

일반좌표계 변환을 이용한 헤링본 그루브 베어링의 해석 (Analysis of Herringbone Grooved Journal Bearing Using Generalized Coordinate Transformation)

박상신*, 한동철**

* 영남대학교 기계공학부

** 서울대학교 기계·기계설계·항공우주공학부

Sang-Shin Park*, Dong-Chul Han**

*Yeungnam University

**Seoul National University

Abstract

The present work is an attempt to calculate the steady state pressure and perturbed pressure of herringbone grooved journal bearings. A generalized coordinate system is introduced to handle the complex bearing geometry. The coordinates are fitted to the groove boundary and the Reynold's equation is transformed to be fitted to this coordinates system using the Gauss divergence theorem. This method makes it possible to deal with an arbitrary configuration of a lubricated surface. The characteristics of finite herringbone grooved journal are well calculated using this method.

Key words—generalized coordinate system, herringbone grooved journal bearing, Reynold's equation, Gauss divergence theorem, arbitrary configuration

1. 서 론

헤링본 그루브 베어링은 내부의 펌핑효과 때문에 일반 저어널 베어링에 비해 하중지지용량이 크고 안정성이 높은 베어링이다. 그러나 이러한 그루브 베어링은 그루브의 면이 자유곡선과 같이 굽어 있어 그 해석에 어려움이 있어, 주로 그루브의 개수가 무한개라고 가정하여 근사해를 구하는 방법인 무한 그루브 이론을 많이 사용하여 왔다.[1-2] 그러나 이 이론은 그루브의 개수에 대한 연구를 수행할 수 없으며 많은 제약이 따른다.

또한 헤링본 그루브 저어널 베어링 뿐만 아니라, 스파이럴 그루브 저어널 베어링과 각 형상의 스러스트 베어링의 해석도 유한폭 베어링의 연구가 거의 없는 실정이다.

따라서 헤링본 그루브와 같이 베어링내부의 형상이 복잡한 경우에 유한폭의 베어링 압력을 계산할 수 있는 방법의 개발이 필요하다.

본 연구진은 베어링의 해석분야 있어서 많은 방법들을 개발한 경험이 있다. 본 연구진에서 개발한 해석방법으로는 베어링의 압력과 틈새함수를 각각 제공하여 곱한 새로운 변수 $Q = P^2 H^2$ 로 치환하여 하드디스크와 헤드사이의 공기막 윤활해석을 수행한 바 있다.[3] 또한 이를 확장하여 $Q = P^a H^b$ 로 임의의 지수승으로 치환하여 해석할 수 있는 방법도 개발하였다.[4] 그리고, 베어링 해석의 새로운 지평을 연 직접수치해법[5]을 개발하여 극소 공기막 윤활문제에 대한 해법 및 유체베어링의 해법을 제시한 바 있다.

본 연구에서는 직접 수치해법을 확장하여 임의의 경계를 갖는 베어링의 해석방법을 제시하고 그루브를 갖는 베어링의 해석을 수행할 수 있는 프로그램을 개발하고, 베어링의 설계시에 사용하기 편하도록 IBM-PC Windows95에서 작동하는 Visual Program을 개발하였다.

2. 레이놀즈방정식의 일반화된 좌표계 변환

저어널 베어링, 스러스트 베어링, 원추형 베어링, 구면형 베어링을 일반화시켜서 임의의 형상을 갖는 베어링을 고려한다. Fig.1 과 같이 임의의 형상을 갖는 베어링에서 원주좌표 (r, θ, z) 에서 유회면상에 $\theta = \text{const.}$ 인 선에 속한 자오선 좌표를 s 라 정의하고, $\theta = 0$ 방향에 x 축, $\theta = \pi/2$ 방향에 y 축을 놓은 직각좌표계를 고려한다. 직각좌표계에서의 레이놀즈방정식을 (s, θ) 좌표계로 표현하면 다음식 (1) 로 표현된다. [6]

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{r \partial \theta} \left(\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{r \partial \theta} \right) = \frac{1}{2} \rho r \omega \frac{\partial h}{r \partial \theta} + \rho \frac{\partial h}{\partial t} \quad (1)$$

벡터 미분연산자 $\nabla = \frac{\partial}{\partial s} \mathbf{i} + \frac{\partial}{r \partial \theta} \mathbf{j}$ 를 도입하면 식 (1) 은 다음과 같이 벡터식으로 표현된다.

$$\nabla \cdot \left(-\frac{\rho h^3}{12\mu} \nabla p + \frac{1}{2} \rho r \omega \mathbf{h} \right) + \rho \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

식 (2)를 Fig.2 와 같은 베어링 영역내에서 검사표면에서 적분하여 유량의 연속조건을 만족시킨다.

$$\iint_C \left\{ \nabla \cdot \left(-\frac{\rho h^3}{12\mu} \nabla p + \frac{1}{2} \rho r \omega \mathbf{h} \right) + \rho \frac{\partial h}{\partial t} \right\} dA = 0 \quad (3)$$

여기에 가우스 발산정리를 적용하면 이중적분이 다음과 같이 선적분으로 바뀌게 된다.

$$\oint_C \left(-\frac{\rho h^3}{12\mu} \mu \nabla p + \frac{1}{2} \rho r \omega \mathbf{h} \right) \cdot \vec{n} dl + \iint_C \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} dx dy = 0 \quad (4)$$

여기서 \vec{n} 은 검사표면을 둘러싸는 곡선에 수직한 단위 벡터이다. 위 식에서 선적분 내에 있는 항은 단위 면적길이면적당의 유량으로 자오선 좌표계에서 다음과 같이 표현된다.

$$\vec{q} = -\frac{\rho h^3}{12\mu} \mu \nabla p + \frac{1}{2} \rho r \omega \mathbf{h} = q^s \mathbf{i} + q^\theta \mathbf{j} \quad (5)$$

$$q_s = -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial s}, \quad q_\theta = -\frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{r \partial \theta} + \frac{1}{2} \rho h r \omega$$

여기서, 베어링 내에 그루브와 같은 불연속점이

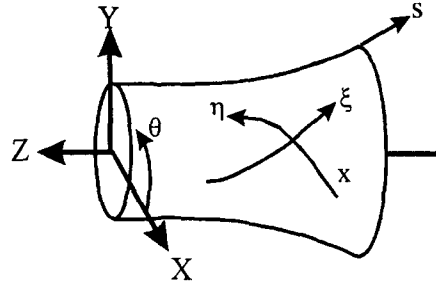


Fig.1 Generalized coordinates

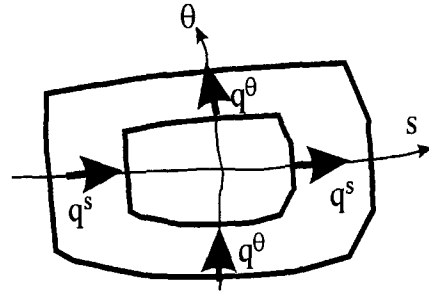


Fig. 2 Flux in meridian coordinates

있는 경우를 고려하기 위하여 그루브를 따라가는 일반좌표계를 Fig.1 과 같이 설정한다.

자오선 좌표계 (s, θ) 에서의 압력의 편미분항을 일반좌표계 (ξ, η) 에서의 편미분으로 치환시키는 관계식은 다음과 같다.

$$d\xi = \xi_s ds + \xi_\theta (r d\theta) \quad ds = s_\xi d\xi + s_\eta d\eta$$

$$d\eta = \eta_s ds + \eta_\theta (r d\theta) \quad r d\theta = r\theta_\xi d\xi + r\theta_\eta d\eta \quad (6)$$

이를 각각 행렬식으로 표시하면 다음과 같다

$$\begin{Bmatrix} d\xi \\ d\eta \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} \xi_s & \xi_\theta \\ \eta_s & \eta_\theta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} ds \\ r d\theta \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} s_\xi & s_\eta \\ r\theta_\xi & r\theta_\eta \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} d\xi \\ d\eta \end{Bmatrix} \quad (7)$$

그러면 다음과 같은 관계식을 얻게 된다.

$$\begin{bmatrix} \xi_s & \xi_\theta \\ \eta_s & \eta_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_\xi & s_\eta \\ r\theta_\xi & r\theta_\eta \end{bmatrix}^{-1} \quad (8)$$

두 좌표계간의 관계를 면적비인 자코비안을

$J = \left| \frac{\partial(s, r\theta)}{\partial(\xi, \eta)} \right| = s_\xi(r\theta_\eta) - s_\eta(r\theta_\xi)$ 라 정의하면 다음과 같은 좌표변환식을 얻게 된다.

$$\begin{aligned}\xi_s &= \frac{1}{J} r\theta_\eta & \xi_\theta &= -\frac{1}{J} s_\eta \\ \eta_s &= -\frac{1}{J} r\theta_\xi & \eta_\theta &= \frac{1}{J} s_\xi\end{aligned}\quad (9)$$

따라서 압력의 미분 항을 좌표변환하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial s} &= \frac{\partial p}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial s} + \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial s} = (r\theta_\eta p_\xi - r\theta_\xi p_\eta)/J \\ \frac{\partial p}{r\partial \theta} &= \frac{\partial p}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{r\partial \theta} + \frac{\partial p}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{r\partial \theta} = (s_\xi p_\eta - s_\eta p_\xi)/J\end{aligned}\quad (10)$$

식 (10) 을 식 (5)에 대입하면, 다음과 같다.

$$\begin{aligned}q^s &= -\frac{\rho h^3}{12\mu} (r\theta_\eta p_\xi - r\theta_\xi p_\eta)/J \\ q^\theta &= -\frac{\rho h^3}{12\mu} (s_\xi p_\eta - s_\eta p_\xi)/J + \frac{1}{2} \rho h r \omega\end{aligned}\quad (11)$$

또한 일반좌표계에서 검사표면을 둘러싸는 곡선에 수직한 \vec{n} 를 고려한다. Fig.2 에서 검사표면의 곡선을 벡터식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\vec{u} = s\mathbf{i} + r\theta\mathbf{j}\quad (12)$$

여기서 ξ, η 방향으로 각각의 접선벡터를 $\vec{u}_\xi, \vec{u}_\eta$ 로 정의하면 접선벡터는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\vec{u}_\xi = s_\xi \mathbf{i} + r\theta_\xi \mathbf{j}, \quad \vec{u}_\eta = s_\eta \mathbf{i} + r\theta_\eta \mathbf{j}\quad (13)$$

이 접선벡터를 이용하여 $\xi = \text{const.}$ 에 수직한 \vec{n}^ξ 와 $\eta = \text{const.}$ 에 수직한 \vec{n}^η 를 각각 증가하는 방향을 양의 방향으로 설정하여 다음과 같이 정의 한다. 각 부분에 수직한 법선벡터를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}\vec{n}^\xi &= \frac{\vec{u}_\eta \times \vec{k}}{|\vec{u}_\eta \times \vec{k}|} = \frac{\text{grad } \xi}{|\text{grad } \xi|} = \frac{r\theta_\eta \mathbf{i} - s_\eta \mathbf{j}}{\sqrt{(r\theta_\eta)^2 + (s_\eta)^2}} \\ \vec{n}^\eta &= \frac{\vec{k} \times \vec{u}_\xi}{|\vec{k} \times \vec{u}_\xi|} = \frac{\text{grad } \eta}{|\text{grad } \eta|} = \frac{-r\theta_\xi \mathbf{i} + s_\xi \mathbf{j}}{\sqrt{(r\theta_\xi)^2 + (s_\xi)^2}}\end{aligned}\quad (14)$$

식(11) 과 식(14)를 식 (4) 에 대입하면 다음과 같이 일반화된 좌표계에서의 각 방향의 단위길이에 수직한 질량유량이 구해진다.

$$\begin{aligned}q_n^\xi &= \vec{q} \cdot \vec{n}^\xi \\ &= \left[r\theta_\eta \left\{ -\frac{\rho h^3}{12\mu} (r\theta_\eta p_\xi - r\theta_\xi p_\eta)/J \right\} \right. \\ &\quad \left. - s_\eta \left\{ -\frac{\rho h^3}{12\mu} (s_\xi p_\eta - s_\eta p_\xi)/J + \rho h r \omega \right\} \right] / \sqrt{\alpha} \\ &= \rho \{-A p_\xi + B p_\eta + D\} / \sqrt{\alpha}\end{aligned}\quad (15)$$

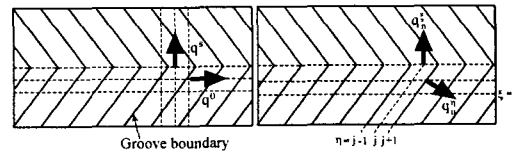
$$\begin{aligned}q_n^\eta &= \left[-r\theta_\xi \left\{ -\frac{\rho h^3}{12\mu} (r\theta_\eta p_\xi - r\theta_\xi p_\eta)/J \right\} \right. \\ &\quad \left. + s_\xi \left\{ -\frac{\rho h^3}{12\mu} (s_\xi p_\eta - s_\eta p_\xi)/J + \rho h r \omega \right\} \right] / \sqrt{\gamma} \\ &= \rho \{B p_\xi - C p_\eta + E\} / \sqrt{\gamma}\end{aligned}$$

여기서 각각의 계수들은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}\alpha &= s_\eta^2 + (r\theta_\eta)^2, & \beta &= s_\xi s_\eta + (r\theta_\xi)(r\theta_\eta) \\ \gamma &= s_\xi^2 + (r\theta_\xi)^2, & J &= s_\xi(r\theta_\eta) - s_\eta(r\theta_\xi) \\ A &= (h^3/12\mu)(\alpha/J) & D &= -hs_\eta r\omega \\ B &= (h^3/12\mu)(\beta/J) & E &= hs_\xi r\omega \\ C &= (h^3/12\mu)(\gamma/J) & \bar{\omega} &= \omega/2\end{aligned}\quad (16)$$

식 (5)에서 (15)로의 변환은 Fig. 3 으로 설명할 수 있다. 원주 위에서 서로 수직하게 잡은 자오선 좌표계의 (s, θ) 상의 단위길이당 유량이 (5) 식이라면, 그루브를 따라 1 씩 증가하는 좌표계 (ξ, η) 의 단위길이에 수직한 유량에 관한 식이 (15)가 된다. 그리고 (ξ, η) 는 물리적인 방향의 의미가 없는 일반좌표계로서 그림에서는 기울어진 것으로 보이지만 수학적으로 서로 수직하며 항상 길이가 1 씩 변화하는 절점으로 치환이 된 것이다.

이렇게 구해진 단위길이당의 질량유량을 적분하여 수치해석상의 검사체적을 통과하는 질량유량을 구한다. Q^s 는 $\xi = \text{const.}$ 선 위의 $\eta = \eta_1$ 과 $\eta = \eta_2$ 사이를 통과하는 질량유량이고, Q^η 는 $\eta = \text{const.}$ 선 위의 $\xi = \xi_1$ 과 $\xi = \xi_2$ 사이를 통과하는 질량유량이라 하면,



(a) q^s, q^θ (b) q_n^ξ, q_n^η

Fig.3 Flux transformation

$$Q^\xi = \int_{r^*} Q_n^\xi dA^\xi \quad Q^\eta = \int_{r^*} Q_n^\eta dA^\eta \quad (17)$$

(s, θ) 좌표계에서의 검사체적의 표면거리는 일반좌표계의 표면거리로 치환한다.

$$dA = \sqrt{\gamma d\xi^2 + 2\beta d\xi d\eta + a d\eta^2} \quad (18)$$

그러면 $\xi = \text{const}$. 선 위에서는 $d\xi$ 는 0 이 되어 $dA^\xi = \sqrt{a} d\eta$ 가 되고, $\eta = \text{const}$. 선 위에서는 $d\eta$ 는 0 이 되어 $dA^\eta = \sqrt{\gamma} d\xi$ 이 된다. 따라서 (15) 식은 다음과 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} Q^\xi &= \int_{\eta_1}^{\eta_2} \sqrt{a} q_n^\xi d\eta = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \rho(-A p_\xi + B p_\eta + D) d\eta \\ Q^\eta &= \int_{\xi_1}^{\xi_2} \sqrt{\gamma} q_n^\eta d\xi = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \rho(B p_\xi - C p_\eta + E) d\xi \end{aligned} \quad (19)$$

또한 식(4)의 두 번째 이중적분식은 베어링 내에 따라서 (12) 식을 검사체적에 흡수되는 유량으로 좌표변환을 이용하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} Q^V &= \int \int_A \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} dA \\ &= \int \int_R \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} \left| \frac{\partial(x, y)}{\partial(\xi, \eta)} \right| d\xi d\eta \quad (20) \\ &= \int_{\eta_1}^{\eta_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\partial(\rho h)}{\partial t} |J| d\xi d\eta \end{aligned}$$

식(19)와 식(20)을 Fig.4 과 같은 일반화된 좌표에서 유량 평형 조건을 이용하여 차별화하였다.

$$\sum Q^\xi + \sum Q^\eta + Q^V = 0 \quad (21)$$

이 차별식을 유도하여 프로그램을 작성하여

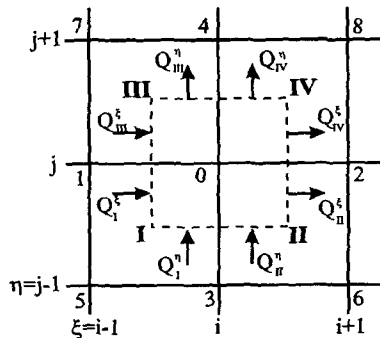


Fig. 4 Flux Equilibrium

압력분포를 계산하고 그 압력분포를 베어링 표면에 따라 적분하면 베어링의 하중지지용량을 구할 수 있게 된다. [7]

이러한 기본방정식을 섭동시켜 동특성 방정식을 유도하게 된다. 축 혹은 베어링이 각진동수 ν 로미소진동한다고 가정할 때, 윤활유체막의 두께는 미소량 ϵ 을 이용하여

$$h = h_0 + \epsilon \hat{h} e^{i\nu t} \quad (22)$$

로 표시된다. 여기서 우변의 h_0 는 정상상태의 윤활막 두께 함수이고, \hat{h} 는 ϵ 에 대한 진동 윤활막 두께, t 는 시간, j 는 허수단위이다. 이때, 압력 p 및 ξ, η 방향의 질량유량 Q^ξ, Q^η 및 영역 V 내의 증가 질량유량 Q^V 를 ϵ 으로 전개하면 다음의 식

$$\begin{aligned} p &= p_0 + \epsilon \hat{p} e^{i\nu t} + o(\epsilon^2) \\ Q^\xi &= Q_0^\xi + \epsilon \hat{Q}^\xi e^{i\nu t} + o(\epsilon^2) \\ Q^\eta &= Q_0^\eta + \epsilon \hat{Q}^\eta e^{i\nu t} + o(\epsilon^2) \\ Q^V &= Q_0^V + \epsilon \hat{Q}^V e^{i\nu t} + o(\epsilon^2) \end{aligned} \quad (23)$$

처럼 정상성분 $p_0, Q_0^\xi, Q_0^\eta, Q_0^V$ 와 ϵ 에 의한 진동성분 $\hat{p}, \hat{Q}^\xi, \hat{Q}^\eta, \hat{Q}^V$ 로 나누어진다. 여기서 $\hat{p}, \hat{Q}^\xi, \hat{Q}^\eta, \hat{Q}^V$ 는 복소수이다. 또한 앞에서의 계수 A, B, C, D, E 도 정상성분과 진동성분으로 나누어진다.

이렇게 구해진 섭동성분과 정상상태성분을 기본 질량유량 방정식 (19) 에 대입하여 ϵ 의 0 차와 1 차의 교란지배방정식을 얻는다.

| | | | |
|-------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| h_x | $-c \cos \theta$ | $-c \cos \sigma \cos \theta$ | $-c \sin \phi \cos \theta$ |
| h_y | $-c \sin \theta$ | $-c \cos \sigma \sin \theta$ | $-c \sin \phi \sin \theta$ |
| h_z | $-c$ | $c \sin \theta$ | $c \cos \phi$ |
| h_x | $\frac{c}{L} r \sin \theta$ | $\frac{c}{L} z \sin \theta$ | $\frac{c}{L} s \sin \theta$ |
| h_y | $-\frac{c}{L} r \cos \theta$ | $-\frac{c}{L} z \cos \theta$ | $-\frac{c}{L} s \cos \theta$ |

Fig.5 Perturbed height functions

정상상태 압력 p_0 에 관한 방정식 :

$$\begin{aligned} Q_0^\xi &= \int_{\eta_1}^{\eta_2} \rho(-A_0 p_{\xi 0} + B_0 p_{\eta 0} + D_0) d\eta \\ Q_0^\eta &= \int_{\xi_1}^{\xi_2} \rho(B_0 p_{\xi 0} - C_0 p_{\eta 0} + E_0) d\xi \end{aligned} \quad (24)$$

교란압력 \hat{p} 에 관한 방정식 :

$$\begin{aligned} \hat{Q}^\xi &= \int_{\eta_1}^{\eta_2} \rho\{-A\hat{p}_\xi + B\hat{p}_\eta\} d\eta \\ &+ \int_{\eta_1}^{\eta_2} \rho\hat{h}\{-\hat{A}p_{\xi\alpha} + \hat{B}p_{\eta\alpha} + \hat{D}\} d\eta \\ \hat{Q}^\eta &= \int_{\xi_1}^{\xi_2} \rho\{B\hat{p}_\xi - C\hat{p}_\eta\} d\xi \\ &+ \int_{\xi_1}^{\xi_2} \rho\hat{h}\{\hat{B}p_{\xi\alpha} - \hat{C}p_{\eta\alpha} + \hat{E}\} d\eta \end{aligned} \quad (25)$$

여기서 진동성분 $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}, \hat{D}, \hat{E}$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \hat{A} &= h^2\alpha/4\mu J, \hat{B} = h^2\beta/4\mu J, \hat{C} = h^2\gamma/4\mu J \\ \hat{E} &= -s_\eta r\omega, \hat{D} = +s_\xi r\omega \end{aligned} \quad (26)$$

한편, Fig.6에서 검사체적사이에 흡수되는 유량도 마찬가지로 방법으로 섭동시켜 일반좌표계로 표시하면 다음과 같다.

$$\hat{Q}^v = j\nu t \left(\hat{h} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \Delta d\xi d\eta \right) \quad (27)$$

이 교란 압력의 방정식도 정상상태의 압력과 마찬가지로 방법으로 차별화하여 그 분포를 구하여 성분에 따라 적분하여서 강성 및 감쇠계수를 얻을 수 있다.

앞에서 설명한 방법들은 베어링의 종류에 관계없이 해를 구할 수 있는 일반화된 방법이다. 이러한 베어링의 강성 및 감쇠계수를 얻기 위한

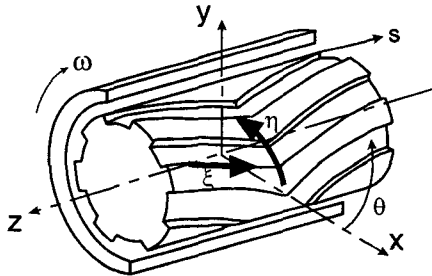


Fig. 6 Generalized coordinates

섭동함수를 Fig.5 에 나타내었다.

이와 같이 구해진 지배방정식을 격자간격이 1 인 일반 좌표계에서 이산화 하여 대수방정식을 변환한 후 정상상태의 압력분포 및 교란압력 분포를 구하고 이를 적분해서 각 방향의 베어링 반력, 강성 및 감쇠계수를 계산하였다. 자세한 이산화 과정은 참고문헌에 수록하였다.[7]

3. 베어링의 모델링

앞에서 설명한 일반좌표계로 변환하기 위해서는 식(6)부터 사용되는 (ξ, η) 의 좌표계를 잡아야 한다. 본연구에서 적용한 베어링의 경우 그루브를 축방향으로 따라가며 ξ 좌표계를 원주방향으로 η 좌표계를 Fig. 6 과 같이 잡았다.

원주방향으로 η 좌표를 설정하여 그루브 내부를 수개로 나누고 그루브가 없는 부분의 개수를 또한 수개로 나누어 프로그램내에서 선택할 수 있도록 모델링 하였다. 또한 그루브를 따라가며 ξ 좌표를 설정하여 그루브를 따라 그루브의 방향이 바뀌는 부분을 두부분으로 나누어 등간격으로 나누었다.

4. 해석 결과 및 고찰

해석 프로그램은 Windows95 상에서 GUI (Graphic User Interface)를 이용하여 사용자가 그림을 보면서 필요한 데이터인, 베어링의 직경, 폭, 그루브의 개수, 그루브의 각도, 그루브의 폭비, 편심률, 자세각 및 그루브내의 절점개수 및 랜드부의 절점 개수를 입력하면 자동적으로 프로그램내에서 필요한 메모리를 확보하여 그루브의 개수가 변하여도 모두 동작할 수 있도록 작성하였다. 프로그램을 실행시켜 동작한 모습을 Fig.7 에 나타내었다. 계산을 수행 시키면 정상상태 압력분포와 섭동압력분포를 계산하여 베어링의 반력, 강성 및 감쇠계수들을 계산하여 화면에 표시하여 주도록 하였다. 그 해석예를 Fig.8 에 나타내었다.

또한 헤링본 저어널 뿐만아니라 스파이럴 저어널, 헤링본 스러스트, 스파이럴 스러스트의 경우에도 해석될 수 있는 일반화된 프로그램을 개발하였다. 그 예를 Fig.9 에 나타내었다.

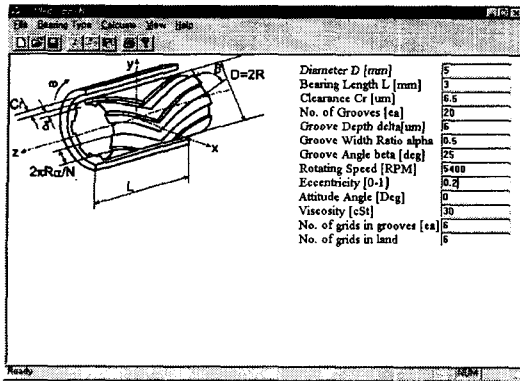


Fig. 7 Example of input screen

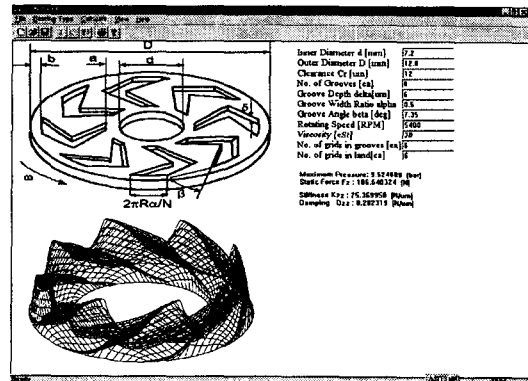


Fig. 10 Output screen of herringbone thrust

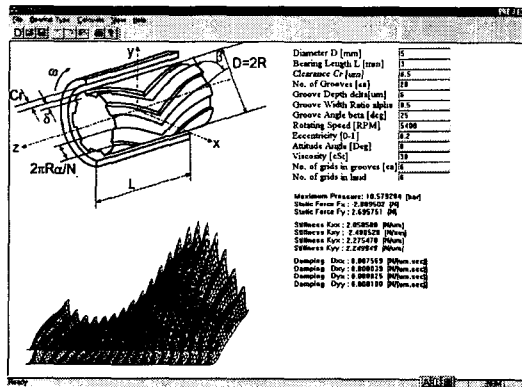


Fig. 8 Output screen of herringbone journal

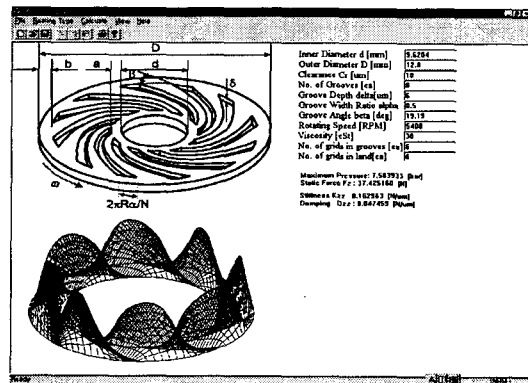


Fig. 11 Output screen of spiral thrust

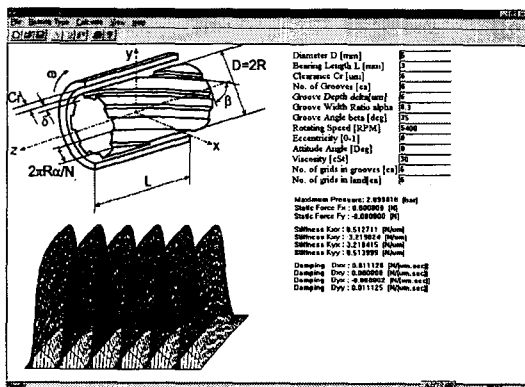


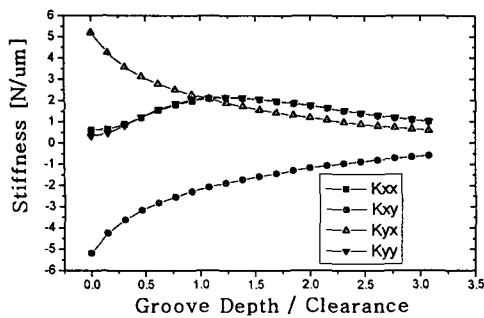
Fig. 9 Output screen of spiral journal

본 연구에서 해석 대상으로 삼은 헤링본 저어널 베어링의 사양을 Table 1. 에 나타내었다.

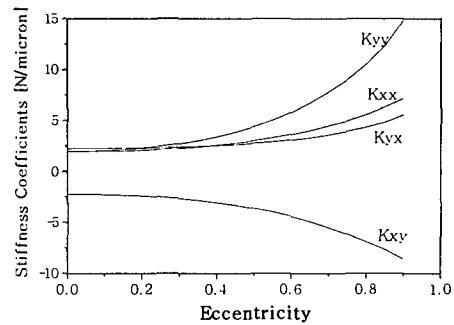
Table 1. Specification of bearing

| | |
|--------------------|----------|
| Diameter | 5 mm |
| Length | 3 mm |
| Clearance | 6 μm |
| Groove angle | 25 deg |
| Groove width ratio | 0.5 |
| No. of grooves | 20 ea |
| Rotating Speed | 5400 rpm |

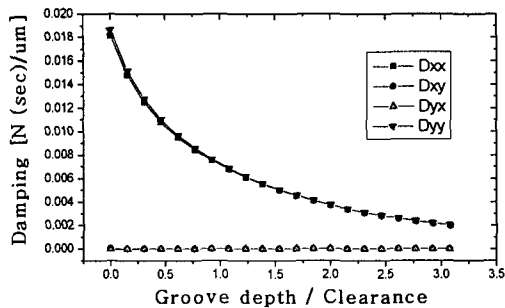
그루브 깊이에 따른 강성 및 감쇠계수의 변화를 Fig. 12 에 나타내었다. 그루브가 없는 경



(a) Stiffness vs. groove depth



(a) Stiffness vs. eccentricity



(b) Damping vs. groove depth

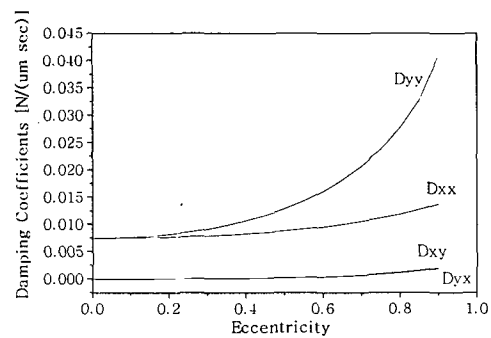
Fig. 12 Influence of groove depth

우에는 연성강성 및 연성감쇠값이 더 크다가 그루브의 깊이가 깊어지면서 주 강성부분이 커져가고 그루브의 깊이가 베어링의 틈새보다 커지면 주강성이 연성강성보다 커져가게 된다. 더 그루브의 깊이가 커져가면 강성이 줄어들게 된다. 따라서 최대 강성을 갖는 그루브의 깊이가 존재함을 알 수 있다.

Fig. 13 에는 축의 편심률에 따른 강성 및 감쇠계수를 나타내었다. 강성 및 감쇠계수 모두 베어링의 편심률이 커질수록 커져감을 알 수 있다.

5. 결 론

본 연구에서는 그루브와 같이 복잡한 경계를 갖는 베어링의 압력을 계산하기 위하여 직각 좌표계의 레이놀즈 방정식을 일반좌표계의 유동방정식으로 변환하여 해석할 수 있는 지배방정식을 유도하였다.



(b) Damping vs. eccentricity

Fig. 13 Influence of eccentricity

이 지배방정식을 이용하여 그루브를 갖는 베어링 전면에 대하여 압력분포를 해석하고 강성 및 감쇠계수를 계산하기 위한 섭동압력도 계산하여 베어링의 동특성 계수들을 구하는 일반화된 프로그램을 작성하였다.

사용자가 형상을 눈으로 보면서 데이터를 입력할 수 있는 Window95 패키지를 완성하여 베어링의 설계시에 설계 데이터를 쉽게 얻을 수 있는 기반을 마련하였다.

6. 후 기

본 연구는 (주)삼성전기의 지원으로 수행되었으며, 관계자 여러분께 감사드립니다.

6. 참고문헌

- [1] D. J. Foster, "An Approximate Theoretical Analysis of the Static and Dynamic

- Characteristics of Herringbone Grooved, Gas Lubricated Journal Bearing, and Comparison with Experiment”, ASME J. of Lub. Tech., ASME J. of Lub. Tech., Jan, 1969.
- [2] J.H. Vohr, “Characteristics of Herringbone Grooved, Gas Lubricated Journal Bearings”, J. of Basic Engineering, Sep., 1965.
- [3] 장인배, 황평, 한동철, “자기 디스크와 헤드 사이의 극소 공기윤활막 해석에 관한 연구”, 대한 기계학회 논문집, 제 13 권, 제 3 호, 1989.
- [4] 이기방, 박상신, 한동철, “ K_n 계수를 고려한 공기베어링의 $Q = P^a H^b$ 해법”, 대한기계학회 추계학술대회 논문집, 1991.
- [5] 박상신, 황평, 장인배, 한동철, “극소 공기막을 갖는 공기베어링의 직접수치해법을 이용한 정적해석”, 대한 기계학회 논문집, 제 15 권, 제 1 호, 1991.
- [6] O. Pinkus, *Theory of Hydrodynamic Lubrication*, McGraw-Hill, NY, 1961.
- [7] 박상신, “초정밀 공작기계용 공기베어링의 해석 및 진동특성 측정에 관한 연구”, 서울대학교 박사학위 논문, 1995.8.