

〈논 문〉

천이박리유동의 직접수치모사

Part II : 이차적 불안정성

양경수*

(1996년 1월 19일 접수)

Direct Numerical Simulation of Transitional Separated Flows

Part II : Secondary Instability

Kyung-Soo Yang

Key Words : Instability(불안정성), Transition(천이), Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Bifurcation(분기), Turbulence(난류)

Abstract

Secondary instability in an obstructed channel is investigated using direct numerical simulation. Flow geometry under consideration is a plane channel with two-dimensional thin obstacles mounted symmetrically in the vertical direction and periodically in the streamwise direction. Flow separation occurs at the tip of the sharp obstacles. As a basic flow, we consider an unsteady periodic solution which results from Hopf bifurcation. Depending on the Reynolds number, the basic flow becomes unstable to three-dimensional disturbances, which results in a chaotic flow. Numerical results obtained are consistent with experimental findings currently available.

1. 서 론

층류유동이 난류로 발전할 때 나타나는 혼돈(chaotic)현상은 반드시 3차원 유동이고 이는 bypass에 의한 천이를 제외하고는 기본유동이 3차원 교란에 불안정해짐을 의미한다. 이를 이차적 불안정성(secondary instability)이라 칭하며 유동제어면에서 볼 때 주어진 유동장에서의 이차적 불안정성 특성의 정확한 이해가 매우 중요하다고 할 수 있다. 따라서 1980년대에 들어 이차적 불안정성에 대한 연구가 매우 활발히 수행되었다.⁽¹⁾

Herbert는 평행한 평판사이의 유동이나 평판 위 경계층유동과 같은 비교적 간단한 형상의 유동

에 대해 Floquet 이론에 기초를 둔 이차적 불안정성 해석을 정립하였다.^(1,2) 그는 주 불안정성(primary instability) 후의 2차원 유동을 기본유동으로 하여 3차원 교란의 선형 불안정성해석을 수행하는 방법으로 이차적 불안정성의 특성을 파악하였다. 하지만 이러한 해석방법들은 비선형 유동상태에서는 적용될 수 없으며, 또한 선형 유동 상태라 하더라도 복잡한 유동형상에는 적용키 어렵다는 등의 문제점들이 지적되어 왔다. 이와 같은 해석적 연구와 병행하여 실험적 연구가 진행되었고^(3,4) 또한 3차원 수치모사를 이용한 이차적 불안정성의 연구가 활발히 수행되었다.^(5~7) 이러한 수치해석적 연구는 Herbert 타입의 해석적 연구결과와 검증뿐만 아니라 난류로 발전되는 유동장의 자세한 비정상 3차원 유동정보를 제공하는 등의 중요한 역할을 담당하였다.

* 회원, 인하대학교 기계공학과

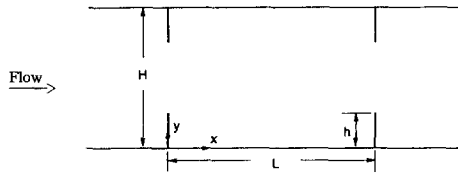


Fig. 1 Physical configuration

본 논문에서는 평행한 두 평판 사이에 상하대칭의 날카로운 2차원 장애물이 주기적으로 부착되어 (Fig. 1) 박리가 수반되는 유동에 대하여, 앞서 발표된 주 불안정성에 관한 논문 (Part I⁽⁸⁾)에 이어서, 직접수치모사를 이용한 이차적 불안정성의 전산해석 결과가 제시된다. 얻어진 결과는 같은 유동 형상에 대한 최근의 실험결과와⁽⁹⁾ 비교되어진다. 본 논문에서 고려되는 유동형상에서의 유동불안정성 및 천이과정 연구의 목표는 다음과 같은 두 가지 점으로 요약될 수 있다. 첫째는 학문적인 측면에서 볼 때, 앞서 발표된 논문에서 언급된 바와 같이, 2차원 평판사이 유동에서의 유동불안정성은 임계 레이놀즈수 이상에서의 bifurcation에 의해 설명되어 왔지만⁽¹⁰⁻¹²⁾ 더 높은 레이놀즈수에서 발생하는 3차원 유동과 그에 따른 혼돈상태로의 발전에 대한 해석적 연구는 저자가 아는 한 전무하다는 점이다. 본 논문에서 고려되는 유동 형상은 2차원 평판사이 유동의 일종으로서 임계 레이놀즈수 이상에서 Hopf bifurcation이 발생하고 더 높은 레이놀즈수에서는 3차원 유동으로 발전하여 혼돈상태가 됨이 실험으로 관찰되었다.⁽⁹⁾ 본 논문에서는 Part I에서 Hopf bifurcation에 대해 검증된 3차원 비정상 Navier-Stokes solver를 사용하여 3차원 유동 발생을 설명할 이차적 불안정성의 존재여부를 밝히고자 함이 주된 연구목표이다. 둘째는 응용적인 측면에서 볼 때 본 논문에서 고려되는 유동형상은 열교환기나 난류증폭기(turbulence enhancer), 또는 와류발생기(eddy generator) 등에서 흔히 발견되는 형상으로서⁽¹³⁾ 고해상도의 수치해석을 통해 이러한 기기들의 성능향상을 도모하기 위한 유동불안정성과 천이과정의 자세한 유동정보를 제공함이 또 다른 목표이다.

2. 수식전개

앞서 발표된 Part I에서와 같이 본 논문에서도 입구와 출구 사이에서의 압력차이(Δp)가 고정되고

대신 유량이 변동하는 유동이다. 사용된 모든 변수들도 Part I에서와 같이 속도스케일로서 수렴된 비정상 주기유동의 평균 bulk velocity (U_m), 길이스케일로서 평판사이의 간격(H)으로 무차원화하였고, 압력차이는 $1/2\rho U_m^2$ 으로 무차원화하였다. 여기서, ρ 는 유체의 밀도이다. 단 그림에서는 독자들의 편의를 위해 차원을 갖는 변수들로 표기하였다.

본 연구에서는 비압축성 유체에 대해 다음과 같은 연속방정식과 3차원 비정상 Navier-Stokes 방정식이 사용되었다.

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

여기서, u_i 는 흐름방향(streamwise, x 혹은 x_1), 수직방향(normal, y 혹은 x_2), 횡방향(spanwise, z 혹은 x_3)의 속도성분이 각각 u , v , w (혹은 u_1 , u_2 , u_3)인 속도벡터이고, p 는 압력, Re 는 레이놀즈 수이며 ν 를 kinematic viscosity라 할 때 $U_m H / \nu$ 로 정의된다.

3. 수치해석법

본 연구에서 사용된 코드는 유한체적법을 적용하여 작성되었고, 사용된 격자는 비균일 엇갈림 직교 격자(nonuniform staggered cartesian grid)로서 주어졌던 형상에 대해서 가장 적합한 격자라고 할 수 있다. 시간에 따른 수치해결 구하기 위해서 fractional step method가⁽¹⁴⁾ 사용되었다. 모멘텀 방정식의 시간에 따른 적분은 복합적인 형태로서, 대류항(convective terms)은 3차 정확도의 Runge-Kutta 방법으로 explicit하게 적분하였고, 점성항(viscous terms)들은 Crank-Nicolson 방법으로 implicit하게 적분이 수행되었다.

공간에서의 차분법은 적어도 2차의 정확도를 갖으며, 연속방정식조건(divergence free)을 적용하여 부수적으로 얻어지는 Poisson 방정식은 다격자법(multigrid method)을 적용하여 해를 구하였다. 자세한 수치해석 알고리즘은 앞서 발표된 논문에서 자세히 기술되었다.^(8,15)

4. 경계조건 및 유동파라미터

모든 고체면에서는 no-slip 조건이 적용되었고 x

와 z 방향으로는 주기조건이 사용되었다. 따라서 본 연구에서 고려되는 유동형상은 횡방향으로는 무한히 길고 x 방향으로는 날카로운 장애물이 주기적으로 아래 위 평판에 부착된 경우에 해당된다. 본 논문에서는 Roberts의 실험에서와⁽⁹⁾ 같은 유동형상을 선택하였다. 즉 $h/H=0.25$, $L/H=1.456$ 이다. (Fig. 1)

5. 결과 및 토론

앞서 발표된 Part I에서 기술된 바와 같이, 정지된 유동장의 입구와 출구 사이에 일정한 압력차를 갑자기 적용시키면 유동이 발생하기 시작하고 상하 대칭인 형상 때문에 대칭해에 먼저 접근하게 된다. Roberts의 실험에⁽⁹⁾ 의하면 레이놀즈수가 약 100보다 작으면 이 대칭해는 안정되어 그 상태를 계속 유지하고, 100보다 크면 비정상이지만 주기적인 해로의 Hopf bifurcation이 일어남이 보고되었다. 이것을 주 불안정성이라고 칭하고 유동은 2차원 상태이다.

5.1 이차적 불안정성

앞서 Part I에서 기술된 주 불안정성에 의한 비정상 주기유동은 비교적 낮은 레이놀즈수에서는 안정된 상태를 유지하지만, 높은 레이놀즈수에서는 3차원 교란에 불안정하게 되어 3차원 유동이 되며, 궁극적으로는 혼돈상태에 이르게 된다.⁽⁹⁾ Roberts는 그의 실험에서 약 $Re=160$ 이상에서 이러한 3차원 유동현상이 관찰됨을 보고하였고 이는 이차적 불안정성에 기인된다고 주장하였다.⁽⁹⁾ 단순한 평판 사이의 유동이나⁽¹⁶⁾ 평판 위 경계층 유동에서의^(1,6,7) 이차적 불안정성에 대해서는 실험적,^(3,4) 해석적,⁽¹⁾ 전산해석적으로^(6,7,16) 비교적 많은 연구가 수행되었고 그에 대한 이론은 잘 정립되었으나, 본 논문에서 고려되는 유동과 같은 복잡한 형상에서의 이차적 불안정성에 관한 연구는 저자가 아는 한 전무한 실정이다. 따라서 실험에서 관찰된 혼돈상태가 기본유동의 이차적 불안정성에 기인된 것임을 확인하는 것이 본 논문의 주요 목표 중의 하나이다. 여기서, 기본유동은 Part I에서 언급된 주 불안정성에 의한 비정상 주기해이다. 비정상 2차원 유동인 기본유동이 3차원 교란에 불안정하게 되는지 확인하고, 그럴 경우 어느 3차원 모드(mode)가 지배적이 되는지를 관찰해 보고자 한다.

5.2 연구방법

주어진 레이놀즈수에서의 이차적 불안정성을 관찰하기 위하여 우선 앞절에서 설명된 주 불안정성에 의한 완전히 수렴된 2차원 비정상 주기해를 먼저 구한다. 이차적 불안정성 해석을 위한 기본유동을 얻기 위하여, 이 2차원 비정상 주기해를 횡방향으로 확장시킨다. 이렇게 얻어진 유동장에 아주 작은(적어도 U_m 보다 5 order 정도 작은) 크기의 white random noise를 더한 것을 초기 유동조건으로 하여 Navier-Stokes 방정식과 연속방정식을 동시에 만족하는 시간에 따른 수치해를 구한다. 이차적 불안정성의 척도로서 다음과 같은 양을 한 $x-y$ 평면에서 정의한다.

$$W_{ci} = \frac{1}{LH} \int_0^H \int_0^L |w(x, y, z^*)| dx dy \quad (3)$$

여기서, z^* 는 임의의 z 좌표로서 본 논문에서는 편 의상 계산영역의 중앙수직 평면에서 식 (3)의 적분을 수행하였다. 이차적 불안정성이 일어난다면 당연히 W_{ci} 은 증가하게 되고, 물리적으로는 이 평면을 통과하는 절대유량이 증가함을 의미한다. 따라서 시간에 따르는 W_{ci} 의 변화를 관찰함으로써 이차적 불안정성의 존재여부를 판정하게 된다. 계산 초기에는 주 불안정성의 경우에서와 같이 가장 불안정한(혹은 가장 덜 안정된) 모드가 구축(establish)되기 위한 초기전이(transient) 시간구간을 지난 뒤, 가장 불안정한(혹은 가장 덜 안정된) 모드가 지배적으로(dominantly) 성장(혹은 가장 완만하게 감소)하게 된다.

이러한 수치해석적 방법은 두 평판 사이의 유동이나 평판 위 경계층유동에서의 이차적 불안정성의 전산해석적 연구에서^(6,7) 사용되었던 방법과 유사하지만 가장 근본적으로 다른 점은 본 연구에서의 기본유동은 비정상 유동이고 따라서 시간변수(t)에 대해 normal mode 개념을 적용할 수 없다는 점이다.^(2,17) 한편 z 방향은 균질(homogeneous)하므로 종래의 경우와 같이 normal mode 개념의 적용이 가능하다.

5.3 Test Cases

본 논문에서는 $Re=130$ (Case 1), $Re=269$ (Case 2), $Re=375$ (Case 3)의 세 가지 경우에 대한 이차적 불안정성의 연구가 수행되었다. Roberts의 실험을 근거로(참고문헌 (9)의 Fig. 15) 계산영역의

횡방향크기를 H 와 같이 잡았다. Roberts의 Fig. 15에 의하면 그와 같은 spanwise 크기에 가장 불안정한 모드의 횡방향 파동길이(spanwise wavelength)가 적어도 한 개 이상 포함될 수 있음을 추정할 수 있다. 세 경우 모두, 비정상적으로 완전히 수렴된 주 불안정성유동을 먼저 계산하였다. Case 1의 경우는 $t=0$ 에서 $\Delta p = -1.45$ 의 압력차를 갑자기 적용시켰으며, 다른 경우에는 그 보다 바로 작은 Re 의 비정상 주기해를 초기조건으로 사용하였다. Fig. 2는 각 경우의 주 불안정성 유동의 수렴 과정을 Part I에서 정의된 V_{cl} 을 통해 보여준다.

$$V_{cl} = \frac{1}{LW} \int_0^W \int_0^L |v(x, 0.5, z)| dx dz \quad (4)$$

여기서, W 는 횡방향으로의 계산영역의 크기를 나타낸다. 대칭유동의 경우에는 당연히 $V_{cl}=0$ 이고 유동의 대칭성이 상실됨에 따라 V_{cl} 은 증가하게 되며, 물리적으로는 중앙 평면을 통과하는 절대유량이 증가함을 의미한다.

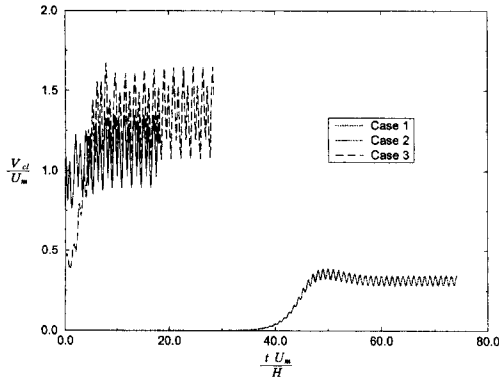


Fig. 2 Primary instabilities of the test cases

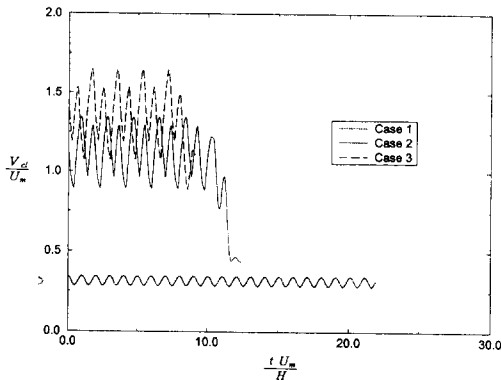


Fig. 3 Time histories of V_{cl} of the test cases

레이놀즈수가 증가함에 따라 V_{cl} 의 평균값과 진폭이 모두 증가됨을 알 수 있다. 각 경우에 대한 주 불안정성 유동을 계산한 후, 앞서 5.2절에서 언급한 방법으로 이차적 불안정성 계산을 위한 초기 조건을 마련하고, 무차원 변수 $t=0$ 에서 3차원 계산이 시작된다.

Fig. 3은 3차원 계산이 시작된 후 각 경우에 대한 V_{cl} 의 시간에 따른 변화를, 그리고 Fig. 4는 W_{cl} 의 시간에 따른 변화를 linear-log 스케일로 보여준다. Case 1의 경우는 W_{cl} 이 시간에 따라 계속 감소하고 따라서 이 경우 기본유동이 3차원 교란에 대해 안정됨을 알 수 있다. 한편 Case 2와 3의 경우에는 W_{cl} 이 초기전이 시간이 지난 후, 급속히 증가하고 따라서 이 경우들에서는 기본유동이 3차원 교란에 불안정해지는, 즉 이차적 불안정성이 존재함을 알 수 있다. 따라서 이차적 불안정성의 임계 레이놀즈수는 적어도 $Re=130$ 과 269 사이에 있음을 알 수 있고 이는 Roberts의 실험적 관찰과 일치되는 결과이다. 또한 레이놀즈수가 높은 Case 3의 경우 Case 2보다 더욱 급격한 W_{cl} 의 성장을 보여주며, 불안정성이 관찰되는 시점 또한 Case 2의 경우보다 빠르다. 이차적 불안정성에 의해 3차원 유동(W_{cl})이 U_m 에 비하여 무시할 수 없을 정도로 커지면 비선형성이 증대되어 기본유동의 시간주기성이 상실됨을 Fig. 3의 Case 2와 3으로부터 알 수 있다. 하지만 Case 1의 경우에는 3차원 교란에 안정되므로 기본유동은 주기성을 계속 유지한다.

앞서 5.2절에서 언급된 바와 같이 본 논문에서 고려하는 기본유동이 비정상 유동이므로 t 에 대하여 exponential 거동을 가정하는 normal mode 개념을 적용할 수 없다. 하지만 Fig. 4를 볼 때 각

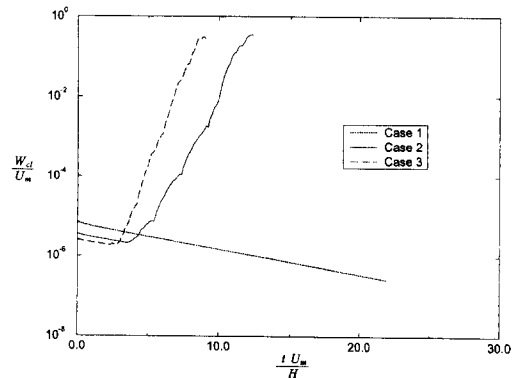


Fig. 4 Secondary instabilities of the test cases

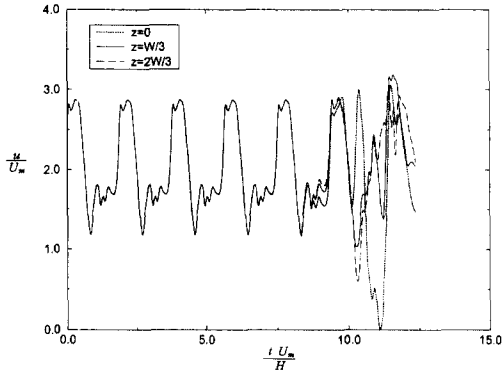


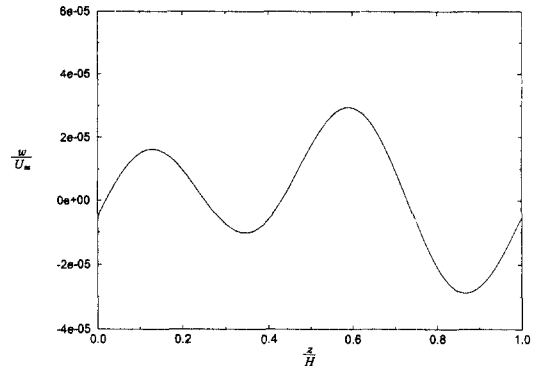
Fig. 5 Time histories of u at three spanwise locations

경우 모두 전체적으로는 exponential 거동(성장 혹은 감소)을 유지하고 있고, 또한 이차적 불안정성이 존재하는 경우(Case 2와 3)에는 성장패턴이 비교적 주기적임을 알 수 있다. 예를들어 Case 2의 경우 $t=5.5$ 에서 $t=7.3$ 까지의 W_α 의 성장패턴이 $t=7.3$ 에서 $t=9.1$ 까지의 성장패턴과 매우 비슷하며 이는 기본유동의 주기와 일치한다. (Fig. 3의 Case 2) 이와 같은 사실은 기본유동이 비정상 주기유동일 때의 이차적 불안정성의 해석적 연구를 위한 하나의 중요한 단서를 제공한다. 또한 $t=10$ 까지는 선형적 거동을 보이다가 그 후에는 비선형성이 증대되어 선형적 거동을 벗어나게 되는데 Fig. 3의 Case 2를 보면 명확히 알 수 있다. 이와 같은 경향은 Case 3의 경우에도 그대로 적용된다.

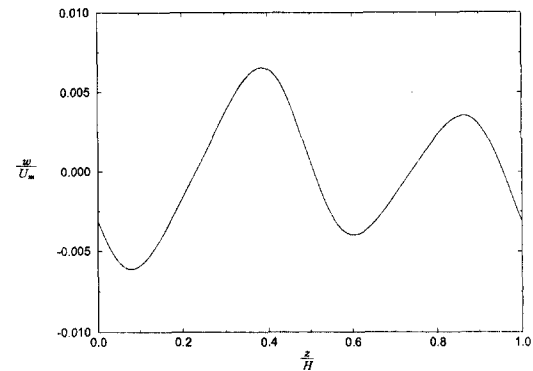
Fig. 5는 Case 2의 경우 중앙평면 위 장애물 정중간($x=0.728, y=0.5$)에서 횡방향으로 등간격으로 각각 $W/3$ 만큼 떨어진 세 개 지점에서의 시간에 따른 u 값을 나타내는 그림이다. 3차원 계산이 시작된 후 약 $t=8.5$ 까지는 이차적 불안정성에 의한 3차원 유동의 크기가 기본유동에 비하여 그다지 크지 않다 전체적 유동은 2차원적이어서 세 개의 곡선이 일치된다. 하지만 $t=8.5$ 이후에는 3차원유동의 크기가 무시할 수 없을 정도로 커져서 전체적 유동이 3차원적이 되고 이차적 불안정성의 비선형성이 증대됨에 따라 3곡선이 크기 및 phase의 면에서 일치되지 않게된다.

5.4 지배적인 3차원 모드

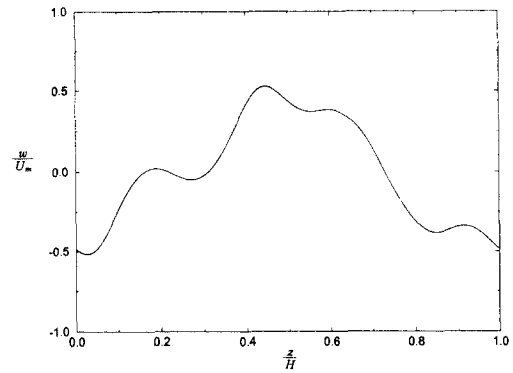
이차적 불안정성에서 가장 지배적인 3차원 모드를 살펴보기 위해서 Case 2의 경우 세 개의 다른 시각에서($t=5.8, 8.5, 12.6$) 장애물 정중간($x=$



(a) $t=5.8$



(b) $t=8.5$



(c) $t=12.6$

Fig. 6 Profile of w in z

0.728, $y=0.5$)에서 횡방향으로의 w 의 속도분포를 Fig. 6(a), (b), (c)에 각각 나타내었다. 지배적인 횡방향 파동수(k_z)의 정확한 정량적 산출을 위해서 Fig. 6(b), (c)의 각 속도분포를 Fourier 변환하여 각 모드의 에너지($|\hat{w}|^2$, 여기서 $|\hat{w}|$ 은 Fourier 계수)를 Fig. 7에 나타내었다. 지배적인 모드를 명확히 보이기 위하여 에너지가 10^{-3} 보다 작은 모드

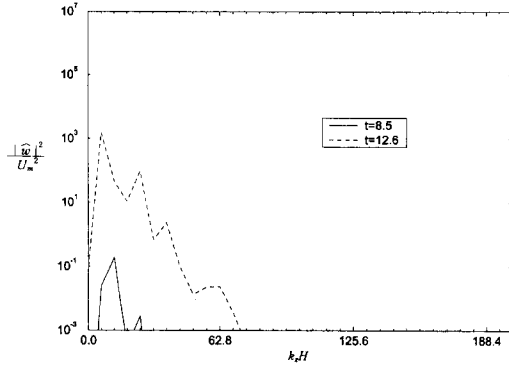


Fig. 7 Energy of spanwise Fourier modes

는 나타내지 않았다. 이차적 불안정성의 선형단계에서는 ($t=8.5$) $k_z=12.56$ 의 모드와 그 harmonic이 지배적이고, 에너지 크기에서의 심한 격차 때문에 Fig. 7에는 나타내지 않았지만 $t=5.8$ 의 초기 선형단계에서도 같은 파동수의 모드가 선택됨이 관찰되었다. 또한 W 를 $4H$ 까지 증가시켰으나 역시 같은 파동수의 모드가 지배적임이 확인되었다. $k_z=6.28$ 의 모드도 상당한 에너지를 갖고 있는데 이는 자연천이(natural transition)과정의 선형단계에서는 단일파동(single wave)이 아닌 다수의 파동(multiple waves)들이 불안정해진다는 종래의 연구결과⁽⁷⁾와 일치된다. 비선형단계(Fig. 6(c))에서는 모드간의 비선형적 에너지 이송때문에 모드간 에너지 분포에 상당한 변화를 보여주며, 결과적으로는 물리적공간(physical space)에서 다양한 횡방향모드가 혼재하는 경향을 보여준다. 이는 층류유동이 난류로 천이되는 과정에서 scale이 점점 세분화되는 일반적인 경향과 일치되는 결과이다.

5.5 유동가시화

Roberts의 실험에 의한 유동가시화(참고문헌(9)의 Fig. 15)와의 정성적인 비교를 위해서 이차적 불안정성의 비선형구간에 속하는 $t=12.6$ 에서의 Case 2의 3차원 유동장의 유선(streamline)들을 Fig. 8에 표시하였다. 유선들은 $x=0.728, y=0.6$ 에서 횡방향으로 균일하게 분포된 출발점들로부터 계산되었고 Fig. 8은 유동장의 위쪽에서 내려다본 그림이다. 유동장을 z 방향으로 가로지르는 선들은 위 아래 평면에 부착된 장애물을 나타낸다. 유선들이 장애물쪽으로 접근함에 따라 방향이 z 방향으로 급격히 전환되는, 즉 w 가 큰 구역이 보이는데,

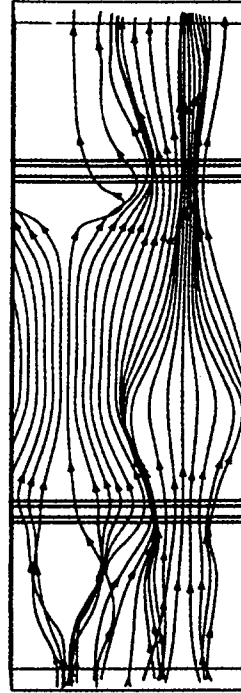


Fig. 8 Streamlines, Re=269

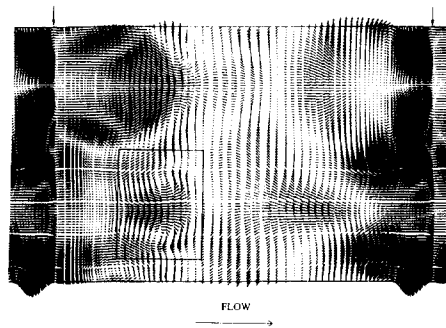


Fig. 9 Velocity vector plot at $y=0.25, Re=269$

Roberts의 실험적 가시화가 $Re=300$ 에서의 streamline이긴 하지만 장애물근처에서 비슷한 양상이 관찰됨은 매우 흥미롭다. (참고문헌(9)의 Fig. 15 오른쪽 윗부분) 또한 Roberts의 가시화에서도 본 논문의 계산결과와 비슷한 지배적인 횡방향 파동길이론 보여준다.

Fig. 9는 Case 2의 $y=0.25$ 에서의 속도 vector 그림이다. 여기서는 시각적인 명확성을 위해 v 를 제외한 u, w 만으로 속도 vector를 표시하였다. 또한 유동장 밖의 화살표로 표시된 곳들이 장애물이 있는 위치들을 나타낸다. 장애물 사이의 중간부

분에서(사각형으로 표시된 부분) 서로 반대방향으로 회전하는 한쌍의 와동을 볼 수 있고, Roberts의 실험에서도 비슷한 와동 현상이 발견되었다. (참고문헌 (9)의 Fig. 15 왼쪽 아랫부분)

5.6 파라미터의 의존도

주 불안정성의 계산에서와 같이 각 Case별로 성장율과 주파수에서의 차이가 1% 이내가 될 때까지 격자를 세분화하였다.

96×96×96의 격자계를 사용하는 경우, 한 시간단계 당 약 25초의 CRAY Y-MP/C90 CPU 시간이 소요되었다. 또한 3차원계산의 시작으로부터 이차적 불안정성의 비선형적 거동이 나타날 때까지 약 5000 시간단계 이상이 소요되어 한 case당 약 35시간의 적지 않은 CRAY CPU 시간이 필요하다. 따라서 파라미터적 연구(parametric study)는 현실적으로 어렵고 본 논문에서는 대표적인 세 개의 Re 경우를 집중적으로 연구하였다.

본 논문에서는 subharmonic 형태의 이차적 불안정성은 고려되지 않았다. 두 평행한 평판사이의 유동이나 평판의 경계층유동에서⁽⁶⁾ 나타날 수 있는 subharmonic 이차적 불안정성이 본 논문이 다루고 있는 박리를 수반하는 복잡한 유동에서도 나타날 수 있는지는 확인되지 않았다. 이런 연구를 수행하기 위해서는 주 유동방향(x)의 계산영역을 두배로 늘려야하고 이는 과도한 계산시간이 소요되므로 현실적으로 매우 어렵다.

6. 요약

본 논문에서는 박리를 수반하는 복잡한 유동의 이차적 불안정성에 대해 직접수치모사를 이용한 전산해석적 연구를 수행하였다. 고려된 유동형상은 평행한 두 평판에 날카로운 장애물이 상하로 내침적이고 유동방향으로는 주기적으로 평판에 부착된 상우로서, 유동의 박리는 날카로운 장애물의 끝에 시 일어난다.

본 논문에서 고려한 박리를 수반하는 복잡한 유동에도 비정상 기본해의 이차적 불안정성이 존재함이 확인되었다. 주 불안정성후에 발생하는 이차적 불안정성은 3차원적 현상으로 높은 레이놀즈수에서 Hopf bifurcation에 의한 비정상 주기해가 3차원 교란에 불안정해지는 현상이다. 이차적 불안정성은 Roberts의 실험에서도 관찰되었으며 임계 레이놀

즈수의 범위, 유동가시화 등 본 논문의 계산결과가 Roberts의 실험결과와 일관성있게 일치되었다. 따라서 본 논문의 계산결과는 비정상 기본유동의 이차적 불안정성의 해석적 이론정립에 검증자료로 사용될 수 있으며, 본 연구를 위해 제작된 컴퓨터코드는 해석적 이론의 검증을 위한 유용한 수단(tool)으로 이용될 수 있다.

후 기

본 연구는 1994년도 한국학술진흥재단 공모과제(신진교수) 연구비 지원에 의하여 수행되었으며, 이에 관계자분들께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Herbert, Th., 1988, "Secondary Instability of Boundary Layers," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, pp. 487~526
- (2) Herbert, Th., 1983, "Subharmonic Three-Dimensional Disturbances in Unstable Plane Shear Flows," *AIAA Paper No. 83-1759*.
- (3) Saric, W. S., Kozlov, V. V. and Levchenko, V. Y., 1984, "Forced and Unforced Subharmonic Resonance in Boundary-Layer Transition," *AIAA Paper No. 84-0007*
- (4) Williams, D. R., Fasel, H. and Hama, F. R., 1984, "Experimental Determination of the Three-Dimensional Vorticity Field in the Boundary-Layer Transition Process," *J. Fluid Mech.*, Vol. 149, pp. 179~203.
- (5) Orszag, S. A. and Kells, L. C., 1980, "The Transition to Turbulence in Plane Poiseuille Flow and Plane Couette Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 96, p. 159.
- (6) Spalart, P. R. and Yang, K. S., 1987, "Numerical Study of Ribbon-Induced Transition in Blasius Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 178, pp. 345~365.
- (7) Yang, K.-S., Spalart, P. R. and Ferziger, J. H., 1992, "Numerical Studies of Natural Transition in a Decelerating Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 240, pp. 433~468.
- (8) 양경수, 1996, "천이박리유동의 직접수치모사,

- Part I: 주 불안정성,” 대한기계학회논문집, 제 20권, 제9호.
- (9) Roberts, E. P. L., 1994, “A Numerical and Experimental Study of Transition Processes in an Obstructed Channel Flow,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 260, pp. 185~209.
- (10) Sobey, I. J. and Drazin, P. G., 1986, “Bifurcations of Two-Dimensional Channel Flows,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 171, pp. 263~287.
- (11) Fortin, A., Fortin, M. and Gervais J. J., 1987, “A Numerical Simulation of the Transition to Turbulence in a Two-Dimensional Flow,” *J. Comp. Physics*, Vol. 70, pp. 295~310.
- (12) Fearn, R. M., Mullin, T. and Cliffe, K. A., 1990, “Nonlinear Flow Phenomena in a Symmetric Sudden Expansion,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 211, pp. 595~608.
- (13) Parker, S. P., 1993, *McGraw-Hill Encyclopedia of Engineering*, McGraw-Hill, Inc.
- (14) Kim, J. and Moin, P., 1985, “Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations,” *J. Comp. Physics*, Vol. 59, pp. 308~323.
- (15) 양경수, 1994, “높은 레이놀즈수에서의 난류 장애물유동의 Large-Eddy Simulation,” 대한기계학회논문집, 제18권, 제7호, pp. 1999~2010.
- (16) Orszag, S. A. and Patera, A. T., 1983, “Secondary Instability of Wall-Bounded Shear Flows,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 128, pp. 347~385.
- (17) Drazin, P. G. and Reid, W. H., 1981, *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press.