

에어포일 이산소음 특성에 관한 연구

A Study on Discrete Frequency Noise from a Symmetrical Airfoil in a Uniform Flow

김휘중*·이승배***·Fujisawa***
H.-J. KIM, S. LEE, N. FUJISAWA

Key Words : discrete frequency noise(이산주파수 소음), large-eddy simulation(대와류모사법), deductive dynamic subgrid scale(추론적 동소격자)

ABSTRACT

The flow field around a symmetrical airfoil in a uniform flow under the generation of noise was studied by experiments and numerical simulation. The experiments are conducted by visualizing the surface flow over the airfoil with a shear-sensitive liquid-crystal coating and by measuring the instantaneous velocity field around the trailing edge of the airfoil. The results indicate that the discrete frequency noise is generated when the separated laminar flow reattaches near the trailing edge of the pressure side and the turbulent boundary layer is formed over the suction side of the airfoil near the trailing edge. The periodic behavior of vortex formation was observed around the trailing edge and it persists further downstream in the wake. The frequency of the vortex formation in the wake was consistent with that of the discrete frequency noise.

기호설명

- C : chord length, Smagorinsky constant
- D : domain of the fluid
- f : frequency
- G : Gaussian filter function
- L : resolved turbulent stress
- Re : Reynolds number ($=U_0C/\nu$)
- r : test-filter per grid-filter(Δ_r/Δ_g)
- $\bar{\sigma}$: viscous part of the stress tensor
- S_{ij} : resolved scale strain rate tensor
- SPL : sound pressure level
- St : Strouhal number ($=fC/U_0$)
- U_0 : free-stream velocity
- U, V : streamwise and normal velocity components
- x, y : streamwise and normal coordinates measured from airfoil axis
- X : chordwise distance measured from airfoil axis
- T : stress tensor
- α : angle of attack
- Δ : width or characteristic length scale of filter
- Φ : flow coefficient
- η : Kolmogorov scale
- ν : kinematic viscosity ($=\mu/\rho$)
- ν_T : subgrid-scale eddy viscosity
- ρ : density
- τ_{kl} : subgrid-scale stress tensor
- ζ : vorticity

1. 서론

익형(airfoil)유동에서 발생하는 공력소음(aerodynamic noise) 연구는 고성능 유체기계 설계에 중요한 연구과제이다. 자유유동에서 익형은 비교적 낮은 레이놀즈수(Reynolds number)에서 이산주파수(discrete frequency) 소음을 작은 영각(angle of attack)일 때 발생하게 된다.⁽¹⁾ Tam⁽²⁾에 의해 연구된 소음발생 메커니즘은 경계층, 와류(wake flow) 및 피드백 음향과 구조에서 비정상 섭동으로 구성된 자기여기(self-excited)에 의한 피드백 루프(feed-back loop)로부터 발생된다고 제시했으나 실험적으로 확인할 수는 없었다. 그러므로 최근 연구들은 익형 주변의 유동측정 및 가시화에 의해 소음발생 메커니즘의 물리적인 측면을 조사해 왔다.⁽³⁻⁶⁾ 그러나 익형의 경계층내의 벽면 근처 유동구조의 복잡함으로 인해 소음발생 원인을 규명하지 못했다.

본 연구는 균일유동(uniform flow)에서 대형 익형에서의 유동에서 발생하는 이산주파수 소음을 실험 및 수치적인 분석하였다. 실험은 PIV (particle image velocimetry)에 의한 순간 유동장을 측정하고 liquid crystal coating을 이용한 표면 유동 가시화에 의해 익형 후단 근처의 유동형태를 측정하였다. 또한 계산적인 연구에서는 대와류모사법(large-eddy simulations)을 이용하여 익형 주변의 유동구조 및 익형 후단에서의 유동구조과 비교하였다.

* 인하대학교 기계과 대학원
E-mail : khjhis@hanmir.com
Tel : (032) 860-8925, Fax : (032) 868-1716

** 인하대학교 기계과(정회원)

*** Niigata 대학교 기계과

2. 실험장치 및 방법

2.1 실험장치

본 실험은 무향실의 배경소음이 유동이 없을 때 20dB 이하이고 자유유동속도가 30m/s 일 때 50dB 이하인 무향풍동(anechoic wind tunnel)에서 실험이 수행되었다. 풍동 시험부의 속도분포는 자유유동의 $\pm 1\%$ 의 정확도를 가지며 자유유동의 난류강도는 입구속도의 1% 이하를 갖는다.⁽⁶⁾

시험부는 길이방향이며 500mm 길이에 190mm×190mm의 단면을 갖는다. 실험에 사용된 익형은 대칭형 NACA0018 익형의 이차원 모델으로, 시험부 입구에서 250mm 위치에 고정되어 있다. 본 실험에 사용된 익형은 아크릴 소재로 날개코드(C)가 80mm이며 폭은 190mm로 되어있다. 본 실험의 입구 유입속도는 30m/s이며 레이놀즈 수(Re_c)는 1.6×10^5 로 고정되었다.

2.2 측정방법

공력소음의 측정은 Fig.1(a)에서 보듯이 시험부 상부 표면에 마이크로폰을 고정시켜 측정하였으며 출력신호는 A/D 변환기를 통해 취득하였다. 시험부 표면은 실험 모델 및 유동에 의해 발생될 수 있는 소음의 반사를 막기 위해 유리섬유(grass wool)소재로 25mm의 두께로 시험부 내부 벽면에 처리하였다.

익형의 순간적인 표면유동의 민감도를 가진 liquid crystal coating을 통해 전단응력(shear-stress)의 움직임을 가시화하였다. 코팅은 본 실험에서 $6\mu\text{m}$ 두께로 익형 표면에 뿌려졌고, 색깔은 익형 표면에 비해 전단응력의 변화가 뚜렷하게 하였다. Figure 1(b)에서 보듯이, 백색광을 내는 조명은 익형 하류에 위치시키고 상류에는 컬러 CCD 카메라에 의해 관찰되었다. 조명각과 측정각은 각각 20° 와 125° 로 정하고 자유유동 방향으로 측정되었다.

Figure 1(c)에서 보여주는 바와 같이 익형 주변을 PIV로 측정한 순간 유동장은 입자 이미지(particle image) 속도계를 통해서 측정되었다. 유동의 흐름을 시각화하기 위해 풍동 내부에 스톱크 발생기(smoke generator)를 통해 만들어진 스톱크 입자들을 공급해 주어야 하며, 스톱크의 입자 직경은 약 $1\mu\text{m}$ 정도이다. 조도는 두께가 2mm 정도되는 얇은 층을 형성해야 하기 때문에 Nd:YAG 레이저 (50mJ/pulse) 한 쌍에 의해서 실험이 수행되었다. 레이저의 파장은 532nm 이고 펄스율(pulse rate)은 15Hz 이다. 레이저 작동은 펄스 재생기(pulse generator)에 의해서 조절되어지며,

레이저 펄스 사이의 지연시간 간격은 $10\mu\text{s}$ 이다. 관찰은 공간 해상도 1008×1018 인 Monochrome digital CCD camera에 의해서 수행되어진다. 관찰해야 할 목표 이미지의 넓이는 $100\text{mm} \times 100\text{mm}$ 이며, 그에 따른 공간 해상도는 $0.1\text{mm}/\text{pixel}$ 이 된다. 순간 속도 분포는 연속적인 두 이미지 사이에 대한 상관함수(correlation function)를 이용한 그레이 레벨 차이법(Gray level difference method)을 사용하여 분석하였다. Interrogation window와 Search window의 크기는 각각 30×30 픽셀과 44×44 픽셀로 맞추었으며, 그 조합은 적당한 공간 해상도로 오차 벡터들을 최소화하는 것으로 선정하였다. 소픽셀 보간 과정은 속도 측정의 정확성을 향상시키기 위해 함께 수행하였고, 현재 수행된 속도 측정치에 대한 불확실성은 95% 신뢰도에 대해 약 3%이다.

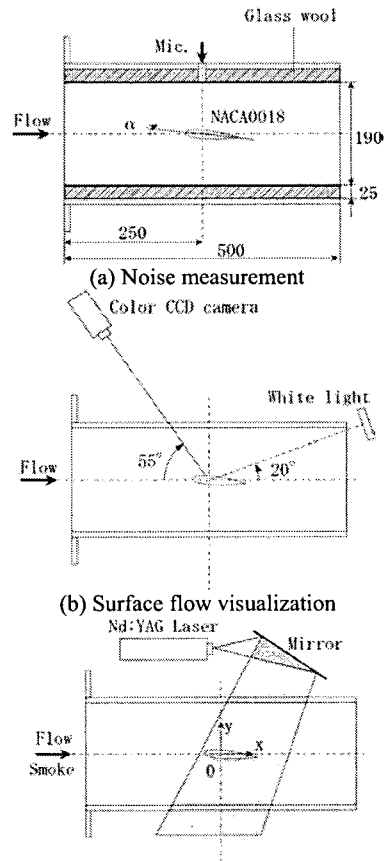


Fig.1 Experimental test section

3. 수치해석 과정

3.1 추론적 동소격자모델(deductive dynamic subgrid-scale model)

대외류모사법은 각 유동변수들을 큰 유동성분과

소격자(subgrid-scale) 혹은 잔여(residual)성분의 합으로 표시한다. 여기서 소격자라는 낱말 중의 '격자'는 큰 에너지를 담고 있는 와동 크기의 상관길이인 L 보다 훨씬 작은 Δ 크기의 길이를 의미한다. 이러한 분리는 다음의 유동변수의 필터링을 통해 이루어진다.

$$\bar{F}(\underline{x}) = \int_D G(\underline{x}-\underline{z}, \Delta_g) F(\underline{z}) d\underline{z} \quad (1)$$

여기서 G 는 필터함수이며, Δ 는 필터의 특성길이를 나타내며, D 는 전체 계산영역을 표시한다. 또한 이 필터함수는 $1 = \int_D G(\underline{x}-\underline{z}, \Delta_g) d\underline{z}$ 을 만족한다.

이러한 필터링은 유동변수 F 의 큰 파수 푸리에(Fourier) 성분의 진폭을 줄이게 되며, 결국 \bar{F} 는 F 의 저파수인 큰 스케일의 부분만 남게 된다.

비직교(non-orthogonal) 격자계를 사용하는 대와류 모사방법을 적용하기 위하여 본 연구에서는 비압축성 유동의 연속방정식과 Navier-Stokes 방정식을 적용하였다.

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i, \quad \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

연속방정식과 Navier-Stokes 방정식에 필터링을 하면,

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial (\bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 \bar{u}_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

이고 $\tau_{ij} = -\rho(\bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j} + \overline{u_j u_i} + u_i' u_j')$ 은 소격자 스케일 응력 텐서로 $-\rho(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$ 이다. 그리고 소격자 응력텐서인 τ_{ij} 은 Leonard, Cross, 그리고 Reynolds 소격자 응력으로 각각 구분된다. Smagorinsky⁽⁷⁾는 최초로 소격자 응력에 대한 모델을 개발한 바 있다. 그의 모델은 응력들이 분자운동에서처럼 구배에 의한 확산과정을 밟는다는 이론이다. 이 이론은 지금까지 가장 많이 사용되는 대수적 에디 점성모델로 τ_{ij} 은 다음과 같다.

$$\tau_{ij} = 2\rho v_T \bar{S}_{ij}, \quad v_T = C \Delta_g^2 |\bar{S}| \quad (4)$$

여기서 v_T 는 소격자 에디 점성계수, C 는 Smagorinsky 상수, \bar{S}_{ij} 는 필터된 변형률 텐서이며

$|\bar{S}|$ 는 $\sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ 이다.

식(3)에서 이중필터를 적용하면 다음과 같이 된다.

$$\rho \frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial t} + \rho \bar{\bar{u}}_j \frac{\partial (\bar{\bar{u}}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{\bar{p}}}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 \bar{\bar{u}}_i + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (5)$$

현 모델의 주요한 특징은 이중필터를 적용시 격자필터와 테스트 필터를 동시에 가우시안 필터로 적용한 것이다. SGS 응력에 테스트 필터를 적용하면 식 (6)과 같이 나타난다.

$$T_{ij} = -\rho(\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\bar{u}}_i \bar{\bar{u}}_j) \quad (6)$$

테스트 필터와 격자 필터를 합성하여 대수적 에디점성모델, T_{ij} ,를 쓰면 다음과 같다.

$$T_{ij} = 2\rho C \Delta_g^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (7)$$

3 차원에서의 가우시안 필터는 다음과 같다.

$$G(\underline{x}-\underline{z}, \Delta) = \left(\sqrt{\frac{6}{\pi \Delta^2}}\right)^3 e^{-(6(\underline{x}-\underline{z})^2/\Delta^2)} \quad (8)$$

격자 필터에서의 가우시안 필터를 적용한 Taylor 전개는 식(9)와 같다.

$$\bar{F}(\underline{x}) = \left[1 + \frac{\Delta_g^2 \nabla^2}{24} + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta_g^2 \nabla^2}{24} \right)^2 + \dots \right] F(\underline{x}) \quad (9)$$

분해된 난류응력텐서, L_{ij} ,은 다음과 같이 정의된다.

$$L_{ij} = T_{ij} - \bar{\tau}_{ij} = \rho(\overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\bar{u}}_i \bar{\bar{u}}_j) \quad (10)$$

여기서 L_{ij} 는 테스트 스케일과 격자 스케일 사이에서 상호작용하는 운동(motion)과 관련된 응력텐서의 성분들로 분리된다. 또한 M_{ij} 는 다음과 같이 나타난다.

$$M_{ij} = \rho \left(\Delta_{gt}^2 \overline{|\bar{S}| \bar{S}_{ij}} - \overline{\Delta_g^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}} \right) \quad (11)$$

뚜렷한 가우시안(Gaussian) 이중필터의 성질은 $GT=TG$ 와 같은 교환법칙이 성립되고 격자필터와 테스트 필터로 Δ_g 과 Δ_t 로 다음과 같은 표현된다.⁽⁸⁾

$$\Delta_{gt}^2 = \Delta_g^2 + \Delta_t^2 = \Delta_g^2 (r^2 + 1) \quad (12)$$

Lilly⁽⁹⁾는 상수 C 의 에러를 Germano⁽¹⁰⁾의 동적 진행방법에서 least-square 접근을 통해 최소화하는 방법을 식 (13)과 같은 방법을 제안했다.

$$C(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \quad (13)$$

테스트 필터를 Taylor 전개를 통해 L_{ij} , M_{ij} 를 전개하면 다음과 같다.

$$L_{ij} = \frac{\Delta_t^2}{12} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x} - \frac{\Delta_t^4}{24^2} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{u}_j}{\partial x^2} + \dots \quad (14)$$

$$M_{ij} = (\Delta_{gt}^2 - \Delta_g^2) \overline{|\bar{S}| \bar{S}_{ij}} + \frac{\Delta_t^2 (\Delta_{gt}^2 - \Delta_g^2)}{24} \left(\overline{|\bar{S}| \frac{\partial^2 \bar{S}_{ij}}{\partial x^2}} + \bar{S}_{ij} \frac{\partial^2 \overline{|\bar{S}|}}{\partial x^2} \right) + \Delta_{gt}^2 \left(\frac{\Delta_t^2}{24} \right)^2 \frac{\partial^2 \overline{|\bar{S}|}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \bar{S}_{ij}}{\partial x^2} - \frac{\Delta_g^2 \Delta_t^2}{12} \frac{\partial \overline{|\bar{S}|}}{\partial x} \frac{\partial \bar{S}_{ij}}{\partial x} + \dots \quad (15)$$

본 연구에서 적용된 소격자 스케일 모델은 완전 발달된 파이프 유동에 대해 추론적으로 얻어 Brun⁽¹¹⁾ 등에 의해 적용된 바 있다. 이 방법은 동적 상수를 구하기 위해 순간적인 시간에서의 이중 필터 및 계산을 위해 평균할 균질방향도 필요치 않다.

동적 Smagorinsky 상수를 이용한 난류에디점성(turbulent eddy viscosity)값은 다음과 같다.

$$v_{\tau} = C\bar{\Delta}^2 \left| \bar{S} \right| \quad (16)$$

동적 Smagorinsky 상수, C,는 식 (14)~(16)을 이용하여 추론적으로 얻어 식 (4)에 적용하게 된다.

동적 소격자 스케일(dynamic subgrid-scale) 모델은 Smagorinsky 모델의 상수를 고정시키지 않고, 수치계산이 진행함에 따라 이중필터를 사용하여 모델계수값을 변화시키는 방법으로 Germano 등⁽¹²⁾에 의해 제안되었다. Jordan 등⁽¹³⁾은 Germano 등의 Smagorinsky 계수를 비직교 일반좌표계에서 구하는 방법으로 확장하여 실린더 후류유동을 계산한 바 있다. 이러한 동소격자 스케일 모델은 벽면 근처에서의 점근적 분포나 층류 유동 계산에서의 인공적 감쇄와 간헐도를 사용할 필요가 없게 되나, 매 계산단계마다 이중 필터링으로 인한 연산시간이 증가하게 된다. 또한 Shao 등⁽¹⁴⁾에 의해 주장된 바와 같이 삼차원 방향 모두를 따라 평균유동의 구배가 존재하는 경우 동적 소격자모델은 수치적 오차를 발생할 수 있음이 예상된다.

3.2 수치해석과 경계조건

본 수치해석 코드에서는 연속방정식을 밀도에 대한 계산방정식으로 변환하는 DEFCON (Density Equation Formulation of Continuity Equation)이라는 방법을 이용하였다. 또한 Navier-Stokes 방정식은 일치(collocated)된 정렬격자 시스템에 대한 유한체적법(Finite Volume Method)을 사용하여 적분하였다.

본 방법의 가장 큰 장점은 국부적으로 그리고 전체적으로 질량과 물리량의 유속(flux)을 내재적으로 만족시킨다는 것이다. 수치적 적분은 상태변수들에 대한 적분 형태를 가정하여 시작하게 된다. 본 연구에서는 안정성과 이차 정확도를 갖는 CONDIF 법을 사용하였다.⁽¹⁵⁾ 시간에 대한 적분방법으로는 세 방향(x, y, z)으로 나누어 대수 방정식을 계산하는 ADI(Alternating Direction Implicit)방법을 적용하였으며, 이 방법은 선형적 의미에서는 무조건적 안정성을 나타낸다. 그러나 인수분해시 발생하는 삼차의 항을 무시하게 되므로 시간간격이 커지면 시간적분이 부정확해지는 단점이 있다. 본 계산에서 사용된 자세한 방법의 적용은 Lee 등⁽¹⁶⁾에 의해 제시되어 있다.

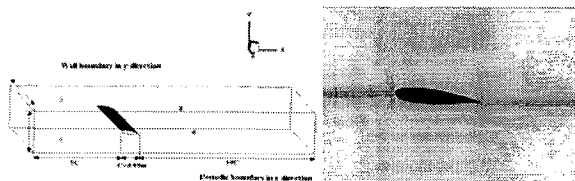


Fig.2 Boundary conditions and grid system for NACA0018

본 연구에서 사용된 NACA0018의 유동장은 x, y, z 방향으로 355×151×3의 H형 격자를 사용하였고

입구경계의 상류부와 출구경계의 후류부는 각각 코드길이의 5C와 10C로 구성되어있고 격자와 경계조건은 Fig.2에 나타나 있다.

4. 결과 및 토론

4.1 공력소음의 특성

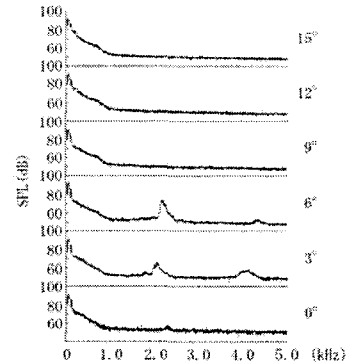


Fig.3 Sound spectrum of NACA0018

공력소음의 스펙트럼은 Fig.3과 같이 영각(α)을 다양하게 0°~15°로 변화시키면서 측정되었다. 소음스펙트럼은 자유유동 방향에서 영각이 3°에서 6° 사이에서는 첫번째 피크(primary peak)가 2.2 kHz에서 두번째 피크는 4.4kHz에서 발생된다. 첫번째 피크 주파수는 스트로울수($St=2f\delta/U_0$)가 0.16이며 이 스트로울수는 Paterson⁽¹¹⁾ 실험에 의해 발견된 값과 거의 일치한다. 이와 같이 본 실험에서 익형의 공력소음은 이산주파수 소음발생이 지배적인 소음특성이다.

4.2 익형의 유동특성

Figure 3은 α 가 3°일 때 전단력 민감도를 가진 liquid-crystal coatings을 사용한 익형 표면의 유동가시화의 전형적인 예이다. Figure 3은 자유유동이 있을 때와 없을 때의 가시화이며 강화된 가시화 이미지는 이미지 프로세싱(image processing)을 통해서 얻게 된다. 코팅의 컬러는 본래 붉은색이나, 유동이 흐를 때 코팅의 컬러는 전연(leading edge)에서는 어두운 붉은색이 되며 후단(trailing edge)에서는 노란색을 띄게 된다. 반면, 프로세싱 과정을 통해서 자세한 색조(hue) 이미지를 만들어서 익형의 유동특성을 분석하게 된다. 익형의 양단에서는 컬러의 변화가 발견되나 익형의 중간부분에서는 어떤 변화도 발생하지 않는다. 익형의 컬러의 변화는 부착된(attached) 경계층의 존재로 볼 수 있으며, 변화가 없는 부분은 박리된(separated) 유동 영역과 일치한다. 그러므로 전연에서의 경계층이 익형의 중심부에서 박리,

박리된(separated) 유동이 하류쪽으로 진행된다.

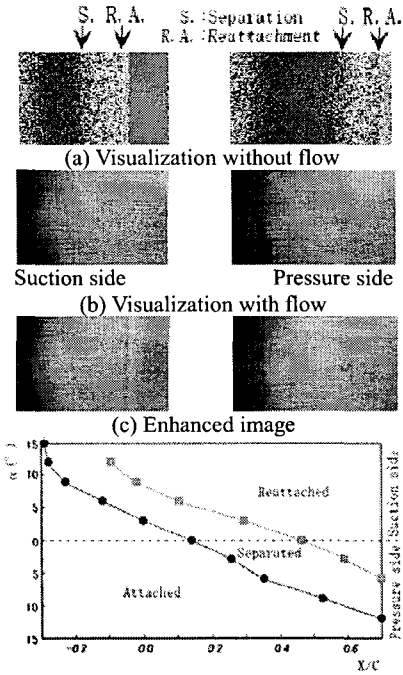


Fig.3 Surface flow visualization

본 연구에서 영각 변화에 따라 박리점(separation point)과 재부착점(reattachment point)이 바뀌는 것을 볼 수 있다. 박리와 재부착점은 영각이 증가함에 따라 흡입면(suction side)의 상류부로, 압력면(pressure side)의 하류부로 이동하는 것을 볼 수 있다. 유동현상 중 익형 후단 압력면에서의 재부착 지역에서는 비정상(unsteady) 상태로 관찰됐으며 재부착점은 약하지만 익형의 폭방향(spanwise direction) 변화가 나타난다.

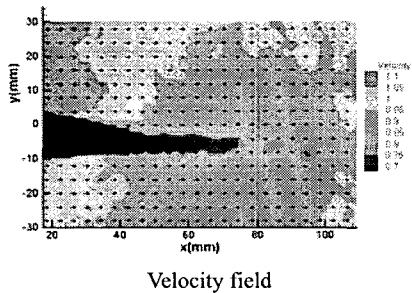


Fig.4 Variations of points of separation and reattachment

Figure 3은 liquid crystal coatings을 이용한 가시화로부터 영각이 0°에서 15°까지 변화하면서 익형의 박리 및 재부착점을 보여주고 있다. 본 결과에서 NACA0018 익형의 유동구조는 전연 근처에서 부착된 유동영역과 후단에서 박리된 유동영역과 재부착된 유동영역으로 나뉘어 진다. 영각 증

가에 따라 모든 영역들은 부압면에서 상류로 이동하고 압력면에서는 하류로 이동하게 된다. 재부착점은 영각이 6°에서 거의 후단과 만나게 되나, 영각 증가에 따라 압력면의 경계층에 재부착을 나타내는 것은 아니다. 흥미롭게도 이산주파수 소음은 7° 이상에서는 나타나지 않으며, 후단에서의 경계층 재부착과 이산주파수 소음이 연관성을 가지고 있다. 반면, 익형 부압면의 유동 재부착은 박리 유동이 익형의 전연을 제외하고는 전체적으로 퍼지게 되며 12°까지 관찰된다.

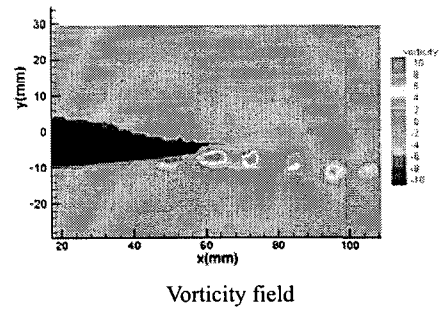


Fig.5 Instantaneous flow structure around trailing edge of airfoil

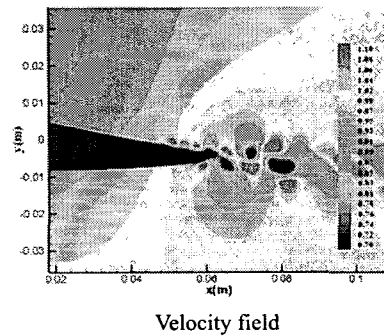


Fig.6 Variations of points of separation and reattachment (LES)

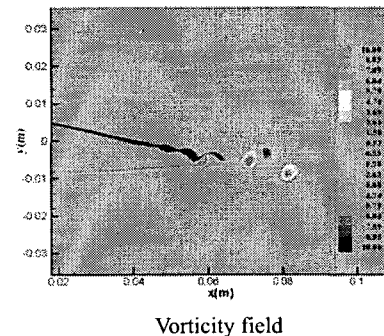


Fig.7 Instantaneous flow structure around trailing edge of airfoil (LES)

4.3 익형 후단 주위의 유동특성

익형 후단 부근의 유동현상을 이해하기 위해서 순간속도장을 PIV를 이용하여 측정하며, 수치해석결과와 비교하였다.

영각이 6°일 때 실험값과 수치해석 결과는 Fig.

4~7에서 나타나 있다. 여기서 와도(vorticity)는 $\zeta=C/U(\partial v/\partial x-\partial u/\partial y)$ 로 정의된다.

익형 주위의 측정된 순간속도장은 익형면의 낮은 속도영역과 후단 부근의 후류구간의 유동형상을 나타낸다. 익형 부압면의 속도는 압력면에 비해 부압면의 압력이 더 낮기 때문에 압력면보다 더 크게 된다. 그러므로, 부압면의 경계층은 외부 경계층 속도의 감소에 영향을 주며 부압면 후단에서 더 두꺼운 경계층이 예측된다. 반면, 압력면의 경계층 외부의 속도는 익형면을 따라 거의 일정하다. 박리 유동은 후단을 제외하고는 압력면에 의해 전달된다. 익형의 스모크 형상 조사에서 부압면의 경계층이 열(series)로 분포된 와도 구조를 구성하고 압력면의 유동이 익형의 후단을 제외하고 박리된 층류로 구성된다.

양의 와도는 압력면에서, 음의 와도는 익형의 부압면에서 생성된다. 압력면의 와도 분포가 익형 후단에서는 다소 제한적이며 이것은 익형 후단의 박리경계층이 재부착점되면서 와도가 생성되게 된다. 반면, 부압면의 와도분포는 더욱 균일하게 되며 익형 부압면의 열로 분포된 와도의 존재를 볼 수 있다. 수치해석을 통한 후단에서의 유동구조는 실험에서 보다 비슷한 구조의 와동열의 구성을 볼 수 있다.

후단의 두 형태의 유동구조를 Fig.7에서 보면 압력면의 유동이 강한 양의 와도가 후단 부근에서 상승하여 부압면을 통과할 때, 역회전의 양의 와도와 함께 떨어져 나가 이산 와열(vortex street)을 생성한다. 후단의 부압면 실험에서 보이듯 경계층의 두께가 박리구조에 의해 두꺼워지는 것을 볼 수 있다. 영각이 6°에서 후단의 압력면 근방에서 박리와 재부착이 발생될 때 와도가 아래방향으로 움직이는 것을 볼 수 있다.

익형주위의 와도 분포 익형 와류의 와 열을 형성하고 익형 후단에서 부터 와홀림이 형성된다. 이 결과로써 익형 압력면의 박리 경계층의 재부착은 익형의 후단에서 큰 음의 와도를 생성하게 된다. 익형의 후단의 와동 형성 주파수는 본 실험내에서 측정된 이산주파수 소음의 주파수와 거의 일치한다. 그러므로, 이산주파수는 후단에서 압력면의 층류 박리유동의 재부착 과정을 통해 발생된다.

5. 결론

본 연구에서 균일유동내의 대칭형 익형으로부터 이산주파수 소음의 유동 메커니즘을 실험적 및 계산적 방법으로 연구하였다. 실험적 연구에서는 이

산주파수 소음이 익형의 자유유동에서 7°이하에서 발생하는 것을 알 수 있었으며, 유동구조는 층류 박리가 익형 압력면의 후단에서 익형 표면에 재부착되는 것을 알 수 있다. 압력면 후단의 유동 재부착은 익형의 와류내에서 큰 양의 와도(vorticity)를 생성하며 하류로 진행하게 된다. 이 와동 형성 주파수는 이산주파수소음과 일치하는 것을 알 수 있다.

참고문헌

- (1) Paterson, R.W. et al., 1973, "Vortex Noise of Isolated Airfoils," J. Aircraft, Vol. 10, pp. 296-302.
- (2) Tam, C.K.W., 1974, "Discrete Tones of Isolated Airfoils, J. Acoustic Society America," Vol. 55, pp. 1173-1177.
- (3) Hayashi, H. et al., 1995, "Relationship between Wake Vortex Formation and Discrete Frequency Noise in NACA Blades," Trans. Jpn Soc. Mech. Eng., Vol.61(B), pp. 2109-2114.
- (4) Nakashima, S. and Akishita, S., 1995, "Discrete Tone Noise on Two-dimensional Wing (Reconstruction of Time Sequential Flow Fluctuation Pattern)," Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Vol. 61(B), pp. 2115-2120.
- (5) Fujisawa, N. et al., 2001, "Aerodynamic Noise and Flow Visualization around Two-Dimensional Airfoil," J. Visualization Soc. Jpn, Vol.21, pp. 123-129.
- (6) Tomimatsu, S. and Fujisawa, N., 2002, "Measurement of Aerodynamic Noise and Unsteady Flow Field around a Symmetrical Airfoil, J. Visualization, Vol.5.
- (7) Smagorinsky, J., 1963, "General Circulation Experiments with the Primitive Equations, Part I: the Basic Experiment," Monthly Weather Rev., Vol. 91, pp. 99-164.
- (8) Germano, M., 1992, "Turbulence: The filtering approach," J. Fluid Mech., Vol. 238, pp. 325-336.
- (9) Lilly, D. K., 1992, "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-scale Closure Method," Physics of Fluids, 4 (3), March, pp. 633-635.
- (10) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W. H., 1991, "A Dynamic Subgrid Scale Eddy Viscosity Model," Physics of Fluids A, 3, No. 7, pp. 1760-1765.
- (11) Brun, C. and Friedrich R., 2001, "Modeling the Test SGS Tensor T_{ij}: An issue in Dynamic Approach," Physics of Fluids, Vol. 13, pp. 2373-2385.
- (12) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., 1990, "A Dynamic Subgrid Scale Eddy Viscosity Model," Proc. Summer Workshop, Center for Turb. Research, pp. 5-17.
- (13) Jordan, S.A., Ragab, S.A., 1998, "A Large-Eddy Simulation of the Near Wake of a Circular Cylinder," J. of Fluid Eng., Vol. 120, pp. 243-252
- (14) Shao, L., Sarkar, S., Pantano, C., 1999, "On the Relationship between the Mean Flow and Subgrid Stresses in Large Eddy Simulation of Turbulent Shear Flows," Phys. of Fluids, Vol. 11, No. 5, pp. 1229-1248
- (15) Runchal, A. K., 1987, "CONDIF: A Modified Central-Difference Scheme for Convective Flows," International Journal Numerical Methods in Engineering, Vol. 24, pp. 1593-1608.
- (16) Lee, S., Runchal, A. K., and Han, J.-O., 1999, "Subgrid-scale Model in Large-Eddy Simulation and Its Application to Flow about Yawed Cylinder and Cavity Flows," 3rd ASME/JSME Joints Fluids Eng. Conf., San Francisco.