

마그네틱 헤드와 테이프 사이의 공기막에 관한 이론적 연구

이광진* · 한동철**

* 서울대학교 대학원 기계설계학과

** 서울대학교 기계설계학과

(1987. 3. 27 접수)

Theoretical Investigation on the Air Film between Magnetic Head and Tape

Kwang-Jin Lee and Dong-Chul Han

Dept. of Mechanical Design & Production Engineering

Seoul National University

(Received March 27, 1987)

ABSTRACT

This paper describes a theoretical model for the prediction of the spacing profile between a flexible magnetic tape tensioned around a rotating drum and a protruding head mounted on the drum. The analysis is based on the coupled equations controlling the elastic deformation of the tape and the hydrodynamic pressure of the gas film. Some results are presented for a cylindrical head.

1. 서 론

자기 테이프면에 자기 헤드가 부착된 드럼을 고속회전시켜서 신호를 기록, 재생하는 자기 기록 장치는 foil bearing의 가장 대표적인 적용 예로서 일반 VTR 및 전자 계산기용 자기 기록 기구에 널리 쓰여 왔다. 드럼의 회전으로 인해 공기막이 형성되고 테이프는 헤드와 일정한 틈새를 유지하게 되어 헤드의 마모를 방지하게 된다. 그러나 자기기록의 신뢰성을 높이기 위해서는 자기 헤드와 테이프 사이를 미소하게, 또 균일하게 유지해야 한다. 따라서 자기헤드와 테이프사이의 틈새를 줄이기 위해 다음과 같은 방법들이 이용되고 있다.

(1) 드럼에 홈(groove)을 파서 air bearing의

효과를 감소시킨다.

(2) 헤드 주변에 구멍(leakage hole)을 파서 헤드주변의 틈새를 국부적으로 감소시킨다.

(3) 헤드를 드럼으로부터 돌출시켜 틈새를 줄인다.

화상을 기록, 재생하는 VTR의 자기기록기구는 위 방법들을 이용함으로써 헤드는 테이프면에 국부적인 접촉을 하게되고 마멸하게 된다. 전자 계산기의 자기기록 기구에서는 헤드와 테이프의 마멸에 의한 기록 재생시의 오차를 막기 위해 헤드를 비접촉 주행시킨다. 접촉주행 및 비접촉 주행 모두 최적의 주행조건을 얻기 위해서는 자기 테이프의 변형 특성을 밝히는 것이 필요하다.

본 연구에서는 (3)의 경우를 고려하여 자기테

이프의 변형특성을 해석하고자 한다. 이를 위해서 주어진 압력으로부터 테이프의 변형을 구할 수 있는 테이프의 변형식과 주어진 변형으로부터 압력을 구할 수 있는 Reynolds 방정식을 연립하여 푸는 것이 필요하다.

2. 기초이론

2-1. 자기 테이프의 변형식

Fig. 2.1에 나타낸 바와같이, 반경 R의 드럼 위에 장력 T로 당겨진 테이프에 집중력 F가 작용하는 경우의 변형을 생각한다.

Novozhilov [1]의 방법에 따라 Fig. 2.1의 모델에 대해 힘과 모멘트의 평형방정식, 기하학적 관계식을 이용하여 정리하면 테이프의 변위 w에 대해 다음 방정식을 얻을 수 있다.

$$D_1 \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) - T \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + D_2 w = p(x, y) \quad (2.1)$$

여기서 $D_1 = Et^3/12(1-\nu^2)$, $D_2 = Et/R^2(1-\nu^2)$ 이고 E는 테이프의 Young 계수, ν 는 Po-

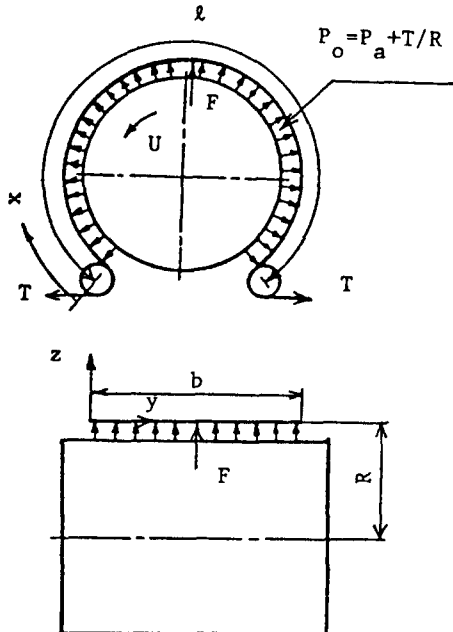


Fig. 2-1. Model of a rotating drum with tensioned tape

isson 비, $p(x, y)$ 는 테이프에 작용하는 압력이다. 압력 p가 x방향으로 U의 속도로 이동하는 경우 $x_1 = x - Ut$ 의 좌표변환에 의해서 다음 식이 얻어진다. [2]

$$D_1 \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x_1^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x_1^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) - (T - \rho t U^2) \frac{\partial^2 w}{\partial x_1^2} + D_2 w = p(x, y) \quad (2.2)$$

여기서 ρ 는 테이프의 밀도, $\rho t U^2$ 은 테이프의 관성에 의한 효과이다. 좌표 (ξ, η) 인 곳에 집중력 F가 작용하는 경우

$$p(x, y) = F \cdot \delta(x - \xi) \cdot \delta(y - \eta)$$

로 표시되어 다음 변형식을 얻는다.

$$D_1 \left(\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) - (T - \rho t U^2) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + D_2 w = F \cdot \delta(x - \xi) \cdot \delta(y - \eta) \quad (2.3)$$

小野의 방법 [3]에 따라 식 (2.3)의 해를 급수해로 가정하여 풀면, 식 (2.3)의 해는

$$w = w_1 + w_2$$

$$\begin{aligned} &= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4 F \sin \frac{m\pi x}{\ell} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi \xi}{\ell} \sin \frac{n\pi \eta}{b}}{b \ell \left[D_1 \left(\left(\frac{m\pi}{\ell} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right)^2 + (T - \rho t U^2) \left(\frac{m\pi}{\ell} \right)^2 + D_2 \right]} \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} \left(A_m e^{i(\alpha + \beta i)y} + B_m e^{-i(\alpha + \beta i)y} + C_m e^{i\alpha - \beta i y} \right. \\ &\quad \left. + D_m e^{-i\alpha - \beta i y} \right) \sin \frac{m\pi x}{\ell} \quad (2.4) \end{aligned}$$

이 된다. 일반해 w_2 의 계수 A_m, B_m, C_m, D_m 의 값을 테이프의 양단의 경계 조건으로부터 구한다. 즉, 테이프의 폭 방향 양단에서 전단력과 굽힘모멘트는 0이므로

$$\begin{aligned} &\left[\frac{\partial^3 w}{\partial y^3} + (2 - \nu) \frac{\partial^3 w}{\partial x^2 \partial y} \right]_{y=0, b} = 0 \\ &\left[\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right]_{y=0, b} = 0 \quad (2.5) \end{aligned}$$

이 성립한다. [4]

식 (2.4)에서 $F = 0$ 일때 즉, 테이프가 드럼 영역에서 모두 $p = P_a + T/R$ (P_a 는 대기압)의 압력을 받고 있을 때 $w = 0$ 으로 되고 헤드와 테이프사이의 틈새는 h_0 로 일정하게 유지된다.

Eshel - Elrod [5]에 의하면 $h_0 = 0.643R(6\mu U/T)^{2/3}$

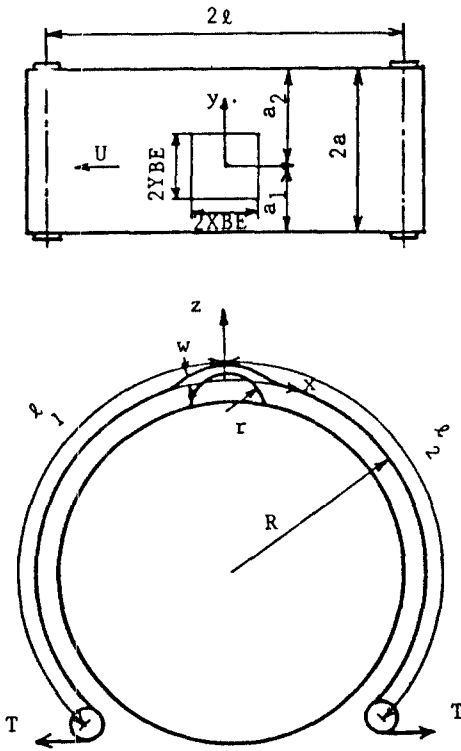


Fig. 2 - 2. Idealized head-tape device.

이고 μ 는 공기의 점성계수이다.

Fig. 2.2와 같이 반경 r 로 돌출된 헤드에 xyz 좌표를 고정시킨 경우로 식(2.10)을 좌표변환하면 다음과 같다.

$$w = w_1 + w_2$$

$$= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F \sin \frac{m\pi(\ell_1+x)}{2\ell} \sin \frac{n\pi(a_1+y)}{2a} \sin \frac{m\pi(\ell_1+\xi)}{2\ell} \sin \frac{n\pi(a_1+\eta)}{2a}}{a\ell \left[D_1 \left(\frac{m\pi}{2\ell} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2a} \right)^2 \right] + (T-\rho(U^2)) \left(\frac{m\pi}{2\ell} \right)^2 + D_2} + \sum_{m=1}^{\infty} f_m(y, \xi, \eta) \sin \frac{m\pi(\ell_1+x)}{2\ell} \quad (2.6)$$

식(2.6)로 얻어지는 테이프 변형식의 해 w_1 과 w_2 의 특성을 살펴보면 다음과 같다.

(1) w_1 은 m, n 에 관해 단조롭게 수렴하며 $R = 40\text{mm}$ 정도의 드럼에서 $m=600, n=200$ 정도로 오차 1~2%로 수렴한다.

w_2 는 m 에 대해서는 단조 수렴하고, n 에 대해서는 진동하며 수렴하여 n 에 대한 수렴성이 매

우 나쁘다.

(2) w_1 은 단순지지된 조건하에서 집중력에 의한 변형을 표시하고 w_2 는 자유단 부근의 변형을 표시한다. $R=40\text{mm}$ 정도의 드럼에서 집중력의 위치가 자유단으로부터 1mm 이상 떨어져서 w_1 이 지배적인 테이프의 변형을 나타낸다.

(3) 테이프의 길이와 폭이 충분히 큰 경우에는, 자유단으로부터 2~3mm 이상 내부 영역에서는 집중력의 작용점이 변화해도 테이프의 변형은 작용점으로부터의 거리에 따라 일정하게 된다.

특성 (2)로부터 헤드가 자유단으로 충분히 떨어진 경우

$$= \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{F \sin \frac{m\pi(\ell_1+x)}{2\ell} \sin \frac{n\pi(a_1+y)}{2a} \sin \frac{m\pi(\ell_1+\xi)}{2\ell} \sin \frac{n\pi(a_1+\eta)}{2a}}{a\ell \left[D_1 \left(\frac{m\pi}{2\ell} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2a} \right)^2 \right] + (T-\rho(U^2)) \left(\frac{m\pi}{2\ell} \right)^2 + D_2}$$

이 되고 $F=1$ 인 단위 하중이 작용할 때 w 는 테이프 변형에 관한 Green function이 된다. [4]

$$w_g(x, y, \xi, \eta) =$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{m\pi(\ell_1+x)}{2\ell} \sin \frac{n\pi(a_1+y)}{2a} \sin \frac{m\pi(\ell_1+\xi)}{2\ell} \sin \frac{n\pi(a_1+\eta)}{2a}}{a\ell \left[D_1 \left(\frac{m\pi}{2\ell} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2a} \right)^2 \right] + (T-\rho(U^2)) \left(\frac{m\pi}{2\ell} \right)^2 + D_2} \quad (2.7)$$

이 Green function을 이용하여 테이프가 압력 q 를 받고 있을 때의 변형은 다음과 같이 된다.

$$w = \iint w_g(x, y, \xi, \eta) q d\xi d\eta \quad (2.8)$$

2-2. Reynolds방정식

Fig. 2.2에서 $a=a_1=a_2$ 로 하여 헤드가 테이프 폭의 중앙에 놓여 대칭성을 고려할 수 있는 경우를 고려한다. 테이프와 헤드 사이에 생기는 압력 P 에 관한 Reynolds 방정식은 테이프와 헤드 사이의 틈새를 h 라 하면 등온 조건하에서 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(ph^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(ph^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6\mu U \frac{\partial (ph)}{\partial x} \quad (2.9)$$

$\phi = x/R, \xi = y/R, H = h/h_0, P = p/(Pa + T/R), \Psi = h_0/R, \omega = U/R$ 로 각 parameter를 무차

원화하고 식(2.9)에 대입하여 무차원화 하면

$$\frac{\partial}{\partial \psi} \left(PH^3 \frac{\partial P}{\partial \psi} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left(PH^3 \frac{\partial P}{\partial \xi} \right) = \Lambda \frac{\partial}{\partial \psi} (PH) \quad (2.10)$$

Λ 는 bearing number로 $\Lambda = \frac{6\mu\omega}{(P_a + T/R)\psi^2}$ 이다.

Castelli [6]의 방법에 따른 식(2.10)의 수치해를 구하기 위하여 $Q = P^2 H^2$ 으로 하고 gradient를 써서 나타내면 다음과 같다.

$$\nabla^2 Q - (\nabla Q) \cdot (\nabla \ln H) - 2Q \frac{\nabla^2 H}{H} = \frac{\Lambda}{H\sqrt{Q}} - \frac{\partial Q}{\partial \psi}$$

$\frac{1}{\sqrt{Q}}$ 의 Q 에 대한 비선형 항을 처리하기 위해 선형항과 비선형항으로 분리한다.

$$L(Q) = N\left(Q, \frac{\partial Q}{\partial \psi}\right) \quad (2.11a)$$

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial \xi^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial \psi} \frac{\partial Q}{\partial \psi} - \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial \xi} \frac{\partial Q}{\partial \xi} - \frac{2}{H} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial \psi^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial \xi^2} \right) Q = \frac{1}{H} \frac{\Lambda}{\sqrt{Q}} \frac{\partial Q}{\partial \psi} \quad (2.11b)$$

비선형 항에 Newton-Raphson 알고리즘을 적용하면 n 번째 계산에서 다음과 같이 된다.

$$L(Q)^{(n+1)} = N^{(n)} + \frac{\partial N^{(n)}}{\partial Q} \left[Q^{(n+1)} - Q^{(n)} \right] + \dots + \frac{\partial N^{(n)}}{\partial \left(\frac{\partial Q}{\partial \psi} \right)} \left[\left(\frac{\partial Q}{\partial \psi} \right)^{(n+1)} - \left(\frac{\partial Q}{\partial \psi} \right)^{(n)} \right] \quad (2.12)$$

고차항을 무시한 후, 헤드 면의 반을 차분화하고 FDM(Finite Difference Method)에 의해 미분항들을 구해서 matrix 형태로 정리하면

$$\underline{A}_i q_i + \underline{B}_i q_{i+1} + \underline{C}_i q_{i+2} = \underline{r}_i \quad (1 \leq i \leq n-1) \quad (2.13)$$

이 되고, 식(2.13)을 계산시간이 매우 짧은 Column Method [6]를 이용해 풀었다.

2 - 3. 자기테이프의 변형식과 Reynolds 방정식의 Coupling

테이프의 변형식(2.8)과 Reynolds방정식(2.9)

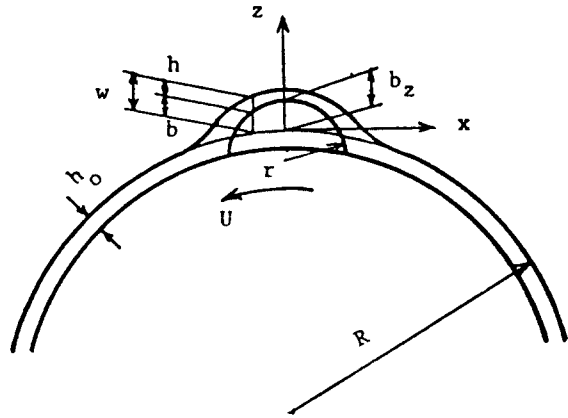


Fig. 2 - 3. Definition of the parameters.

을 기하학적인 관계식들을 이용해 연성시켜, 두 식을 동시에 만족시키는 변형 및 압력을 반복계산하여 구한다.

Fig. 2.3에 도시한 바와같이 초기틈새 h_0 로부터의 변위 w , 틈새 h 와 헤드의 돌출량 b (헤드의 정점에서 b_z) 사이의 관계식은

$$h = w - b \quad (2.14)$$

헤드 영역내에서 $(x^2 + y^2)/r^2 \ll 1$, $x^2/R^2 \ll 1$ 이 성립하므로 헤드의 형상이 구형(Spherical head)일때

$$b = b_z - (x^2 + y^2)/2r + x^2/2R \quad (2.15a)$$

헤드의 형상이 원통형(Cylindrical head)일때

$$b = b_z - x^2/2r + x^2/2R \quad (2.15b)$$

식(2.8)의 압력 q 는 헤드가 없을때 대기압 및 장력에 의한 항 $P_a + T/R$ 로 평형상태에 있는 테이프를 변형시키기 위한 압력으로 Reynolds 방정식에서 구해지는 압력 p 와 다음 관계가 있다.

$$q = p - P_a - T/R \quad (2.16)$$

따라서 테이프의 변형식(2.8)과 Reynolds 방정식(2.9)을 식(2.14) 및 식(2.16)을 관계식으로 하여 헤드의 주변에서 경계조건 $q = 0$ 으로 하여 풀면 된다.

2 - 4. Green function의 근사식 및 테이프 변형의 예

식(2.8)을 수치적분식으로 나타내면 다음과 같다.

$$w_{ij} = \sum_{k=0}^n \sum_{\ell=0}^{2m} w_g(x_i, y_j, x_k, y_\ell) q_{k,\ell} \Delta x_k \Delta y_\ell \quad (2.17)$$

식(2.17)에 사용될 Green function $w_g(x_i, y_j, x_k, y_\ell)$ 은 헤드의 전 영역에서 구해야하고 $n \times 2m$ 의 각 절점에서 $n \times 2m$ 개의 영향계수가 존재하므로 구해야할 영향계수는 모두 $(n)^2 \times (2m)^2$ 개가 된다. 영향계수들은 수렴성이 좋지 않으므로 절점수가 늘어남에 따라 계산시간이 매우 많아지고 실용적인 범위를 훨씬 넘게 된다.

2.1 절에서 서술한 영향계수의 특성(3)을 이용하여 이 문제점을 해결한다. 테이프의 가장 자리를 제외하고 영향계수는 집중력의 작용점과의 거리에 따라 일정하게 근사되므로 식(2.7)은 다음 식으로 근사시킬 수 있다.

$$w_g(x-\xi, y-\eta, 0, 0) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin(\frac{m\pi}{2\ell}(\ell_i + x-\xi)) \sin(\frac{n\pi}{2a}(a_i + y-\eta)) \sin(\frac{m\pi}{2\ell}\ell_i) \sin(\frac{n\pi}{2a}a_i)}{a\ell D_i \left\{ \left(\frac{m\pi}{2\ell}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{2a}\right)^2 \right\} + (T-\rho(U^2)) \left(\frac{m\pi}{2\ell}\right)^2 D_i} \quad (2.18)$$

이에따라 식(2.17)는 다음식으로 된다.

$$w_{ij} = \sum_{k=0}^n \sum_{\ell=0}^{2m} w_g(x_i-x_k, y_j-y_\ell, 0, 0) \cdot q_{k,\ell} \Delta x_k \Delta y_\ell \quad (2.19)$$

식(2.19)에서 필요한 $w_g(x_i-x_k, y_j-y_\ell, 0, 0)$ 의 갯수는 $n \times 2m$ 의 영역에서 $(2n+1) \times (4m+1)$ 개가 필요하게 되고 헤드가 테이프의 길이 방향의 중앙에 놓이는 경우는 대칭을 고려하여 $(n+1) \times (2m+1)$ 개로 충분하게 된다.

3. 수치해법

3 - 1. Relaxation method

수치해는 발산하기 쉽기 때문에 발산을 억제하기 위해 relaxation method를 사용하였다. [7] 즉, n번째 iteration의 해 $P_{ij}^{(n)}$ 을

$$P_{ij}^{(n)} = P_{ij}^{(n-1)} + \alpha (P_{ij}^{(n-1)} - P_{ij}^{(n)}) \quad (3.1)$$

로 하여 다음 단계에서 사용하는 것이다. 마찬가지로 테이프의 변형 $w_{ij}^{(n)}$ 도

$$w_{ij}^{(n)} = w_{ij}^{(n-1)} + \beta (w_{ij}^{(n-1)} - w_{ij}^{(n)}) \quad (3.2)$$

로 하여 사용하였다. α, β 는 relaxation coefficient이고 해의 수렴성을 좌우하게 된다.

압력에는 under-relaxation을, 변형에는 over-relaxation을 사용할 때 잘 수렴되었다. 충분히 수렴되어

$$CIFF = \frac{\sum |P_{ij}^{(n)} - P_{ij}^{(n-1)}|}{\sum |P_{ij}^{(n)}|} < \epsilon = CONV \quad (3.3)$$

이 될때 계산을 멈추었다.

3 - 2. 헤드 돌출량의 설정

헤드 돌출량이 큰 경우의 압력 및 테이프 변형을 구할때는 헤드 돌출량을 크게하면 error가 발생하므로 헤드돌출량은 아주 작은 초기치를 주고 그에 따른 압력 및 테이프 변형이 구해지는대로 조금씩 헤드돌출량을 증가시켰다. 즉, 식(3.3)의 CIFF값이 CONV 1 (CONV 1 > CONV)에 이를때 b_z 를 Δb_z 만큼 증가시켜 원하는 b_z 에 이를때까지 반복 계산하는 것이다. 또 헤드 돌출량의 증가폭 Δb_z 이 너무 크면 Column Method에서 압력계산중에 수렴되지 않거나 역행렬을 구했을때 행렬 계산이 잘못되므로 이 경우는 헤드 돌출량의 증가폭을 줄이고 다시 계산하여 error를 방지하였다.

헤드 돌출량 b_z 와 해의 수렴상태 CIFF와의 관계의 한 예를 Fig 3.1에 나타내었다.

수치해는 발산하기 쉽고 overflow error가 생

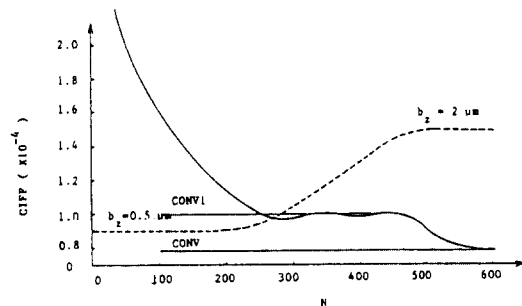


Fig 3-1. Convergency with respect to the head protrusion.

기 쉬우므로 매 경우마다 monitor로 해의 수렴과정을 지켜보며 적당한 CONV, CONV1 값과 Δb_z 값을 주어야 한다.

3 - 3. 압력 및 테이프 변형의 초기치 설정

헤드의 돌출량이 큰 경우의 해를 구하는 경우 헤드의 돌출량이 작은 경우의 해를 사용하면 수렴성이 좋아지고 원하는 돌출량까지의 계산 시간도 줄일 수 있게 된다. 프로그램에서는 수렴된 압력 및 변형을 output으로 써내고 이 output을 다음 단계에서 압력 및 변형의 초기치로서 읽도록 하였다.

4. 프로그램

프로그램은 프로그램 1 및 프로그램 2의 두 부분으로 나뉘어 있다.

프로그램 1은 식(2.18)에 따른 영향계수들을 구하는 것으로 이 영향계수들은 테이프의 폭, 길이, 장력, 강성, 헤드의 폭 및 길이 등이 정해지면 미리 구해질 수 있으므로 두 프로그램은 별도로 수행되게 된다.

프로그램 2에서는 헤드의 정상 data, CONV, CONV 1, Δb_z , 초기 b_z , 최종 b_z , α , β 등을 input file 1으로, 프로그램 1에서 구해진 영향계수들을 input file 2로, 전 단계에서 구한 압력 및 테이프의 변형을 input file 3으로 읽

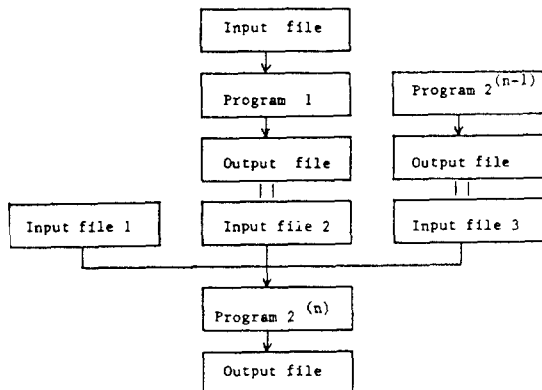


Fig 4 - 1. computational procedure.

어 드린 후 구하고자 하는 압력, 테이프의 변위, 테이프와 헤드 사이의 틈새 등을 구한다. 이와 같은 프로그램의 구성을 Fig. 4. 1에 나타내었다.

5. 계산 예 및 결과

5 - 1. 계산 예

앞에서 설명한 이론에 의하여 Table 5.1과 같은 cylindrical head 기구를 대표적인 예로써 해석하고 헤드의 돌출량 b_z 의 증가에 따른 압력, 변형 및 틈새를 CALCOMP plotter를 이용하여 그렸다.

Table 5.1 input data

테이프의 강성 D_1 kg/mm	0.00464
테이프의 강성 D_2 kg/mm ²	0.0145
테이프의 장력 $T - \rho tU^2$ kg/mm	0.00316
테이프의 길이 2lmm	97.4
테이프의 폭 2a mm	12.65
헤드의 길이 2XBE mm	3.2
헤드의 폭 2YBE mm	3.2
헤드의 반경 rmm	16
드럼의 반경 R mm	31
헤드의 주행속도 Umm/S	10000

Fig. 5. 1에 $b_z = 9.04\mu\text{m}$ 의 경우를 나타내었다. 압력분포는 헤드의 돌출량 b_z 이 증가함에 따라 골곡이 심해지고, 최대값이 발생하는 위치는 헤드의 양단으로 이동한다. 테이프의 변형은 헤드의 돌출량 b_z 이 증가함에 따라 커지고 최대값이 발생하는 위치는 헤드의 양단으로부터 헤드의 중앙으로 이동한다.

5 - 2. 틈새의 변화 경향

Table 5.1과 같은 cylindrical head 기구에 대하여 각 parameter들에 따른 헤드 중앙 틈새의 변화경향을 구하여 Fig. 5.2 - Fig. 5.3에 나타내었다.

Fig. 5.2에는 헤드의 주행속도와 헤드 중앙틈새의 관계를 나타내었다. $h_0 = 0.643R(6\mu U/T)^{2/3}$

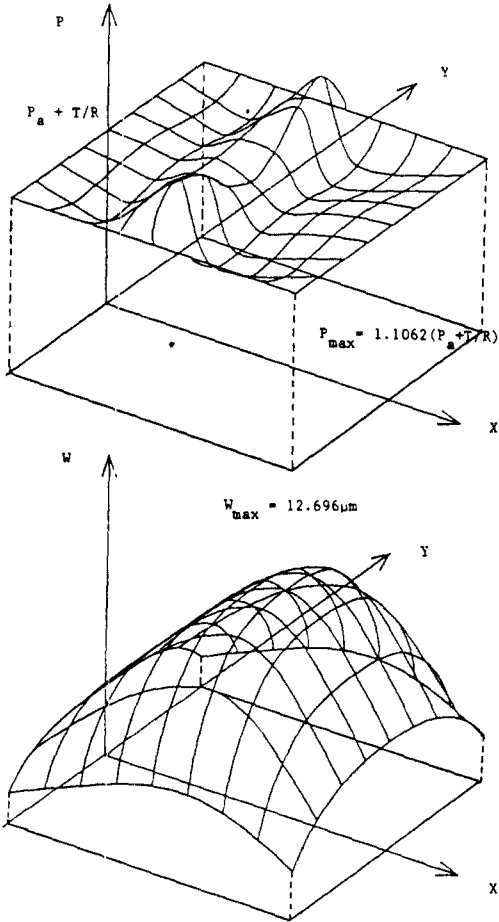


Fig. 5 - 1. Pressure P_{ij} (dimensionless) and deformation ω_{ij} (μm). $b_z = 9.04 \mu\text{m}$

에서와 같이 최소틈새도 대체로 헤드의 주행속도의 2/3 승에 비례하여 커지고 있음을 알 수 있다. 이는 小野[8]의 구면 foil bearing의 해석결과와 잘 일치하고 있다.

Fig. 5.3에는 헤드의 반경과 헤드 중앙 틈새의 관계를 나타내었다. 주어진 조건과 같은 경우 헤드의 반경이 20mm 부근에서 헤드 중앙 틈새가 최소로 되었다. 헤드의 반경이 커짐에 따라 헤드 영역에서 헤드와 테이프가 밀착되는 영역이 넓어지고 이에 따라 압력이 발생하는 영역이 넓어지기 때문이다.

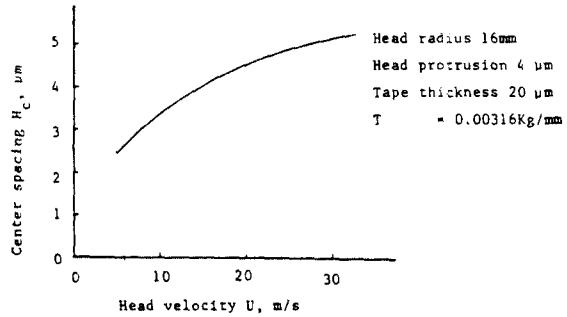


Fig. 5 - 2. Effect of head velocity on head center spacing

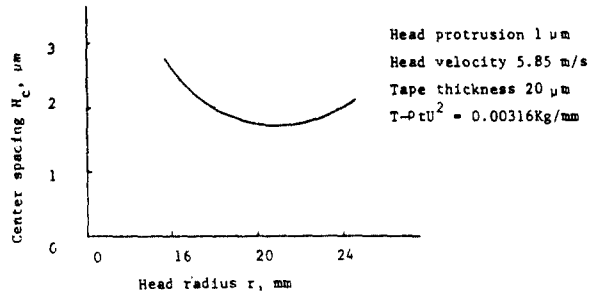


Fig. 5 - 3. Effect of head radius on head center spacing.

5 - 3. 실제 모델 해석의 난점

본 논문에서는 헤드의 폭과 길이가 같은 경우를 해석하고 있으나 실제 VTR의 자기 기록 기구에서는 헤드의 폭이 매우 작고, 전자계산기의 자기 기록기구에서는 헤드의 폭이 헤드의 길이보다 크다. 헤드의 폭이 작은 경우는 수렴성이 매우나빠 해를 구하기 힘들었다.

헤드의 폭이 커짐에 따라 해의 수렴성은 개선되나, 해석영역이 넓어져 필요한 영향계수들을 구하는데 걸리는 시간과 연립하여 푸는 계산시간이 매우 커져 해석의 난점이 되고 있다.

6. 결 론

1. 드럼에 감겨진 테이프의 변형식과 Reynolds 방정식을 연립하여 자기 테이프 장치의 압력 및 변형등을 해석하였다.
2. $n \times m$ 의 해석영역에서 $n^2 \times m^2$ 개가 필요한

테이프 변형의 영향계수들은 수렴성이 안좋아 계산시간이 실용적인 범위를 벗어나므로 Green 함수의 특성을 이용해 $(2n+1) \times (2m+1)$ 개로 근사하여 사용하였다.

3. relaxation method를 사용하였고 압력 및 변형의 초기치는 전단계에서 구한 값을 사용하여 해의 수렴성을 개선하고 error를 줄였다.

4. cylindrical head를 갖는 기구를 해석하였고, 이 경우 헤드의 돌출량이 증가함에 따라 압력의 최대치가 발생하는 위치는 헤드 중앙에서 양단으로 이동하고 변형의 최대치는 양단에서 중앙으로 이동하게 된다.

5. cylindrical head기구에서 헤드의 주행속도, 헤드의 반경, 테이프의 두께 및 헤드의 돌출량이 헤드의 중앙틈새에 미치는 영향을 밝혀내었다. 이외에 여러 parameter들간의 관계를 규명할 수 있다.

6. 헤드의 폭이 좁아지면 수렴성이 악화되고, 헤드의 폭이 넓어지면 계산시간이 매우 많이 소요되어 해석의 난점이 되고 있다.

REFERENCES

- 1) Novozhilov, V. V., The Theory of Thin Shells, 1959, Wolters-Noordhoff Publishing.
- 2) Jahanshahi, A. and Dundurs, J., Trans. ASME, Ser. E, 1964, 83.
- 3) 小野외 2명, 機論, 45-393, A, 1979, 533.
- 4) Timoshenko and Woinowsky-Krieger, Theory of Plates and Shells, 1959, 84, 112, McGraw Hill.
- 5) A. Eshel and H. G. Elrod, Jr., Trans. ASME, D, 1965, 831.
- 6) Castelli, V. and Pirvics. J., Trans. ASME, Ser. F, 1968, 787.
- 7) Castelli, V., Wolf, B. and Deshpande, N., Trans. ASME, Ser. F, 1983, 138.
- 8) 小野·水川, 機論, 47-416, C, 1981, 455.