浮動ヘッドスライダの追従特性*
(有限要素法による解法)尾高 聡子**, 田中 勝之**
竹内 芳徳***, 斎藤 翼生†Dynamic Characteristics of Air-Lubricated Slider Bearing
for Magnetic Disk Files
(Calculation by Finite Element Method)Toshiko ODAKA, Katsuyuki TANAKA,
Yoshinori TAKEUCHI, and Yokuo SAITOH

The floating clearance between the floating head slider and the disk of large capacity magnetic disk files is becoming smaller and smaller, the present values being from 0.3 to 0.5 μm . To ensure reliability, dynamic characteristics of the slider subjected to disk vibration or run out must be predicted accurately. Finite difference methods or Divergence Formulation Methods have heretofore been used to obtain the dynamic characteristics of sliders, but difficulties have been met in treating complex shaped sliders. In the present paper, the finite element method has been used. The calculated results agreed with those obtained by the above mentioned conventional methods. They agreed with the experimental results obtained using a taper flat type slider with yaw angle. Furthermore, the dynamic characteristics of a grooved slider and a negative pressure inducing slider have been predicted by this calculation method. The present methods are so formulated to include the calculations of both the static and dynamic characteristics.

Key Words: Lubrication Theory, Hydrodynamic Lubrication, Gas Lubricated Slider Bearing, Molecular Mean Free Path, Magnetic Disk Storage, Dynamic Characteristics, Finite Element Method

1. 緒 言

大容量磁気ディスクの浮動ヘッドスライダは、走行する磁気記録媒体面上に気体軸受の原理を応用して、磁気ヘッドを微小かつ一定のすきまに浮上させ記録の読み書きを行う装置である。磁気ディスク装置の性能や信頼性を高めるためには、浮上の安定化は不可欠の要件である。スライダの浮上量は記録の高密度化、アクセスの高速化にともない微小化しており、現在では0.2~0.3 μm に達するものも開発されている。

スライダは媒体面の走行中つねにこのような微小なすきまで浮上しているので、スライダ形状のわずかな相違、スライダ面の微小なあらさ、媒体面の微小な振動やうねりが浮上特性に大きく影響を与える。それゆえ、これらの諸因子に対する浮上特性をあらかじめ精度よく予測し、媒体面との衝突を回避できるスライダを設計しなければならない。

現在、スライダの浮上特性の予測には気体の分子平均自由行程の影響を考慮した静的な浮上特性解析⁽¹⁾お

よび媒体面の微小変動に対する周波数領域での追従特性解析⁽²⁾⁽³⁾が行われている。これらの解析は、基礎となる方程式を数値的に解くものである。静的な浮上特性解析には有限要素法が適用されているが、媒体面変動に対する追従特性の解析には、差分法⁽²⁾⁽³⁾もしくはDivergence Formulation法⁽⁴⁾が採用されている。このため、複雑な形状のスライダを扱うことは困難であった。

本報は、その困難を解消するため追従特性解析に有限要素法を適用することを提案し、その適用例を報告する。本報の手法により任意形状のスライダを扱うことが可能になるばかりでなく、静的浮上特性から追従特性解析まで有限要素法により統一的に扱えることになる。

2. 記 号

$$H = h/h_a$$

L : 単位時間当たり走行距離

$$M_a = \lambda_a/h_a$$

$$P = p/p_a$$

V : 相対速度ベクトル $= (U_x, U_y)$

$$X = x/l_x$$

$$Y = y/l_y$$

* 昭和61年3月15日 東海支部第35期総会講演会において講演、原稿受付 昭和60年7月3日。

** 正員、(株)日立製作所機械研究所(〒300 土浦市神立町502)。

*** (株)日立製作所機械研究所。

† 正員、日立製作所小田原工場(〒256 小田原市国府津2880)。

(X_G, Y_G) : スライダの重心 (無次元)

$$Z = (z - z_2)/h_a$$

a : 媒体面の振動振幅

h : スライダすきま

h_a : 基準すきま

Δh : すきま変動

l_x, l_y : x, y 方向の基準長さ

p : 圧力

p_a : 雰囲気圧力

(x, y, z) : 座標系

(x_G, y_G) : スライダの重心

$$\Lambda = (\Lambda_x, \Lambda_y) = 6\mu l_x V / (p_a h_a^2)$$

$$\Omega = \omega / \omega_0$$

θ, γ : スライダのピッチング, ローリング角 rad

$$\kappa = 12\mu\omega_0 l_x^2 / (p_a h_a^2)$$

λ_a : p_a における気体の分子平均自由行程

μ : 粘性係数

ω : 角振動数

ω_0 : 基準角振動数 $= 2\pi$ rad/s

∇ : 微分演算子 (無次元) $(\partial/\partial X, l_x\partial/l_y\partial Y)$

j : 虚数単位

3. 追従特性解析への有限要素法の適用

3.1 基礎方程式 気体の分子平均自由行程を考慮した浮動ヘッドスライダの媒体面変動に対する追従特性は, 流れを等温変化と仮定し図1の座標系において媒体面およびスライダの変位が微小であると仮定して摂動計算を行うことにより予測できる。このとき, 圧力 P およびすきま H を静的な成分 P_0, H_0 と動的な成分 $\Delta P, \Delta H$ に分離して $\tau (= \omega_0 t, t$: 時間) に関してラプラス変換を行い圧力変動関数を G_i ($i=1, 2, 3, 4$ はそれぞれ平行モード, ピッチングモード, ローリングモード, 媒体面の変動に対応) とすれば, P_0 および G_i は次の偏微分方程式の解として与えられる。

静的な項:

$$\nabla \cdot [(P_0 H_0^3 + 6M_a H_0^2) \nabla P_0 - \Lambda (P_0 H_0)] = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

境界条件: スライダの外周において $P_0 = 1$

変動項:

$$\nabla \cdot g(G_i) - j\Omega \kappa f(G_i) = 0 \quad \dots\dots\dots (2\cdot a)$$

境界条件:

$$\text{スライダの外周において } G_i = 0 \quad \dots\dots (2\cdot b)$$

$$\text{対称線上において } g(G_i) \cdot n = 0 \quad \dots\dots (2\cdot c)$$

ここに

$$g(G_i) = (P_0 H_0^3 + 6M_a H_0^2) \nabla G_i + H_0^3 (\nabla P_0) G_i + (3P_0 H_0^2 + 12M_a H_0) F_i \nabla P_0 - \Lambda f(G_i) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$f(G_i) = (H_0 G_i + P_0 F_i)$$

$$F_1 = 1 \quad (\text{平行モード})$$

$$F_2 = X_G - X \quad (\text{ピッチングモード})$$

$$F_3 = Y_G - Y \quad (\text{ローリングモード})$$

$$F_4 = \begin{cases} -1 & (\text{媒体面振動}) \\ j \sin(2\pi\Omega l_x X/L) - \cos(2\pi\Omega l_x X/L) & (\text{媒体面うねり}) \end{cases}$$

$$\dots\dots\dots (4)$$

式(1)についてはすでに有限要素法が適用されている⁽¹⁾。式(2)の数値解は従来, 差分法⁽²⁾⁽³⁾もしくはDivergence formulation法⁽⁴⁾によって求められていた。ここでは, P_0 はすでに求められたものとして, 式(2)の G_i を有限要素法により計算する手法について述べる。

3.2 有限要素法の適用 式(2)の境界値問題と等価な変分問題は次の汎関数の停留関数 G_i を求めることである⁽⁵⁾。

$$\delta\phi(G_i) = \int [g(G_i) \cdot \nabla \delta G_i + j\Omega \kappa f(G_i) \delta G_i] dA = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

式(5)のオイラー方程式が式(2・a)であることは式(5)にグリーンの定理を適用して得られる式

$$\delta\phi(G_i) = - \int [\nabla \cdot g(G_i) - j\Omega \kappa f(G_i)] \delta G_i dA + \int [g(G_i) \cdot n] \delta G_i dS \quad \dots\dots\dots (6)$$

の第2項が零となること〔スライダ外周 S_1 上では $\delta G_i = 0$, 対称線 S_2 上では式(2・c)による〕および第1項において式(2・a)が得られること (δG_i が任意であることによる)により明らかである。逆に G_i が境界条件式(2・b), (2・c)を満たす解であれば式(6)は零とな

図1 座標系

り十分条件を満足している。

なお、式(2)の境界値問題に対して上述の変分原理に基づく有限要素法を適用する代わりに Galerkin 法に基づく有限要素法を適用しても後述の式(8)が得られる。その概略を付録に示しておく。

次にスライダ面を要素に分割する。アイソパラメトリック要素を用いてもよいが、本報では三角形要素を用いる。スライダ面を M 個の三角形要素に分割し、要素 m において関数 G_t をその要素節点での値 G_{ti} , G_{tj} , G_{tk} を用いて次のように近似する。

$$G_t = f_{(m)}^T G_t$$

ここに

$G_t = (G_{ti}, G_{tj}, G_{tk})$: 節点ベクトル

$f_{(m)} = (f_i, f_j, f_k)^T$: 形状関数

$$f_l = a_l + b_l X + c_l Y \quad (l = i, j, k)$$

$$\begin{bmatrix} a_i & b_i & c_i \\ a_j & b_j & c_j \\ a_k & b_k & c_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ X_i & X_j & X_k \\ Y_i & Y_j & Y_k \end{bmatrix}^{-1} \quad \dots (7)$$

i, j, k は要素の節点番号

添字 (m) : 要素 m での値を表す

式(5)において関数 P_0 も形状関数を用いて同様に近似して全要素についてまとめると次式が得られる。

$$\bar{M} G_t = -\bar{D} P_0$$

ここに

$$\left. \begin{aligned} \bar{M} &= \sum_m M_{(m)} \\ \bar{D} &= \sum_m D_{(m)} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

$$\left. \begin{aligned} M_{(m)} &= \int_A [K_{0(m)} f_{(m)}^T P_0 + K_{0(m)} P_0 f_{(m)}^T - I_{0(m)} f_{(m)}^T + J_{0(m)} + j \Omega \kappa L_{0(m)}] dA \\ D_{(m)} &= \int_A [K_{1(m)} f_{(m)}^T P_0 - I_{1(m)} f_{(m)}^T + J_{1(m)} + j \Omega \kappa L_{1(m)}] dA \\ K_{0(m)} &= H_0^3 B_{(m)}^T B_{(m)} \\ I_{0(m)} &= H_0 B_{(m)}^T u_{(m)} \\ J_{0(m)} &= 6 M_a H_0^2 B_{(m)}^T B_{(m)} \\ L_{0(m)} &= H_0 f_{(m)}^T f_{(m)} \\ K_{1(m)} &= 3 H_0^2 F_t B_{(m)}^T B_{(m)} \\ I_{1(m)} &= F_t B_{(m)}^T u_{(m)} \\ J_{1(m)} &= 12 M_a H_0 F_t B_{(m)}^T B_{(m)} \\ L_{1(m)} &= F_t f_{(m)}^T f_{(m)} \\ u_{(m)} &= (A_x \quad A_y)^T \\ B_{(m)} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & l_x/l_y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_i & b_j & b_k \\ c_i & c_j & c_k \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9)$$

さらに H_0 , F_0 も G_t と同様に形状関数を用いて近似し、式(8)に代入して積分する。要素 m における式(9)のマトリックスおよびベクトルを

$$\left. \begin{aligned} M_{(m)} &= (M_{rs}) \\ D_{(m)} P_0 &= \{D_r\} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (10)$$

r, s : 要素 m における節点番号 i, j, k のいずれかを表す

とおくと M_{rs} , D_r は次式のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} M_{rs} &= A_{rs} \left[\sum_u \bar{H}_3(u) P_u \right] + B_r \bar{H}_3(s) \\ &\quad + 6 M_a A_{rs} \bar{H}_2 - C_r \bar{H}_1(s) \\ &\quad + j \Omega \kappa \bar{H}_{1a}(r, s) \\ D_r &= 3 B_r \bar{F}_3 + 12 M_a B_r \bar{F}_2 \\ &\quad - C_r \bar{F}_1 + j \Omega \kappa \bar{F}_{1a}(r) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

ここに

$$A_{rs} = b_r b_s + (l_x/l_y)^2 c_r c_s$$

$$B_r = b_r \left(\sum_u b_u P_u \right) + (l_x/l_y)^2 c_r \left(\sum_u c_u P_u \right)$$

$$C_r = b_r A_x + (l_x/l_y) c_r A_y$$

$$\bar{H}_3(s) = \frac{A}{60} \left[\left(\sum_u H_u \right) \left(\sum_u H_u^2 \right) + H_s \left(\sum_u H_u \right)^2 + 2 H_s^3 \right]$$

$$\bar{H}_1(s) = \frac{A}{12} \left[\left(\sum_u H_u \right) + H_s \right]$$

$$\bar{H}_2 = \frac{A}{12} \left[\left(\sum_u H_u^2 \right) + \left(\sum_u H_u \right)^2 \right]$$

$$\bar{H}_{1a}(r, s)$$

$$= \frac{A}{60} \begin{cases} \left[\left(\sum_u H_u \right) + H_r + H_s \right] & (r \neq s) \\ 2 \left[\left(\sum_u H_u \right) + 2 H_r \right] & (r = s) \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \bar{F}_3 &= \frac{A}{180} \left[\left(\sum_u F_u \right) \left(\sum_u H_u^2 \right) \left(\sum_u P_u \right) \right. \\ &\quad + 2 \left(\sum_u F_u \right) \left(\sum_u H_u^2 P_u \right) + 2 \left(\sum_u F_u H_u^2 \right) \left(\sum_u P_u \right) \\ &\quad + 2 \left(\sum_u F_u H_u \right) \left(\sum_u H_u P_u \right) + \left(\sum_u F_u P_u \right) \left(\sum_u H_u^2 \right) \\ &\quad \left. + 4 \left(\sum_u F_u H_u P_u \right) \left(\sum_u H_u \right) \right] \end{aligned}$$

$$\bar{F}_1 = \frac{A}{12} \left[\left(\sum_u F_u \right) \left(\sum_u P_u \right) + \left(\sum_u F_u P_u \right) \right]$$

図2 三角形要素

$$\bar{F}_2 = \frac{A}{12} \left[\left(\sum_u F_u H_u \right) + \left(\sum_u F_u \right) \left(\sum_u H_u \right) \right]$$

$$\bar{F}_{12}(r) = \frac{A}{60} \left[\left(\sum_u F_u \right) \left(\sum_u P_u \right) + \left(\sum_u F_u P_u \right) \right. \\ \left. + P_r \left(\sum_u F_u \right) + F_r \left(\sum_u P_u \right) + 2F_r P_r \right] \dots\dots (12)$$

H_u, P_u, F_u : 節点 u における H_0, P_0 および F_t の値

A : 三角形の面積

式(8)は G_t に関する連立一次方程式である。境界条件式(2・b), (2・c)を考慮して G_t を求めれば式(6)の近似解が得られる。式(10)の $M_{(m)}$ および $D_{(m)}$ はいずれも複素数である。本報の計算例では、これらの連立方程式を Column 法⁽⁶⁾(複素数の場合に拡張)によって解いた。式(8)は G_t について線形であり P_0 を求める場合のような反復計算を必要としない。なお、気体膜の無次元剛性 K_{ij} , 無次元減衰 ΩC_{ij} ($\Omega = \omega/2\pi$) は G_t を次のように積分することにより得られる。

$$\left. \begin{aligned} K_{1t} + j\Omega C_{1t} &= - \int_A G_t dA \\ K_{2t} + j\Omega C_{2t} &= - \int_A G_t (X_G - X) dA \\ K_{3t} + j\Omega C_{3t} &= - \int_A G_t (Y_G - Y) dA \end{aligned} \right\} \dots\dots (13)$$

4. 適用計算例

まず、本報の方法によって得られる解が従来の差分法もしくは Divergence Formulation 法によって得られる解とよく一致することを確認めた。つぎに実測値との比較を行い計算結果が妥当であることを確認した。また複雑な形状のスライダの追従特性を計算により予測した。

4.1 従来の計算値との比較 本報の手法により得られる解と従来の方法による結果を比較するため、文献(2), (3)および文献(7)と同じ条件でテーパーフラットスライダの追従特性を計算し、各文献に示されている結果と比較した(図による比較)。その結果、本報の方法による計算値が従来のそれとよく一致することを確認めた。結果はそれぞれの文献と同じであるので省略する。

4.2 実測値との比較 媒体面の振動に対するテーパーフラットスライダ〔図4(a)〕の追従特性を実測し、本報の手法による計算値と比較した(図3)。実測値は媒体面をスピーカにより加振し、浮上量変動をヘッドの電気出力変動量から換算して求めた。スライダが Yaw 角をもつ場合 (Yaw 角 $\theta_y = 12^\circ$) および Yaw 角なしの場合 ($\theta_y = 0^\circ$) について実測と計算を行った。

図3 テーパーフラットスライダの追従特性計算値と実測値の比較 (θ_y : Yaw 角)

$\theta_y=12^\circ$ の場合にはスライダのローリングも考慮して計算している。図3より実測値と計算値がよく一致していることがわかる。

4.3 規則的な溝をもつスライダの追従特性 本報の計算法は、形状が複雑であっても容易に追従特性を計算できることが特徴である。その例として、テーパフラットスライダのフラット部分に規則的な溝をつけて〔図4(b), (c)〕, 荷重条件を一定として浮上量と媒体面振動に対する追従特性を計算した。溝の形状は2種類(三角波溝およびく形波溝), 溝の方向と溝数の組合せを4種類(表1), 溝の深さ δ を2種類(0.1

μm および $0.3\mu\text{m}$)とした。

まず, 無次元剛性 K_{ij} および減衰 ΩC_{ij} の計算値を溝なしと比較して示す(図5, 走行方向に平行な三角

表1 三角波溝のあるスライダの浮上特性
($\delta=0.3\mu\text{m}$ の場合)

Symbol	Groove Direction	Groove Number	Groove Pitch p (mm)	Minimum Spacing $h_{\min}$ (μm)
[Y-5]	Parallel to Y	5	0.917	0.343
[Y-10]	Parallel to Y	10	0.4585	0.3325
[X-1]	Parallel to X	1	0.47	0.372
[X-5]	Parallel to X	5	0.094	0.312

(a) テーパフラットスライダ

(b) 三角波溝

(c) く形波溝

図4 テーパフラットスライダと規則的なあさモデル(三角波溝)

図5 三角波溝の有無によるテーパフラットスライダの無次元剛性 K_{ij} および減衰 ΩC_{ij} の比較

波溝 [X-1] の場合)。溝つきの場合には溝なしに比べていずれも絶対値が小さい (ΩC_{12} を除く)。周波数の高い領域においてその傾向が顕著である。

つぎに媒体面の振動に対する追従特性を溝なしと比較する。共振周波数に着目すれば、溝の方向や溝数による変化の傾向は定性的には溝の形 (三角波、く形波) によらずほぼ同じであるから (図 6, 7), 三角波溝を中心に調べる。溝深さ δ が小さい場合 ($\delta=0.1\mu\text{m}$) には、走行方向に平行な 1 本溝の場合 ([X-1]) を除き溝の方向や溝数による顕著な差は見られなかった。溝深さ $\delta=0.3\mu\text{m}$ の場合には、溝が走行方向に平行であり、かつ溝数が少ない場合、共振周波数が小さくなる傾向が見られる。また、溝数が多くなるにつれ溝なしの追従特性と一致するようになる。しかし、溝数が多いほど浮上量が小さくなるので (表 1), すきまの下限値を一定とすれば許容振幅 a_w は溝なしに比較して小さくなる。共振時の振幅比 $|\Delta h/a|$ も溝なしに比較して小さいものが見受けられるが同じ理由で許容振幅は小さいものが多い。なお、く形波溝の場合は三角波

溝よりも共振周波数が小さく振幅比もやや小さくなっている。本報の溝をあらさの一種とみなすとその平均値 (平均すきま) はともに等しい。しかし、あらさ分布の分散はく形波溝のほうが大きく、三角波溝のほうがランダムなあらさに近い特徴をもっている。溝形状による共振周波数や振幅比の相違はあらさの特徴とは無関係ではないと思われる。

いずれにしてもこれらの計算結果は、溝を設けることにより追従特性が一般に悪化することを示しているものと考えられる。スライダの実際の面あらさはこのように規則的ではなく、あらさの絶対値 (溝の場合は溝深さに対応) も極めて小さいので本報の計算値がそのまま適用されるわけではない。しかし、面あらさによりスライダの追従特性が低下する可能性を示すものであろうと考えている。面あらさと追従特性の関係を調べることは本報の目的ではないが、今後これらについて詳細な検討が必要であると思われる。

4.4 負圧スライダの追従特性 他の形状のスライダに比べて低速走行時の浮上量が比較的大きく、高

図 6 三角波溝のあるスライダの追従特性比較 ($\delta=0.3\mu\text{m}$)

図 7 く形波溝のあるスライダの追従特性比較 ($\delta=0.3\mu\text{m}$, [Y-10] のみ $\delta=0.1\mu\text{m}$)

図8 負圧スライダと浮上モード

速走行時には逆に浮上量があまり大きくなりえないスライダとして負圧スライダがある。このタイプのスライダはその形状、走行速度および荷重条件などによりいくつかの浮上モードをもつ場合があることが知られている(図8の一、二、三次浮上モード参照)⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

実測によれば図8に示したスライダは低速走行時には一次モードで浮上し、高速走行時には三次の浮上モードにジャンプするなどの現象もみられる⁽⁸⁾⁽⁹⁾。本報では追従特性の計算手法について述べているのでこれにはふれず、 $U=40$ m/s の場合の媒体面振動(平行モード)に対する一、二、三次浮上モードでの追従特性を計算し比較する。図9より低次浮上モードに比較して高次浮上モードの場合に共振周波数が小さくなることがわかる。一方、低次浮上モードの場合にはテーパフラットスライダと比較して平行モードとピッチングモードの連成を考慮した計算値と平行モードのみの計算値の間にあまり大きな差が生じていない。これは、負圧スライダのピッチングモード変動が平行モード変動に比較して小さいことを表すと考えられる。スライダ面の広い範囲に負圧が発生することによりピッチング運動が抑制されるのであろう。なお、低次浮上モードで浮上している負圧スライダは、テーパフラットスライダに比較し、追従性がよいことがわかる(図3, 9)。

5. 結 言

浮動ヘッドスライダの追従特性計算の手法として、有限要素法による計算法を示した。この方法は、複雑な形状のスライダについても容易にその追従特性を計算できることが特徴である。本報では、次のことを確かめた。

(1) 本報の計算値が従来の差分法、Divergence Formulation 法による計算結果と一致する。

(2) Yaw 角をもって走行するテーパフラットスライダの追従特性の計算値は、実測値とよく一致する。

図9 負圧スライダの浮上モードによる追従特性の比較

(3) テーパフラットスライダに溝をつけた場合、溝の形状や方向によって追従特性が変化する。一般に溝により浮上量が減少するため許容振幅比が小さくなり追従性が悪化する。これはスライダの媒体面振動に対する追従特性が面あらしにより低下することを示唆する。

(4) 負圧スライダ(図8)の各浮上モードについて媒体面振動に対する追従特性を計算し、低次浮上モードではテーパフラットスライダより追従特性が良好であるが、高次浮上モードでは共振周波数が小さくなることを明らかにした。

付録. Galerkin 法に基づく有限要素法の場合

変分原理によらず Galerkin 法に基づく有限要素法を適用しても本文の式(8)を得ることができる。以下に、その概略を示す。

Galerkin 法では、本文の境界値問題〔式(2)〕

$$L[G_i] = 0$$

について未知関数 G_i を試行関数 $\phi_i(X)$ により

$$G_i = \phi_0(X) + \sum_{j=1}^k \alpha_j \phi_j(X) \dots \dots \dots (14)$$

ただし $\phi_0(X)$: 同次境界条件を満足する関数で本報の場合 $\phi_0(X) = 0$ 。

と近似し、

$$\int_A L \left[\phi_0 + \sum_{i=1}^k \alpha_i \phi_i \right] \phi_j dA = 0$$

$$(j=1, 2, \dots, k) \quad \dots\dots\dots (15)$$

により, α_i ($i=1, \dots, k$) を求めて G_i を決定する⁽⁵⁾.
このとき, 式(15)に部分積分をほどこせば次のようになる.

$$-\int_A [g(G_i) \cdot \nabla \phi_j + j \Omega \kappa f(G_i) \phi_j] dA \\ + \int_s [g(G_i) \cdot n] \phi_j ds = 0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

式(16)の左辺第2項は本文の境界条件式(2・c)より零と置くことができる.

したがって, スライダ面を本文と同様に三角形要素に分割し, 各要素について Galerkin 法を適用して試行関数 $\phi_i(X)$ として有限要素法の形状関数 f_i [本文, 式(7)] を用いることにすれば, α_i は節点 i における未知関数 G_{ii} に等しいことは明らかである. P_0, H_0, F_i についても同様に近似して, 式(16)に代入すれば,

本文の式(8)を得る.

また, 式(14)より

$$\delta G_i = \phi_j \quad (j=1, 2, \dots, k)$$

であることを考えれば, 式(16)が本文の式(5)と同値であることも容易にわかる.

文 献

- (1) 三矢, 機論, 44-386 (昭53), 3593.
- (2) Ono, K., *Trans. ASME, Ser. F*, 97-2 (1975), 250.
- (3) 小野・ほか2名, 機論, 45-391, C (昭54), 356.
- (4) 木暮・ほか2名, 機講論, No.800-15 (昭55-8), 7.
- (5) フィンレイソン, B. A. (鷲津・ほか9名訳), 重みつき残差法と変分原理, (昭49), 317, 培風館.
- (6) Gastelli, V. and Pervics, J., *Trans. ASME, Ser. F*, 90-4 (1968), 777.
- (7) 中西・ほか4名, 電電公社通研 研究実用化報告, 28-10 (昭54), 2229.
- (8) 田中・ほか4名, 機講論, No. 810-4 (昭56-4), 114.
- (9) 田中・ほか4名, 機講論, No. 810-13 (昭56-4), 278.

討 論

〔質問〕 三矢保永・木暮賢司

(日本電信電話(株)電気通信研究所)

(1) 追従性を数学的にどのような意味として定義されているのか. 図6, 7の平滑スライダとの比較において, Translation+Pitchingについてみると, 図6のY-5, Y-10および図7のY-10では共振周波数はほぼ同じですきま変動 $\Delta h/a$ は小さいこと, 図7のX-1, Y-5では共振周波数はやや低域にあるものの, ここの $\Delta h/a$ は小さいことから, むしろすきま変動の点では追従性は向上している結果(図7では部分的に)となっており, 貴論文の結論とも矛盾しているようにも見える. すきまが変われば追従性は変わるのとは自明であり, 追従性の比較はすきまが一定の条件下ですべきではないか.

また走行方向く形波溝のあるスライダは, 溝によって分断されたいくつかの細長いスライダの集合体とみなせる. スライダは細長いほど追従性が高いことが知られており現にそのような観点から実用スライダが設計されている. (付1)「溝を設けることにより追従性が悪化する」とする本結論は実用設計とも矛盾することにならないか.

(2) 図7の共振曲線では共振点の頂部が平坦となる特異な形状が現れている. 図6との比較において,

空気膜剛性・減衰から物理的な解釈が可能であれば数えていただきたい. またこの部分のスライダ長方向の圧力分布の計算例(Y形について静圧力, 動圧力)があれば図示していただきたい.

(3) 溝をもつスライダの特性を数値計算する場合には, すきま形状と圧力が細かく変動するため, 必要な分割数の確保が問題となる. 細かい溝の場合についての質問者の経験によれば, 動作条件にもよるが, 溝あたり10~20以上の節点が必要と考えている. 本計算における分割条件と精度の確認結果を教えてください.

(4) 負圧スライダのすきま-負荷容量曲線は付図1に示すような曲線となり, 貴論文の動作点2では負の空気膜剛性をもつことになる. したがって図8, 9の2ndモードは不安定で実際には存在せず, また図9の2ndモードの共振曲線は得られない. 共振曲線を示された物理的意味はあるのか.

(5) 図3と図5~7とでスライダ寸法がほぼ同等であるのに質量が大幅に異なるのはなぜか. また負圧スライダとの比較では質量が異なる場合の比較から結論を導いていることになるが, これでよいのか.

〔回答〕 (1) 図6, 7に示した追従特性は, ご指摘のように一部分追従特性のよくなるものがある.

本文では溝を粗さのモデルとしてとらえた説明をしているため, 振幅比の大小と許容振幅とを総合して追

(付1) 小野・木暮・三矢, 機論, 45-391, C(昭和54), 356.

従特性と表現し、一般的な結論として溝によりすなわち面粗さにより追従特性が悪化すると述べた。しかし、両者は別のものであるから追従特性と許容振幅を分けて正確に述べるべきであった。

なお、追従特性をすきま一定の条件下で比較すべきであるのご意見は、そのとおりと考える。ただ、形状の異なるスライドについて同一すきま（最小浮上量 $h_{\min}$ ）とすれば、通常は、負荷容量や圧力中心位置が異なり厳密な同一条件での比較はできない。本報告では面粗さを想定しているの、荷重および圧力中心位置を一定として比較したものである。

細長いスライドを集合させることにより追従性のすぐれたスライドが設計できるとされていることは周知のとおりである。しかし、本報告の計算例からはそのように結論づけることはできず（図6、7の[X-1][X-5]の場合、むしろご質問のように走行方向に垂直に溝をつけることにより追従特性が改善されるものがあるようにも解釈できる。なお、本報告は追従性のすぐれたスライドを見いだすことが目的ではなかったため、細長いスライドの説明は割愛させていただいた。

(2) 図6、7に対応する空気膜剛性、減衰は付図2のとおりで C_{12} , C_{21} にやや変化がみられるものの特に際立った相違はない。

共振点の頂部が平坦となるのは、本文図7において、周波数ごとの振幅比 $|\Delta h/a|$ を図示する曲線の近似方法による。図7の[X-1], [X-5]について、周波数きざみを細かくすると付図3のようになり頂部の平坦形状は見られない（なお、[Y-5]については付図9を参照下さい）。

スライド長方向の圧力分布の計算例は、極めて多量にわたるので、別途報告します。

(3) 圧力分布は分割数により変動する。しかし、

付図1 すきま-負荷容量曲線

荷重および圧力中心位置ならびに空気膜剛性、減衰の分割割数による変化は小さい。その結果、分割数による追従特性の相違は（特に不適切な分割でない限り）、共振周波数付近の振幅比に限られるので、実用上は溝あたり10程度の節点でもよいと考える（ただし、本報告の場合）。なお、同じ分割数であれば全体を等分割するよりもスライドの流出端付近など圧力の変化の著しい部分を細かくするほうが精度がよい。

付図4は、く形溝[Y-5]の場合($\delta=0.3\mu\text{m}$)についてスライド長方向の分割数を変えて追従特性を比較したものである。テーパ部分のスライド長方向分割数を10とし[溝]を含む部分の分割数 M' を変化させた。

Case 1 $M'=40$ (等分割, 溝ピッチ p を8等分)

Case 2 $M'=140$ (等分割, 溝ピッチ p を28等分)

Case 3 $M'=38$ (等分割, 溝ピッチ p を8等分)

付図2 く形波溝の有無によるテーパフラットスライドの無次元剛性 K_{ij} および減衰 ΩC_{ij} の比較

付図3 本文図7における[X-1][X-5] (周波数のきざみを小さくした場合)

+10 (等分割, 流出端フラット部分のみ)

(再質問への回答付図 8 には分割数 $M=10+M'$ を表示)

静圧力分布, 動圧力分布をみると, Case 2 はほぼ収束し, 他は精度不足であった。しかし, 流出端浮上量 $h_{\min}$ は Case 1 の場合にも Case 2 に比べて対して 0.5% 以内の差であり, 空気膜剛性, 減衰もほぼ同様である (ΩC_{12} には 10~20% の差が見られるものもあるが, 絶対値はほかに比較して小さい(付図 2 参照)。

付図 4 によれば, 共振周波数はほとんど変化せず, 振幅比が Case 1 の場合にやや小さく得られる。大まかな傾向を知るには Case 1 でも十分だが, 本文の値は, Case 3 によって得たものである。

なお, 溝深さ δ が大きいほど分割数による相違が大きいので, 本報告より溝が深い場合は分割数を多くすべきであろうと考える。

(4) 負圧スライダの 2nd モードが存在しないことは, 本文にも「三次モードへのジャンプ現象がみら

れる」という表現で言及している。二次モードの共振曲線は, 数学的興味から示したもので物理的意味はない。

(5) 図 3 の場合は実測したスライダの数値を用いているが, 図 5~9 では仮想的なスライダであり, 比較のため文献(7)の数値を用いている。図 9 のかわりに, 図 3 と同じ質量を用いると付図 5 となりこの場合にはさらに追従性は良好である。

〔質問〕 三矢保永・木暮賢司

二, 三不明な点があるので再度質問させていただく。

(1) 回答(1)について: 第三段落にある「垂直に溝をつけることにより追従特性が改善する」との解釈に対して, 結論(3)の「追従特性が面粗さに」より低下する」は矛盾するが, これでよいか

溝を粗さのモデルとしてみることに, 細長いスライダとしてみることを区別しているようであるが, ここでは両者は同一のものであり, コンシスタンスは保存されなければならないのではないかと。したがって, 周知とされている従来の結果を全く覆す結果(本文で示されたスライダ幅を狭くすることによる追従性の劣化効果と回答(1)で示されたスライダ幅を広くすることによる追従性の改善効果)に対してはどのような見解をもっておられるのか。

(2) 回答(2)について: 曲線の近似方法とは具体

(a) Case 1

(b) Case 2

(c) Case 3

付図 4 く形波溝スライダ[Y-5]の追従特性
スライダ長方向分割数による比較

付図 5 負圧スライダの追従特性
(本文図 3 とおなじ質量の場合)

的にどのような方法か。本文の図7と付図3とはどちらが正しいと判断されているのか。また参照すべき[Y-5]と付図9との関係が説明されていない。

(3) 回答(3)について: 図5および付図2の減衰には最大10~20%の計算誤差があるとしてよい。また剛性についての計算誤差はどうか。付図4の共振周波数、振幅比にはこの影響はほとんど現れていないが、どのように解釈すればよい。

Case 2の場合に収束するとは何が何に対して収束することか。他の場合に精度不足と判断された理由はなにか。またこれらの根拠となっている静圧力分布、動圧力分布は、今後シミュレーションを進めるうえで有用であり、その一例を示していただけないか。

〔回答〕 (1) 本報告の結論(3)において、溝を面粗さのモデルとすると意図を十分に表していないため、溝一般すなわち深い溝で区切られた細長いスライドを扱うとの意味に受けとっておられるものと考え。そこで、ご了解いただければ、本文の結論(3)を次のように訂正したいと思うがいかがか。

(3) テーパーフラットスライドに面粗さをモデル化した図4(b), (c)のような浅い溝をつけた場合、溝の形状や方向、深さなどによって追従特性が変化する。一般に、荷重および走行条件を一定とすれば、この溝により浮上量が減少するため許容振幅比が小さくなる。本報の計算結果は、媒体面振動に対するスライドの追従特性が面粗さにより低下する場合が多いことを示唆する。

(注)アンダーラインは訂正部分をあらわす

なお、溝を粗さのモデルとしてみることに細長いスライドとしてみることは区別すべきである。と考える。その理由は

(i) 設計時の取扱いの目的が異なる

(ii) 溝深さのオーダーが異なる

の2点による。しかし、この場合にも走行方向溝[X-1], [X-5]のものは細長いスライドに類似のものであり、両者のあいだに統一性が保たれていなければならないのは当然である。

この件に関して、次のようなご指摘をいただいている。

(イ) 追従性の比較は、同一すきまにおいてすべきである

(ロ) 細長いスライド幅の広いスライドより追従性がよいとする従来の結果と矛盾する

特に(ロ)について明らかにするよう求めておられるが、(ロ)を明らかにするには、まず細長いスライドの追従特性を明らかにする必要がある。

文献(3)によれば、細長いスライドは浮上量を微小化するとき追従性のよいスライドであるとされている。しかし、本報告と直接比較できる追従特性の計算例あるいは実測例は示されていない。

そこで、細長いスライドと本報告のスライドを比較するため次のスライドを考える。

(a) く形波溝スライド (溝深さ $\delta=0.3\mu\text{m}$, 本報告のスライド)

(b) く形波溝スライド (溝深さ $\delta=3\mu\text{m}$, (a)と(c)の中間の溝深さ)

(c) く形波溝スライド (溝深さ $\delta=8.73\mu\text{m}$ =テーパー高さ, 細長レール集合スライド(d)および幅広スライドの集合に類似)

(d) 細長レール集合スライド (図4(a)のレールを走行方向溝により同じ幅の n 個の細長いレールに分割し ($1/n$ 幅レール), n 個集合させる。溝において圧力の発生なし, n 個の集合はもとのレール幅に等しい)

(注) ただし, (b), (c)の[X-1], [X-5]の場合, 溝はテーパー部までつき抜けているとする([X-1]', [X-5]')。

これらのスライドについて、つぎの追従特性を計算した。

(i) 浮上姿勢一定とした場合の追従特性

(浮上姿勢は、図5の荷重条件の溝なしスライド[図4(a)]に同じ。最小浮上量 $h_0=0.45\mu\text{m}$)

(ii) 荷重条件一定とした場合の追従特性

(本文図5の荷重条件に同じ。最小浮上量 h_0 および傾斜角はそれぞれ異なる)

付図6は、同一すきままでの追従性比較、付図7は同一荷重での追従性(本文図7に対応)を表す。付図6, 7において(a)~(d)は上記スライド(a)~(d)に対応する(破線は溝なしスライド)。

なお、(b)および(c)において[Y-5], [Y-10]はやや計算精度が低い[前回の回答3(Case 2)とほぼ同じ分割数。これは走行方向に垂直な溝の場合、溝深さ δ が大きいとき、要素分割を十分細かくしなければ、静圧力および動圧力の誤差が大きくなることによる]。しかし、要素分割数を変えて計算し、付図6, 7いずれも(b), (c)は定性的に状況をよく表していることを確かめている。ここでは、定性的な傾向をみるのが目的なので、より精度を高めた計算は省いた。なお、この場合すきまが急に大きくなる部分に微小な渦領域ができることも予想されるが⁽⁸⁾⁽⁹⁾、ここではそれは考慮しない。また、付図3(c)の[X-5]', [Y-10]の場合には、荷重が大きいと解が得られなかった。

まず、付図6, 7のそれぞれについて、(c)と(d)を比較する。(c) [X-1]'と(d) $n=4$ はレール幅が同じでレール数が異なる($n=4$ のときレール数4, [X-1]' のときレール数2)。

(1) (c) [X-1]'と(d) $n=4$ は追従特性がほぼ類似である(付図6, 7)

(2) (c)において見られる [X-1]'と [X-5]'の間の追従性の変化と(d)においてみられる n による変化の傾向がほぼ一致する(付図7)

により、付図6(c), 7(c)の [X-1]', [X-5]'は、細長

レール集合スライダの追従性と類似の状況を表していると考えられる(ただし, [X-1]'は細長いスライダの圧力分布に近いが, [X-5]'は異なる)。したがって、付図6, 7において、(a)と(c)の比較は、本報の溝つきスライダとご討論の細長いスライダの追従性の比較にほぼ近いと考える。なお、念のため、(d)において $1/n$ 幅レールを1個としたものも計算したが、いずれも傾向は(d)と同じであった [(d)に比べて共振周波数がやや小、振幅比はやや大]。

つぎに、付図6, 7において(a)と(c)を比較する。

(a) く形溝スライダ ($\delta=0.3 \mu\text{m}$)

(b) く形溝スライダ ($\delta=3 \mu\text{m}$)

(c) く形溝スライダ ($\delta=8.73 \mu\text{m}$)

(d) 細長レール集合スライダ (n : レール数)

付図6 浮上姿勢一定とした場合の追従性比較 ($h_0=0.45 \mu\text{m}$,溝なしの場合)
(注) [X-1]', [X-5]'は溝がテーパ部までつき抜けていることを表す

(a) く形溝スライダ ($\delta=0.3 \mu\text{m}$)

(b) く形溝スライダ ($\delta=3 \mu\text{m}$)

(c) く形溝スライダ ($\delta=8.73 \mu\text{m}$)

(d) 細長レール集合スライダ (n : レール数)

付図7 荷重条件一定とした場合の追従特性

($\omega=0.108 \text{ N/slider}$)

(.....溝なしの場合 $h_0=0.45 \mu\text{m}$)

(注) [X-1]', [X-5]'は溝がテーパ部までつき抜けていることを表す

ご指摘のようにそれぞれ関連がないようにみえるが、(b)を補うことにより溝深さによる相違であることがわかる。面粗さをモデル化した溝つきスライドの、溝深さ δ を本報より十分大きくすれば、その追従性はご討論の細長いスライドの追従性に類似となる。

したがって、本報の溝つきスライド(走行方向)と細長い集合スライドの追従性のちがいは溝深さ δ のオーダーが異なることによるもので、(a)が(c) [もしくは(b)]と類似の傾向を示さないことをもって、本報の結果が細長レール集合スライドの追従性に対して統一性を欠くとするのは適切でないように考えます。

なお、(a)において垂直方向の溝のものに、走行方向の溝のものより追従性がよいものがみられるのは、溝部の流体のスクイズ効果を高める作用のためと考える。

なお、さきにも述べたように、垂直方向の溝が深い場合、溝部の流れが本回答の計算の基礎としている仮定と異なることも考えられる(走行方向の溝[X-1]、[X-5]にはそのような問題はない)。その場合には(たとえば、付図6(c)、7(c)における[Y-5]、[Y-10]など)、本討論回答の計算結果と異なることが予想されるので、さらに詳細な検討や、実測による確認が必要であると考えます。

(2) 曲線の近似方法とは、作画時の点(周波数ごとの振幅比)の間の線の決定方法である。本文、図6、7ははん用プロットルーチンにより作画しており点と

点の間はスプライン近似である(図6も同じ方法)。本文、図6、7は周波数 f を1 kHz きざみで与えて剛性、減衰を計算し振幅比を求め、これを前述のルーチンで作画した。付図3は図7の5~15 kHzの区間を0.5 kHz きざみとして同様に作画したものである。周波数のきざみが小さい付図3のほうが正しいが、1 kHz ほどの振幅比は図7も付図7と同じである。粉らわしい図(本文図7)を掲載し、混乱を生じたことを深くおわびする。

なお、[Y-5]について付図9としたのは付図4の誤記であった。

(3) はじめに、く形溝[Y-5]の場合について($\delta = 0.3 \mu\text{m}$)、スライド長方向の分割数を変えてレール幅中心線上の静圧分布、動圧分布(周波数 $f = 5 \text{ kHz}$)を比較し付図8に示す。分割数などは前回の回答(3)に示したものと同一である。Case 2の場合、付図8にみるように静圧分布および動圧分布ともに正しい解にほぼ収束していると考えられる。しかし、Case 1およびCase 3は、分布形状をみるかぎり収束しているとは考えられない。にもかかわらず、前回述べたように荷重、圧力中心位置、剛性、減衰などにはあまり大きな差が現れていない(ただし本文の場合、回答(1)に述べたように溝が本文よりかなり深い場合には分割数による差が大きい)。これは、それぞれの値が静圧力分布、動圧力分布の積分値であることから、誤差が真の値のまわりにほぼ均等に分布するとき互いに打ち消し合うた

付図8 く形波溝スライド[Y-5]の静圧力および動圧力の分布・スライド長方向分割数による比較
(レール幅中心線上の分布形状)
(動圧力は周波数5 kHzの場合)

めであろうと考える。

なお、減衰に 10~20 % の差が生ずるのは、Case 1, 3 においての周波数 5~7 kHz の範囲の ΩC_{12} についてのみで、この範囲外では 1% 程度の差である ([Y-5])。剛性については最大 0.5 % 程度である。前回の回答において付図 4 に ΩC_{12} の誤差の影響が現れないのは、ほかの値に比較して絶対値が小さいためであろうと考える (本文図 5, 前回の回答 付図 2 参照)。

〔質問〕 谷 豊 文

〔三菱電機(株)応用機器研究所〕

形状効果を含めた詳細な検討手法を確立されたことに敬意を表す。以下の点につきご教示願いたい。

(1) (図 3 の実験データに関連して) (i) 電気出力変動量から換算したとあるが、その手法の詳細および精度。光学干渉法と対比した貴手法の長所欠点について、(ii) 10 kHz 以上のデータがない理由、10 kHz 以上での理論値に対応する実験データはその後得られているか。

(2) 本文 820 ページ左欄 2 行め ΩC_{12} の絶対値が溝つきの場合のほうが大きい物理的意味合い。

(3) 実物のスライダにおいて、面粗さとうねりの効果は、追従特性に対してどちらのほうが大きいのか。実験データがあったら合わせてお教えいただきたい。

〔回答〕 (1) (i) 図 3 の場合の実験装置の概略を付図 9 に示す。実ディスクをスピーカにより加振し、ヘッド電気出力変動から浮上量変動を換算している。円板振動振幅は静電容量形変位計により計測している。なお、ヘッドのトラック方向のずれを無視できる場合には (本報告の実測の場合にはこの条件を満たしている)、ヘッド電気出力と浮上量の関係は式 (A) で与えられる。

$$\text{ヘッド出力} \quad E \propto \exp\{-2\pi(h/\lambda)\} \quad (A)$$

ここに h : ヘッド浮上量

λ : 書き込み信号の波長

測定精度は、フィルタリング処理を行って、 $\pm 20\%$ 以内にあることを確認しております。低周波で円板振動を大きくとれる場合はもう少し精度はよいと考える。本計測方法の長所は、装置が安価にでき比較的容易に測定できることにある。欠点は、精度がやや劣る

付図 9 装置概要 (静電容量変位計 $\phi 5\text{ mm}$)

ことである。

(2) 以下の二つの理由で 10 kHz 以上の実験を行っていない。その後もこのスライダについては実測していない。

(a) 円板が固有値で振動するため、高周波側では測定可能な変位がとれない。

(b) その変位を変位計で測定しているため小変位の精度が悪い。

(2) ΩC_{12} の絶対値が大きいことの物理的意味は、走行方向に設けた溝がスライダレールの両側からの流体の流入、流出を妨げるためスキズの効果が大きくなるのではないかと推測している。

(3) 実機では、スライダの面粗さよりも媒体面のそのほうが大きく、うねりも媒体面のうねりが関心の対象である。いずれも、本文の溝モデルのオーダ ($\delta = 0.1 \sim 0.3 \mu\text{m}$) に比較すれば極めて小さい値である。本文の面粗さモデルは、媒体面側ではなくスライダ側に設定しているので実機とは必ずしも対応しない。

実機スライダの追従特性に及ぼす面粗さとうねりの効果は、正確に比較された例を知らないが、現状では、経験的にうねりのほうが大きいと考えられているようである。