

<論 文>

반원호 주위를 흐르는 점성류의 수치계산

전 지 수* · 최 도 형** · 김 문 언***

(1988년 3월 21일 접수)

Viscous Flow Calculation Past a Semicircular Arc

Ji Su Jun, Do Hyung Choi and Moon-Uhn Kim

Key Words : Vorticity-Stream Function(와도-유동함수), Semicircular Arc(반원호), Low Reynolds Number(낮은 Re 수), Separation(박리)

Abstract

The Navier-Stokes equations of the vorticity-stream-function form are solved numerically for the flow past a semicircular arc for Reynolds numbers in the range $0.1 < Re < 50$. Two special cases are treated: Firstly, the convex side of the arc is facing the flow(convex flow) and, secondly, the concave side(concave flow). The details of the flow structure, i.e. the streamlines, vorticity distributions, eddy dimensions, and the separation points are presented and discussed for the various Reynolds numbers. The convex flow is similar to that of the circular cylinder while the concave flow exhibits the characteristics of the flow past a normal plate. Comparisons of the present results with other available bluff-body results are also made when they are appropriate.

1. 서 론

본 연구는 반원호 주위의 유동을 수치적으로 계산하여 Reynolds(Re)수 증가에 따른 유동 현상을 고찰하는데 그 목적을 두고 있다. 원통과 같은 bluff body 주위 유동에 관한 연구는 오래전부터 많은 연구자들의 관심을 끌어 넓은 유동영역에 대한 이론 및 실험의 각종 결과가 나와 있으나 원호와 같이 첨점(cusp)이 있는 유동에 관한 연구는 아직까지 아주 미미한 실정이라 하겠다. 지금까지 나와 있는 결과는 대부분 Oseen의 근사를 사용하여 Re 수가 영에 가까울 때($Re \ll 1$)를 해석한 것으로 Tamada와 Miyagi⁽¹⁾ 그리고 Miyagi⁽²⁾ 등이 평판이 유동장에 수직으로 놓여있는 경우를 다루었고

곡률이 있는 경우로는 Dorrepaal⁽³⁾의 축대칭 렌즈 주위 유동과 Kim과 Lee⁽⁴⁾의 원호의 오목한 영역의 해 등을 꼽을 수 있다.

Re 수가 보다 큰 경우로는 최근 Hudson과 Dennis⁽⁵⁾의 수치평판에 관한 연구가 있는데, $0.1 < Re < 20$ 영역에서 원시변수로 표시된 Navier-Stokes 방정식의 수치해를 구해 와류(eddy)크기, 와도, 그리고 유선 등에 관한 결과를 보고 하였다. 그러나 원호주위 유동에 관한 연구는 Re 수가 아주 작을 때를 제외하고는 이제까지 보고된 바가 없다. 박리(separation)의 시작을 비롯한 Re 수에 따른 와류의 구조는 아직 밝혀져 있지 않으며 또 첨점과 곡률의 영향이 어떻게 유동특성을 변화시키는지도 잘 알고 있지 못한 현상의 하나로 남아 있는 것이다. 본 연구에서는 이에 대한 현상을 이해하기 위한 노력의 일환으로 반원호가 유동방향에 오목하게 놓여있는 경우와 볼록하게 놓여있는 두 특수한 경우에 대해 Re 수를 0.1부터 50까지 증가시켜가며

* 한국과학기술원 기계공학과

** 정회원, 한국과학기술원 기계공학과

*** 정회원, 한국과학기술원 응용수학과

수치해를 구하여 박리점, 와류길이, 그리고 와도와 유선들을 중점적으로 조사하였다.

해석방법으로는 Re 수가 비교적 작은 2차원 유동 이므로 손쉽게 이 경우에 적용할 수 있는 와도-유동함수(vorticity-stream function)형으로 표시된 Navier-Stokes 방정식을 사용하였으며 원호 부근의 해를 정확히 구하기 위해 직교윤곽좌표계(body-fitted orthogonal coordinate system)를 사용하였다. 원호를 먼저 Joukowski 변환에 의해 원으로 사상한 후 이 원통좌표계의 반경과 원주방향의 격자분포를 조절하여 균일격자망을 갖는 최종 계산격자계를 얻는 것이다. 중앙차분법으로 지배식을 차분화하여 와도식은 ADI(alternating direction implicit) 방법을, 유동함수식은 SOR(successive over relaxation) 방법을 각각 사용하여 해를 구하였다.

Re 수에 따른 유동의 변화를 고찰하였고 수치평판 및 원통주위 유동과의 비교가 가능할 경우에는 Hudson과 Dennis⁽⁵⁾ 또는 Dennis와 Chang⁽⁶⁾의 결과를 인용 비교하였다.

2. 계산방법

2.1 격자계

일반적으로 격자계를 만드는 방법은 크게 등각사상법, 대수법, 미분방정식법의 3가지로 분류되고 있다. 그중 등각사상법은 2차원문제 밖에는 적용할 수 없는 단점이 있으나 좌표계가 직교성을 유지한다는 것이 좋은 점이라 할 수 있다. 본 연구에서는 Joukowski 변환을 사용하여 원호를 원통으로 사상하고 원통좌표의 반경(R)과 각도(θ)를 가지고 직교윤곽좌표계를 얻었다. 먼저 z -평면의 임의의 중심각을 갖는 원호는 다음의 Joukowski 변환을 하면 ζ -평면의 원으로 사상이 된다(Fig. 1 참고).

$$z = \zeta - \frac{c^2}{\zeta} \quad (1)$$

이 변환에 의해 z -평면의 첨점($\pm \frac{l}{2}i$)들은 ζ -평면의 η 축상의 점($\pm ci$)로 사상되며 이 c 와 원의 중심의 ζ 좌표 m 은 각각 $c = \frac{l}{4}$, $m = \frac{d}{2}$ 로 표시된다. 따라서 z -평면의 좌표를 ζ -평면의 좌표(ζ, η) 또는 (R, θ) 로 표시하면 아래와 같이 된다.

$$x = \zeta - \frac{c^2 \xi}{\xi^2 + \eta^2}, \quad y = \eta + \frac{c^2 \eta}{\xi^2 + \eta^2} \quad (2)$$

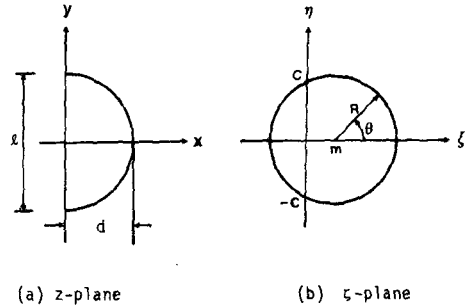
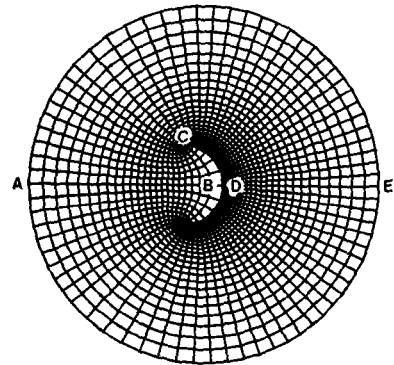


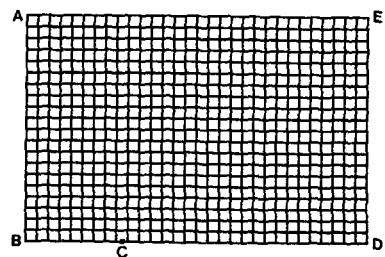
Fig. 1 Joukowski transformation

$$\xi = m + R \cos \theta, \quad \eta = R \sin \theta \quad (3)$$

그러나, (R, θ) 좌표계에서 균일 격자계를 사용할 경우 원호의 끝단 부근에만 과다하게 많은 격자가 분포되고 원호의 오목한 영역과 x 축 부근에는 격자의 분포가 극히 제한되는 경향을 보인다. 이러한 단점을 보완하고 또 유동의 변화가 심한 원호 표면부근에 많은 격자를 분포시키기 위해 반경방향과 원주방향으로 격자분포를 조절할 필요가 생긴다. 본 계산에서는 다음과 같은 격자분포함수를 사



(a) Physical plane (x,y)



(b) Computational plane (r,s)

Fig. 2 Grid system

용해 균일격자망을 갖는 최종 좌표계 (r, s) 를 만 들었다.

○ 반경방향

$$R = R_1 \exp[0.08(r-1)] \quad r=1, 2, \dots, I \quad (4)$$

여기서 R_1 은 ξ -평면에서의 원통의 반경, $(c^2 + m^2)^{1/2}$ 이고 I 는 r 방향으로의 격자수를 나타낸다.

○ 원주방향

오목한 영역에서는 각 θ 가 균일하게 분포되도록 하였고 볼록한 영역에서는 원호 끝단부터 시작하여 θ 가 \sqrt{s} 에 비례하게 하여 $(\theta - \theta_c \propto \sqrt{s - s_c})$; 여기서 첨자는 Fig. 1의 C점의 값을 표시함), 즉 $\theta=0$ 부근에 더 조밀하게 분포시켜, x 축 근처에도 충분한 격자가 분포되게 하였다. 단 원호 끝단은 특이점이 기 때문에 계산격자가 놓이는 것을 피하였다. 이것은 수치해를 구하는데의 어려운 점을 피하기 위한 편법이나 이의 영향은 극히 국부적이라 생각되고 다음절에서 볼 수 있듯이 전반적인 유동장에 미치는 영향은 무시하여도 좋을 것으로 보인다. 이렇게 만들어진 격자계를 Fig. 2에 보였는데 원호를 에워싸고 있는 영역 ABCDEA는 Fig. 2(b)의 4각 계산 영역으로 변환되게 되는 것이다.

2.2 지배방정식

2차원 비압축성 유동해석에 있어서 와도-유동함수형으로 표시한 방정식은 압력보정과정이 필요없게 되어 해법이 매우 간단해진다. 이 방정식들은 Re 수가 비교적 작을 때 널리 쓰이는데 본 계산 목적에 적합하여 이를 지배방정식으로 사용하였다. 모든 변수를 무차원화 시키고 등각사상함수를 통해 방정식을 (ξ, η) 의 함수로 변환시킨 후 균일격자망(uniform grid)을 갖는 (r, s) 좌표계에서 최종 방정식을 얻는다. 적절한 특성값들을 사용해 무차원화된 와도식과 유동함수식은 각각 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{h^2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \eta} \frac{\partial \omega}{\partial \xi} - \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right) = \frac{2}{Re} \frac{1}{h^2} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial \eta^2} \right) \quad (5)$$

$$\frac{1}{h^2} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \right) = -\omega \quad (6)$$

여기서 $h = (x_e^2 + y_e^2)^{1/2}$ 이고, ω 는 와도(vorticity), ψ 는 유동함수를 나타낸다. 또 무차원화에 사용된 특성속도, 특성길이, 특성시간은 각각 $u_\infty, l/2, l/2u_\infty$ 이며 $Re = \frac{u_\infty l}{\nu}$ 이다. 윗 식 (5)와 (6)을 $(r,$

$s)$ 좌표계로 변환시키면 각각 다음과 같은 모양을 취한다.

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + H_1 \left(\frac{\partial \psi}{\partial s} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \omega}{\partial s} \right) = \frac{2}{R} e \left(H_2 \frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + H_3 \frac{\partial^2 \omega}{\partial s^2} + H_4 \frac{\partial \omega}{\partial s} \right) \quad (7)$$

$$H_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + H_3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial s^2} + H_4 \frac{\partial \psi}{\partial s} = -\omega \quad (8)$$

여기서 계수들은 각각

$$H_1 = \frac{1}{h^2 J},$$

$$H_2 = \frac{\alpha}{h^2 J^2},$$

$$H_3 = \frac{\beta}{h^2 J^2},$$

$$H_4 = \frac{\gamma}{h^2 J^2}$$

$$J = \xi_r \eta_s - \xi_s \eta_r,$$

$$\alpha = \xi_s^2 + \eta_s^2,$$

$$\beta = \xi_r^2 + \eta_r^2,$$

$$\gamma = \frac{1}{J} (\eta_r D \xi - \xi_r D \eta),$$

$$D = \alpha \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \beta \frac{\partial^2}{\partial s^2}$$

로 주어지는데, 그 값은 (ξ, η) 와 (r, s) 와의 관계에서 수치적으로 구하게 된다.

2.3 초기조건 및 경계조건

본 연구에서는 정상상태(steady state)를 가정하였으므로 유동은 x 축을 사이에 두고 상반면과 하반면이 대칭이 되어 계산은 상반면에서만 수행해도 좋다. 한편 원호에서 멀리 떨어진 경계의 위치는 앞의 연구자들도 밝혔듯이 해에 많은 영향을 미치게 되는데 이것은 이 경계, 특히 하류경계에서의 경계조건이 불확실한데 기인한다. 하류경계에서는 흔히 자유유동, 포텐셜 유동 또는 Oseen 근사해 등의 조건이 사용될 수 있으나 이 어느 경우에도 이 경계를 너무 가깝게 잡아 인위적인 조건을 강제로 만족시키려하면 타원형 방정식의 성질로 원호 주위 유동이 영향을 받게 되기 때문이다. 본 계산에서는 바깥 경계의 위치를 계산결과가 더 이상 변하지 않을 때까지 증가시켜 그 경계에서 유동상태를 포텐셜 유동으로 근사함에 무리가 없도록 하였다. 따라서 바깥경계에서는 포텐셜 유동조건을 주고 원호 표면에서는 유선조건과 no-slip 조건을 주었는데 표면에서의 ω 값은 Briley⁽⁷⁾가 사용한 방법

을 이용하여 표시하였다.

○ 바깥경계 (Fig. 2의 \overline{AE})

$\psi = \text{potential flow}$

$$\frac{\partial \omega}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

○ 표면경계 (Fig. 2의 \overline{CDE})

$\psi = 0$

$$\omega = -H_2(-85\psi_1 + 108\psi_2 - 27\psi_3 + 4\psi_4)/18 \quad (10)$$

여기서 ψ 의 첨자는 표면에 수직방향의 격자점을 나타내며, 1이 표면을 표시한다.

○ 대칭조건 (Fig. 2의 \overline{AB} 와 \overline{DE})

$$\psi = 0, \quad \omega = 0 \quad (11)$$

2.4 수치계산과정

와도와 유동함수(stream function)식을 중앙차분법으로 차분화하여 아래의 과정을 거쳐 해를 구하였다.

- (1) 격자계 생성
- (2) 주어진 격자계로부터 모든 계수값을 계산
- (3) 초기값 계산(포텐셜 유동해를 사용)
- (4) 경계조건을 주고 와도 방정식은 ADI 방법으로 사용
- (5) 계산된 와도를 사용해 유동함수 방정식은 SOR방법으로 2번 반복계산
- (6) 주어진 수렴조건을 만족하는지를 검토한다.
- (7) 수렴하지 않을 경우, 새로 구한 값을 가지고 과정 4로 되돌아 간다.

수렴은 계산이 정상상태에 도달하였는지 여부로 결정하였는데 본 계산에서는 단위 특성시간당 변화량이 주어진 특정값보다 작아질 때를 기준으로 하였다. 허용오차 기준은 와도의 절대값이 1보다 작을 경우에는 절대오차로, 그렇지 않을 경우에는 상대오차로 5×10^{-4} 을 주었으며 SOR과정과 와도를 새값으로 치환시킬 때 under-relaxation(0.75)을 사용하여 안정도를 높였다.

3. 결과 및 고찰

계산과정을 검증하기 위해 반원호의 본 계산에 앞서 $Re=10$ 인 수직평판유동을 먼저 계산하여 Hudson과 Dennis⁽⁵⁾의 결과와 비교해 보았다. 이 계산으로 격자수가 해에 미치는 영향도 함께 알아보기 위해 두개의 격자계를 사용하였는데 평판을 따라서의 격자수는 37개로 고정시키고 반경방향의

Table 1 Eddy dimension and strength for the normal plate; $Re=10$

	X_L	X_c	Y_c	ψ_c
Hudson & Dennis ⁽⁵⁾	2.40	0.88	0.64	-0.36×10^{-1}
Coarse grid	2.40	0.88	0.63	-0.33×10^{-1}
Fine grid	2.40	0.88	0.63	-0.33×10^{-1}

격자만 41과 61로 변화시켜 각각의 해를 구하였다. 이 두 격자계로 구한 결과와 Hudson과 Dennis⁽⁵⁾의 결과가 아래의 도표(Table 1)에 비교되어 있다.

와류 길이(X_L), 와도 중심점의 좌표(x_c, y_c)와 그 점에서의 유동함수(ψ_c)값을 비교하였는데 조밀한 격자계(61×37)와 성근 격자계(41×37)의 해에 차이가 없고 또 Hudson과 Dennis⁽⁵⁾의 결과와도 잘 맞아 성근 격자계로도 충분히 정밀한 해를 얻을 수 있음을 알 수 있다. 기타 유선 및 와도의 분포도 거의 일치하는데 지면 관계상 상세한 비교는 생략하기로 한다. 위의 계산으로부터 계산과정과 격자수는 만족스럽다고 할 수 있으며 따라서 원호주위 계산은 (51×46)의 격자계를 사용하되 오목한 영역에 표면방향으로 13개의 격자가 들게 하여 수행하였다. 계산시간은 IBM PC/AT 호환기종으로 대략 5~7CPU 시간이 소요된다.

3.1 불룩한 원호 주위의 유동

원호의 불룩한 부분이 유동장에 마주 놓여있는 경우는 원통주위유동과 매우 유사할 것으로 기대되며 원호끝점의 영향이 어떻게 작용하는지가 관심의 대상이라 하겠다.

Re 수 0.1~40의 영역을 계산하였는데 Re 수가 커짐에 따라 후류영향이 멀리까지 미쳐 계산영역도 $Re=50$ 에서 $Re=120$ 으로 증가시켜 해가 계산영역의 영향을 받지 않도록 하였다. 계산영역이 작을 경우에는 (51×46)의 격자계를 사용하였고 Re 에 따라 R 방향으로 필요한 격자를 더해가며 넓어진 계산영역을 처리하였다. Fig. 3은 몇개의 유동함수 값에 대한 유선들을 표시한 것이다. 재순환 영역이 발달하는 과정을 볼 수 있으며 재순환 영역을 제외하면 원통주위 유동과 매우 흡사하다고 하겠다. Fig. 4에는 등와도(equivorticity)선이 그려져 있는데 $Re < 1$ 경우에는 대류영향이 거의 눈에 띄지 않는 확산에 의한 전달이라고 할 수 있고 $Re=5$ 정

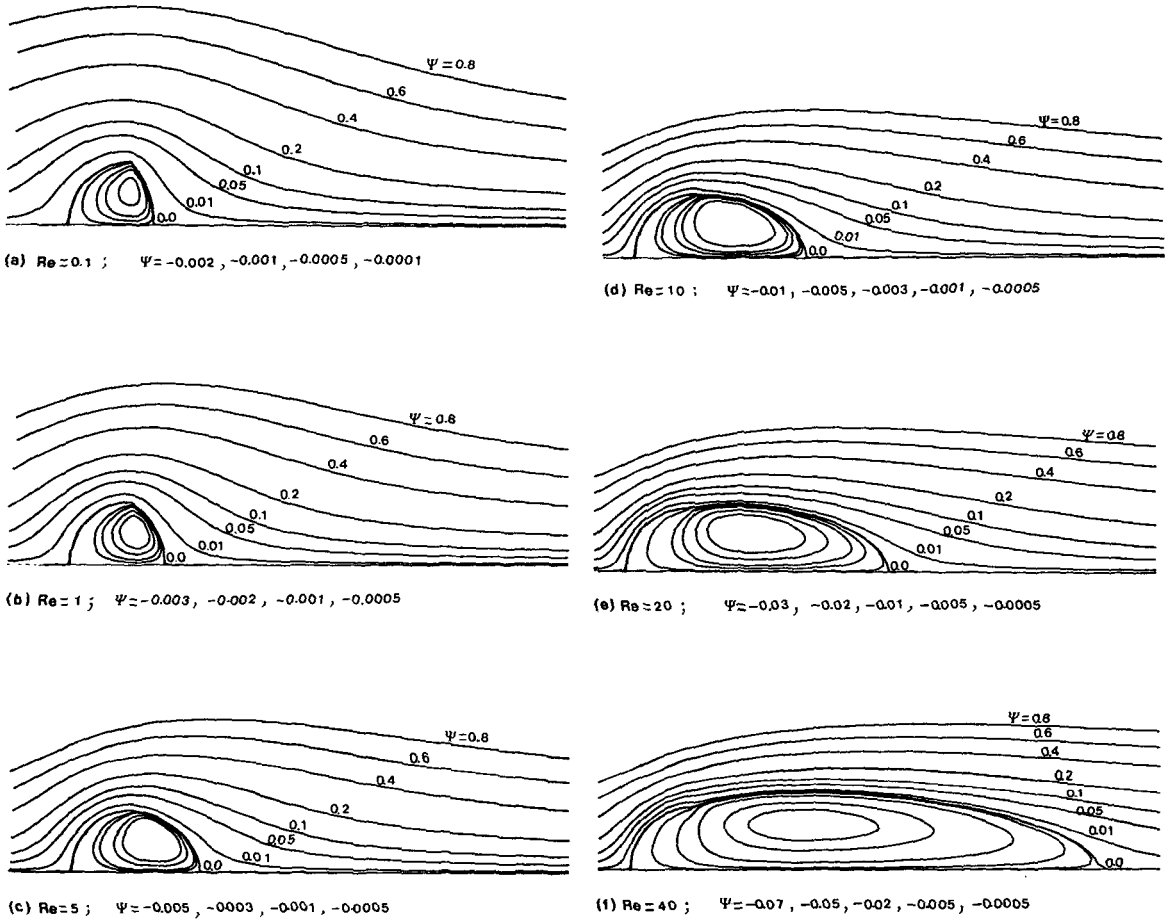


Fig. 3 Streamlines for the convex arc
 (ψ values under each figure represent the streamlines inside the eddies).

도에서부터 비로소 주위 유동방향으로 흘러서 전파됨을 볼 수 있다. Fig. 5에는 원호표면의 와도분포를 표시하였다. 원호끝단은 특이점으로 이점에서의 와도는 거리의 1/2승에 역비례하여 발산한다⁽⁸⁾. 원호의 볼록한 면에서의 와도분포와 이에 대응되는 원통표면 와도분포⁽⁶⁾를 Re 수 5, 10, 20, 40의 경우에 비교하였는데 비교한 모든 경우에 원호 전반에 걸쳐 거의 같은 값을 가짐을 볼 수 있고 Re 수가 커지면서 더 잘 맞아가는 것은 꽤 재미있는 현상이라 하겠다. 이는 첨점(cusp)의 영향을 받는 영역이 Re 수가 커짐에 따라 점차 작아지는 것을 보여주는 것이며 이 첨점의 영향은 $Re=5$ 인 경우에도 원호각으로 10° 정도 밖에 미치지 못한다고 하겠다. 따라서 볼록한 원호유동은 대부분 원통주위

의 유동과 거의 같음을 알 수 있다.

3.2 오목한 원호 주위의 유동

계산영역과 격자수는 볼록한 경우와 같게 취하여 Re 수 0.1에서 50까지 경우에 대한 계산을 수행하였다. 앞에서와 같이 유선들과 등와도선들을 Fig. 6과 Fig. 7에 나타냈다. 볼록한 경우에서와 마찬가지로 $Re > 5$ 가 되어야 원호면에서 생성된 와도는 주위 흐름에 의해 하류로 전파되어가기 시작하는 것을 볼 수 있다. 오목한 부분의 재순환 영역은 Re 수가 커지면서 점차 작아져 마침내 없어지게 되며, 볼록한 면에서는 $Re=7$ 인 경우에서부터 박리가 이미 발생하였음을 알 수 있다.

$Re=0.1$ 인 경우의 유동장은 또 Kim과 Lee⁽⁴⁾의

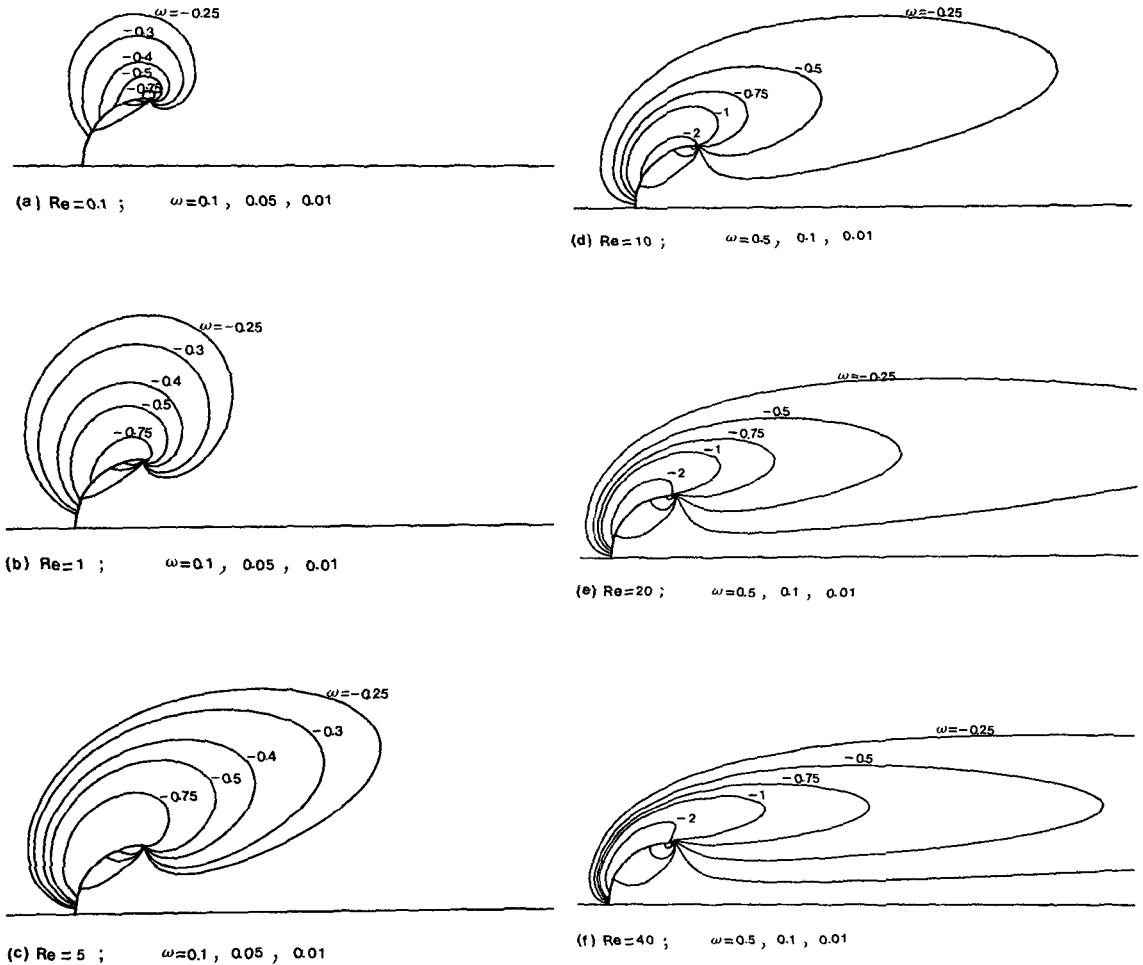


Fig. 4 Equivorticity lines for the convex arc (ω values under each figure are for inside the eddies)

해석해($Re=0$)와 비교하였는데 거의 정확하게 일치하여 수치계산의 정확함을 다시 한번 검증할 수 있었다. Kim과 Lee의 해에서 오목한 영역의 와류는 $x=-0.374$ 에서부터 시작하였는데 비해 본 계산에서는 $x=-0.367$ 을 가르쳐 본 계산의 Re 수가 0.1임을 감안하면 매우 잘 맞는다는 것을 알 수 있고 본 계산에서 vortex중심간(와류는 x 축을 중심으로 2개 쌍)의 거리는 약 0.53이되어이 또한 $Re=0$ 인 해(0.52)와 잘 맞는 것이다.

Fig. 8에는 표면 와도분포를 도시하였는데 볼록한 면의 박리는 $Re=5$ 인 경우에 막 시작되려는 것을 볼 수 있으며 이는 원호의 경우보다 약간 빠르

나 큰 차이는 없다고 하겠다. Fig. 9에는 박리가 발생하는 점의 위치를 Re 수에 따라 도시하여 원호의 박리점과 비교하였다. 위에 언급한대로 원호의 경우에 박리가 약간 일찍 발생해 Re 수가 증가함에 따라 더 빠른 속도로 상류쪽으로 이동해감을 볼 수 있다. 이는 원호끝단의 영향이 대류로 인해 Re 수가 커지면서 하루로 더 빨리 전파되어 박리 발생에도 영향을 미치는 것이 아닌가 생각된다.

3.3 Eddy의 특성

Fig. 10에는 Re 수에 따른 와류의 길이를 비교하였는데 원호의 오목한 경우, 볼록한 경우와 원통,

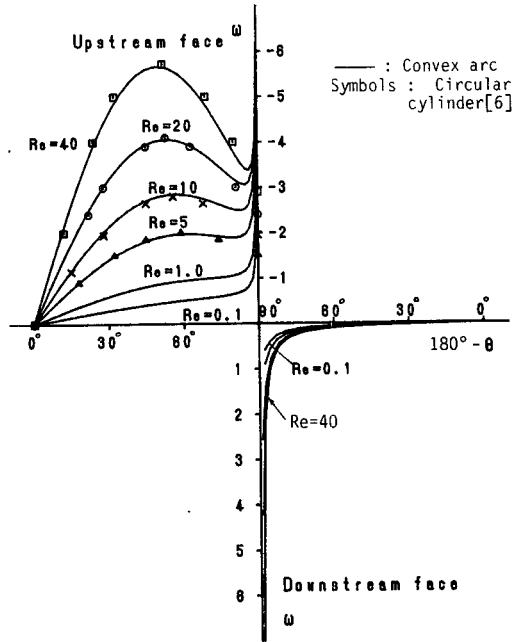


Fig. 5 Vorticity distribution on the surface for the convex arc

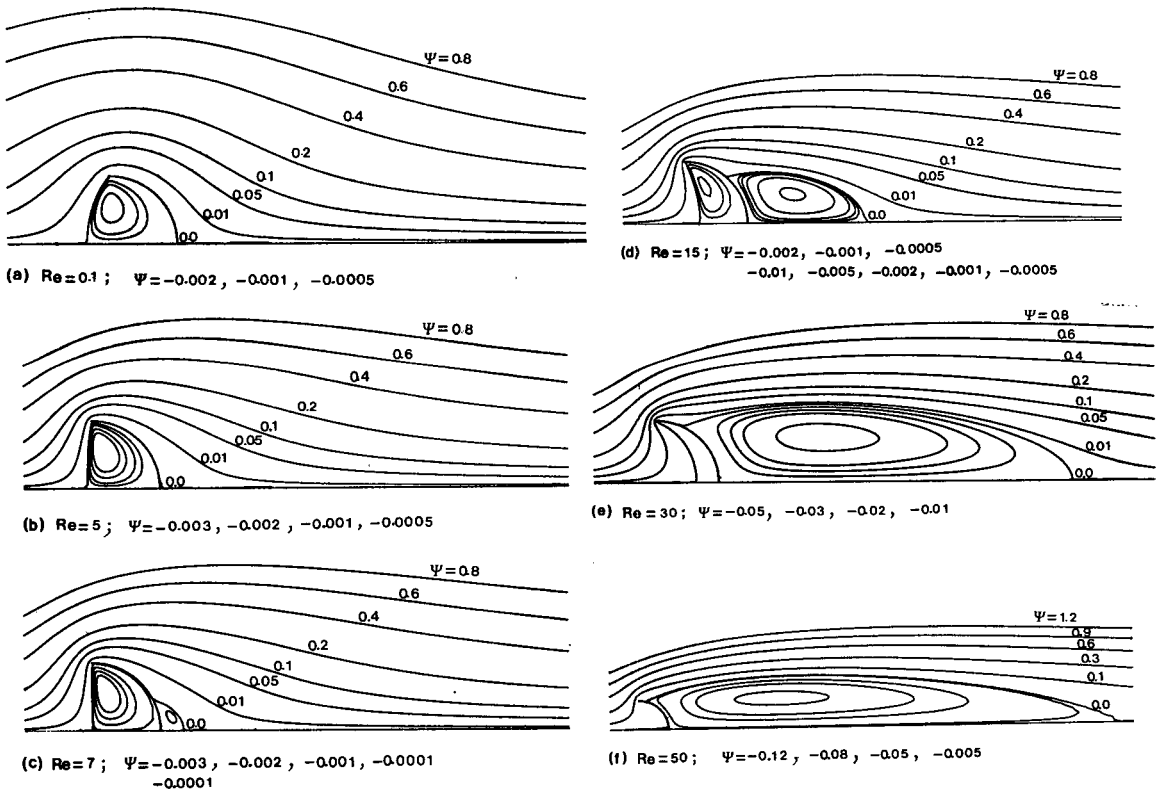


Fig. 6 Streamlines for the concave arc (see Fig. 3 for legend)

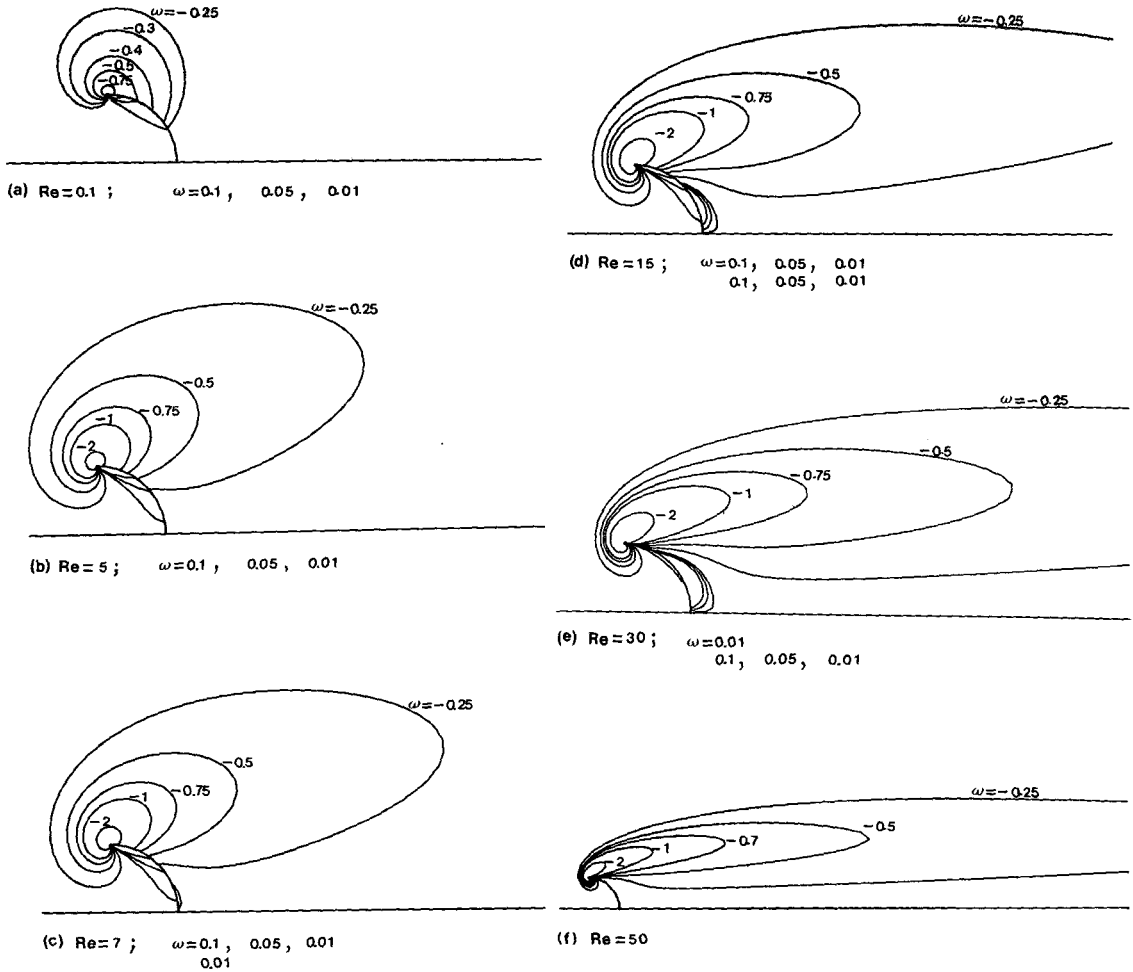


Fig. 7 Equipotential lines for concave arc (see Fig. 4 for legend)

수직평판의 결과를 모두 표시하였다. 오목한 경우의 앞쪽 오목한 부분에 발생하는 와류는 점차 감소하여 $Re=40$ 부근에서 없어지는 것을 볼 수 있다. Fig. 6, 8과 연계하여 볼 때 이 와류는 전 오목한 면에서 동시에 소멸된다는 것과 오목한 면에 와류가 존재치 않을 경우 ($Re=50$)에도 뒷면의 박리는 끝단에서 다소 떨어진 곳에서 발생한다는 것이 특기할 사항이라 하겠다. 또 오목한 경우의 앞쪽 와류 길이와 볼록한 경우의 뒷쪽 와류길이가 $Re \rightarrow 0$ 일때 서로 같아져 유동방향에 무관한 Stokes 유동의 특성을 보이고 있다. 와류의 길이를 물체표면에서부터 x 축을 따라서 재순환 영역이 끝나는 점까지의 거리라 할 때 뒷면에 발생하는 와류의 공통적 특징은 Re 수에 비례하여 길어지고 있음을 볼 수

있다. $Re < 20$ 영역에서 기울기는 수직평판과 오목한 원호유동이 함께 가장 크고 볼록한 원호와 원통이 거의 서로 같고 더 작음을 알 수 있다. 오목한 원호의 경우 Re 수가 작을 때 ($Re < 15$)는 그 기울기가 수직평판과 원통의 중간 정도의 크기를 갖다가 Re 수가 커짐 ($15 < Re < 30$)에 따라 수직평판유동값에 접근해 감을 볼 수 있는데 이는 대류의 효과가 증가해 첨점이 유동에 점차 큰 영향을 미치게 되고 따라서 원통적인 성격이 상대적으로 작아지기 때문이라고 생각된다. $Re > 30$ 에서 와류길이의 급속한 증가는 오목한 원호만의 현상인지 본 계산만으로는 분명치 않으며 수직평판의 경우에도 같은 경향을 보일런지가 관심의 대상이라 하겠다. 와류길이의 증가속도와 또 3.1절에서 논의한 결과들을

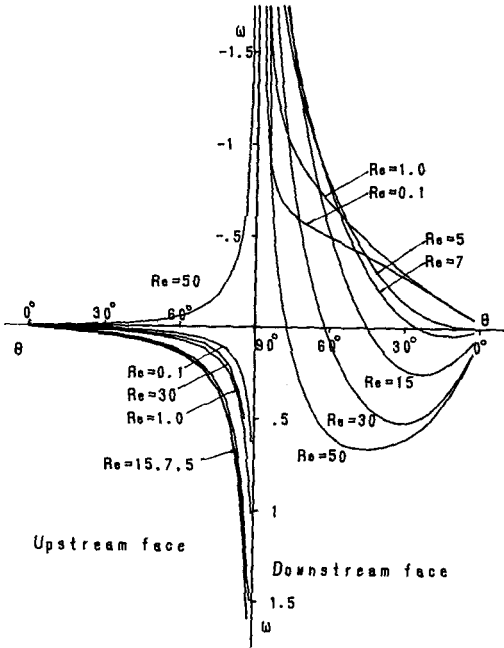


Fig. 8 Vorticity distribution on the surface for the concave arc

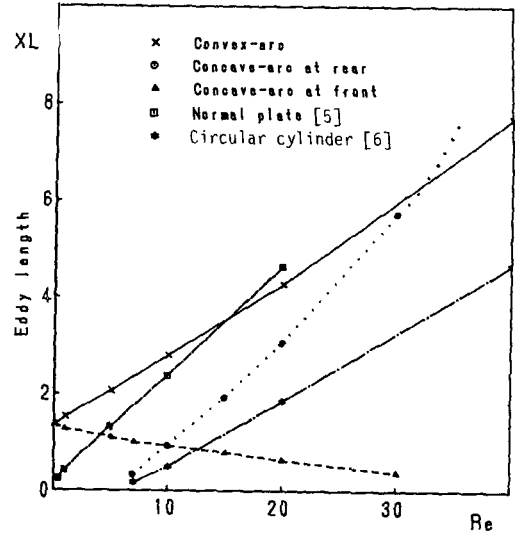


Fig. 10 Eddy length for various bluff bodies

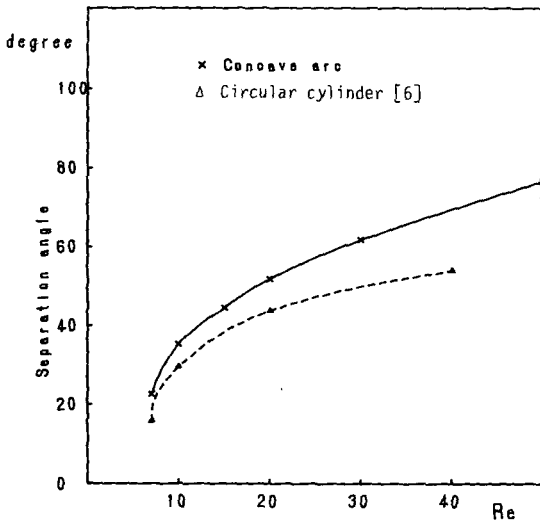


Fig. 9 Position of the separation for the concave arc

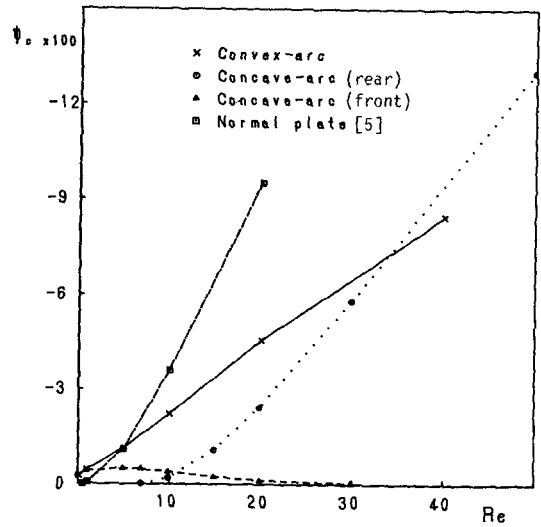


Fig. 11 Eddy strength (ψ value at the eddy center) vs. Reynolds number

종합하면 불룩한 원호주위의 유동은 끝단부근과 재순환 영역을 제외한 대부분의 영역이 원통주의 유동과 같다고 해도 좋을 것으로 보인다.

끝으로, 와류세기의 척도라고 볼 수 있는 와류내부 유동함수의 최대치(ψ_c)를 Fig. 11에 표시하였는데 그 경향은 와류의 길이와 거의 같다고 하겠다. 박리발생 초기 약간의 비선형 구간을 지난 후 거의 Re 수에 따라 선형적으로 증가하며 그 증가율은 수직평판, 오목한 원호 그리고 불룩한 원호의 순서이다.

4. 결 론

직교윤관좌표계에서 와도-유동함수(vorticity-stream function)형의 Navier-Stokes 방정식을 사용해 반원호 주위유동을 여러 Re 수에 걸쳐 정밀하게 계산하였으며 주요 결과는 다음과 같다.

(1) 불룩한 원호 유동은 아주 낮은 Reynolds수에서부터 ($Re > 5$) 원통주위 유동장과 유사하여 원호끝단의 영향은 상류쪽으로는 원호각으로 10° 이하에만 영향을 미친다.

(2) 오목한 원호 앞부분의 와류는 Re 수가 증가함에 따라 점차 작아져 $Re=40$ 부근에서 비로소 소멸되는데 이때 와류는 오목한 면 전체에서 동시에 없어진다.

(3) 오목한 원호의 경우 뒷면의 박리는 $Re=5$ 부근에서 처음 발생하여 원통의 경우보다는 약간 이르며 그 위치는 Re 수 증가에 따라 점차 앞으로 이동하는데 원호끝단의 영향으로 원통의 경우보다 더 빠른 속도로 이동한다.

(4) 와류길이는 선형적으로 증가하며 그 증가속도는 오목한 원호와 수직평판이 거의 같고 또 불룩

한 원호는 원통과 비슷하나 오목한 원호보다 다소 작은 편이다. 오목한 원호의 경우 $Re > 30$ 에서 와류길이가 선형 이상으로 증가하나 ψ_c 는 계속 선형적으로 증가함이 관찰되었다.

참 고 문 헌

- (1) K. Tamada & T. Miyagi, 1962, "Laminar Viscous Flow Past a Flat Plate Set Normal to the Stream with Special Reference to High Reynolds Numbers", J. Phys. Soc. Japan, Vol. 17, No. 2, pp. 373~390.
- (2) T. Miyagi, 1968, "Numerical Study of Oseen Flow Past a Perpendicular Flat Plate", J. Phys. Soc. Japan, Vol. 24, No. 1, pp. 204~206.
- (3) H. J. Lugt, 1983, "Vortex Flow in Nature and Technology", John Wiley & Sons, p. 71.
- (4) 김문언, 이정오, 1978, "원호를 지나는 2차원의 느린 점성류", Proc. 5th Integrated Symposia of Korean Scientists and Engineers at Home and from Abroad, Seoul, July 10-July 20, Vol. 4, pp. 91~97.
- (5) J. D. Hudson & S. C. R. Dennis, 1985, "The Flow of a Viscous Incompressible Fluid Past a Normal Flat Plate at Low and Intermediate Reynolds Numbers: the Wake", J. Fluid Mech. Vol. 160, pp. 369~383.
- (6) S. C. R. Dennis & G. Z. Chang, 1970, "Numerical Solutions for Steady Flow Past a Circular Cylinder at Reynolds Numbers Up to 100", J. Fluid Mech. Vol. 42, pp. 471~489.
- (7) W. R. Briley, 1971, "A Numerical Study of Laminar Separation Bubbles Using the Navier-Stokes Equations", J. Fluid Mech. Vol. 47, pp. 713~736.
- (8) D. H. Michael & M. E. O'Neill, 1977, "The Separation of Stokes Flows", J. Fluid Mech. Vol. 80, Part 4, pp. 785~794.