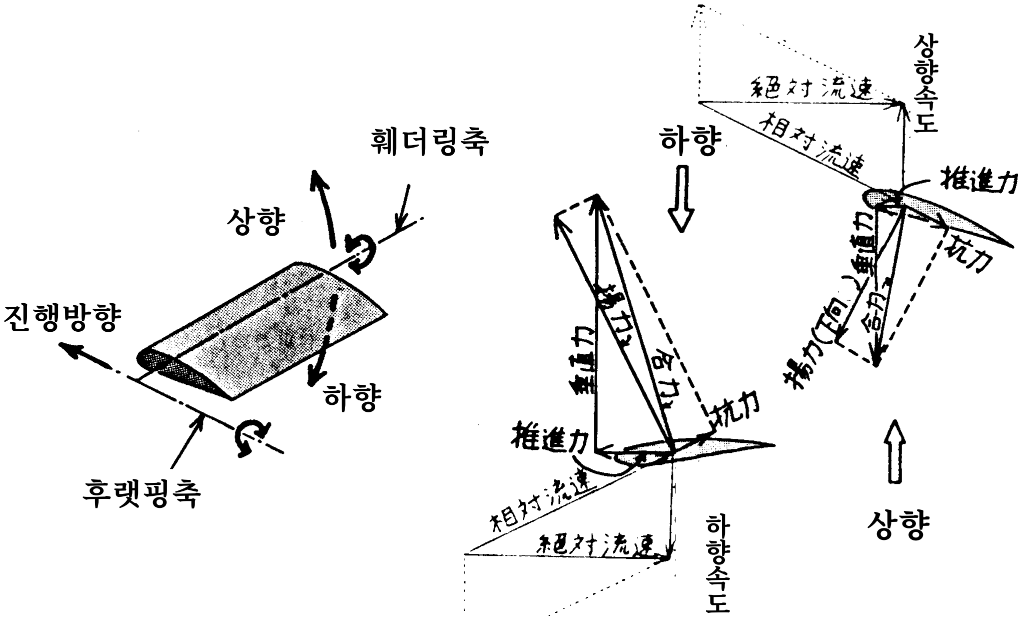


그림 8.4 새의 날개짓 운동 메커니즘

경](feathering)의 2가지 중요한 운동요소가 조합된 것으로 날개짓 비행은 평균적으로는 상향으로 되어 중량을 지탱하는 수직성분과 공기력의 전향 성분으로서의 추진력에 의해 부과되고 있다.

양력의 전경(前傾)에 의해 항력을 이기는 추진력이 발생하는 점에서는 프로펠러와 닮았으나, 그림 8.4와 그림 8.5로부터 알 수 있듯이 날개를 쳐 내릴 때는 공기력이 상향으로 되나, 날개를 쳐 올릴 때에는 하향으로 된다. 그 때문에 쳐 올릴 때에는 익소(翼素)의 전연을 올려 대기속도 방향으로 맞추어 하향의 양력을 절감시키려고 한다(항력도 추진력도 감소된다). 이렇게 쳐올림과 쳐내림 - 이 상하운동을 히빙(heaving)이라고 한다 - 이 공기력을 평균적으로 상향으로 만들고 있다. <날개를 쳐 내릴 때에 머리를 아래로 낮추려고 하는 위상에서 날개의 피치변경을 하는> 것이 날개 짓으로서의 효율 좋은 순항 비행의 모습이다. 히빙 진폭이 작은 부근(付根) 측은 고정 날개에 가깝기 때문에 추진력 발생에는 기여하지 않고, 쳐 내릴 때의 위 방향 양력도 후경(後傾)되어 추진력은 후향으로 되어, 이 부근에서는 양력 본위로 되어 있다.

새의 날개를 인간의 팔과 손에 대비시켰을 때 손에 상당하는 바깥측 부분을 [초열풍절익(初列風切翼)]이라고 부른다. 여기에 내포된 역학적 기능과 구조의 일단을 보기로 하자.

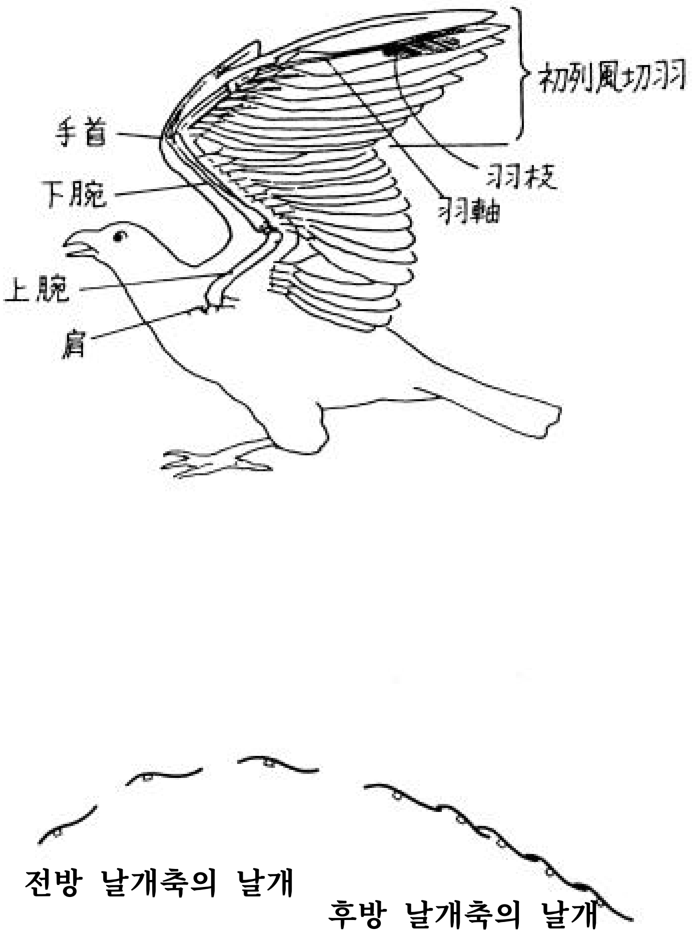


그림 8.5 캠버 익형을 형성하는 날개의 배열

개개의 날개는 S자상(전연을 오른쪽으로 놓았을 때에 S자를 눕게 한 형태로 되어 있고, 후연은 위 방향으로 말아 올라간다)의 익형을 가지며, 이것들의 익축은 일련의 날개가 전방으로부터 후방으로 감에 따라 [전방익축(前方翼軸)]으로부터 [후방익축]으로 변화하고 있다. 그 결과 균형을 유지하는 영각은 후방으로 갈수록 크게 되고, 익의 배열은 상방으로 요철형의 캠버를 가진 익형으로 형성되어 양력이 증대된다. 또한 쳐 내릴 때에 익단에서는 커다란 영각으로 되기 때문에 각각의 날개 간격을 넓혀 [극간익(隙間翼)](날개의 하측으로부터 극간을 통해서 상면으로 공기를 취출시켜 박리를 제어한다)을 형성하여 실속을 방지한다. 이와 함께 거의 공중 정지에 가까운 저속 비행시의 <경사후방쳐올림>의 후반에는 제멋대로 되어 뒤집혀진 S자상의 날개는 상향 양력을 만들어 내는 기능을 발휘하고 있다.

익축은 날개 깃, 그리고 소익지(小翼枝)로 분기되고, 소익지는 서로 작은 갈고리로 연결되어 그물망 형태의 날개 쭉지를 형성한다. 그것은 패스너로 묶여진 형태와도 비슷하여 풀리면 불필요한 외력을 회피하고 부리로 스치기만 하면 패스너는 닫쳐져서 익판이 재형성된다. 이와 같이 날으는 것을 허가 받은 생물의 천적 메커니즘은 우리들을 매료시키고 있다.

8.5 잔물결은 잔물결

물의 유동에는 바람과 달리 수면이라는 것이 있어, [파(波)]라는 분명한 표정이 있다. 중력장에서 자유표면을 수평으로 유지하여 평형 상태에 있는 물이 바람이나 배의 항행 등 무엇인가의 영향에 의해 흐뜨러지면, 물에는 원래의 평형 상태로 돌아가려고 하는 복원력이 작용하며, 이것에 기초한 운동은 파로서 주위로 전달되어 간다. 복원력으로 중력만을 생각하면 되는 파를 중력파(重力波)라고 부르고, 중력의 영향이 무시할 정도로 작고 복원력으로서 표면장력이 지배적인 파를 표면장력파(表面張力波) (또는 모세파[毛細波])라고 말한다. 바다에 생기는 높은 파는 중력파이고, 조용한 연못 수면에 생기는 잔물결 및 파문은 표면장력파이다.

파는 상하방향으로도 수평방향으로도 운동하기 때문에 이것은 종파(縱波)도 횡파(橫波)도 아니다(주1).

정지된 물 표면에 파가 생길 때에는 표층의 각 부분은 각각 루프운동을 하고 있어, 파는 진행해도 물은 전체로서 흐르고 있지 않다. 수심 h가 파의 파장 l 에 비례해서 큰 (깊은) 경우에는 원운동으로 된다. 수면으로부터 아래로 내려감에 따라 원운동의 반경은 급격히 작게 되어, 깊은 곳에서는 물이 거의 운동을 하고 있지 않다. 파랑이 일고 있는 거친 바다도 해저에 있는 잠수함에는 영향을 주지 않는다. 파의 전파속도 v는 $\sqrt{gl/(2p)}$ 로 된다(주2). 이와 같은 중력파를 심수파(深水波)라고 부르는데 반해, 파장이 수심보다 긴 중력파를 천수파(淺水波) 또는 장파(長波)라고 말하며, 루프는 타원으로 되고 수면으로부터 아래로 내려갈 수록 타원의 초점간 거리 $2a$가 일정인 채로 편평하게 된다. 장파의 전파속도는 파장에 관계없이 $u=\sqrt{gh}$ 로 된다(주3). 수심이 매우 얇은 때에는 일정 폭 $2a$간의 왕복운동으로 된다.

파고가 파장에 비해서 작을 때에는 파의 형상은 정현파에 가깝다고 생각해도 좋으나, 대양에서의 파와 같이 파고가 비교적 큰 경우에는 산이 곡(谷)보다 뾰족하고, 토로코이드곡선(주4)에 가까운 형태로 된다.

파장이 상당히 길고 한개의 산밖에 볼 수 없는 중력파도 있으며, 이것을 고립파(孤立波)라고 부른다.

파장이 충분히 작은 경우, 예를들어 물의 경우 약 1.7cm이하로 되면 표면장력파가 나타난다. 액체의 밀도를 r, 표면장력을 s 라고 하면 파의 전파속도는 $u=\sqrt{2ps/(rl)}$ 로 된다.

소위 특수 촬영으로 축소 모형의 구조물과 수면을 덮는 잔물결을 같은 시야에서 볼 때 구조물을 실물로 보이는 것은 가능하여도 잔물결을 큰 바다에서의 파랑정도까지 보일 수는 없다. 복원력이 서로 다르다는 기

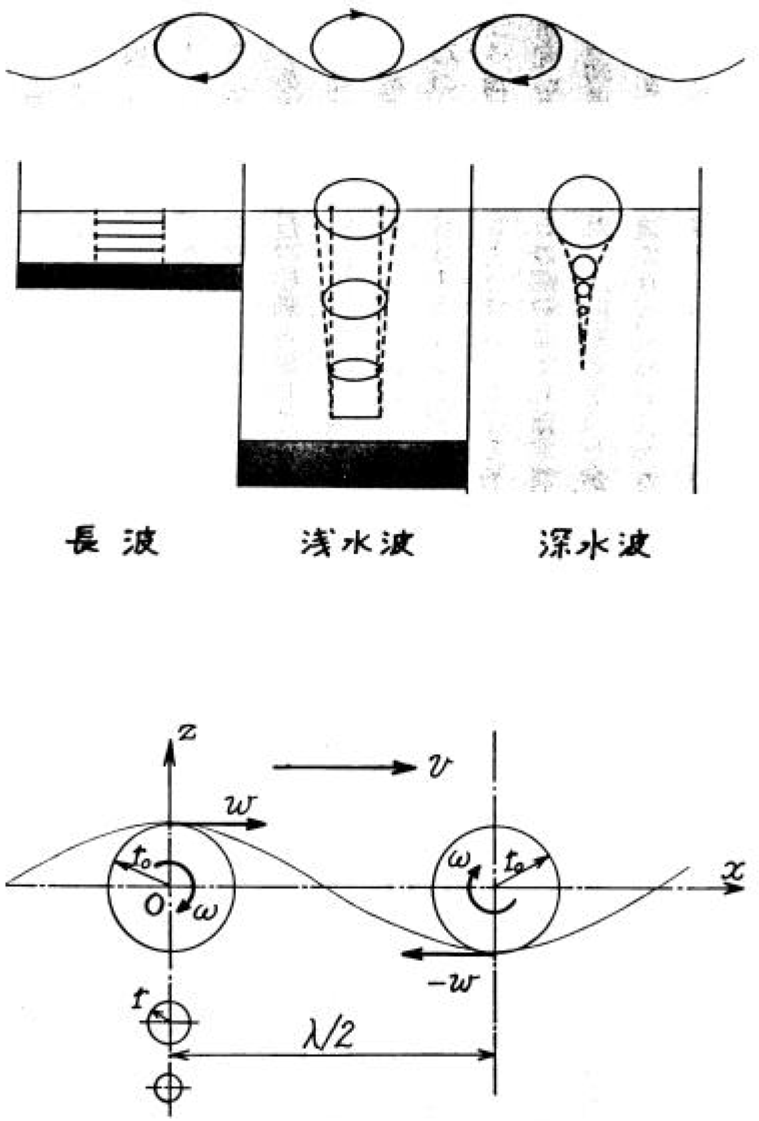


그림 8.6 각종 파의 형태

본적인 차이는 파형을 상사시킬 수 없어, 잔물결은 파랑의 미니에쳐로 되지 않기 때문이다.

주1 현(弦)의 진동과 같이 파의 진행 방향과 매질의 진동 방향이 수직인 파를 횡파라고 하고, 양자의 방향이 같은 파를 종파(소밀파,疎密波)라고 한다.

주2 그림 8.6과 같이 원의 반경을 r_0, 각속도를 w 라고 하자. 파의 진행속도와 같은 속도로 이동하는 좌표계를 생각하면, 유체입자의 원운동은 정상류로 볼 수 있다. 그러면, 산의 속도는 $(-u+w)$, 곡의 속도는 $(-u-w)$로 되므로, 이 두 곳에 대해 베루누이식을 적용하면

$$\frac{(-u+w)^2}{2g}+r_0=\frac{(-u-w)^2}{2g}-r_0 \qquad (①)$$

$w=r_0w$ 를 대입하여 우변 식을 계산하면 $u=w/g$ 로 된다. $w=2pu/l$ 이므로 이것들로부터 $u=\sqrt{gl/(2p)}$ 가 얻어진다.

주3 산의 속도 $(-u+w)$ 및 곡의 속도 $(-u-w)$는 각각 수심방향으로 변하지 않는다고 생각해도 좋으므로 연속 방정식으로부터

$$(-u+w)(h+r_0)=(-u-w)(h-r_0) \qquad (②)$$

로 된다. 식 ①, ②로부터 $u=\sqrt{gh}$ 가 얻어진다.

주4 원이 직선상을 구를 때 원주상의 점이 그리는 궤적을 사이크로이드(cycloid)라고 부르며, 원주의 외측 또는 내측 점이 그리는 궤적을 각각 고(高) 또는 저(低)트로코이드(trochoid)라고 한다.

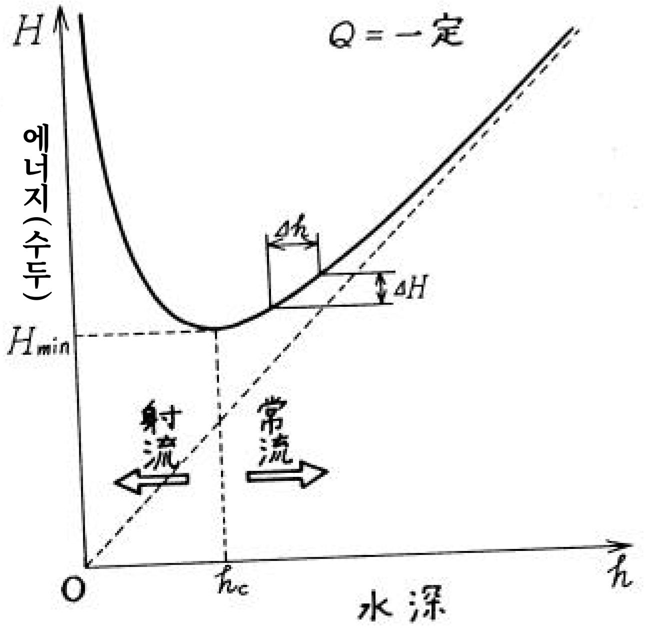
8.6 급류

여기서는 보통 일컬어지는 급류(rapid stream)가 아닌 급류(rapid flow)에 관해 살펴 본다. 그것은 물리학에서 정의된 어떤 임계 값을 넘어선 빠른 유동 - 사류(射流, supercritical flow) -을 말한다. 대기에 수면(자유표면)을 노출시킨 유수로(流水路) - 이것을 수로(水路)라고 말한다 - 에는 하천과 같이 위쪽이 개방되어 있는 경우도 있고, 하수관과 같이 위쪽이 막혀 있는 경우도 있다. 자유표면을 가진 이와 같은 수류(水流)는 관 내를 충만해서 흐르는 물과 같이 상류, 하류의 압력차에 의해 압송되는 것이 아니고, 바닥면의 구배와 중력에 의해 흐름이 생긴다. (그림 8.6)

수로의 단면 형상이 일정하고 벽면의 조건이나 바닥면의 구배가 일정한 수로에서는 유동은 수로에 연해서 균일하게 되나, 수로폭 b 가 일정한 장방형 단면을 가진 수로에 정상유가 흐르는 경우에서도 구배가 변화될 때에는 유동은 수로에 연해서 비균일하게 된다. 지금 유동에 연해서 바닥면을 기준으로 취한 에너지로서 이것을 수두로 나타낸 양 $H=h+u^2/(2g)$ (①)을 고려하면 구배를 $\tan q$ 라고 할 경우 유량 Q 는 $Q=Au=bhu\cos q$ 이므로 $H=\left[Q^2/\left(2gb^2\cos^2 q\right)\right]\left(1/h^2\right)$ (②)로 된다. 여기서 Q가 일정 값으로 주어지면 H 와 h 의 관계는 그림과 같이 되어, H 가 최소 값을 가질 경우에는 $dH/dh=0$ 으로부터 $h=\left[Q^2/\left(gb^2\cos^2 q\right)\right]^{1/3}\equiv h_c$ 로 된다. h_c 를 임계수심(臨界水深)이라고 부르며, 이것과 식②로부터 $H_{\min}=1.5h_c$라는 관계가 얻어진다. 이것을 식①에 대입하면 $u=\sqrt{gh_c}=u_c$라는 임계속도가 얻어진다. $\sqrt{gh}$ 는 전 항으로부터 아는 바와 같이 파장에 비례해서 수심이 얕은 경우의 표면파 전파속도이다. 따라서 u 가 u_c보다 큰 경우에는 하류측의 장애물에 의한 수면의 변화는 상류측에 전달되지 않는다. 즉, 하류의 영향을 받지 않는다. 이와 같은 이유로부터 $u<u_c$ 즉 $h>h_c$로 되는 완만한 유동을 상류(常流, subcritical flow), $u>u_c$ 즉 $h<h_c$로 되는 빠른 유동을 사류라고 구분하고 있다.

여기서 H 와 h 의 관계가 나타내는 흥미 깊은 현상을 한 두개 소개한다. 그림으로부터 알 수 있듯이 상류에서는 항상 $dH/dh\leq 1$ 이다. 이것은 바닥면의 상승에 상당하는 H 의 감소분 ΔH 는 수심의 감소분 Δh 보

다 항상 작다는 것을 의미한다. 즉, 상류에서는 수로의 바닥이 상승하면(단 손실이 생기지 않을 정도로) 수면이 내려간다는 것이다.



정상류인 경우 $\Delta h > \Delta H$

바닥면은 상승하여도 수면은 凹 로 된다!!

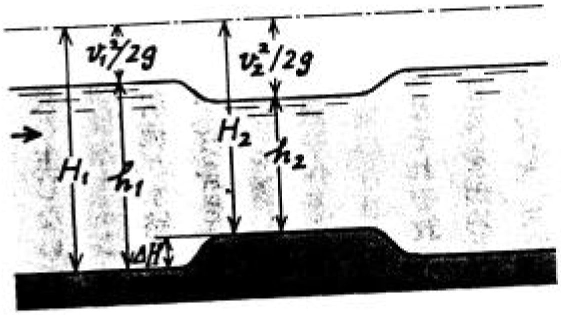


그림 8.7 급류

다음은 깊이가 얕은 수류가 고속기류와 상사성을 가진다는 현상이다. 사류가 수로중의 장애물이나 바닥면의 구배 변화에 의해 상류로 변화될 때에는 수면은 급격히 증가되어, 수력도약(hydraulic jump)이라는 현상이 생긴다. 여기서 [천저수조(淺底水曹)]라는 장치를 사용해서 수심이 얕은 수조에 물체를 놓고 그 자유표면의 상황을 관측하여 보면 발생된 수력도약이 2차원 물체의 충격파(후술)와 닮은 현상을 만들어 낸다. 이와 같은 상사성에 대해 생각해 보자.

음의 전파속도 c 는 $c = \sqrt{dp/dr}$ 로 표현된다(다음 항 주1 참조). 단 p, r는 각각 압력 및 밀도이다. 기체인 경우, 등엔트로피변화 (가역단열변화)의 식 $pr^{-k} = const.$ 를 이용하면 $dp/dr = kp/r$ 로 되고, 이것으로부터 $c = \sqrt{kp/r}$ 가 얻어지며, 또한 완전기체의 상태방정식 $p/r = RT$ (단 R 은 기체상수, T 는 기체의 절

대온도)를 이용하면 $c=\sqrt{kRT}$ 와 같이 표현된다. 수로 폭이 일정한 천저수조를 흐르는 정상류에서의 연속방정식은 $uh=const.$로 표현되고, 일정 단면을 가진 유로를 흐르는 압축성 유체의 정상류에서의 연속방정식은 $vr=const.$로 표현되는 사실로부터 수심 h와 기체의 밀도 r가 대응되는 것을 알 수 있다. 에너지방정식 (보존법칙)은 천저수조에서는 $h+u^2/(2g)=const.$ 로 표현되어, 이것을 전미분한 $udu+gdh=0$에 장파의 전파속도 $u_c=\sqrt{gh}$ 를 이용해서 g를 소거하면 $udu+u_c^2(dh/h)=0$로 된다. 한편 오일러의 운동량방정식에서 정상류라면 $\P u/\P t=0$ 으로 되고, 1차원 유동에서는 u, p가 x만의 함수로 되며, 외력은 작용하지 않는 것으로 하면, $u(du/dx)=(1/r)(dp/dx)$로 된다. 따라서, $udu+(dp/r)=0$로 된다 (이것을 적분하면 $u^2/r+\int(dp/r)=const.$로서 표현되는 압축성 기체에 대한 베르누이 식으로 된다). $c=\sqrt{dp/dr}$이므로 $udu+c^2(dr/r)=0$이 얻어져, 장파의 전파속도 u_c가 기체중에 있어서의 음의 전파속도 c와 대응되는 것을 알 수 있다. 또한, 완전기체가 $(T_0,\ p_0,\ r_0)$의 상태로부터 $(T,\ p,\ r)$인 상태로 등엔트로피적으로 변화될 때에 성립하는 관계 $(r_0/r)=(p_0/p)^{1/k}=(T_0/T)^{1/(k-1)}$는 단열지수 k=2라는 가상적인 기체에 대해서 수심 h가 기체의 절대온도 T에, h^2이 기체의 압력 p에 대응되는 사실도 나타내고 있다.