

〈論 文〉

극소 공기막을 갖는 공기베어링의 직접수치해법을 이용한 정적해석

박상신* · 장인배* · 황 평** · 한동철***

(1990년 4월 30일 접수)

Static Analysis of Gas Bearing with Ultra Low Clearance by the Direct Numerical Solution Method

Sang Sin Park, Inbae Chang, Pyung Hwang and Dong Chul Han

Key Words : Direct Numerical Solution(직접수치해법), Lubrication Theory(윤활이론), Navier-Stokes' Equation(Navier-Stokes 방정식), Gas Bearing(공기베어링), High Comperessibility(고압축성), Fluid Film Thickness Discontinuity(유막 불연속성)

Abstract

An expanded scheme of a direct numerical solution method for solving the Navier-Stokes equation considering the modified boundary conditions for gas lubrication with ultra low clearance at high Λ region is presented. Many examples are calculated by this scheme and their results are compared to the previous solutions using P^2H^2 . This scheme has the advantages of fast calculation time and stable convergence in high Λ region, and gives very good results in the case of fluid film thickness discontinuity.

기 호 설 명

B : 슬라이더 폭
 C : 최소 공기막 두께
 h : 공기막 두께
 H : 무차원 공기막 두께
 K_n : Knudsen계수 ($K_n = \lambda/C$)
 L : 슬라이더 길이
 p : 공기막 압력
 P_a : 대기압 ($= 1.01325 \times 10^5$)
 P : 무차원 공기막 압력 ($P = p/P_a$)
 q_x, q_z : 질량 유량

Q_x, Q_z : 무차원 질량 유량 ($Q_x = \frac{12\mu L}{\rho a C^3 p_a} q_x$)
 u : x -방향 공기 유속
 U : x -방향 벽면 속도
 v : z -방향 공기 유속
 V : Z -방향 벽면 속도
 Λ : 압축성 계수 ($\Lambda = \frac{6\mu VL}{P_a C^2}$)
 λ : 공기 분자의 평균 자유 비행거리
 μ : 공기의 점성계수

1. 서 론

공기베어링의 사용영역은 최근들어 고속 회전기
제나 정밀기기 뿐만 아니라 컴퓨터용 하드디스크,
VTR등과 같은 자기기록장치(magnetic recording

*서울대학교 대학원

**정회원, 영남대학교 공과대학 기계공학과

***정회원, 서울대학교 공과대학 기계설계학과

system) 등에서의 응용도 매우 활발하다^(1,2).

하드 디스크에 사용되는 헤드 슬라이더(head slider) 등에 있어서는, 공기유회가 수행되는 슬라이더와 디스크 사이에는 0.3 μm 이하의 극히 좁은 간극(spacing)이 유지되고 있다. 이렇게 극히 좁은 간극의 공기유회면에서는 공기분자의 평균 자유비행거리(MMFP: molecular mean free path)에 관련된 벽면 미끄럼운동이 압력분포 해석에 고려되고 있으며, 높은 압축성계수의 영역에서 발생하는 수치해의 불안정성이 해석상의 큰 난점으로 제기되고 있다⁽³⁾.

극소 공기막 하에서 작동되는 베어링의 연구에는 주로, Burgdorfer⁽⁴⁾가 제안한 Kundsen계수를 이용한 수정된 레이놀즈 방정식이 사용되고 있다.

그러나 수정된 레이놀즈 방정식은 압축성 계수 Λ 가 극히 높은 영역으로 갈수록 실제 현상보다 큰 오차를 보이며, 해석영역 내의 불연속점(그루브, 구멍 등)에서의 급작스러운 압력변화를 해석함에 있어 어려움을 줄 때가 많다. 그리고 Mitsuya 등⁽⁵⁾에 의하면 격자점 크기(grid size)에 의존적인 수치해석상의 불안정 영역이 존재함을 알 수 있다.

따라서 본 논문에서는 Kawabata⁽⁶⁾가 제안한 직접 수치해법(direct numerical solution method)을 확대하여 유회표면의 국부 희소가스 효과(local rarefaction effect)로 인한 공기분자의 벽면 미끄럼 현상을 고려한 지배방정식을 Navier-Stokes 방정식으로 부터 유도하고 이를 2차원 유동의 경우까지 확대하여 극소틈새와 높은 압축성 계수를 갖는 경우에 적용하고 그 결과를 기존의 수정된 레이놀즈 방정식의 해석결과⁽⁷⁾와 비교하고자 한다.

2. 지배방정식의 차분화

Fig. 1과 같은 직교좌표계를 사용하여 2차원 미끄럼 유동 조건하에서 유회 공기막에 대한 압력분포를 구하기 위해 이미 간략화한 Navier-Stokes 방정식⁽⁷⁾을 직접 적분할 수 있다.

이때에 공기막 내의 유동 속도에 대하여는 다음과 같은 미끄럼 유동 경계조건⁽⁴⁾을 대입한다.

$$u_{(y=0)} = U + \lambda(\partial u / \partial y)_{(y=0)} \quad (1)$$

$$u_{(y=h)} = -\lambda(\partial u / \partial y)_{(y=h)} \quad (2)$$

$$v_{(y=0)} = V + \lambda(\partial v / \partial y)_{(y=0)} \quad (3)$$

$$v_{(y=h)} = -\lambda(\partial v / \partial y)_{(y=h)} \quad (4)$$

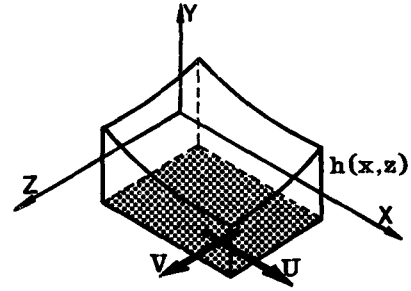


Fig. 1 Coordinate system

이에 따라 얻어진, 벽면 미끄럼 현상을 고려한 두 방향의 유속은 다음과 같다.

$$u = -\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (h\lambda + hy - y^2) + U \left[1 - \frac{y + \lambda}{h + 2\lambda} \right] \quad (5)$$

$$v = -\frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (h\lambda + hy - y^2) + V \left[1 - \frac{y + \lambda}{h + 2\lambda} \right] \quad (6)$$

공기막 틈새의 통과하는 질량유량은 다음과 같다.

$$q = \int_A \rho(v \cdot n) dA \quad (7)$$

식 (5)와 (6)을 각각 식 (7)에 대입하여 x , z 방향 각각의 단위폭당의 질량유량을 구하면 다음과 같다.

$$q_x = -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \left[1 + 6 \frac{\lambda}{h} \right] + \frac{1}{2} \rho h U \quad (8)$$

$$q_z = -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \left[1 + 6 \frac{\lambda}{h} \right] + \frac{1}{2} \rho h V \quad (9)$$

공기를 이상기체라 가정하고, 이상기체 상태방정식 $p = \rho RT$ 를 식 (8)과 (9)에 대입하고, 계산 결과의 일반화를 위하여 $K_n = \lambda/C$, $H = h/C$, $P = p/P_a$, $X = x/L$, $Z = z/L$ 이라는 무차원 변수를 도입하여 식 (8)과 (9)를 무차원화 하면 다음과 같다.

$$Q_x = -H^3 P \frac{\partial P}{\partial X} \left[1 + 6 \frac{K_n}{H} \right] + \Lambda_x P H, \quad \Lambda_x = \frac{6\mu U L}{P_a C^2} \quad (10)$$

$$Q_z = -H^3 P \frac{\partial P}{\partial Z} \left[1 + 6 \frac{K_n}{H} \right] + \Lambda_z P H, \quad \Lambda_z = \frac{6\mu V L}{P_a C^2} \quad (11)$$

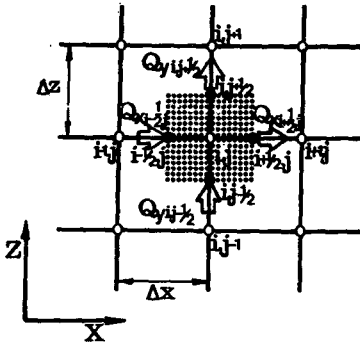


Fig. 2 Mesh for F.D.M. analysis

식 (10)과 (11)에 대한 수치적인 해를 구하기 위해서는 Fig. 2에 나타낸 것과 같이 X와 Z방향으로 각각 m , n 개의 분할을 생각한다.

각 절점사이의 압력구배를 선형으로 가정한다면 절점 $(i-\frac{1}{2}, j)$ 와 $(i, j-\frac{1}{2})$ 위치에서의 압력과 압력구배는 다음과 같이 차분화 된다.

$$P_{i-\frac{1}{2},j} = \frac{1}{2}[P_{i-1,j} + P_{i,j}] \quad (12)$$

$$P_{i,j-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}[P_{i,j-1} + P_{i,j}] \quad (13)$$

$$\left[\frac{\partial P}{\partial X} \right]_{i-\frac{1}{2},j} = \frac{P_{i,j} - P_{i-1,j}}{\Delta X} \quad (14)$$

$$\left[\frac{\partial P}{\partial Z} \right]_{i,j-\frac{1}{2}} = \frac{P_{i,j} - P_{i,j-1}}{\Delta Z} \quad (15)$$

식 (12)~(15)를 각각 식 (10)과 (11)에 대입하여 $(i-\frac{1}{2}, j)$ 와 $(i, j-\frac{1}{2})$ 위치에서의 차분화된 무차원 질량유량의 식을 구하면

$$Q_{Xi-1/2,j} = \Delta Z \left[\left[\frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] + \frac{\Lambda_{Xi-1/2,j}}{2} H_{i-1/2,j} \right] P_{i-1,j} \right] - \left[\left[\frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] - \frac{\Lambda_{Xi-1/2,j}}{2} H_{i-1/2,j} \right] P_{i,j} \right] \quad (16)$$

$$Q_{Zi,j-1/2} = \Delta X \left[\left[\frac{H_{i,j-1/2}^3 P_{i,j-1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j-1/2}} \right] + \frac{\Lambda_{Zi,j-1/2}}{2} H_{i,j-1/2} \right] P_{i,j-1} \right] - \left[\left[\frac{H_{i,j-1/2}^3 P_{i,j-1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j-1/2}} \right] - \frac{\Lambda_{Zi,j-1/2}}{2} H_{i,j-1/2} \right] P_{i,j} \right] \quad (17)$$

$$Q_{Xi+1/2,j} = \Delta Z \left[\left[\frac{H_{i+1/2,j}^3 P_{i+1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i+1/2,j}} \right] + \frac{\Lambda_{Xi+1/2,j}}{2} H_{i+1/2,j} \right] P_{i+1,j} \right] - \left[\left[\frac{H_{i+1/2,j}^3 P_{i+1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i+1/2,j}} \right] - \frac{\Lambda_{Xi+1/2,j}}{2} H_{i+1/2,j} \right] P_{i,j} \right] \quad (18)$$

$$Q_{Zi,j+1/2} = \Delta X \left[\left[\frac{H_{i,j+1/2}^3 P_{i,j+1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j+1/2}} \right] + \frac{\Lambda_{Zi,j+1/2}}{2} H_{i,j+1/2} \right] P_{i,j+1} \right] - \left[\left[\frac{H_{i,j+1/2}^3 P_{i,j+1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j+1/2}} \right] - \frac{\Lambda_{Zi,j+1/2}}{2} H_{i,j+1/2} \right] P_{i,j} \right] \quad (19)$$

$$- \frac{\Lambda_{Zi,j-1/2}}{2} H_{i,j-1/2} \left] P_{i,j} \right]$$

마찬가지로 $Q_{Xi+1/2,j}$ 와 $Q_{Zi,j+1/2}$ 도 얻을 수 있다. 이 질량유량 식들은 연속방정식을 만족시켜야 하며, 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$Q_{Xi-1/2,j} - Q_{Xi+1/2,j} + Q_{Zi,j-1/2} - Q_{Zi,j+1/2} = 0 \quad (18)$$

식 (16)과 (17)을 (18)식에 대입하면 다음과 같은 차분화된 무차원 질량유량의 연속방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \left[\Delta Z \left\{ \frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] + \frac{H_{i+1/2,j}^3 P_{i+1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i+1/2,j}} \right] - \left[\frac{\Lambda_{Xi-1/2,j}}{2} H_{i-1/2,j} - \frac{\Lambda_{Xi+1/2,j}}{2} H_{i+1/2,j} \right] \right\} \right] \\ & + \Delta X \left\{ \left[\frac{H_{i,j-1/2}^3 P_{i,j-1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j-1/2}} \right] + \frac{H_{i,j+1/2}^3 P_{i,j+1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j+1/2}} \right] - \left[\frac{\Lambda_{Zi,j-1/2}}{2} H_{i,j-1/2} - \frac{\Lambda_{Zi,j+1/2}}{2} H_{i,j+1/2} \right] \right\} \right] \\ & = \Delta Z \left\{ \frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] + \frac{\Lambda_{Xi-1/2,j}}{2} H_{i-1/2,j} \right\} P_{i-1,j} \\ & + \Delta Z \left\{ \frac{H_{i+1/2,j}^3 P_{i+1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i+1/2,j}} \right] - \frac{\Lambda_{Xi+1/2,j}}{2} H_{i+1/2,j} \right\} P_{i+1,j} \\ & + \Delta X \left\{ \frac{H_{i,j-1/2}^3 P_{i,j-1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j-1/2}} \right] + \frac{\Lambda_{Zi,j-1/2}}{2} H_{i,j-1/2} \right\} P_{i,j-1} \\ & + \Delta X \left\{ \frac{H_{i,j+1/2}^3 P_{i,j+1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j+1/2}} \right] - \frac{\Lambda_{Zi,j+1/2}}{2} H_{i,j+1/2} \right\} P_{i,j+1} \end{aligned} \quad (19)$$

그런데 식 (19)에서 $P_{i+1,j}$ 와 $P_{i,j+1}$ 의 계수들은, 베어링 계수가 높은 영역에서 음의 값을 갖게되며, $P_{i+1,j}$ 나 $P_{i,j+1}$ 이 증가하면 $P_{i,j}$ 가 감소하여 실제현상과 일치하지 않는 압력구배의 흔들림현상이 발생한다⁽⁴⁾. 따라서 격자크기(mesh size)는 다음과 같은 상한선이 정해진다⁽⁶⁾.

$$\Delta x < \frac{2}{\Lambda_x} H^2 P \left[1 + \frac{6K_n}{H} \right] \quad (20)$$

$$\Delta z < \frac{2}{\Lambda_z} H^2 P \left[1 + \frac{6K_n}{H} \right] \quad (21)$$

그러므로 격자크기는 필요로 하는 계산정밀도와 식 (20) 및 (21)에서 주어진 제한조건 사이에서 계산 시간 등을 고려하여 조절할 필요가 있다.

식 (10)과 (11)에서 우변 첫째항은, 압력구배 $(\frac{\partial P}{\partial X}, \frac{\partial P}{\partial Z})$ 에 의해 생성되는 Poiseuille유동이므로, 절점 (i, j) 에서의 압력은 인접한 절점들로부터 심한 영향을 받는다. 그러나, 우변의 두번째 항인 Couette 유동항은 두 베어링면 사이의 상대속도를 나타내므로 절점 $(i-1, j)$ 와 $(i, j-1)$ 에서의 영향이 다른 두절점의 영향에 비해 절대적이다. 이에 따라 높은 압축성계수 (Λ_x, Λ_z) 의 영역에서는 상류측 (up stream) 압력의 영향이 지배적인 것으로 알려져 있다⁽⁶⁾. 이는 레이놀즈 방정식에서 Poiseuille 항은 타원적(elliptic)성질을 갖고, Couette항은 포물선적(parabolic)성질을 갖는다는 데서 이해할 수 있다. 따라서, 식 (10), (11)의 우변항에서 P 를 상류측 압력 $P_{i-1,j}$, $P_{i,j-1}$ 로 각각 치환할 수 있다. 이에 따라 $Q_{xi-1/2,j}$ 는 다음과 같이 표시된다.

$$Q_{xi-1/2,j} = \Delta Z \left[\left(\frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] + \Lambda_{xi-1/2,j} H_{i-1/2,j} \right) P_{i-1,j} - \left(\frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] \right) P_{i,j} \right] \quad (22)$$

이와 마찬가지로 $Q_{zi,j-1/2}$, $Q_{xi+1/2,j}$, $Q_{zi,j+1/2}$ 를 구해 식 (18)의 연속방정식에 대입하여 정리하면 다음과 같은 절점압력에 대한 대수방정식을 얻는다.

$$a_{i,j} P_{i,j} = a_{i-1,j} P_{i-1,j} + a_{i+1,j} P_{i+1,j} + a_{i,j-1} P_{i,j-1} + a_{i,j+1} P_{i,j+1} \quad (23)$$

여기서 각 계수들은 다음과 같다.

$$a_{i,j} = \Delta Z \left[\frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] + \frac{H_{i+1/2,j}^3 P_{i+1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i+1/2,j}} \right] + \Lambda_{xi+1/2,j} H_{i+1/2,j} \right] + \Delta X \left[\frac{H_{i,j-1/2}^3 P_{i,j-1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j-1/2}} \right] + \frac{H_{i,j+1/2}^3 P_{i,j+1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j+1/2}} \right] + \Lambda_{zi,j+1/2} H_{i,j+1/2} \right]$$

$$a_{i-1,j} = \Delta Z \left[\frac{H_{i-1/2,j}^3 P_{i-1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i-1/2,j}} \right] + \Lambda_{xi-1/2,j} H_{i-1/2,j} \right] \\ a_{i+1,j} = \Delta Z \left[\frac{H_{i+1/2,j}^3 P_{i+1/2,j}}{\Delta X} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i+1/2,j}} \right] \right] \\ a_{i,j-1} = \Delta X \left[\frac{H_{i,j-1/2}^3 P_{i,j-1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j-1/2}} \right] + \Lambda_{zi,j-1/2} H_{i,j-1/2} \right] \\ a_{i,j+1} = \Delta X \left[\frac{H_{i,j+1/2}^3 P_{i,j+1/2}}{\Delta Z} \left[1 + \frac{6K_n}{H_{i,j+1/2}} \right] \right]$$

식 (23)은 절점사이의 압력구배를 선형으로 가정하여 얻은 식이므로 반복계산을 통하여 해를 구할 수 있다. 이때 적용되는 경계조건은 압력구배를 형성하는 베어링 영역의 경계에서는 대기압이 작용한다는 가정하에서 다음과 같이 표시된다.

$$P[X(b), Z(b), Y=0] = P_a[X(b), Z(b)] \\ b = \text{boundary} \quad (24)$$

3. 수치해석

앞 절에서는 유도된 차분화된 무차원 질량유량의 연속방정식 (23)을 이용하여 공기유향이 수행되는

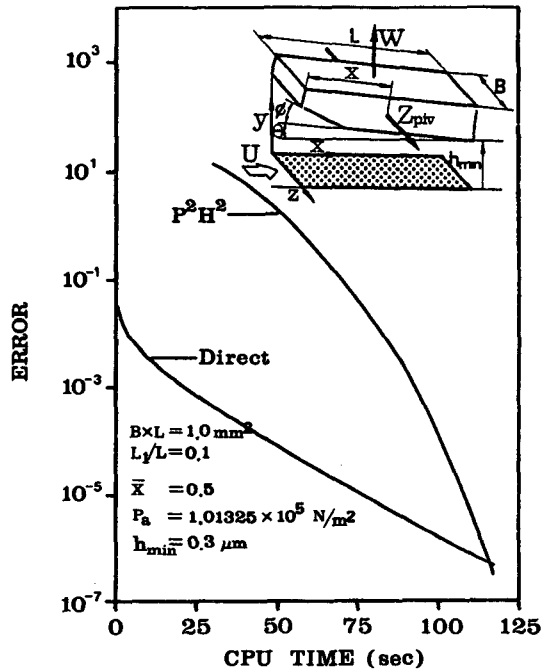


Fig. 3 Convergence speed and error

베어링 영역에서의 압력분포를 계산한다. 반복계산에 있어서는 SOR법 (successive overrelaxation method)을 이용하였으며, 초기압력은 베어링 영역 전체에서 대기압으로 가정하였다. 그리고 반복계산을 수행하는 동안 압력분포의 수렴여부는 다음과 같은 수렴조건을 이용하여 판정하였다.

$$\frac{|P^{n+1} - P^n|}{|P_{\max}|} < 10^{-5} \quad (25)$$

이에 따른 수렴속도는 하드 디스크용 헤드 슬라이더의 경우 장인배⁽⁷⁾의 결과와 비교하면, Fig. 3에 나타나 있듯이 수렴조건이 식 (25)와 같을 때 직접수치해법이 P^2H^2 의 해법에 비해 25%가 단축된 것을 알 수 있다.

4. 결과 및 고찰

직접수치해법은 앞에서 설명했듯이 레이놀즈 방정식을 거치지 않고 Navier-Stokes 방정식으로 부터 얻어진 유량방정식을 연속방정식에 대입하여 직접적으로 해를 구하는 방법이다. 해석영역 내에 그루브, 구멍 등이 있는 경우나 레일레이 스텝 (Rayleigh step) 베어링 등의 불연속점이 있는 경우 기존의 레이놀즈방정식보다는 직접수치해법을 이용한 해석은 수치해석상의 안정성을 갖는다.

그러므로 본 절에서는 공기베어링에 일반적으로 이용되는, column 방법을 이용한 P^2H^2 해법의 결

과와, 직접수치해법의 결과사이의 비교를 통하여 직접수치해법의 유용성을 검증해 본다.

Fig. 4는 평판 슬라이더의 경우에 대하여 column방법을 이용한 레이놀즈 방정식의 P^2H^2 해와 직접수치해법에 의한 해를 비교한 그림이다. 이때 압축성 계수 (Λ)는 500, Knudsen 계수 $K_n = 0.06237$ 이며 틈새비 $H_2/H_1 = 1.1$, 폭비 $L/B = 3$, P^2H^2 해법의 경우 절점수는 100×20 에서, 최고압력 $P_{\max} = 1.0937$ 을 얻었다. 이에 반하여 직접수치해법의 경우, 절점수는 50×20 이며, 최고압력 $P_{\max} = 1.0923$ 을 얻었다. 따라서 두 해법은 결과에 있어 큰 차이는 없었으나, 절점수에 있어 직접수치해법이 다소 유리함을 보여준다.

Fig. 5는 리딩에지 슬라이더의 경우에 대해 Fig. 4에서와 같은 방법을 비교한 그림이다. Fig. 5(a)에서와 같이 슬라이더의 앞쪽에 에지(edge)가 있는 경우 에지 부근에서 압력이 급격히 증가하는 것을 알 수 있다. Fig. 5의 (b)와 (c)는 공기분자의 벽면 미끄럼 현상을 고려하지 않는 경우이고, Fig. 5의 (d)와 (e)는 Knudsen 계수 $K_n = 0.2189$ 인 경우이다. 절점수는 P^2H^2 의 경우 100×14 , 직접해법의 경우 50×14 로 하였다. 최고압력은 P^2H^2 에서의

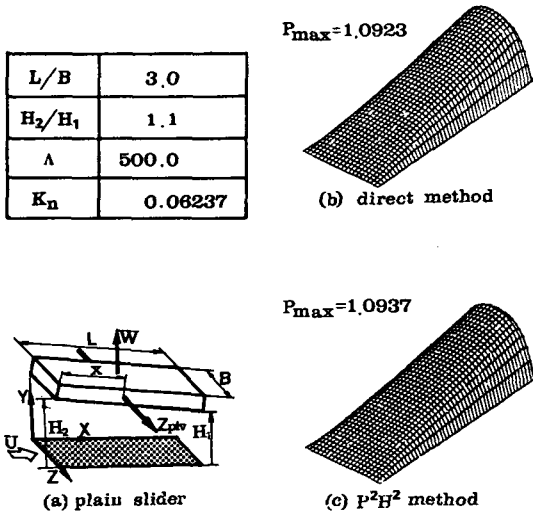


Fig. 4 Pressure profile of plane slider

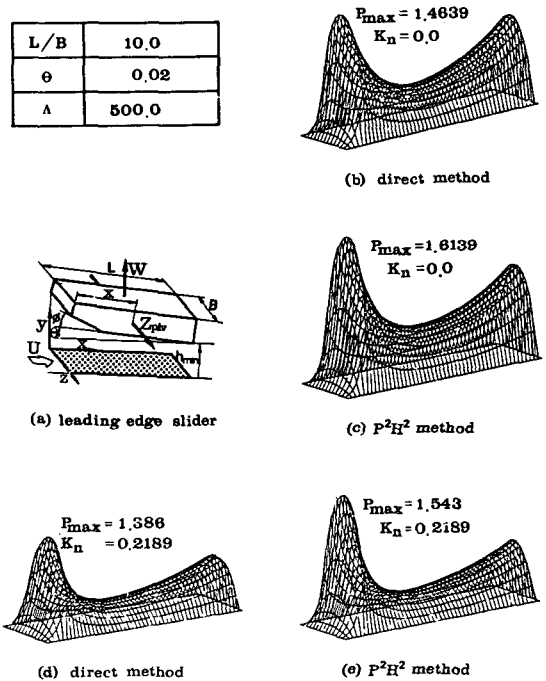


Fig. 5 Pressure profile of leading edge slider

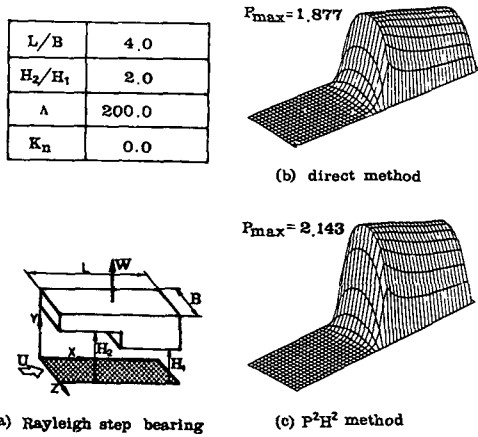


Fig. 6 Pressure profile of Reyleigh step slider bearing

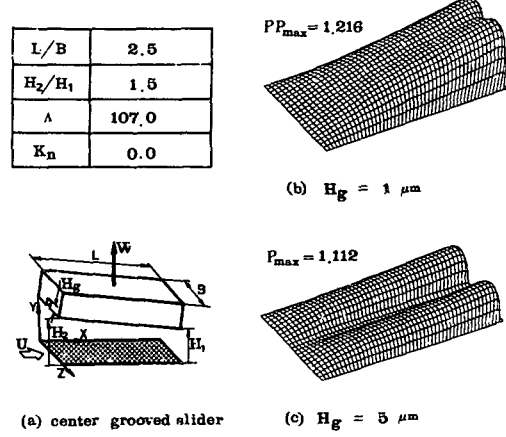


Fig. 7 Pressure profile of center grooved slider bearing

해보다 직접해법의 경우 약간 작게 나타남을 알 수 있다.

Fig. 6은 레일레이 스텝 베어링에 관한 계산결과를 도시한 그림이다. 여기서 P^2H^2 해법을 통한 해를 구하기 위해 공기막 두께의 불연속점에서의 기울기 $\left[\frac{\partial H}{\partial X}\right]$ 는 인접 절점과 산술평균을 취하였다.

Fig. 6에 따르면, 해석영역내의 불연속점에 의한 P^2H^2 해법의 한계성에 비하여 직접수치해법은 급격한 압력의 변화를 잘 따라가며 수렴하므로, 불연속점을 포함한 베어링의 운할해석에 있어 직접수치해법의 유용성을 확인할 수 있다.

Fig. 7은 슬라이더의 중앙에 흐름방향의 홈불이 있는 경우의 압력분포를 도시한다. 이 경우 P^2H^2 해법으로는 해를 구할 수 없었다. 이에 반하여 직접수치해법의 경우 해의 수렴성이 좋았으며, 특히 Fig. 7(b)와 같이 홈의 깊이가 감소될 경우 주변압력의 영향으로 홈 부분의 압력이 증가됨을 알 수 있다.

Fig. 8은 리딩에지 슬라이더의 정상상태 (즉, 일정한 하중지지용량을 갖고 지지점에서 모우멘트의 합이 0일 때)에서 P^2H^2 해법⁽⁷⁾과 직접수치해법을 압축성계수에 따른 무차원 하중지지용량의 변화로서, 그림에서 좌표계는 로그(log)좌표계를 취하였다. 이에 따르면 P^2H^2 해법의 결과가 낮은 압축성계수에서 비선형성을 갖는데 반하여 직접수치해법의 결과는 전영역에서 선형적임을 알 수 있다. 그리고 압축성 계수가 100이상에서는 두 해석방법 사

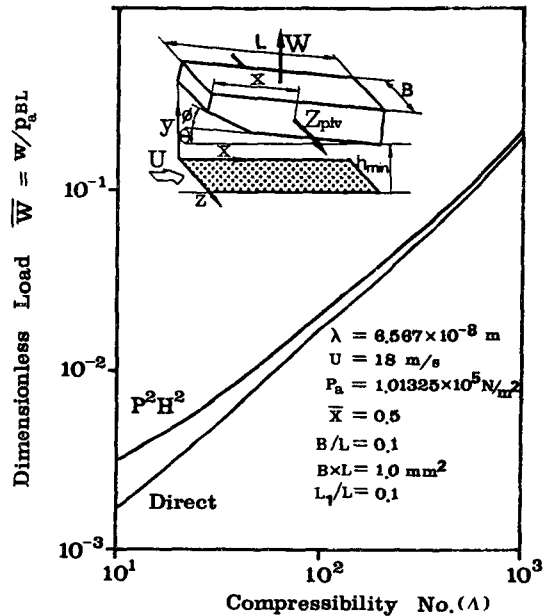


Fig. 8 Comparison of load carrying capacity between two methods

이의 상대적인 오차가 일정하다. 이는 높은 압축성 계수의 영역에서 Couette 유동에 의해서 생긴 압력형성이 상류층유동에서 지배적이라는 직접수치해법의 수치해석상의 가정을 도입한 까닭이다.

5. 결 론

극히 좁은 틈새를 갖으며 불연속 경계선을 갖는

유한한 폭의 공기 윤활면의 압력분포를 해석함에 있어서 공기분자의 벽면 미끄럼 현상을 고려한 지배방정식을 세우고 그에 대한 직접 수치해법을 유도하여 해석한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 직접 수치해법은 수치해석상 P^2H^2 해법에 비하여 수렴속도가 빠르고 격자의 수를 줄여도 근사해를 구할 수 있다.

(2) 윤활면에 불연속선이 존재하거나 압력의 분포가 급격한 변화를 일으키는 부분에서 직접 수치해법의 수렴 안전성이 뛰어난 것을 보였다.

후 기

이 연구는 1988년도 영남대학교의 교비 연구비의 지원으로 이루어 졌으며, 이에 감사하는 바이다.

참 고 문 헌

- (1) Stevens L.D., 1981, "The Evolution of Magnetic Storage", IBM J. Res. Develop. Vol. 25, No. 5, sep. pp. 663~675.
- (2) Williams Peter, et al, 1988, "Recent Development in Particulate Recording Media", IEEE trans. on Mag., Vol. 24, No. 2, Mar. pp. 1876~1879.
- (3) White, J.W., Nigam A., 1980 "A Factored Implicit Scheme for the Numerical Solution of the Reynolds Equation at Very Low Spacing", ASME J. of Lub. Vol. 102, Jan. pp. 80~85.
- (4) Burgdorfer. A., 1959. "The Influence of the Molecular Mean Free Path on the Performance of Hydrodynamic Gas Lubricated Bearings," ASME, J. of Basic Eng. Vol. 81, No. 3, Mar. pp. 94~100.
- (5) Mitsuya, Kaneko, 1981, "Molecular Mean Free Path Effects in Gas Lubricated Slider Bearings (2nd report, Experimental Studies)", Bulletin of the JSME, Vol. 24, No. 187, Jan. pp. 236~242.
- (6) Kawabata, 1987, "Numerical Analysis of Reynolds Equation for Gas Lubrication in a High Λ Region", JSME International Journal, Vol. 30, No. 263, pp. 836~842.
- (7) 장인배, 1989, "극소 공기막 하에서 작동하는 자력-공기윤활 슬라이더의 정상상태 해석", 서울대학교 공학석사 학위논문.