

액정의 윤활특성에 관한 연구

임윤철* · 민지홍**

*연세대학교 공과대학 기계공학과, **연세대학교 대학원 기계공학과

A Study on the Lubrication Characteristics of Liquid Crystals

Youn-Chul Rhim* and Jee-Hong Min**

*Dept. of Mechanical Engineering, Yonsei Univ.

**Dept. of Mechanical Engineering, Graduate School, Yonsei Univ.

Abstract—The displacement and pressure field of liquid crystals are analyzed numerically and compared with classical Reynolds theory. A plane slider bearing is employed as a simple example considering elasticity, permeability and splay effect which are the inherent characteristics of layered liquid crystals. Due to the geometric constraint of thin wedge and the strong anchoring behavior of the liquid crystals dislocations are inevitable. A finite element method is used to solve five coupled nonlinear equations. The load characteristics based on the pressure distribution along the gap shows that the liquid crystals can carry large load compared to the conventional lubricants.

1. 서 론

액정은 합성에 의해서 만들어지는 고분자화합물로서 여러 종류가 존재하며 액체와 고체결정의 중간적인 특성을 갖는 물질이다. 따라서 액체와 같이 점도를 갖고 유동하며 고체와 같이 임계값 이하의 외부하중에 대하여는 탄성변형을 하므로 윤활유체로 사용할 경우 일반 윤활유보다 월등한 윤활특성이 기대된다.

액정은 분자배열에 따라 Smectics, Cholesterics, Nematics의 세 종류로 나뉘어지며 Smectics는 다시 Smectic A, Smectic C 등으로 분류되는데 본 연구에서의 관심대상은 Smectic A이다. Smectic A의 분자배열은 막대모양을 하고 있는 액정의 고분자구조(이것을 Director라 하며 길이는 약 30 nm이고 굵기는 길이의 10% 정도이다)가 많은 층을 이루며 Fig. 1에서와 같이 각 층에 수직인 방향으로 정렬하고 있다. 액정층과 층은 전단력을 받으면 상대적으로 미끄러지며 이때의 미끄러지는 정도는 일반유체의 점도에 대응할 수 있으며 층에 수직인 방향으로의 하중에 대해서는 Director가 탄성변형을 일으키며 저항하다가 임계하중을 넘게되면 하나 또는 다수의 액정층이 이웃하는 층으로 스며들어 가는데(침투: Permeation) 이때의 유동저항이 층과 층이 미끄러질 때보다 크므로 윤활간극내에서 층을 이루고 있는 액정은

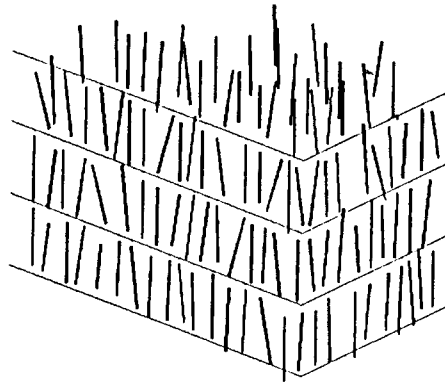


Fig. 1. Arrangement of morecules in a Smectic A liquid crystals.

윤활유체로서 큰 장점을 갖게 된다.

액정의 유동해석에 관한 운동방정식은 De Gennes와 Oswald, Ben-Abraham 및 Pershan 등 다수의 물리학자들에 의해서 정립되었으며[1-3] 일반적으로 연속체 역학의 관점에서 이루어졌다. 근래에 들어 프랑스의 Orsay Group에 의해서 액정으로 채워진 평행평판 사이에서의 squeeze film에 관한 유동해석이 이루어졌으며[4] Oswald, Kleman 등은 경사진 두 평판사이에 채워진 액정의

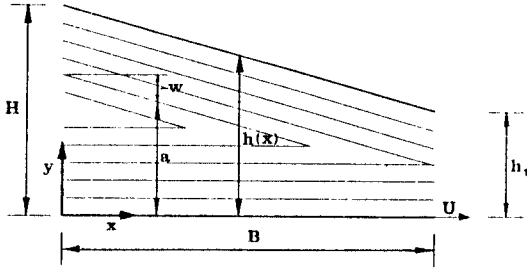


Fig. 2. Mathematical model of thin wedge filled with Smectic A liquid crystals.

유힬에 관하여 기본적인 유힬방정식을 유도하였다[5]. Tichy와 Rhim은 액정층 상호유힬에 대한 수학적 모델을 세우고 섭동법을 사용하여 해석하였으며[6, 7] 임윤철과 민지홍은 선형화한 모델에 대하여 유한요소법을 적용하여 수치해석하였다[8]. 그러나 지배방정식의 심한 비선형성으로 인하여 작은 침투계수 영역에서만 수렴된 해를 구할 수 있었다.

한편 액정층은 고체면에 강하게 부착하려는 성질이 있는데 이로 인하여 경사진 두 고체면 사이에 액정층이 형성되면 간극의 비평행성 때문에 액정층의 불연속이 발생한다[9]. 이는 금속조직에서의 Edge Dislocation(끝전위)과 같이 해석할 수 있으며 최소변형 에너지원칙에 의해서 그 위치가 결정된다[8]. 또한, 평행한 여러 층의 액정을 썩기형 형상이 되도록 외력을 가할 경우 액정층은 이에 저항하는데 그 정도를 벌어짐(Splay) 계수를 도입하여 정한다[1].

본 연구에서는 경사진 두 평판 사이에 액정층이 형성되어 있고 아래쪽 평판이 간극이 좁아지는 방향으로 운동하는 경우 즉, 평판 슬라이더 베어링의 간극에 액정층이 형성되어 있을 때 액정의 탄성계수, 침투계수 및 벌어짐계수가 베어링부하, 액정층의 유힬현상 등에 미치는 영향을 비선형 유한요소법을 사용하여 구하고 레이놀즈 이론해와 비교하였다.

2. 지배방정식

액정(Smectic A)이 등은, 비압축성 유체라고 생각하고 자력장 및 중력장의 영향이 무시될 수 있는 두개의 좁은 간극을 갖고 경사진 평판 사이에 채워져 있을 때 일반적인 유체 유힬의 해석에서와 같이 관성항의 영향을 무시한다면 연속방정식 및 운동방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (1)$$

$$0 = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{g}' \quad (2)$$

여기서 \mathbf{V} 는 속도벡터, $\boldsymbol{\sigma}$ 는 전응력텐서(Total Stress Tensor)이고 \mathbf{g}' 는 물체력이다.

Fig. 2는 본 연구에서 사용한 미끄럼 베어링의 수학적 모델이다. 평판이 움직이는 방향으로 $x+$ 좌표를 설정하고 간극에 수직한 방향을 $y+$ 로 하며 지면에 수직한 방향이 $z+$ 이다. 따라서 액정은 1차원 미끄럼 베어링내에서 2차원 유힬을 한다.

액정층의 y 방향 변위를 수학적으로 표현하기 위하여 연속함수 w 를 사용한다. 실제로는 액정이 층을 이루고 있으므로 m 번째 층의 변위는 w_m 으로 표현되는 것이 타당할 것이나 임의의 층의 변위는 그 층의 베어링 입구에서의 위치와 간극내에서의 좌표에 의해서 결정되는 연속함수 w 의 합으로 표시할 수 있다. 즉,

$$a(x) = a(0) + w[x, a(x)] \quad (3)$$

이며, 여기서 $a(0)$ 는 액정층의 베어링 간극 입구에서의 위치를 나타낸다. 식 (3)은 초월함수의 형태를 취하고 있으며 w 는 액정층의 변위이다. 한편, 탄성 및 벌어짐 효과로 인한 물체력은 De Gennes에 의해서 $\partial w / \partial x$ 가 충분히 작다고 가정하면 다음과 같이 정의된다[3].

$$\mathbf{g}' = E \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - k \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \quad (4)$$

여기서 E 와 k 는 액정의 탄성계수와 벌어짐계수이다. 식 (4)에서 표현된 물체력은 현상학적 조건을 만족시키기 위해서는 다음과 같은 방정식을 만족시켜야 한다[6].

$$\mathbf{g}' = \frac{1}{\lambda_p} \left[\frac{Dw}{Dt} - v \right] = \frac{1}{\lambda_p} \left[u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} - v \right] \quad (5)$$

여기서 λ_p 는 침투계수이며 u, v 는 x, y 방향의 유속을 의미한다. 식 (4)는 액정층이 압축될 때 작용하는 힘을 뜻하며 식 (5)는 액정층이 스며들 때의 유힬저항을 나타내므로 식 (4)와 (5)에서 표현된 물체력은 서로 동가이어야 한다. 따라서 2차원 유힬에 대한 무차원화된 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial w}{\partial x} g \quad (7)$$

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial y} + g \quad (8)$$

무차원화된 물체력 g 는 다음과 같이 정의된다.

$$g = N \left[u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} - v \right] = M \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - K \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} \quad (9)$$

여기서 N, M, K 는 각각 무차원화된 침투계수, 탄성계수 그리고 벌어짐계수이며 다음과 같이 정의된다.

$$N = \frac{H^4}{\mu \lambda_p B^2}, \quad M = \frac{E H^2}{\mu U B}, \quad K = \frac{k H^4}{\mu U B^5} \quad (10)$$

지배방정식 (6)-(9)에 대한 경계조건은

$$y=0; u=1, v=0, w=0 \quad (11a)$$

$$y=h(x); u=0, v=0, w=h(x)-1 \quad (11b)$$

$$x=0; u=\Phi_0(y), v=\Psi_0(y), w=0, \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}=0 \quad (11c)$$

$$x=1; u=\Phi_1(y), v=\Psi_1(y), \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}=0 \quad (11d)$$

$$w=h_1-1 \text{ for } y \geq 0.5, \\ =0 \text{ for } y < 0.5$$

$$x=1, y=0; P=0 \quad (11e)$$

이다. 액정의 유속에 관한 경계조건으로서 양 평판에서 no slip 조건을 적용하였으며 베어링 입, 출구에서의 경계조건으로 주어진 Φ 와 Ψ 는 Reynolds 방정식에서 유도된 속도분포를 사용하였다. 압력에 관한 경계조건은 지배방정식에서의 최고차 압력미분항이 1차 미분항이므로 한 점에서의 조건으로 충분하며 베어링 출구에서 주위압력으로 설정하였다.

한편, 쉘기형 간극에 채워진 액정층에는 벽면에 강하게 부착하려는 성질(Strong Anchoring)로 인하여 간극중앙선을 따라 전위가 발생한다. 이때 액정층의 변위는 중첩법에 의하여 구할 수 있다. 정지한 액정층이 무한히 있을 경우 임의의 위치(x_0, y_0)에 존재하는 끝전위의 영향으로 인한 액정층의 변위는 식 (4)로부터 다음과 같은 식으로 표현될 수 있다.

$$w_i = -\frac{\Delta a}{4} \frac{y-y_0}{|y-y_0|} \left[\operatorname{erf} \left\{ \frac{x-x_0}{\sqrt{4\lambda|y-y_0|}} \right\} \right. \\ \left. + \operatorname{erf} \left\{ \frac{x_0}{\sqrt{4\lambda|y-y_0|}} \right\} \right] \quad (12)$$

여기서 Δa 는 액정층의 두께이고 erf는 error function을 의미한다. λ 는 $(K/M)^{0.5}$ 이며 매우 작은 값이므로 액정층의 변위는 끝전위 부근에서 매우 급격히 변화한다. 또한 변위는 벽면에 평행하여야 하므로 식 (12)에서 표현된 값을 보정하는 δw 가 필요하며 이 식은 다음과 같이 표현된다.

$$w(x, y) = w_i + \delta w(x, y) \quad (13a)$$

식 (13a)에서 액정층의 변위에 대한 보정값인 δw 의 분

포를 구함으로써 액정층의 변위 w 를 구할 수 있다. 한편 n 개의 끝전위가 존재하는 경우의 w_i 는 단순한 산술합으로 계산된다.

$$w(x, y) = \sum_{j=1}^n w_i(x, y; x_{0j}, y_{0j}) + \delta w(x, y) \quad (13b)$$

여기서 w_i 에 대한 값은 식 (12)에서 구하여지므로 식 (11a-11d)에서 표현된 변위에 대한 경계조건을 변위에 대한 보정값인 δw 에 대해서 정리하면 다음과 같다.

$$\delta w(x, 0) = -w_i(x, 0) \quad (14a)$$

$$\delta w(x, h(x)) = -(1-h(x)) - w_i(x, h(x)) \quad (14b)$$

$$\delta w(0, y) = 0, \quad \frac{\partial^2 \delta w(0, y)}{\partial x^2} = 0 \quad (14c)$$

$$\delta w(1, y) = h_1 - 1 - w_i(1, y) \text{ for } y \geq 0.5, \quad \frac{\partial^2 \delta w(1, y)}{\partial x^2} = 0 \\ = -w_i(1, y) \text{ for } y < 0.5 \quad (14d)$$

이상과 같이 구하여진 경계조건을 이용하여 지배방정식을 푼다.

3. 유한요소법의 적용

2차원 유동에서 무차원화된 지배방정식 (6)-(9)에 가중잔류법을 적용하고자 한다. 지배방정식 중 4차 미분항을 계산하기 위하여는 C^1 연속조건을 만족시켜야 한다. 그러나 본 연구에서는 계산상의 편의를 위하여 다음과 같은 조건을 만족하는 새로운 변수 Z 를 도입한 보조방정식을 사용한다.

$$Z - (K)^{1/2} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} = 0 \quad (15)$$

새로운 변수 Z 를 도입함으로써 δw 에 대한 4차 미분항은 2개의 연립 2차 미분항으로 나뉘어진다. 따라서 C^0 연속조건을 만족하는 형상함수를 사용할 수 있으며 9개의 절점을 갖는 사각형요소를 사용할 경우 각 변수들은 부영역(Ω_k) 내에서 다음과 같이 근사된다.

$$\phi(x, y) = \sum_{i=1, j=1}^{i=3, j=3} N_{ij}(\xi, \eta) \phi_{ij} \quad (16a)$$

$$P(x, y) = \sum_{k=1}^4 G_k(\xi, \eta) P_k \quad (16b)$$

여기서 ϕ 는 변수 $u, v, \delta w$ 및 Z 를 뜻하며 ξ 와 η 는 부영역 내에서 정의되는 무차원화된 좌표축으로서 각각 -1 에서 $+1$ 까지의 값을 갖는다. 하첨자 i, j 는 요소내에서 ξ 와

η 방향으로 $-1, 0, +1$ 의 위치를 뜻하며 k 는 절점의 번호를 의미하고 N_{ij} 와 G_k 는 다음과 같이 정의되는 형상 함수이다.

$$N_{ij}(\xi, \eta) = L_i(\xi) L_j(\eta) \quad i=1, 2, 3, j=1, 2, 3 \quad (17a)$$

$$G_k(\xi, \eta) = \frac{1}{4}(\xi\xi_k + 1)(\eta\eta_k + 1) \quad k=1, 2, 3, 4 \quad (17b)$$

$$L_m(\zeta) = \Pi \frac{(\zeta - \zeta_i)}{(\zeta_m - \zeta_i)} \quad m=1, 2, 3, i=1, 2, 3 \quad (17c)$$

이상의 근사표현들을 이용하여 식 (6)-(9) 및 식 (15)의 지배방정식에 Galerkin의 가중잔류법을 적용하면

$$R_1 = \int_{\Omega} G_i \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] d\Omega \quad (18a)$$

$$R_2 = \int_{\Omega} N_i \left[-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{\partial w}{\partial x} \left(M \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} - \sqrt{K} \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} \right) \right] d\Omega \quad (18b)$$

$$R_3 = \int_{\Omega} N_i \left[-\frac{\partial P}{\partial y} + Nu \frac{\partial \delta w}{\partial x} + Nv \frac{\partial \delta w}{\partial y} - Nv \right] d\Omega \quad (18c)$$

$$R_4 = \int_{\Omega} N_i \left[Nu \frac{\partial \delta w}{\partial x} + Nv \frac{\partial \delta w}{\partial y} - Nv - M \frac{\partial^2 \delta w}{\partial y^2} + \sqrt{K} \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} \right] d\Omega \quad (18d)$$

$$R_5 = \int_{\Omega} N_i \left[Z - \sqrt{K} \frac{\partial^2 \delta w}{\partial x^2} \right] d\Omega \quad (18e)$$

으로 되는데 R_1, R_2, R_3, R_4, R_5 는 연립 비선형 방정식이므로 비선형 문제의 일반적 해법의 하나인 Newton-Raphson법을 사용하면 다음과 같이 정리된다.

$$[K_n] = \left[\frac{\partial R_j}{\partial U_i} \right] \quad (19)$$

$$[K_n]^n \{\Delta U_i\}^n = \{-R_j\}^n$$

$$\{U_i\}^{n+1} = \{U_i\}^n + R_p \{\Delta U_i\}^n$$

$$\{U_i\} = \{u, v, \delta w, Z, P\}$$

$$\{R_j\}^T = \{R_1, R_2, R_3, R_4, R_5\}$$

여기서 상첨자 n 은 반복계산을 나타내며 R_j 는 식 (18)에서의 방정식을 의미하고 U_i 는 각 절점에서의 변수를 의미한다. ΔU_i 는 각 변수의 증가분을 의미하며 U^{n+1} 는 반복계산에 의해서 구해진 변수의 새로운 값이다. 식 (19)에서 표현된 강성행렬 K_n 는 비대칭이므로 비대칭 Skyline 해법을 사용하였고, 주어진 경계조건을 이용하여

Table 1. Material properties of smectic A liquid crystals

점도 μ	0.1-10 Pa·s	
침투계수 λ_p	10^{-20} - 10^{-17} m ⁴ /N·s	$10^{-2} \leq N \leq 10^{+2}$
탄성계수 E	10^7 Pa	$1 \leq M \leq 20$
벌어짐계수 k	10^{-11} N	$K \leq 10^{-15}$

수렴된 값을 얻기 위하여 완화계수 R_p 를 사용하여 반복계산을 통하여 해를 구하였다[10].

4. 결과 및 고찰

입구에서의 간극으로 무차원화한 출구에서의 간극 h_1 이 0.8인 평판슬라이더 베어링에 액정을 유효제로 사용하였을 경우 액정층의 변위, 베어링 하중과 베어링 마찰력을 수치계산하였다. 베어링 하중은 방정식으로부터 구한 간극내의 압력분포를 적분하여 얻었고 베어링의 마찰력은 액정의 y 방향 유속의 변화율 du/dy 를 베어링 길이에 대해서 적분함으로써 근사계산하였다. 수치계산은 Vax 6420과 IBM RS/6000에 의해서 수행되었고 베어링 간극을 200개의 절점 9개를 갖는 사각형요소로 분할하여 계산하였다. 반복계산에 의해서 해를 구하기 위한 수렴지수 ϵ 은 10^{-6} 으로 하였고 이때 반복계산 횟수 50~80번에서 수렴한 값을 얻을 수 있었다. Table 1에는 액정의 물리적 성질을 나타내는 변수들의 대략적인 값을 정리하였다.

액정의 벽면에 강하게 부착하려는 성질로 인하여 베어링 간극의 중심선을 따라서 끝전위가 나타난다고 가정하면 액정층의 변위에 의한 총 변형률 에너지는

$$E_e = \frac{1}{2} E \left[\frac{\partial w}{\partial y} \right]^2 + \frac{1}{2} k \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right]^2 \quad (20)$$

으로 표시될 수 있는데 탄성계수에 비해서 벌어짐계수가 무시할 수 있을 만큼 작으므로 탄성항에 의해서 총 변형률 에너지가 결정되며 무차원화된 총 변형률 에너지는 다음과 같다.

$$E_e^* = \sum_{i=1}^{nd} \int_{x_i}^{x_{i+1}} (n_m - i) \frac{1}{2} \epsilon_i^2 dx \quad (21)$$

여기서

$$\epsilon_i = \frac{1}{n_m - i} (i - n_d x), \quad x_0 = 0, \quad x_{nd+1} = 1$$

이며 n_m 은 간극입구에서의 액정층의 수이다. 총 변형률 에너지를 최소화하기 위한 끝전위의 위치는 식 (21)을

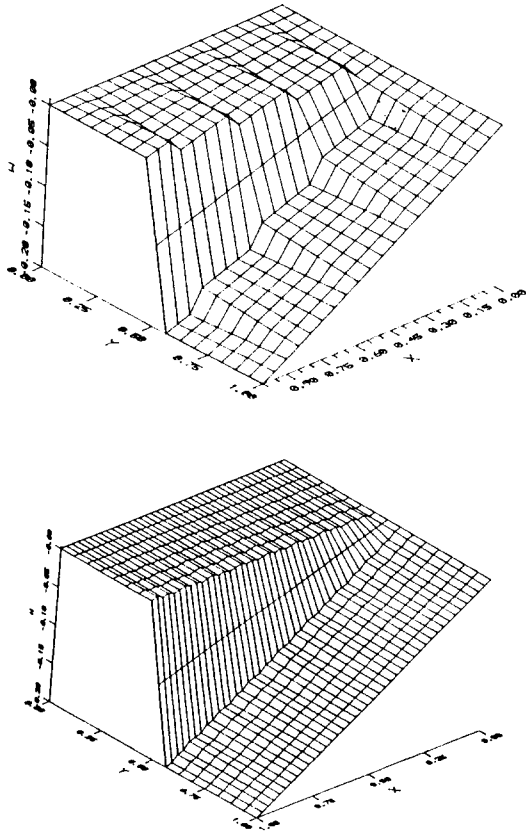


Fig. 3. (a) Layer displacement for liquid crystals with 4 edge dislocation when $N=0.1$ $M=1.0$.
 (b) Layer displacement for liquid crystal with 16 edge dislocation when $N=0.1$ $M=1.0$.

x_i 로 미분함으로써 얻을 수 있다. 베어링 간극입구에서 액정층의 수가 증가할 수록 끝전위의 위치는 다음과 같이 표현된다.

$$x_i = \frac{2i-1}{2n_d}, \quad i=1,2,\dots, n_d$$

Fig. 3(a)는 간극내에 4개의 끝전위가 존재할 때의 액정층의 변위이다. 간극의 중심선을 따라서 4곳에서 급격하게 변화하고 있는 것을 볼 수 있다. 출구간극 h_1 이 0.8이므로 끝전위 한곳에서 액정층이 0.05씩 함몰되었음을 뜻하는데 실제 액정층의 두께는 0.05보다 훨씬 작은 값을 가지고 있으므로 하나의 끝전위에서 여러 개의 액정층의 전위가 일어났음을 의미한다. Fig. 3(b)는 $n_d=16$ 인 때의 액정층의 변위를 나타내고 있으며 하나의 끝전위에서 액정층의 변화폭이 (a)에서 보다는 작게 나타나고 있다.

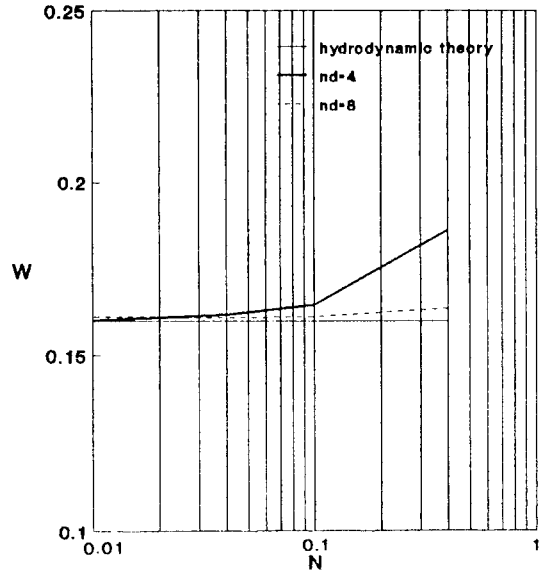


Fig. 4. Variation of bearing load with respect to the permeation coefficient N when $M=1.0$, $K=6.25E-16$, $h_1=0.8$.

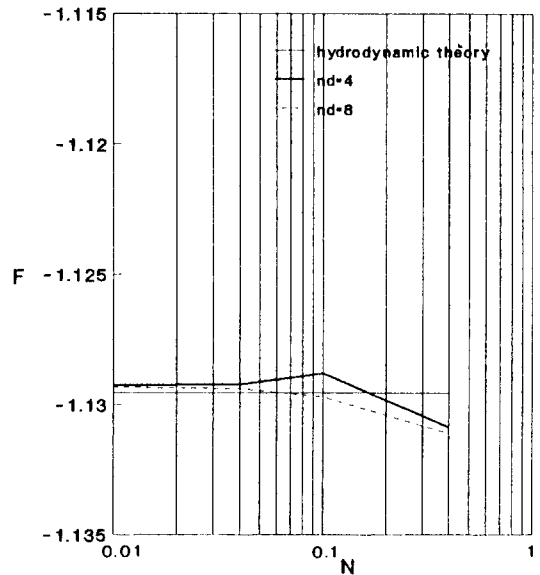


Fig. 5. Variation of friction force with respect to the permeation coefficient N when $M=1.0$, $K=6.25E-16$, $h_1=0.8$.

Fig. 4와 5는 침투계수의 변화에 대한 베어링 하중 및 마찰력의 변화를 보여주고 있다. 끝전위의 수가 적은 경우 침투계수의 증가에 따라 하중이 급격히 증가하며 끝전위의 수가 많은 경우에도 큰 침투계수영역에서 수

Table 2. Bearing load and friction force based on the hydrodynamic lubrication theory

h_1	Bearing load W $W = \frac{H^2}{\mu UB^2} W^*$	Friction force F $F = \frac{H}{\mu UB} F^*$
0.8	0.160	-1.1295

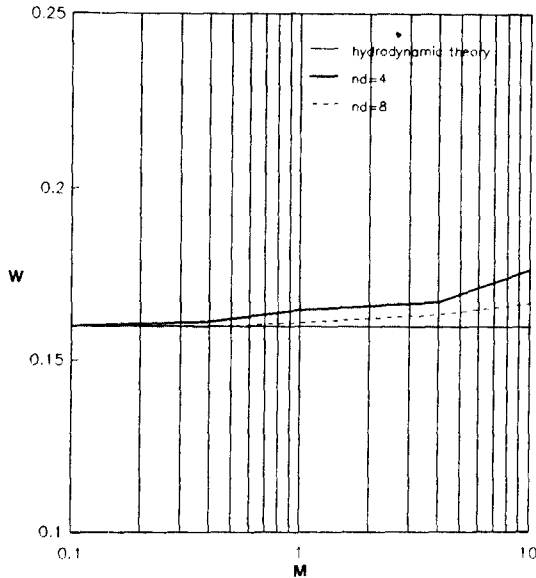


Fig. 6. Variation of bearing load with respect to the elastic coefficient M when $N=0.1$, $K=6.25E-16$, $h_1=0.8$.

동력학이론에 의한 하중보다는 큰 값을 갖는다. 한편 마찰력은 작은 침투계수영역에서는 수동력학적 이론치 보다 약간 큰 값을 보이나 침투계수가 증가함에 따라 급격히 감소하는 경향을 보이고 있다. 보다 큰 침투계수에 대한 계산결과는 방정식의 심한 비선형성으로 인하여 수렴된 결과를 얻을 수 없었으나 Tichy & Rhim[6]이 시도한 섭동법의 결과로 미루어 볼 때 하중의 증가 및 마찰력의 감소를 예측할 수 있다. 따라서 큰 침투계수를 갖는 액정을 윤활유체로 사용할 경우 마찰손실의 감소와 부하의 증가가 기대된다. Table 2에서는 레이놀드 이론에 의해서 구하여진 무차원화된 베어링 하중과 마찰력을 보여주며 Fig. 4-9에 표시하였다.

Fig. 6과 7은 탄성계수의 변화에 따른 베어링 하중과 마찰력의 변화를 보여준다. 베어링 하중은 탄성계수의 증가에 따라 점진적으로 증가하며 역시 끝전위의 수가 적을 때 더 큰 하중을 갖는다. 마찰력의 경우 탄성계수의 변화는 거의 영향이 없으며 1부근에서 최소값을 갖는다.

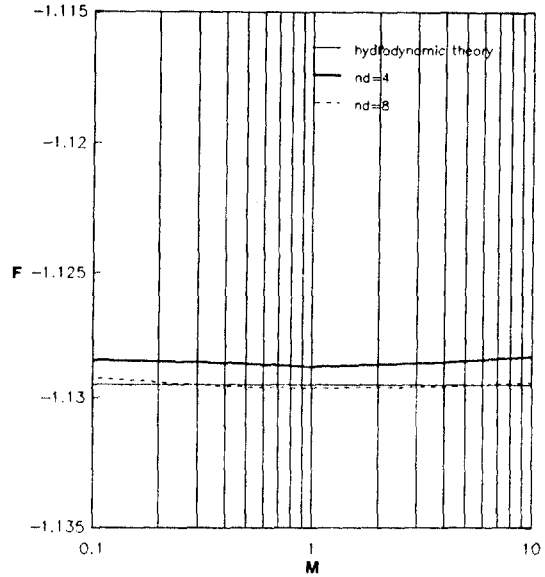


Fig. 7. Variation of friction force with respect to the elastic coefficient M when $N=0.1$, $K=6.25E-16$, $h_1=0.8$.

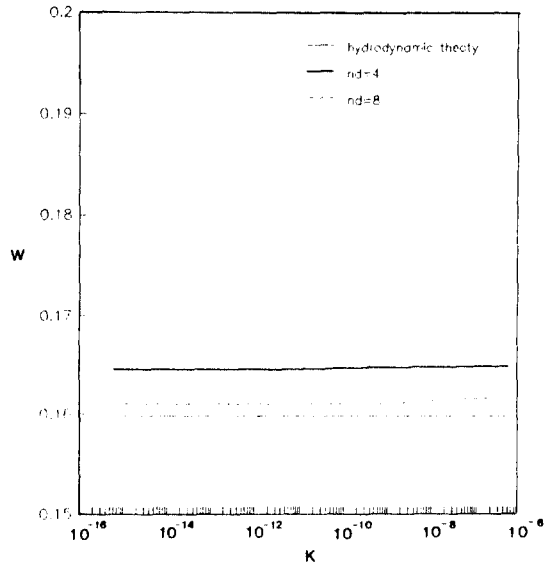


Fig. 8. Variation of bearing load with respect to the splay coefficient K when $N=0.1$, $M=1.0$, $h_1=0.8$.

벌어짐계수는 일반적으로 10^{-15} 이하의 작은 값을 갖는데 미분방정식의 최고차항의 계수로 작용하므로 계산상 어려움이 많다. Fig. 8과 9에 그의 영향을 살펴보았는데 10^{-9} 이하의 영역에서는 그의 영향을 무시할 수 있을 정도로 변화량이 미미하다.

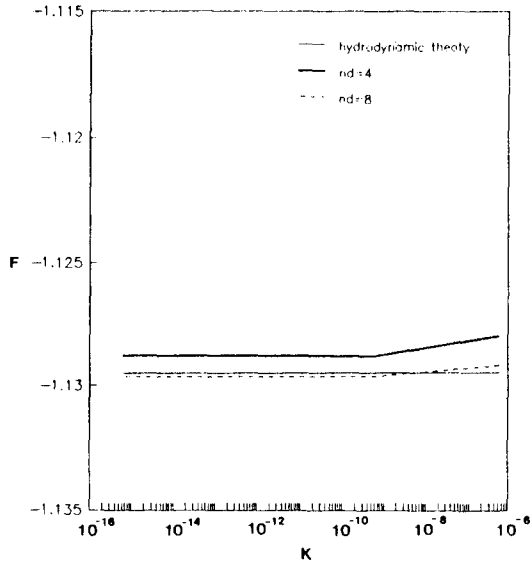


Fig. 9. Variation of friction force with respect to the splay coefficient K when $N=0.1$, $M=1.0$, $h_1=0.8$.

액정의 윤회특성에 관한 실험은 액정의 고분자구조가 30 nm 정도의 크기를 가지고 있으므로 실험용 베어링의 가공에 많은 문제가 있어서 실험적 연구는 미미한 실정이다. 또한 액정이 Smectic A의 상태를 유지할 수 있는 온도범위가 대략 $0\sim 50^\circ\text{C}$ 이므로 실용화에도 어려움이 많으나 앞에서 검토한 바와 같이 큰 장점을 갖고 있으므로 계속 연구하여 볼 만하다.

5. 결 론

Smectic A 액정이 평판 슬라이더 베어링의 윤회제로 사용되었을 경우의 윤회 현상을 수치화하고 유한요소법과 Newton-Raphson법을 사용하여 비선형 연립미분방정식을 해석하는 프로그램을 개발하고 수치해석한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) Smectic A 액정을 윤회제로 사용할 경우 수동력학적 윤회이론치보다 큰 하중을 얻을 수 있으며 이 값은 액정의 물성치인 탄성계수와 침투계수가 증가함에 따라 급격히 증가하나 벌어짐계수와는 거의 무관하다.

(2) 액정을 사용하였을 때의 마찰력은 큰 침투계수 영역에서는 윤회이론에서 계산된 마찰력보다 감소하나 그 밖의 계수영역에서는 거의 변화가 없다.

(3) 액정에 전위가 존재하면 액정층의 변위는 베어링 간극의 중심선을 따라서 급격한 변화를 나타낸다.

후 기

본 연구는 한국학술진흥재단의 자유공모과제 지원금에 의해서 이루어졌으며 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

기호설명

- a : 액정층의 위치
- B : 베어링 길이
- E : 탄성계수
- F : 베어링 마찰력
- g : 무차원 물체력
- h : 유막두께
- H : 입구에서의 유막두께
- k : 벌어짐계수
- K : 무차원 벌어짐계수
- M : 무차원 탄성계수
- N : 무차원 침투계수
- n_d : 끝전위의 수
- P : 무차원 유막 압력
- u, v : 액정의 유속
- w : 액정의 무차원 변위
- W : 베어링 하중
- x, y : 계산좌표계에서의 좌표 성분
- λ_b : 침투계수
- μ : 점성계수
- ξ, η : 변형좌표계에서의 좌표성분
- σ : 전응력

참 고 문 헌

1. De Gennes, P.G., The Physics of Liquid Crystals, Oxford Press, 1974.
2. Oswald, P. and Ben-Abraham, S.I., "Undulation Instability Under Shear in Smectic A Liquid Crystals," J. Physique, Vol.43, pp.1193-1197, 1982.
3. Pershan, P.S., "Dislocation Effects in Smectic A Liquid Crystals," Journal of Applied Physics, Vol.45, No.4, pp.1590-1604, 1974.
4. Orsay Group on Liquid Crystals, "On Some Flow Properties of Smectics A," J. Physique Colloque, Vol.36, pp.C1-305-C1-313, 1975.
5. Oswald, P. and Kleman, M., "Théorie de la lubrification appliquée aux smectiques A," C.R. Acad. Sc. Paris, t294, s. II, pp.1057-1060, 1982.
6. Thicy, J.A. and Rhim, Y., "A Theory for the Lubri-

- cation of Layered Liquid Crystals," ASME J. of Tribology, Vol.111, No.1, pp.169-174, 1989.
7. Rhim, Y. and Tichy, J.A., "The Flow of Layered Liquid Crystals in a Thin Wedge with Dislocations," ASME J. of Tribology, Vol.113, No.3, pp.492-498, 1991.
 8. 임윤철, 민지홍, "액정의 유힐제로서의 응용에 관한 연구," 연세대학교 산업기술연구소논문집, 제 23집, 제 1권, pp.61-68, 1991.
 9. Oswald, P. and M. Kleman, "Experimental Evidence for Helical Instability of Screw Dislocation Lines in a Smectic A Phase," J. of Physique Lett. Vol.45, pp.L319-L328, 1984.
 10. Zienkiewicz, O.C., The Finite Element Method, McGraw-Hill, London, 1977.