

자동차 중앙대칭단면 부근의 3차원경계층 계산

Calculation of Three-Dimensional Boundary Layer Near
The Plane of Symmetry of an Automobile Configuration

최 장 섭*, 최 도 형**, 박 승 오**
J. S. Choi, D. H. Choi, S. O. Park

ABSTRACT

The finite-difference three-dimensional boundary layer procedure of Chang and Patel is modified and applied to solve the boundary layer development on the automobile surface. The inviscid pressure distribution needed to solve the boundary layer equations is obtained by using a low order panel method. The plane of symmetry boundary layer exhibits the strong streamline divergence up to the midbody and convergence thereafter. The streamline divergence in front of the windshield helps the boundary layer to overcome the severe adverse pressure gradient and avoid the separation. The relaxation of the pressure right after the top of the windshield, on the other hand, makes the overly thinned boundary layer to readjust and prompts the streamlines to converge into the symmetry plane before the external streamlines do. The three-dimensional characteristics are less apparent after the midbody and the boundary layer is similar to that of the two-dimensional flow. The results of the off-plane-of-symmetry boundary layer are also presented.

1. 서 론

자동차의 공기역학적 특성은 항력, 양력, 안전성, 운전특성, 연료소비 등의 자동차성능에 직접 영향을 미치므로, 이에 관련된 제유동해석은 매우 중요한 문제라 하겠다. 그중에서도 자동차 표면을 따라 발달하는 얇은 점성층 즉 경계층은 자동차 주위유동의 종합적특성을 결정하는 핵심적 유동현상이라 할 수 있다. 왜냐하면 이 점성의 지배를 받는 경계층은 작게는 표면의 배제효과(displacement effect)로 크게

는 유동의 박리로 인한 후류의 형태로 전체압력분포에 큰 영향을 미치기 때문이다.

이처럼 점성과 비점성의 영향이 서로 작용하는 유동장은 Navier-Stokes 방정식으로만 기술될 수 있지만 컴퓨터의 계산속도 및 용량 등의 제한으로 Navier-Stokes 방정식의 직접해법은 실용화 되기까지 많은 시간이 필요할 것으로 생각된다. 따라서 그때까지는 이 복잡한 유동을 점성이 없는 포텐셜유동과 표면의 얇은 경계층유동으로 분리하여 계산하되 서로의

* 한국과학기술원 기계공학과

** 정회원, 한국과학기술원 기계공학과

영향을 적절히 고려해 주는 방법이 현실적이라 볼 수 있다.^[1,2] 즉 포텐셜유동의 압력분포는 경계층유동 해석의 경계조건으로 또 점성효과는 포텐셜유동에 배제효과 및 후류모델로서 영향을 미쳐 수립된 해는 보다 실제에 가까운 압력분포를 나타내게 되는 것이다. 또 압력분포계산에 앞서 박리점의 위치자체가 관심의 대상이 되는 경우도 생각할 수 있는데 Windshield 앞부분의 공기흡입구 등이 박리영역내에 드는지의 여부 등이 이에 속한다고 볼 수 있다.

이와같은 이유에서 정확한 경계층 유동해석은 중요한 의미를 갖는데 자동차는 복잡한 형상때문에 경계층이 고도의 3차원유동이 되어 해석이 그리 간단하지는 않다. 박리현상도 2차원유동과는 다르게 되며 crossflow가 역류되는 선(open separation line)으로부터 생성되는 나선형의 Vortex는 전체압력분포에 큰 영향을 미쳐 항력특성 또한 크게 변화시키기도 하는 것이다. 경계층의 해법은 크게 운동량 적분방정식을 이용한 적분해법과 경계층근사 미분방정식을 차분화시켜 해를 구하는 미분해법 두가지로 분류되는데 복잡한 3차원 유동은 일반적으로 경계층내의 속도분포(특히 crossflow 성분)가 공통적으로 표시되지 않아 적분해법은 open separation 예측등 3차원해석에는 적합하지 않게 된다.

본 연구의 목적은 수치계산을 통해 자동차 표면에 발달하는 3차원경계층, 특히 대칭단면 주위유동에 중점을 두어 박리 및 경계층발달 등의 유동특성을 조사해 보려는 것이다. 수치해법은 Chang/Patel이 선체경계층 해석을 위해 처음 개발한 유한차분해법^[3,4,5]을 본 연구에 맞게 수정하였으며 경계층계산에 필요한 포텐셜유동의 속도분포는 낮은차의 Panel해법으로 구하였다. 3차원유동의 특수한 경우인 중앙대칭단면의 유동은 2차원유동과 비교하여 상이한 특성을 지녀 박리점 등이 크게 다를 수 있었고 그외 영역의 해로부터는 open separation의 근사지점을 추정할 수 있었다.

2. 포텐셜유동의 해법

2.1 지배방정식

Green의 제3법칙에 의해 교란속도포텐셜 ϕ 는 다음의 표면적분식으로 표시할 수 있다 (Fig. 1 참조).

$$\int_s \phi \frac{\partial}{\partial n_Q} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) ds_Q = \int_s \frac{1}{R_{PQ}} \frac{\partial \phi}{\partial n_Q} ds_Q \dots (1)$$

여기서 R_{PQ} 는 P점과 Q점간의 거리이며 \bar{n} 은 법선방향의 단위벡터, S는 물체와 그외의 특이점들을 둘러싼 면을 나타낸다. 이때 점P를 물체표면에 위치시키면 (1)식으로부터 ϕ 에 관한 적분방정식을 얻는다.

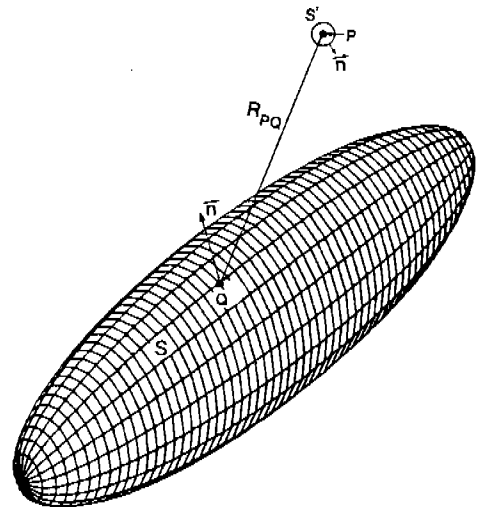


Fig. 1 Notation for the integral equation(2)

$$\begin{aligned} \phi(P) - \frac{1}{2\pi} \int_s \phi(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} \left(\frac{1}{R_{PQ}} \right) ds_Q \\ = -\frac{1}{2\pi} \int_s \frac{1}{R_{PQ}} \frac{\partial \phi}{\partial n_Q} ds_Q \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

여기서 \oint 는 Cauchy principal value를 표시하며 우변의 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ 항은 다음의 경계조건으로부터 결정된다. 즉 물체의 유동속도가 $\vec{U}_\infty = \vec{U}_i + \vec{V}_j + \vec{W}_k$ ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ 는 각각 x, y, z 방향의 단위벡터)이고 물체표면을 통한 유동이 없다고 하면 경계조건은

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -\vec{U}_\infty \cdot \bar{n} \dots \dots \dots (3)$$

또는

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -\left(U \frac{\partial x}{\partial n} + v \frac{\partial y}{\partial n} + W \frac{\partial z}{\partial n} \right) \dots\dots (3')$$

이 되며 경계조건식(3)을 식(2)에 대입하면 우변의 적분치는 기지의 항이 되어 결국 ϕ 에 관한 제 2종 적분방정식이 얻어진다.

2.2 적분방정식의 수치적 해법

앞에서 얻어진 식(2)는 해의 존재 및 수렴에 관한 정리가 잘 확립되어 있는 적분방정식이며 좌변의 적분을 적절한 수치적분 공식으로 대체하여 ϕ 에 관한 연립 1차방정식으로 변환시켜 해를 구할 수 있다. 본 계산에서는 참고 문헌^[2]에서 사용한 저차(low order)의 Panel 해법을 사용하였는데 사용이 간편하고 또 복잡한 물체형상을 나타내기 적합한 방법이라고 생각한다. 이 방법은 물체의 표면을 N 개의 작은 4각요소의 집합체로 표시하여 각 Panel에서 속도포텐셜 ϕ 를 일정하다고 가정하여 표면적분을 수행하는 방법이다. 따라서 적분방정식은 다음과 같은 N 개의 미지수를 갖는 연립방정식으로 표현된다.

$$\phi_i + \sum_{j=1}^n A_{ij} \phi_j = b_i, \quad i = 1, 2, \dots, N \dots\dots (4)$$

이때 지면의 효과는 지면에 대칭되는 곳에 image 물체를 놓아 고려하게 된다. 식(4)로부터 Gauss 소거법이나 Gauss-Seidel 방법을 사용해 미지수 ϕ 를 구하며 표면상에서 t 방향 속도 U 는 이 ϕ 를 미분하여 다음과 같이 얻는다.

$$U = \vec{U}_\infty \cdot \vec{i} + \frac{\partial \phi}{\partial t} \dots\dots\dots (5)$$

여기서 \vec{i} 는 접선방향의 단위벡터를 나타낸다.

2.3 후류모델

본 계산에서 모델링하려는 후류는 차 후미에 발생하는 closed separation에 의한 것이며 이 후류경계면은 2차원 박리유동에서와 같이 와면(vortex sheet)으로 표시하였다. 2차원 모델의 경우, 와도의 세기는 박리점에서의 속

도로 주어지는데^[1] 본 계산에서는 이 방법대로 하되 박리선을 따라서 와도가 일정한 값으로 유지되게 하였다. 엄밀한 의미에서 이 모델은 3차원특성을 잘 반영하고 있다고 할 수 없어 개선시킬 여지가 많으나 open separation에 대한 모델을 따로 해주고 있지 못한 까닭에 모델의 취약점이 유동해에 결정적인 영향을 줄 것으로는 생각지 않는다. 한편 후류영역내에서의 압력분포는 후류면을 지나면서 정압력이 연속이라는 조건으로부터 다음식과 같이 주어진다.

$$C_p = 1 - \left(\frac{U}{U_\infty} \right)^2 - \left(\frac{U_{se}}{U_\infty} \right)^2 \dots\dots\dots (6)$$

3. 경계층유동의 해법

3.1 지배방정식

일반적으로 경계층 근사를 할때에는 (X, Y, Z) 직교좌표계보다는 직교표면좌표계 (ξ, η, ζ) 를 사용하는 것이 편리하다. 이 좌표계는 Fig. 2에서와 같이 ξ 는 주유동방향을 나타내고 η 는 표면인 수직인 방향, 그리고 ζ 는 ξ 와 η 에 직교하는 좌표축을 나타낸다. 비압축성 3차원경계층 방정식은 일반 직교좌표계로 다음과 같이 표시된다.^[6]

○ 연속방정식

$$\frac{1}{h_\xi} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{1}{h_\zeta} \frac{\partial w}{\partial \zeta} + K_{31}u + K_{13}w = 0 \dots\dots (7)$$

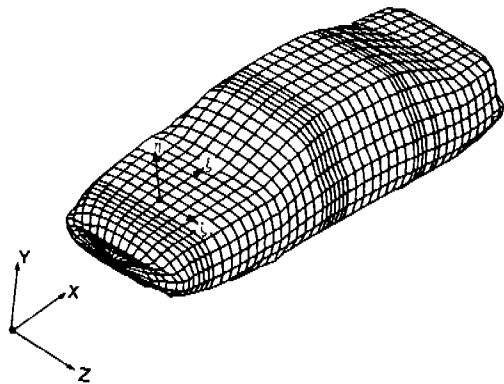


Fig. 2 Body-fitted surface coordinate system

○ ξ - 운동량방정식

$$\frac{u \partial u}{h_\xi \partial \xi} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{w \partial u}{h_\zeta \partial \zeta} + (K_{13} u - K_{31} w) w + \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\overline{uv}) - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} = 0 \dots (8)$$

○ ζ - 운동량방정식

$$\frac{u \partial w}{h_\xi \partial \xi} + v \frac{\partial w}{\partial \eta} + \frac{w \partial w}{h_\zeta \partial \zeta} + (K_{31} w - K_{13} u) u + \frac{1}{h_\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\overline{vw}) - \nu \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} = 0 \dots (9)$$

여기서 h_ξ 와 h_ζ 는 각각 ξ 와 ζ 방향의 metric coefficient 를 나타내며 K_{13} , K_{31} 은 표면좌표계의 geodesic curvature 이다.

$$K_{13} = \frac{1}{h_\xi h_\zeta} \frac{\partial h_\xi}{\partial \zeta}, \quad K_{31} = \frac{1}{h_\xi h_\zeta} \frac{\partial h_\zeta}{\partial \xi} \dots \dots (10)$$

식(8)과 (9)에서 \overline{uw} 와 \overline{vw} 를 표현하기 위해서는 별도의 난류모델이 필요하며 압력변화를 $\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{P}{\rho} \right)$, $\frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{P}{\rho} \right)$ 는 얇은 경계층이론에서 포텐셜유통의 속도분포로부터 Bernoulli 정리를 이용해 구한다. 위의 지배방정식 (7), (8), (9)는 경계층 근사에 의해 포물형이 되었으므로 ξ 방향으로 진행하며 u, v, w 에 관해 풀게 된다. 또 대칭단면이 존재하는 유동에서는 이 단면($\zeta = 0$)을 따라 독립적으로 해를 구할 수 있으며 이 해는 $\zeta > 0$ 영역의 해를 구하는 초기조건으로 사용되기도 한다. 이 대칭단면을 따른 유동에서 일반 지배방정식은 유동의 대칭성때문에 매우 단순한 모양을 취하게 되는데 대칭단면에서는 $w = 0$ 이고 $\frac{\partial w}{\partial \zeta}$ 를 제외한 모든 ζ 에 관한 미분이 0이 되기 때문에 윗식은 다음과 같이 된다.

○ 연속방정식

$$\frac{1}{h_\xi} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial v}{\partial \eta} + \frac{1}{h_\zeta} \frac{\partial w}{\partial \zeta} + K_{31} u = 0 \dots \dots (11)$$

○ ξ - 운동량방정식

$$\frac{u \partial u}{h_\xi \partial \xi} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\overline{uv}) - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} = 0 \dots \dots \dots (12)$$

그러나 $\zeta = 0$ 일때 ζ - 운동량방정식은 항등적으로 0이 되어 그대로 사용할 수 없으며

한번 ζ 로 미분하여 사용하게 된다.

$$\frac{u \partial w_1}{h_\zeta \partial \xi} + v \frac{\partial w_1}{\partial \eta} + w_1^2 + 2K_{31} u w_1 - \frac{u^2 \partial K_{13}}{h_\zeta \partial \zeta} + \frac{1}{h_\zeta} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \left(\frac{P}{\rho} \right) + \frac{\partial w_2}{\partial \eta} - \nu \frac{\partial^2 w_1}{\partial \eta^2} = 0,$$

$$w_1 = \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial w}{\partial \xi}, \quad w_2 = \frac{1}{h_\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} (\overline{vw}) \dots \dots (13)$$

따라서 대칭단면을 따른 유동에서는 (7), (8), (9)식 대신에 (11), (12), (13)식으로부터 u, v, w_1 을 구하게 되는 것이다. 식(7), (8), (9) 또는 (11), (12), (13)을 풀려면 $h_\xi, h_\zeta, K_{13}, K_{31}, \frac{\partial K_{13}}{\partial \zeta}$ 등을 먼저 구해야 하는데 자동차의 경우와 같이 물체의 형상이 수치적으로 주어질 경우에는 이들 Parameter 들은 수치적으로밖에 구할 수 없다. 본 논문에서는 3 차내간법을 사용해 표면형상 데이터를 보간한 후 수치미분으로 이들 계수들을 구했는데 Parameter 중 h_ξ, K_{31} 의 계산은 후방차분공식을 사용하였고 $h_\zeta, K_{13}, \frac{\partial K_{13}}{\partial \zeta}$ 의 계산은 중앙차분공식을 사용하였다.

3.2 수치계산과정과 경계조건

지배방정식들을 풀기위해 Chang 과 Patel 이 제안한 Implicit Crank-Nicolson 형 수치해법을 본연구에 적합하게 수정하여 사용하였다. 이 방법은 2 차의 차분오차를 가지며 앞에서 말한대로 먼저 대칭단면의 해를 ξ 방향으로 진행해가며 구한 후 이를 초기조건으로 하여 $\zeta > 0$ 에서의 해를 역시 ζ 방향으로 진행해가며 구한다. 이 방법은 계산속도가 빠르다는 장점이 있으나 경계층내에서 $w < 0$ 이 되면 ζ 방향으로 더 진행하지 못하고 그 이후의 영역에서의 해는 구할 수 없게 되는 단점이 있다. 난류모델로는 Cebeci-Smith 의 eddy-viscosity 모델^[7] 이 사용되며 격자분포 등 기타 자세한 사항은 참고문헌^[3,4,5] 에 수록되어 있다.

계산을 시작하기 위해 필요한 초기속도분포는 Homann 의 축대칭 정체속도분포를 주었고 물체표면과 경계층 바깥에서의 경계조건은 각각 no-slip 조건과 ξ, ζ 방향의 포텐셜 유동속도분포를 사용하였다.

$$\eta = 0, \quad u = v = w = 0$$

$$\eta \rightarrow \infty, \quad u = u_e, \quad w = w_e \dots \dots \dots (14)$$

4. 결과 및 고찰

4.1 포텐셜유동

몇가지 차종(승용차)에 대해 계산을 수행하였으나 그 결과가 대동소이하여 그중에서 가장 대표적이라 생각되며 실험적으로 압력분포를 알고있는 Sporty 모델의 결과만을 보이고자 한다. 먼저 포텐셜 유동해는 차체의 절반, 즉 대칭단면을 사이에 둔 한쪽을 765(51×15)개의 패널을 사용하여 구하였다(Fig. 2 참조) 압력분포를 Fig. 3에 표시하였는데 a)는 중앙대칭단면을 따라서의 값이고 b)는 축방향으로 몇 단면상의 압력분포를 나타낸다. 결과는 패널수를 더 적게(51×10)하였을 때와 비교하여 지역적인 부분을 제외하곤 많이 다르지 않아 본 계산에 사용된 패널수가 적절하다고 생각되며 또 a)에 함께 비교한 실험치^[8]와 비교하여도 계산이 만족할만 하다는 것을 알 수 있다. 실험압력분포와 계산치가 차체후미에 가서 크게 달라지는 것은 실제유동에 발생하는 박리(X/L~0.75) 때문이며 이 후류의 영향이 여타부분에 그렇게 큰 영향을 미치고 있지 않

다는 것이 오히려 놀라울 정도이다. 후류모델을 사용하여 수행한 계산도 함께 비교하였는데 후류영역내에서의 압력분포가 실험치에 훨씬 더 접근한 것을 볼 수 있다. 그러나 그 영향은 backlight 상단 부분의 압력분포만 다소 낮춰놓았을뿐 그 앞쪽의 유동은 거의 변화가 없다고 하겠다. 또 특기할 것은 Windshield 앞부분에서 실험압력분포는 박리발생을 가르치고 있다는 것인데 이는 실험에 사용된 모형표면이 이 부근에서 심히 패여 그것이 박리를 유발한 것이라 생각한다. 만일 표면이 매끈하였다면 박리도 없었을 것이라고 추측되며 이 얘기는 경계층유동결과와 연계하여 후에 다시 논하기로 한다. 따라서 이상의 결과로부터 계산된 압력분포는 대부분의 영역에서 실험치와 잘맞아 실제 압력분포에 대신하여 경계층계산에 사용하여도 무방할 것으로 보이며 이 압력분포를 이용해 계산한 경계층유동의 결과는 다음과 같다.

4.2 경계층유동

경계층유동은 차길이에 따른 Reynolds 수 5.6×10^6 으로 계산하였고 경계층내의 격자

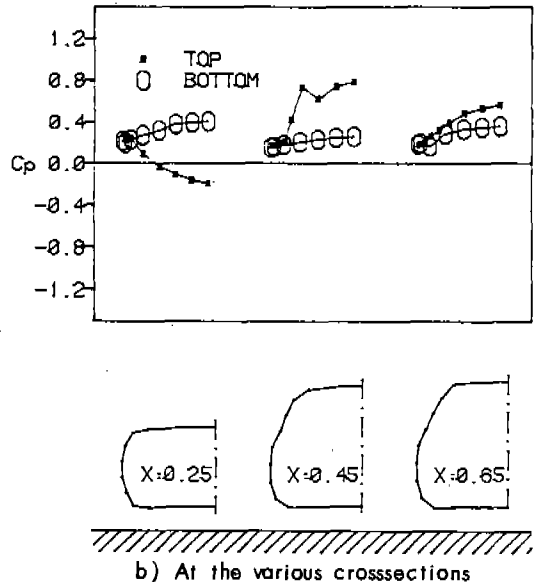
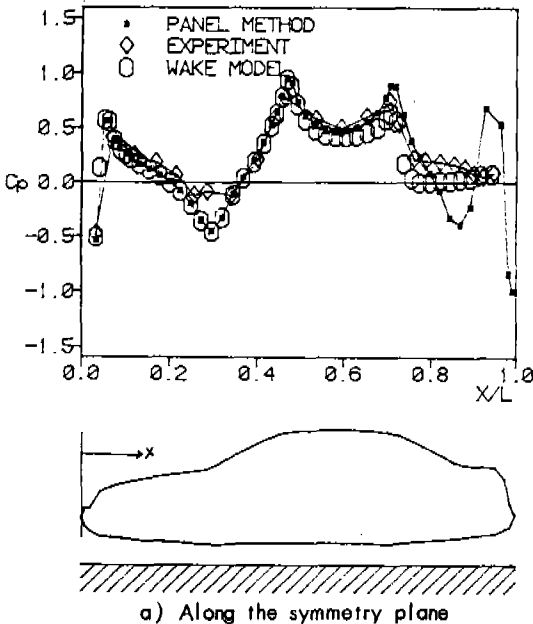


Fig. 3 Pressure distribution on the body surface:

수는 25~30으로 제한하여 경계층 두께가 커져 격자수가 더 필요하게 되면 격자를 재분포시켜 조절하였다. 먼저 대칭단면의 경계층유동을 보면 일반 3차원유동에 비해 상당히 간단하면서도 3차원유동특성을 포함하고 있기 때문에 2차원유동과는 그 특성이 크게 다르다. 2차원유동과의 근본적인 차이는 주위유선들이 대칭면으로 수렴해 들어가거나 또는 그로부터 발산해 나오는 현상인데 이 때문에 경계층은 2차원경계층에 비해 더 두껍게 발달하거나 또는 더 얇아지게 되는 것이다. 자동차의 중앙대칭 단면은 그 형상이 2차원유동으로 근사시킬 수 있을 것 같기도 생각되지만 계산 결과는 위에 말한 유선들의 수렴 또는 발산효과가 크다는 것을 보여준다.

Fig. 4에 대칭면에서의 배제두께, 형상계수, 그리고 벽마찰계수 분포를 표시하였다. 그림에서 이

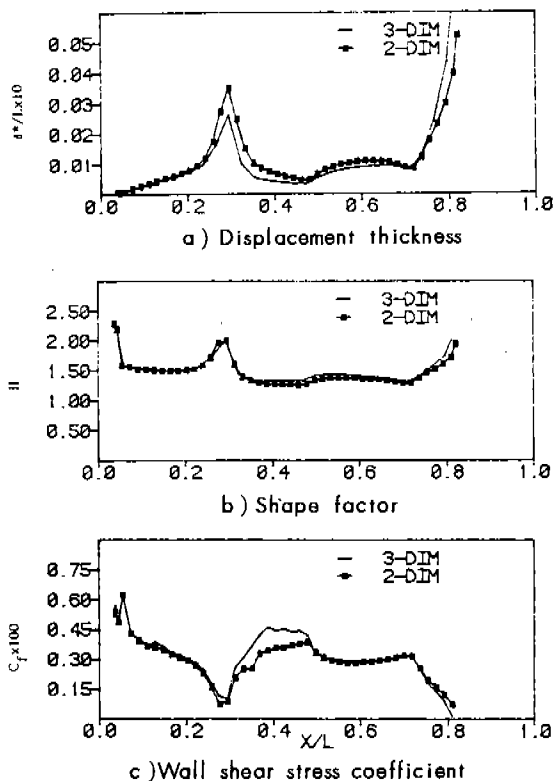


Fig. 4 Boundary-layer parameters along the plane of symmetry:

Reynolds 수에서는 앞부분의 극히 일부를 제외하고는 대부분이 난류계층으로 발달하며 Windshield 바로 앞에서 ($X/L \sim 0.3$)의 역압력구배를 이겨버리없이 통과하여 후미 (backlight $X/L \sim 0.8$) 근처에서 표면으로부터 떨어져 나감을 볼 수 있다. 3차원특성을 보기위해 똑같은 압력분포를 사용해 2차원계산을 수행하여 그 결과도 함께 비교하였는데 이 경우에는 Windshield 앞부분에서 박리가 예측되었으며 따라서 그 점 이후의 계산은 $X/L \sim 0.3$ 근처의 압력분포를 다소 변화시켜 박리를 방지한 후 수행한 것이다. Windshield 앞부분부터 시작하여 차체중간까지가, 즉 $0.2 < X/L < 0.5$, 유선의 수렴·발산영향이 가장 크게 나타나는 영역이라고 할 수 있으며 3차원경계층이 어떻게 심한 역압력구배를 피해가는지 보여주고 있다.

경계층이 발달해가다가 전방의 Windshield로 인한 압력상승을 느끼고는 보다 진행하기 쉬운쪽으로 방향을 바꾸는 것이라고 설명할 수 있는데 Fig.5와 6의 유선의 발산(또는수렴)률을 보면 더욱 확실히 알 수 있다. Fig.5는 경계층외부 포텐셜유동의 발산률 ($\frac{\partial w_e}{\partial \xi} \frac{\partial w}{\partial \xi}$)를 나타낸 것이고 Fig.6은 경계층내에서의 $\frac{\partial w_i}{\partial \xi}$ 를 보인 것이다. Fig.5에서 $\frac{\partial w_e}{\partial \xi}$ 는 $X/L \sim 0.6$ 까지 양(+)의 값을 가져 포텐셜유동의 유선은 이 영역에서는 대칭면으로부터 발산해 나가고 있으며 $X/L > 0.6$ 에서는 대칭면으로 수렴해 들어가는 것을 알 수 있다. 그러나 경계층내부

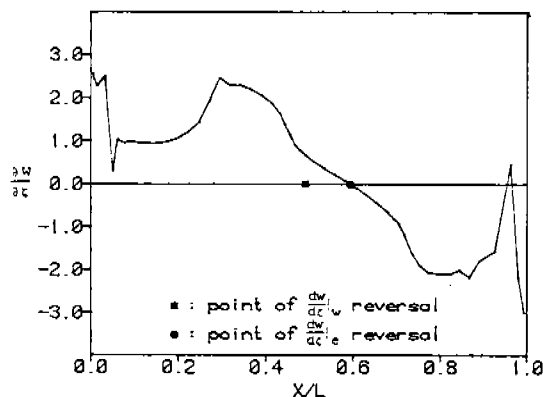


Fig. 5 Rate of streamline convergence/divergence of the external flow

는 경계층밖의 상태를 그대로 뒤따르는 것이 아니라 외부유동에 앞서 적응해가고 있음을 Fig. 6에서 볼 수 있다. 좀 더 자세히 관찰하면 경계층바깥유동은 $X/L \sim 0.3$ 근처에서 $\frac{\partial w}{\partial \xi}$ 가 최대가 되나 경계층내부에서의 $\frac{\partial w}{\partial \xi}$ 값이 오히려 더 커 내부유동이 더 많이 발산함을 볼 수 있는데 이는 경계층이 역압력구배를 느낀 후 이에 적응하기 위해 내부의 운동량이 작은 유체가 대칭면으로부터 벗어나려는 현상인 것이다. 마찬가지로 맥락에서 $X/L \sim 0.5$ 근처에서 $\frac{\partial w}{\partial \xi}$ 는 아직 양(+)이나 벽에 가까운 부근에서는 $\frac{\partial w}{\partial \xi} < 0$ 임을 보는데 이것은 $X/L \sim 0.5$ 에서 유선들의 발산과 순압력구배에 의해 경계층이 과도하게 얇아져 있다가 갑자기 압력구배가 작아져 이에 적응하기 위해 주위유체가 대칭면 경계층내로 유입되기 시작하는 것이며 이 현상은 $X/L \sim 0.6$ 의 $\frac{\partial w}{\partial \xi}$ 분포를 보면 더욱 뚜렷하게 나타난다. 다시 Fig. 4의 표면마찰계수 분포를 보면 $X/L \sim 0.3$ 근처의 역압력구배를 이겨낸 경계층이 Windshield를 통과할 때 순압력구배에 의한 가속과 유선발산(stream-line divergence)의 복합적인 영향에 경계층이 얇아져 C_f 가 크게 증가하였다가 압력구배가 작아지자 급히 2차원값으로 돌아가려는 현상을 볼 수 있는 것도 다 같은 이유 때문인 것이다.

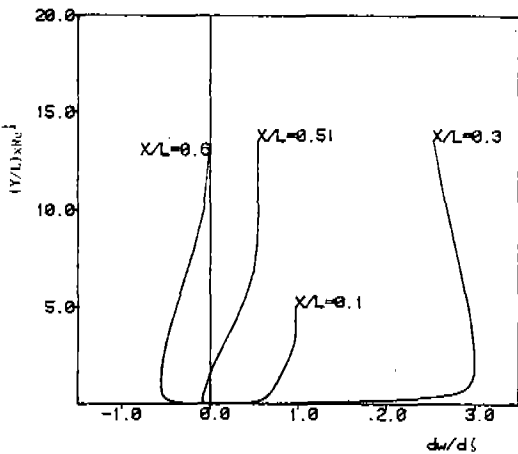
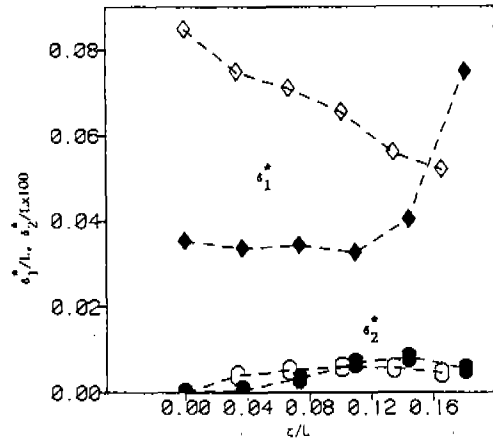


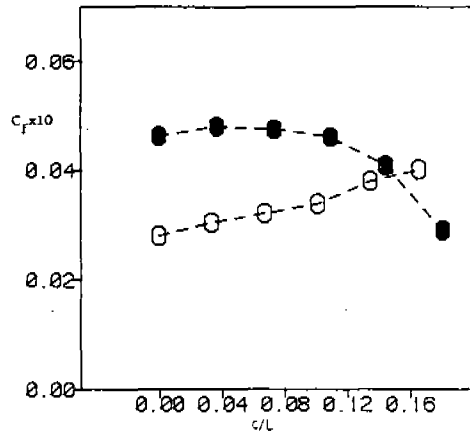
Fig. 6 $dw/d\xi$ distribution across the boundary layer at various ξ -stations

이에 비해 자동차 뒷쪽에서의 유동은 유선수렴의 영향이 크지 않은 것을 볼 수 있다. 이 영향때문에 3차원박리가 2차원보다 다소 일찍 생기는 것을 볼 수 있으나 그 차이는 미미하다고 하겠다. 박리점이 $X/L \sim 0.8$ 정도로 실험치($X/L \sim 0.75$)에 비해 다소 늦는 것을 볼 수 있는데 이것은 실험조건과의 차이 또는 경계층근사가 이 영역에서 적합한가 등 불확정한 점이 많아 확실한 결론을 내릴 수 없으며 다른 여러실험치와 비교후에만이 가능하다고 생각된다.

Fig. 7에는 대칭단면 이외 영역의 결과들도



a) Displacement thickness



b) Resultant wall-shear-stress coefficient

Fig. 7 Off-plane-of-symmetry boundary-layer parameters (Open symbols: $X/L = 0.22$, Closed symbols: $X/L = 0.42$):

시하였는데 δ^* 와 δ^* 는 각각 유선좌표계에서 유선방향과 그에 수직방향의 배제두께를 나타내며 C_f 는 합성벽마찰계수를 뜻한다. 앞에 설명한 바와같이 ζ 방향으로 진행해가며 해를 구하는 방법은 w 가 음(-)이 되는 점 이상 계산을 더 하지 못하고 그 이후의 점은 계산영역에서 제외되며 Fig. 8은 바로 이 역류가 시작되는 점들을 연결한 선을 표시하는데 A-Pillar의 위치와 거의 일치함을 볼 수 있다. Fig. 7에서 δ^* 는 역류선 가까이에서 크게 증가하며 C_f 값은 강한 유선의 발산과 가속으로 대칭면과 역류선사이에서 극대값을 가졌다가 차차 감소하는 것을 볼 수 있다. 그러나 이 선을 따라서 C_f 는 0보다 훨씬 커 특이점이라고 볼 수 없으며 다만 δ^* 의 갑작스런 증가로 보아 나선형와류의 시작점에 가깝다고는 말할 수 있을 것이다.

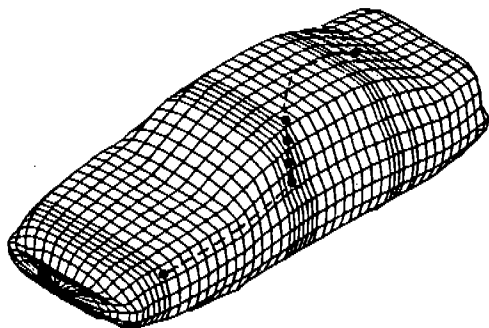


Fig. 8 Line of the circumferential flow reversal

5. 결 론

자동차 중앙대칭단면부근의 경계층유동특성을 수치계산을 통해 조사해 보았다. 경계조건으로 필요한 포텐셜유동계산에서 800여개의 패널로도 만족할만한 압력분포가 구해지며 실험 압력분포와 비교해 후미에 발생하는 박리는 차체 앞부분에 크게 영향을 미치지 않는 것이 관찰되었다. 경계층의 3차원특성이 가장 강하게 나타나는 영역은 Windshield 바로 앞부분부터 시작하여 제일상단을 지난 다음까지이며 2차원해석법으로는 이곳 유동을 예측할 수 없게

된다. Windshield 하단부근에서는 큰 역압력 구배 때문에 유선들이 외부포텐셜유동보다 경계층내에서 더 크게 발산하며 Windshield를 통과할 때 계속된 유선발산과 또 순압력구배에 의한 가속으로 경계층은 급격히 얇아졌다가, 이후 압력구배가 감소하자 이에 적응하기 위해 외부의 포텐셜유동에 앞서 경계층내의 유체가 대칭면으로 유입되기 시작한다. 2차 유동(ζ 방향)의 역류로 대칭단면을 제외한 영역의 계산은 크게 제한되었으나 역류선에 가까와 질수록 δ^* 의 증가가 현저하여 A-Pillar를 따라서 vortex가 발생한다고 할 수 있으며 이 결과는 포텐셜유동해석의 후류모델에도 이용될 수 있을 것이다.

후 기

본 논문은 현대자동차 주식회사 위탁연구의 일부이며 그동안 아낌없는 지원을 해주신 동사의 이충구상무와 박래욱차장께 큰 감사를 드린다.

참 고 문 헌

1. 최도형, 최철진, "점성-비점성 유동 반복계산 방법을 이용한 2차원 자동차모형의 공력 특성 예측", 자동차공학회지 Vol. 8, No. 1, pp.52-61, 1986.
2. Summa, J.M. and Dvorak, F.A., "Computing Automobile Aerodynamics by an Integral Method," Proceedings of the International Conference on Supercomputer Applications in the Automotive Industry, edited by D. Marino, Zurich, Switzerland, October 1986.
3. Chang, K.C. and Patel, V.C., "Calculation of Three Dimensional Boundary Layers on Ship Forms". IIHR Report. No. 178, June 1975.
4. Patel, V.C. and Choi D.H., "Calculation of Three - Dimensional Laminar and Turbulent Boundary Layers on Bodies of

- Revolution at Incidence”, Turbulent Shear Flow 2, pp. 199-217, Springer-Verlag, 1980.
5. Patel, V.C. and Baek J.H., “Boundary layers in Planes of symmetry. Part 2 Calculations for Laminar and Turbulent Flows.”, AIAA J. Vol. 25, June, 1987, pp.812-818.
 6. Nash, J.F. and Patel, V.C., “Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers”, SBC Technical Books, 1972.
 7. Cebeci T. and Smith A.M.O. “Analysis of Turbulent Boundary layers”, 1974, Academic Press.
 8. 최도형, 박승오, “자동차 주위유동에 관한 이론 및 실험적 연구”, 최종보고서, 과기원 Rept. No. BSI 1146-2908-2, 1987.