

<論 文>

균일유동에 수직인 2차원 스크린 후류의 점성유동에 관한 수치적 연구

강 신 형* · 전 우 평**

(1988년 2월 29일 접수)

Numerical Study on Viscous Wakes of Two-Dimensional Screens Normal to the Uniform Stream

Shin-Hyoung Kang and Woo-Pyung Jeon

Key Words ; Screen(스크린), Wake(후류), Separation(유동박리)

Abstract

Viscous flows through a screen normal to an uniform flow are numerically simulated. A $k-\epsilon$ model is adopted for evaluation of the Reynolds stresses. The existence of a screen is regarded as extra sources in the momentum equations. The amount of extra sources is related to the resistance coefficient and the refraction coefficient of the screen. Flows are numerically simulated for various resistance coefficients and heights of the screen and Reynolds numbers. The present method has been verified to reasonably simulate viscous wakes and shear layers of the screen, for which the inviscid theory is quite limited. As the fluids approach the screen, the velocity is reduced and the pressure is raised to satisfy the Bernoulli equation. After passing the screen, the velocity shows its minimum value at the down-stream, but static pressure is slowly recovered. A detached separation-bubble from the screen appears as the resistance coefficient is increased to a certain level. Such results are qualitatively in agreement with limited experimental data available. The turbulent kinetic energy shows its maximum value at further down stream and decrease thereafter.

1. 서 론

유체공학에서 유동의 속도분포를 제어하는 일은 가장 근본이 되는 문제중의 하나이다. 특히 풍동 또는 캐비테이션 터널에서 원하고자 하는 속도분포나 난류량을 얻는 것은 매우 중요하며 또한 쉬운 일이 아니다. 풍동에서는 특정한 풍고도에서 구조물 또는 건물 등의 풍하중 특성실험을 수행하거나

특정한 전단류에서 물체주위의 경계층 또는 후류의 특성을 연구한다. 캐비테이션 터널에서는 비균일 유동에서 프로펠러의 비정상 성능, 날개 위의 캐비테이션 특성의 연구가 수행된다. 이때 원하는 평균 속도분포나 난류특성치분포를 효율적으로 얻을 수 있는 장치의 설계가 필요하고 이론 또는 수치계산에 의한 유동특성의 예측이 필요하다.

이러한 속도의 제어 또는 시뮬레이션을 위하여 보통 가는 막대의 배열, 구멍이 뚫린 판, 메쉬스크린 등을 이용하고 있다. 특히 스크린에 대해서는 실험적 연구뿐만 아니라 해석적 연구도 아울러 수

*정회원, 서울대학교 공과대학 기계공학과

**서울대학교 대학원

행되어 왔으며 낙하산, 연소기구의 화염부착장치, 어망 주위의 유동 등 그 응용범위가 매우 넓다고 하겠다. 이러한 메쉬스크린은 유동에 대하여 일종의 분포된 저항으로서 압력강하 및 유동방향의 변화를 수반하는 것으로 생각되어왔다.

이에 관한 연구는 1978년 Laws and Livesey⁽¹⁾에 요약되어 있는 바와 같이 1950년경부터 수행되어 오고 있다. 1947년 Taylor and Batchelor⁽²⁾에 의해 시도된 이래 1957년 Owen and Zienkiewicz⁽³⁾ 및 1959년 Elder⁽⁴⁾로 이어져왔다. Elder⁽⁴⁾는 몇 가지 가정아래 선형화된 지배방정식으로부터 상류 및 하류속도와 스크린의 특성간의 선형적 관계식을 구하였다. 그후 1964년 McCarthy⁽⁵⁾는 3차원문제로 확장하여 유선이 크게 휘어지지 않는다는 가정아래 저항계수 K 의 제한없이 좀 더 일반적인 관계식을 구하였다. 1973년 Koo and James⁽⁶⁾는 부분 메쉬가 설치된 경우 정상 2차원유동에 대한 수학적 모델을 제시하였다. 스크린을 일종의 분포된 소스로 취급하여 스크린을 통한 연속방정식과 운동량관계를 만족시키도록 유선함수를 조정하였다. 이 외에도 Turner⁽⁷⁾, Livesey and Laws^(8,9) 등의 계속적인 연구가 있었다.

그러나 요구되는 속도 분포의 변화가 심하거나 특정한 난류도의 분포가 필요한 경우에는 이러한 비점성 이론은 적용되기 어려워라 생각된다. 더구나 이 경우에는 풍동 또는 캐비테이션 터널의 하류방향으로 그 분포가 변할 것이다. 이를 좀더 합리적으로 고찰하기 위해서는 난류 점성유동이론을 적용하여 유동특성을 연구하고 비점성이론에 의한 결과와 비교하여 그 차이를 살펴봄은 자연스럽다. 본 논문에서는 난류유동이론을 적용하여 2차원 스크린의 후류에 관한 유동특성을 연구하였다. 이를 위해 적합한 난류모델 및 스크린의 존재를 고려한 수치해석방법을 연구하였다. 스크린의 저항이 커서 스크린 하류유동이 역류가 되는 경우도 포함하였다.

2. 지배방정식

본 논문에서는 Fig. 1에 나타낸 바와 같이 풍동이나 캐비테이션 터널의 중앙에 2차원 스크린이 주 유동에 수직으로 설치되어 있는 경우를 연구하였다. 이때 유체는 비압축성이라고 가정하고 Cartesian coordinate를 택하여 (x, y) 방향의 평균속도를 각각 (U, V) 라고 하고 평균압력과 밀도를

p, ρ 라고 하며, 유체의 점성계수를 μ , 동점계수를 ν 라고 한다. 난류모델은 널리 사용되는 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다. 특히 이 모델은 개발된 과정으로 보아 본 연구에 적합하다고 생각된다. 그러면 연속방정식, 운동량방정식 및 k, ϵ 의 수송방정식은 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

x -운동량방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho UU) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho UV) &= \frac{\partial}{\partial x}(\mu_e \frac{\partial U}{\partial x}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}(\mu_e \frac{\partial U}{\partial y}) + S_u \end{aligned} \quad (2)$$

y -운동량방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho VU) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho VV) &= \frac{\partial}{\partial x}(\mu_e \frac{\partial V}{\partial x}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}(\mu_e \frac{\partial V}{\partial y}) + S_v \end{aligned} \quad (3)$$

난류 운동에너지 방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho Uk) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho Vk) &= \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}(\frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y}) + S_k \end{aligned} \quad (4)$$

소산율 방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho U\epsilon) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V\epsilon) &= \frac{\partial}{\partial x}(\frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x}) \\ &+ \frac{\partial}{\partial y}(\frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial y}) + S_\epsilon \end{aligned} \quad (5)$$

위 식에서 $\mu_e = \mu_t + \mu$ 으로 유효점성계수이고 난류점성계수는 $\mu_t = C_\mu \rho k^2 / \epsilon$ 로 계산된다. 소산율과 난류운동 에너지의 생성항은 다음과 같다.

$$S_u = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_e \frac{\partial U}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_e \frac{\partial V}{\partial x})$$

$$S_v = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu_e \frac{\partial U}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu_e \frac{\partial V}{\partial y})$$

$$S_k = G - \rho \epsilon$$

$$S_\epsilon = (C_{\epsilon 1} G - C_{\epsilon 2} \epsilon) \frac{\epsilon}{k}$$

$$G = \mu_t \{ 2 [(\frac{\partial U}{\partial x})^2 + (\frac{\partial V}{\partial y})^2] + (\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x})^2 \}$$

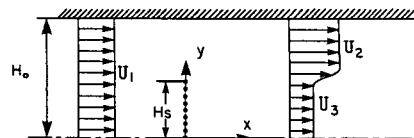


Fig. 1 Calculation domain and coordinate system

위 난류모델에서 사용된 계수는 여러가지 제안이 있으나 다음의 값이 널리 사용된다⁽¹¹⁾.

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0.09, \quad C_{\epsilon 1} = 1.44, \quad C_{\epsilon 2} = 1.92, \\ \sigma_k &= 1.00, \quad \sigma_\epsilon = \kappa^2 / (C_{\epsilon 2} - C_{\epsilon 1}) C_\mu^{1/2} \\ \kappa &= 0.4187 \end{aligned}$$

3. 스크린의 모델링

스크린은 유동에 있어서 압력과 평균속도 및 난류에너지와 소산율의 불연속면이라고 생각한다. 이러한 불연속성은 유체의 점성에 의한 것으로 유체가 스크린 면을 통과할 때 생기는 손실과 통과 직후 유체의 혼합과정에서 발생하는 모든 현상을 국부적으로 고려하지 않고 스크린을 하나의 가상면이라고 보기 때문에 발생한다. 이를 위하여 스크린을 통한 압력강하계수 K 와 굴절계수 α 를 정의한다.

$$\alpha = \frac{V_d}{V_u} \quad (6)$$

압력의 감소를 나타내기 위해서 그리드에 수직한 속도성분 U_s 으로 무차원화한 저항계수 K 를 정의한다.

$$K = \frac{(\rho u - \rho d)}{\frac{1}{2} \rho U_s^2} \quad (7)$$

여기서 하점자 u, d 는 스크린의 바로 하류 및 상류에서의 값을 각각 나타낸다. 저항계수는 그리드의 형상과 Reynolds수에 의해 주어진다. 이러한 개념의 실험상수를 본장의 점성유동의 해석에 합리적으로 반영하여 실제현상을 모사할 수 있어야 한다.

점성유동의 수치해석을 위해서는 Fig. 2의 스크린 근처를 작은 계산요소로 분할하여 유한차분식을 유도하기 때문에 스크린을 포함하는 작은 검사체적에서 연속방정식과 운동량방정식이 성립되어야 한다. 실제로 스크린은 점성유동 내에서 저항과 양력을 받기 때문에 검사체적 내에서는 일정량의 운동량의 소스 역할을 한다. 따라서 압력강하계수와 굴

절계수를 이용하여 각 성분별로 운동량의 소스량을 합리적으로 결정해야 한다. Fig. 2의 매우 얇은 제어체적에서 주 유동 방향의 운동량정리를 적용하면 다음 관계식을 얻을 수 있다.

$$-\rho U_u^2 dA + \rho U_d^2 dA = \rho u dA - \rho a dA - S_{xs} \quad (8)$$

연속정리에 의해 $U_u = U_d$ 이고 이를 U_s 라고 하면 위 식에서 축방향의 스크린에 의한 운동량 소스 S_{xs} 는 다음과 같이 된다.

$$S_{xs} = \frac{K}{2} \rho U_s^2 dA \quad (9)$$

스크린에 평행한 성분의 운동량정리를 적용하면 다음과 같다.

$$-\rho U_u V_u dA + \rho U_d V_d dA = -S_{ys} \quad (10)$$

결국 S_{xs} 와 S_{ys} 는 스크린의 요소의 항력과 양력으로 스크린을 포함하는 계산 그리드내의 운동량의 소스량이다. 이때 $S_{ys} = S_{xs} \tan \beta$ 로 나타내면 편리하다. 그러나 실제로 β 는 스크린의 형상, 국부 유동상태에 따라서 변하므로 아직 잘 정립된 자료가 없다. 따라서 본 연구에서는 몇가지 가정을 도입하여 계산결과를 관찰하여 합리적인 처리방법을 삼입 모색하였다. 실제로 β 는 θ 와 ϕ 사이 값을 갖는다. 본 연구에서는 $\beta = \phi$ 라고 가정하여 S_{ys} 를 구한다.

굴절율 α 는 저항계수 K 와 입사각 θ 에 따라 변한다. 본 수치해석에서는 다음과 같은 Taylor and Batchelor의 실험식을 사용하였다.

$$\alpha = \frac{2\theta}{\sin 2\theta} \frac{1.1}{(1 + K \cos^2 \theta)^{1/2}} + 1 - \frac{2\theta}{\sin 2\theta} \quad (11)$$

θ 가 작을 때는 다음과 같이 간단한 경험식을 사용하여도 된다.

$$\alpha = \frac{1.1}{(1 + K)^{1/2}} \quad (12)$$

이와같은 굴절계수를 사용하면 y 방향의 운동량의 소스는 다음과 같이 주어진다.

$$S_{ys} = (1 - \alpha) / \rho U_s V_u A \quad (13)$$

한편 스크린을 통과하면서 난류에너지와 그 소산율을 적절히 정해줘야 한다. 여기서는 이들 값을 경험적으로 정해주는 방식을 고려하였다. 스크린 바로 뒤에서의 난류량은 상류에서의 난류량과 스크린 면에서 발생한 난류량 그리고 스크린 직후 미세한 평균속도의 전단층으로부터 생긴 난류량 등에 의해 결정된다. 따라서 스크린 직후의 난류량은 스크린의 조밀도 뿐만 아니라, 스크린 요소의 형상, 스크린 요소 사이의 간격, 레이놀즈수 등에 따라 변한다. 또한 특정한 스크린에 대한 난류량 측정 실험

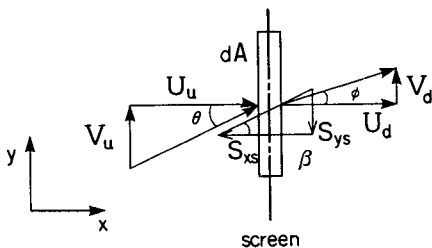


Fig. 2 Flow through screen

도 실제로 심한 비등방성 특성 때문에 구하기가 쉽지 않다.

본 계산에서는 스크린 직후의 난류 운동에너지 값은 스크린에서 평균 속도 U_s 의 제곱에 비례한다고 보고 몇 가지 값을 가정하여 전체 유동장에서의 영향을 보았다. 또한 스크린 바로 하류에서 소산율 ϵ 은 $C_\mu k^{3/2}/l$ 에 비례한다고 가정하였다. 여기서 l 은 난류점성계수를 $k-\epsilon$ 모델에 의해 나타내는 특성 길이이며 특성 길이는 메쉬 간격에 비례한다고 가정하여도 무방하겠다. 그러나 본 연구에서는 아직 특정한 스크린을 고려하지 않고 단순히 스크린의 K 와 α 의 변화에 따른 유동특성에 관심을 두고 있다. 그래서 특성 길이를 스크린의 높이에 비례하도록 하여 비교하였다.

4. 경계 조건 및 수치해석 방법

Fig. 1에 계산 영역과 좌표가 나타나 있으며 사용된 경계조건은 다음과 같다. 채널의 입구에서는 y 방향의 속도 성분은 없고 ($V=0$), x 방향의 속도는 전 단면에 걸쳐 균일하게 분포시켜 $U=U_1$ 이라고 하였다. 한편 유입 난류 에너지 k 는 $0.001U_1^2$ 으로 가정하고 유입 소산율을 $C_\mu k^{3/2}/0.005H_0$ 로 주었다. 출구에서는 모든 변수들의 유동 방향으로 구배가 0인 Neumann 조건을 사용하였다.

한편 스크린이 채널의 중앙에 위치하여 유동이 $y=0$ 을 기준으로 대칭이라 가정할 수 있으므로 계산상 밀면(실제로는 채널 중앙)에는 대칭 조건을 사용하였다. 즉 이 면에서는 y 방향 속도가 0이고 다른 변수들은 y 방향으로의 구배가 0인 조건을 주었다.

윗벽에는 전체 유동에서 벽의 경계층 효과를 무시한다는 가정하에서 특별히 고체벽 slip 조건을 주었다. 그 형태는 아랫면의 대칭 조건과 일치한다. 풍동이나 캐비테이션 터널에서 벽면 경계층이 두꺼울 때는 그 영향이 있겠으나 본 연구에서는 관심을 두지 않았다.

지배방정식(1)~(5)의 편미분 방정식은 검사체적적분방법에 의해 유한차분식 형태로 근사하였다⁽¹⁰⁾. 일반적으로 많이 쓰이는 staggered grid를 사용하여 U, V 및 스칼라 양인 ρ, k, ϵ 에 대한 제어 체적이 어긋나게 하였다. 공간에 대해서는 upwind와 central differencing scheme을 절충, 보완한 hybrid scheme을 사용하였다. 압력은 연속방

정식과 운동량 방정식으로부터 국부적인 압력 수정을 하는 SIMPLE 알고리즘을 사용하였다.

5. 계산결과 및 검토

본 계산은 스크린이 채널에 차 있는 상대적인 높이에 따라 몇 가지 경우에 대해서 계산을 수행하였다.

첫째 저항계수가 일정한 직각 스크린이 채널 중앙에 전체 채널 높이의 1/2이 차 있는 경우이다. 이러한 형상에 대한 비점성 해석은 서론에서 언급한 Koo and James⁽⁶⁾의 논문에 실험과 함께 잘 나타나 있다. 따라서 이 데이터와 본 수치해석과의 비교를 통해 결과의 합리성과 특성 및 문제점을 고찰하였다.

Fig. 1에서 유동이 $y=0$ 을 기준으로 대칭이라 가정하고 왼쪽 반만 계산하였다. 전체 격자계는 62×22 이고 x 방향으로는 스크린을 중심으로 좌우로 확장된 비균일 격자계를 사용하였다. 이는 스크린 면에서 유동의 변화가 비교적 크기 때문에 충분히 작은 계산셀이 요구되기 때문이다. y 방향으로는 균일 격자계를 사용하였다. 이 경우 Fig. 1에서 상류로는 $3.56H_s$ 에, 하류에는 $9.80H_s$ 에 경계를 두었다. 한편 수치 해석의 일관성을 위해 스크린 직후의 난류량은 $k=0.1U_s^2$, $l=0.01H_s$ 를 중심으로 계산했다.

$Re=1.394 \times 10^5$, 저항계수 $K=3.0$ 일 때 Koo와 McCarthy의 해석해, Koo의 실험, 본 연구의 난류 수치해석에 의한 무한 하류 속도분포를 Fig. 3에 비교하였다. 레이놀즈 수는 입구속도(U_1)와 스크린의 높이($2H_s$)를 각각 특성 속도와 특성 길이

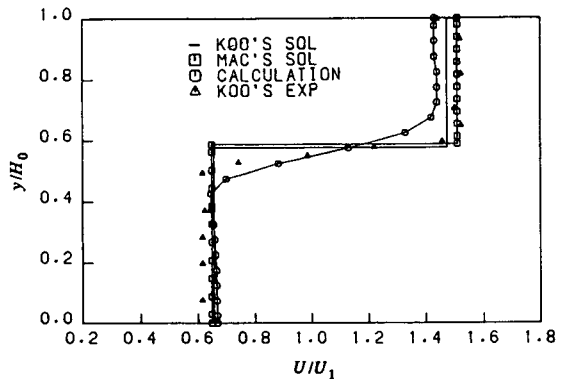


Fig. 3 Far-downstream velocity of 1/2 filled screen ($K=3.0, Re=1.394 \times 10^5$)

로 하여 정의하였다.

Koo는 무한 하류속도는 실제 유동에서 y 방향의 압력이 균일하고, 전단 속도 분포가 감쇠를 시작하기 직전의 속도라고 언급하였다. 그는 이 지점이 채널의 높이(스크린 높이의 2배) 만큼의 거리라고 했으며, 실제 실험도 이 지점에서 행해졌다. Fig. 3의 속도 분포는 $x=4H_s$ 지점에서 비교한 것이다. 후류의 균일 최저 속도는 본 계산결과가 비점성 이론 및 실험치와 잘 일치하며 벽쪽의 균일 최대 속도는 약간의 차이를 보인다. 한편 비점성 유동해석으로는 시뮬레이션 할 수 없는 전단혼합층이 상당한 구역에서 존재한다. 실험치와의 직접비교는 실험이 수행된 Reynolds수를 알 수 없어서 어려우나 전단층의 두께가 계산결과보다 상당히 얇은 점으로 보아 실험이 수행된 Reynolds수가 높음을 짐작할 수 있다.

Fig. 4와 Fig. 5에는 $Re=1.394 \times 10^6$ 에서 저항계수의 변화에 따른 무한 하류의 균일 최대 속도와 균일 최소 속도를 나타낸 것이다. 계산된 최대 및 최소 속도는 작은 저항계수($K < 3$)에서 비점성 이론의 해와 거의 일치하다가 K 가 커짐에 따라

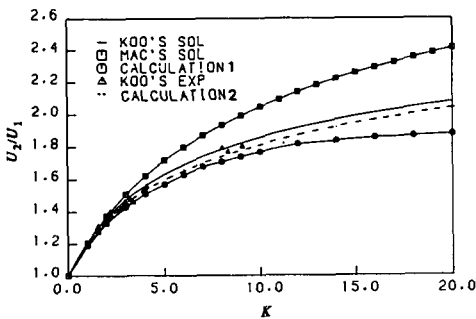


Fig. 4 Maximum uniform velocity with K
($Re=1.394 \times 10^6$, $H_s/H_o=1/2$)

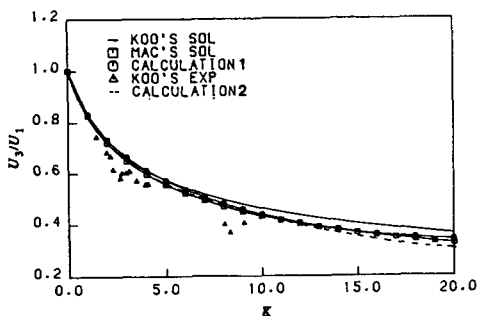


Fig. 5 Minimum uniform velocity with K
($Re=1.394 \times 10^6$, $H_s/H_o=1/2$)

McCarthy의 해는 물론 Koo의 해보다 작아지면서 그 오차가 커짐을 알 수 있다. 즉 큰 저항 계수로 인해 전단층에 심한 속도구배가 발생하였을 때는 비점성 이론으로는 실제 현상을 충분히 해석할 수 없음을 나타낸다. 한편 점선은 계산상 굴절율과 저항계수 K 사이의 관계식 (12)를 적용한 경우이다. 즉 스크린 상류에서 유선의 휨이 작다는 가정의 실험식으로 계산한 것이다. 이 경우 유선의 휨을 고려한 계산과 차이를 보이는데 이는 저항계수가 커질수록 상류의 유선의 휨은 굴절계수를 통해 하류 속도분포에 큰 영향을 준다는 증거이다.

상류에서 하류까지 각 단면에서 속도 변화를 살펴보면⁽¹²⁾ 입구에서 균일한 속도분포는 스크린에 접근하면서 점차 교란되다가 스크린을 통과하면서 최소 및 최대 균일 속도로 구분된 전단 속도 분포로 변하게 된다. 그 후 혼합층은 점차 두꺼워지지만 하류로 갈수록 혼합층이 커지는 것에 비해 균일 속도의 값은 거의 일정하다.

하류로 갈수록 스크린 직후의 가정된 난류량들은 소멸되고 평균속도의 전단에 의해 생긴 난류량이 크게 발달한다. 따라서 스크린 직후의 난류량은 하류속도분포에 큰 영향을 미치지 않음을 알 수 있는데 실제 계산상에서도 가정된 난류량에 관계없이 $x=4H_s$ 에서 일정한 평균속도분포를 나타내었다. 또한 스크린 직후의 속도분포도 가정된 난류량에 관계없이 거의 일정한 값을 보여주고 있는데 이는 와점성 계수에 의한 확산항이 대류항보다 매우 작은 데서 기인한다. 이는 스크린 바로 하류의 난류강도와 소산율은 하류의 유동에 큰 영향을 미치지 않고 스크린 자체에 의한 전단유동에 따른 난류에너지의 발생이 중요함을 나타낸다. 따라서 어느정도 합리적으로 가정된 값을 사용하여도 큰 차이가 없음이 확인되었다.

다음으로 벽면효과를 줄인 경우, 즉 무한공간에 스크린이 유동에 수직으로 놓여있는 경우를 살펴보기 위하여 스크린이 채널 중심에 전체 채널 높이의 $1/10$ 이 되도록 하였다. 이 형상은 주로 조밀한 스크린 뒤의 재순환 영역을 고찰하기 위해 택한 것으로 $H_s/H_o=1/10$ 인 것은 벽의 효과가 후류에 미치는 영향이 적을 것이라고 생각한다. 격자계는 52×32 이며 유동이 대칭이라 가정하여 중심에서 윗벽까지 계산했다. 또한 재순환 영역을 세밀히 계산하기 위하여 x 방향 뿐만 아니라 y 방향으로도 원점을 중심으로 확대되는 비균일 격자계를 사용했다. 이때

상류와 하류의 경계면은 각각 $12H_s$, $28H_s$ 로 하였다.

1971년 Castro⁽¹³⁾는 실험을 통해 구멍뚫린 스크린 뒤의 후류에서 2개의 정체점을 갖는 재순환 영역이 정상상태로 존재할 수 있음을 밝혔다. 본 연구에서는 이러한 물리적 실제현상을 수치해석적으로 시뮬레이션할 수 있는가와, 시뮬레이션이 가능하다면 어떠한 특성의 유동현상이 나타나느냐에 관심을 두었다. 아직 이에 관한 실험자료가 극히 드물어 수치해석 결과를 충분히 검증하기는 어려운 실정이다.

먼저 $Re=5.5 \times 10^4$ 로 고정하고 저항계수를 변화시켰다. Fig. 6에 나타낸 바와 같이 저항계수가 큰 경우, 예로 63.0인 경우에는 스크린 후류에 스크린에서 떨어진 상태의 재순환 버블이 나타남이 시뮬레이션되었다. 만약 스크린의 저항계수가 무한히 크다면, 즉 완전한 고체벽이라면 잘 알려진 바와 같이 벽 뒤에 부착된 역류가 존재하겠으나 본 계산은 스크린의 처리를 압력강하와 굴절이라는 측면에서 다루기 때문에 저항계수가 무한히 큰 경우는 다룰 수 없다고 생각되며 이 경우는 일반적인 고체 경계면으로 다루어야 한다. 점차로 저항계수를 감소시키면 재순환 영역이 스크린에서 점점 멀어지면서 그 크기가 작아지다가, 재순환 영역이 없어짐을 볼 수 있다.

Fig. 7~10에는 각 저항계수에서 스크린 중심에서의 평균속도, 정압, 전압, 그리고 난류 운동에너지의 하류로 감에 따른 변화를 나타내었다. 압력은 스크린을 지나면서 크게 감소했다가 어느정도 일정한 값을 유지하고 그 후 역압력 구배를 보이며 서서히 회복된다. 이로 미루어 스크린의 저항계수가 크면 스크린 바로 하류의 속도가 작고, 따라서 관성력이 작을 때 역압력구배가 형성되므로 재순환영역이 생기게 된다고 생각된다. 난류 운동에너지는 재순환 영역을 통과하면서 계속 에너지를 흡수하여 증가하다가 재순환영역의 끝에서 최대치를 나타낸다. Fig. 7에서 K 가 작아짐에 따른 재순환 영역의 감소를 관찰할 수 있다. 압력은 K 값이 작아질수록 점점 뒤쳐져서 회복되며 역압력 구배도 작아진다. 이러한 압력 변동은 재순환 영역의 변화와 관련이 깊다. 최대 난류 에너지는 K 값이 작아질수록 하류로 밀려 가면서 그 값이 줄어든다. 이는 Castro⁽¹³⁾의 실험 결과와 정성적으로 일치한다. 레이놀즈 수가 커지면서 재순환 영역은 다소 스크린에서 멀어지면서, 그 크기가 커진다⁽¹²⁾.

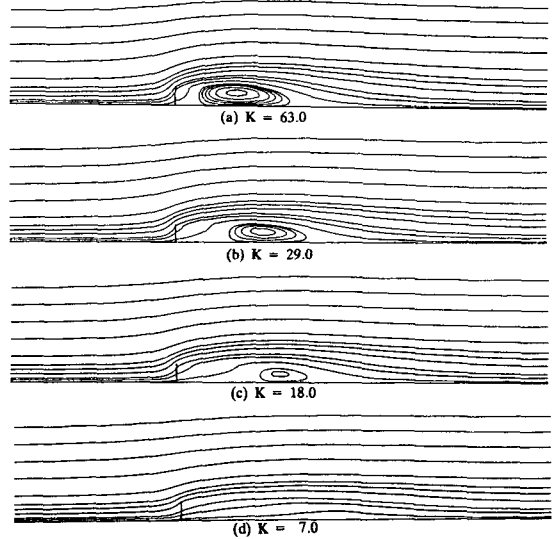


Fig. 6 Variation of Streamline pattern with K ($Re=5.5 \times 10^4$, $H_s/H_o=1/10$)

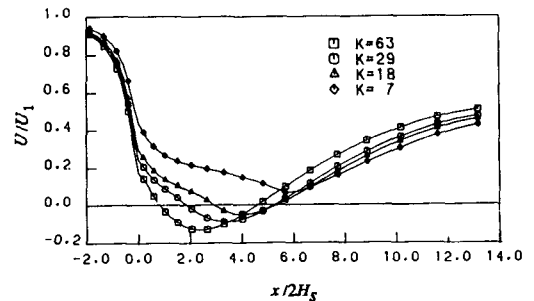


Fig. 7 Variation of center velocity along x direction with K ($Re=5.5 \times 10^4$, $H_s/H_o=1/10$)

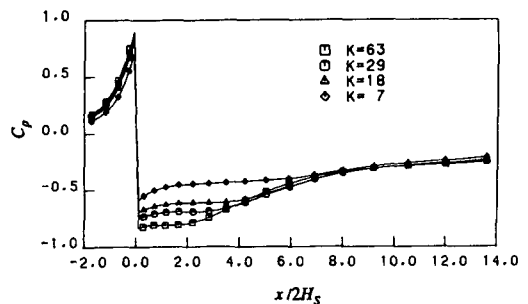


Fig. 8 Variation of center static pressure along x direction with K ($Re=5.5 \times 10^4$, $H_s/H_o=1/10$)

벽면효과를 고려하지 않는 경우 이상에서 고찰한 스크린 하류의 재순환영역의 특성은 결국 굴절계수의 영향은 적다고 보면 스크린의 저항계수와 레이

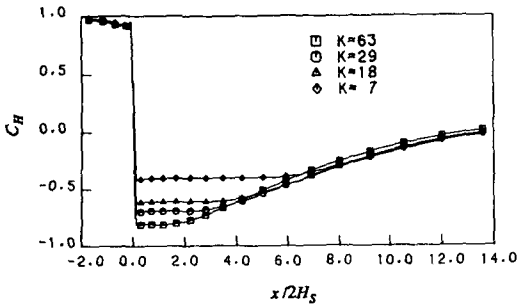


Fig. 9 Variation of center total pressure along x direction with K ($Re=5.5 \times 10^4$, $H_s/H_o=1/10$)

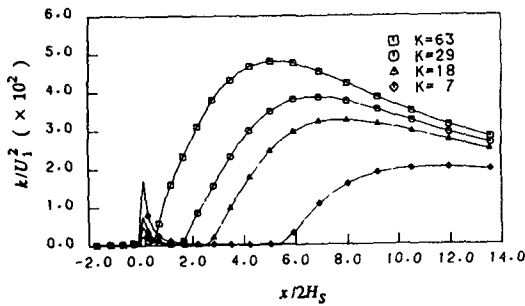


Fig. 10 Variation of center turbulent kinetic energy along x direction with K ($Re=5.5 \times 10^4$, $H_s/H_o=1/10$)

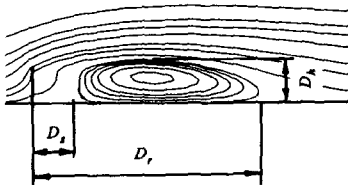


Fig. 11 Size of a separated bubble

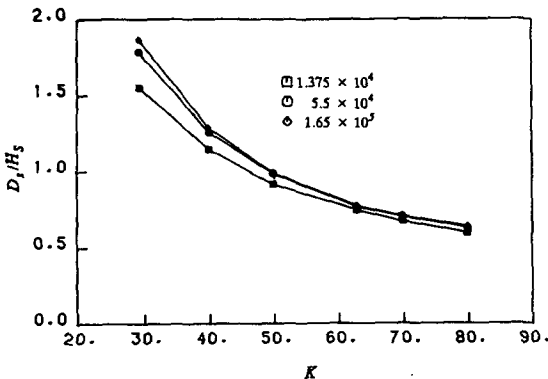


Fig. 12 Variation of front stagnation point with K and Re ($H_s/H_o=1/10$)

높즈 수에 따라 지배된다. 재순환구역의 특성 중 재순환영역의 위치와 크기는 공학적인 차원에서 유용하리라 생각된다. 그래서 Fig. 11에 나타낸 변수들이 어떻게 변하는가를 살펴보았다. 저항계수와 레이놀즈 수에 따른 재순환 영역의 변화를 Fig. 12~Fig. 14에 나타내었다. 앞 뒤의 정체점은 저항계수가 커질수록 그리고 레이놀즈 수가 작아질수록 스크린에 가까워졌다. 저항 계수에 따라 앞 정체점이 뒤 정체점 보다 변화폭이 크다는 것이 특이하다. 한편 재순환 영역의 높이는 K 와 Re 가 커질수록 커짐을 볼 수 있다. 이러한 현상은 상당히 제한된 실험이지만 Castro⁽¹³⁾ 및 Honji^(14,15)의 실험 결과와 정성적으로 일치한다.

$H_s/H_o=1/10$ 일 때 하류로 감에 따른 각 단면에서의 속도분포를 보면, 하류로 갈수록 혼합층은 점점 두꺼워져 최소 속도는 거의 균일성을 잃고 속도가 커지는 것을 알 수 있다. 하지만 최대 균일 속도는 혼합층의 영향을 덜 받아 거의 일정한 값의

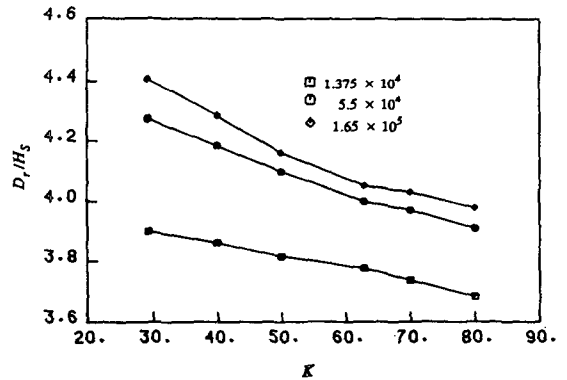


Fig. 13 Variation of rear stagnation point with K and Re ($H_s/H_o=1/10$)

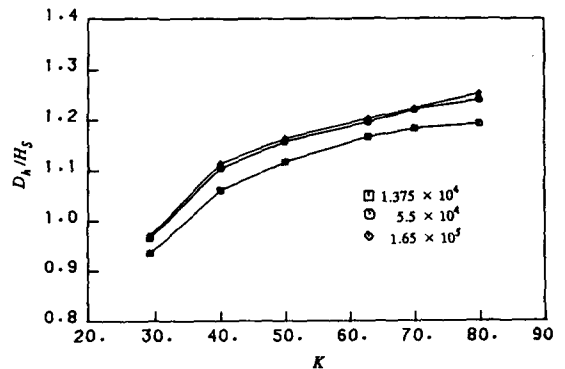


Fig. 14 Variation of height with K and Re ($H_s/H_o=1/10$)

균일 속도 분포를 하류에서도 유지한다. 비점성이론은 무한하류에서의 값만 제공하기 때문에 저항계

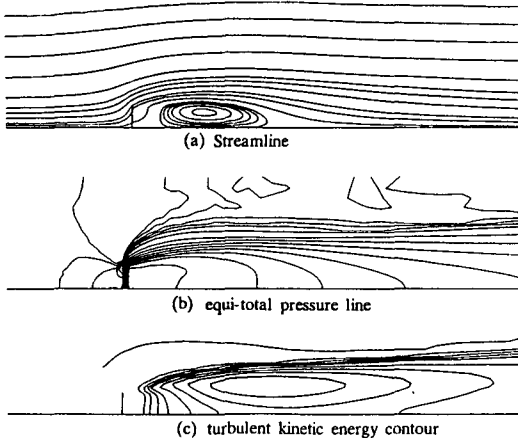


Fig. 15 Streamline, equi-total pressure line and turbulent kinetic energy contour ($K=63.0$, $Re=5.5 \times 10^4$, $H_s/H_o=1/10$)

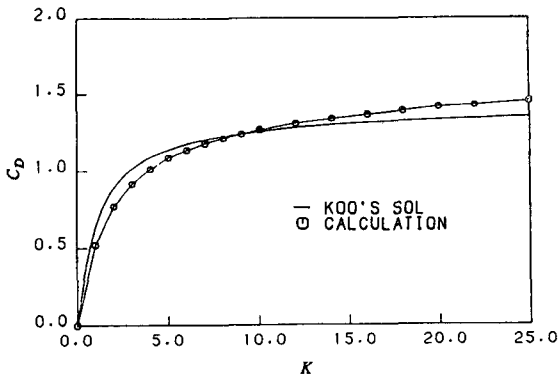


Fig. 16 Variation of drag coefficient with K ($Re=5.5 \times 10^4$, $H_s/H_o=1/10$)

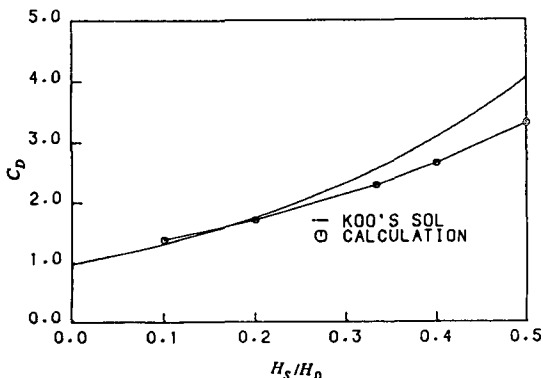


Fig. 17 Variation of drag coefficient with H_s/H_o ($K=18.0$, $Re=5.5 \times 10^4$)

수가 큰 경우 하류를 따라서 변화는 실제유동을 잘 시뮬레이션할 수 없다고 하겠다.

Fig. 15에는 $K=63$ 에서 유선, 등전압선, 난류 운동에너지의 등고선을 나타냈다. 점성이 무시된 2차원 유동에서는 Euler 방정식이 운동 방정식이 된다. 점성 효과가 없을 경우 평행한 유선에 대응되는 등전압선은 역시 평행하여야 한다. 이를 고려하여 그림에서 보면 점성 효과는 스크린 근접 지역에서 지배적임을 알 수 있다.

벽면의 효과도 실제로 이러한 유동특성에 많은 영향을 미친다. 따라서 그 효과를 개략적으로 살펴 보기 위하여 스크린이 채널의 1/3만큼 설치된 경우를 계산하였는데 스크린이 많이 채워질수록 재순환 영역은 축소됨을 알 수 있다. 이는 동일한 저항계수일지라도 스크린이 많이 차 있으면 상대적으로 스크린이 없는 공간에 비하여 스크린을 통과하는 유속이 크고, 이 관성력이 재순환영역을 감소시키기 때문이라고 생각된다.

한편 Fig. 16에는 특정한 Re 수에서 스크린의 총저항계수 C_D 를 저항계수에 따라 나타내었다. K 의 증가에 따라서 전체저항은 증가한다. 그러나 K 가 증가함에 따라 평판의 저항값으로 접근하는지는 알 수 없다. 스크린이 많이 채워진 경우 앞서 설명한대로 스크린을 통과하는 유속이 크기 때문에 저항이 많다. 한편 C_D 의 H_s/H_o 의 변화에 따른 영향을 Fig. 17에 나타내었다. 스크린이 덕트에 많이 채워져 있으면 상대적인 저항은 커지는 것은 앞서 언급한 바와 같다.

6. 결 론

이상의 연구결과를 요약하면 다음과 같다.

(1) 저항계수가 대체로 3.0 이하로 작으면, 비점성이론은 전반적인 유동상태를 잘 기술할 수 있다. 그러나 전단유동이 심하면 국부적인 속도분포나 전단층의 확산 등을 고려하기 위해서는 점성이론이 도입되어야 한다. 본 연구에서 채택한 난류모델, 스크린의 처리방법, 수치계산방법 등은 합리적이라고 생각된다.

(2) 스크린 하류의 유동속도는 처음에 감소하였다가 점차 증가하고, 압력은 대체로 처음부터 서서히 회복되어 일정한 값으로 된다. 따라서 스크린 하류의 유동속도의 예측이라는 관점에서는 비점성이론의 적용범위가 상당히 제한된다.

(3) 저항계수가 증가하면 스크린을 통과하는 유속이 감소하고 스크린 하류에서 압력은 회복되어 가므로 하류에서 재순환유동 버블이 발생한다. 이러한 버블의 형성은 Reynolds수, 저항계수, 스크린의 크기에 따라 상당히 변한다. 대체로 버블은 저항계수가 클수록, Reynolds수가 작을수록 스크린에 가까워진다.

(4) 스크린 전체의 저항은 저항계수가 증가할수록, 스크린이 덕트에 많이 채워질수록 증가하였다. 그러나 버블의 생성 유무에는 큰 영향을 받지 않고 연속적으로 증가하여 일정한 값에 수렴하는 경향을 보이거나 점근값이 고체평판의 저항이라고는 할 수 없다.

(5) 스크린에서 유선의 굴절이 심하면 굴절계수가 중요하게 되고 저항계수와 함께 실험자료가 부족하다. 앞으로 본 연구에서 채택된 방법은 여러가지 형태의 스크린 주위의 유동과 관련된 공학적인 문제에 응용될 수 있다고 생각된다.

후 기

본 연구는 1987년도 전반기 한국과학재단 기초연구비의 지원에 의하여 수행되었다. 이에 관계자 여러분에게 깊은 감사를 드리는 바이다.

참 고 문 헌

- (1) Laws, E. M. and Livesey, J. L., 1978, "Flow Through a Screens", *Ann Rev. Fluid Mech.*, 10, P247-66.
- (2) Taylor, G. I., Batchelor, G. K., 1949, "The Effect of a Gauze on Small Disturbances in a Uniform Stream", *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, 2, P1-29.
- (3) Owen, P. R., Zienkiewicz, H. K., 1957, "The Production of Uniform Shear Flow in a Wind Tunnel", *J. Fluid Mech.*, 2, P521-31.
- (4) Elder, J.W., 1959, "Steady Flow Through Non-Uniform Gauzes of Arbitrary Shape", *J. Fluid Mech.*, 5, P355-63.
- (5) McCarthy, J.H., 1964, "Steady Flow Past Non-Uniform Wire Grids", *J. Fluid. Mech.*, 19, P491-512.
- (6) Koo, J.K. and James, D.F., 1973, "Fluid Flow Around and Through a Screen", *J. Fluid Mech.*, 60, P513-38.
- (7) Turner, J.T., 1969, "A Computational Method for the Flow Through Non-Uniform Gauzes: The Two-Dimensional Case", *J. Fluid Mech.*, 36, P367-84.
- (8) Livesey, J.L., Laws, E.M., 1973a, "Simulation of Velocity Profile by Shaped Gauze Screens", *AIAA J.*, 11, P184-188.
- (9) Livesey, J.L., Laws, E.M., 1973b, "Flow Through Non-Uniform Gauze Screens", *J. Fluid Mech.*, 59, P737-743.
- (10) Patankar V.S., 1980, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill.
- (11) Gosman, A.D. and Ideriah, F.J.K., 1983, "TEACH 2E: A General Computer Program for Two-Dimensional, Turbulent Flows", Univ. of California, Berkeley.
- (12) 전우평, 1987, "스크린 하류 2차원 난류운동의 시뮬레이션", 서울대학교 대학원 공학석사학위 청구논문.
- (13) Castro, I.P., 1971, "Wake Characteristics of Two-Dimensional Perforated Plates Normal to an Air-Stream", *J. Fluid Mech.*, 46, P599-609.
- (14) Honji, H., 1973a, "Viscous Flows Past a Group of Circular Cylinders", *J. Phys. Soc. Japan*, 34, P821-828.
- (15) Honji, H., 1973b, "Formation of a Reversed Flow Bubble in the Time-Mean Wake of a Row of Circular Cylinders", *J. Phys. Soc. Japan*, 35, P1533-1536.