サスペンションの動特性を考慮した 浮動ヘッドスライダの過渡応答解析*

竹 門

茂*¹

Transient Response Analysis of a Flying Head Slider Coupling Dynamic Characteristics of a Suspension

Shigeru TAKEKADO

A flying head slider used in a hard disk drive is supported by a thin-plate suspension and floated by air bearings. This report shows an analysis method for transient response of a flying head slider that is coupled with suspension dynamic characteristics. In the analysis, an air bearing is modeled using a modified-Reynolds equation and calculated using the ADI (alternating direction implicit) method. A suspension is modeled by FEM (finite element method). The degree of freedom of the suspension is reduced by constrained modal synthesis. The 3rd-order Runge-Kutta equation is utilized for time-integration of the two groups of equations. Two cases were simulated. One was a head slider response passing on a bump disk; in that case suspension dynamics exerted no clear influence. The other case was exerted by external force; in this case a clear difference was caused by suspension dynamics.

Key Words: Hydro-dynamic Bearing, Transient Response, Coupled Vibration, Finite Element Method, Modified Reynolds Equation, ADI Method, GDR Method, Runge-Kutta Method

1. ま え が き

磁気ディスク装置に用いられている浮動ヘッドスライダは、板ばねで構成されているサスペンションで支持され動圧空気軸受効果により磁気ディスク面上をサブミクロンオーダで浮上している。磁気ディスク装置の面記録密度の向上とともに、ヘッド浮上量は低下し、近年 $0.1\ \mu\text{m}$ を下回るようになっており、浮上安定性の研究はますます重要になってきている。浮上安定性の研究の一つとして浮上面の変動や振動衝撃等外力に対する応答を求める浮動ヘッドスライダの動特性の研究がある。

この分野の従来の研究では、摂動法を用い空気軸受部の周波数応答を求めるもの⁽²⁾⁽³⁾と、ADI法(Alternating Direction Implicit method)を用い時間軸応答を求めるもの^{(5)~(8)}がある。

前者は計算量が比較的少ないメリットがあるが、時間軸応答が求めにくい上、線形近似のため大変形問題を解きにくい欠点がある。また、構造系の周波数応答からモーダルパラメータを求め、構造系と空気軸受と

の連成問題をモーダルシンセシスの手法を用いて計算したもの⁽⁴⁾もあるが、非保存系の空気軸受を弾性体のばね要素で近似しているため微小変位にしか適用できない。

後者は正確な時間軸応答が求められるが、ヘッドスライダを支持しているサスペンションはばね要素で近似したものがほとんどで、サスペンションの高次の共振特性を表す動特性まで考慮した研究は少ない。前者の研究によると浮動ヘッドスライダの共振は8~10 kHz以上にあるが、サスペンションの共振は2 kHz程度から存在するため、浮動ヘッドスライダの浮上特性を考えた場合、サスペンションの特性が大きく影響する可能性が高い。最近サスペンションを有限要素法(FEM)でモデル化し、離散化したサスペンションモデルとADI法で定式化した空気軸受を連成して解く手法が発表されている⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。しかし、この方法ではサスペンションを表すFEMモデルの自由度が膨大になるため計算時間が増加しやすい欠点がある。

本報では、サスペンションの動特性を考慮した浮動ヘッドスライダの過渡応答解析の一手法を示す。本手法は拘束モード法により自由度を減らして表したサスペンションと、ADI法を用いて表した空気軸受とを連成させ過渡応答解析を行うものである。使用したサス

* 原稿受付 平成5年12月20日。

*¹ 正員、(株)東芝研究開発センター (〒210 川崎市幸区小向東芝町1)。

ペンションモードは汎用構造解析プログラム「MSC/NASTRAN」で利用できる GDR (Generalized Dynamic Reduction) 法⁽¹²⁾を用いて抽出した。時間積分は三次の Runge-Kutta 法を利用した。

また本報では計算結果の一例としてサスペンションの動特性が時間軸応答に与える影響を報告する。

バンク等ディスク面上の突起に関わる応答はサスペンションの有無はあまり影響しない。しかし、サスペンションの採用モード数が少ないと振動振幅が大きくなり、採用モード数が多くなると振動振幅が小さくなることが確かめられた。

シーク加速度等の外力が加わったときの応答はサスペンションが影響し、サスペンションを考慮したときの応答は空気軸受だけの時の応答より大きな応答振幅となった。

2. 全体の運動方程式

はじめに全体の運動方程式を示しておく。運動方程式は、空気軸受、サスペンション、浮動ヘッドの三つの方程式の連成したものとなる。

空気軸受

$$\nabla \cdot (h^3 p \nabla p) + 6\lambda_a p_a \nabla \cdot (h^2 \nabla p) = 6\mu V \cdot (\nabla p h) + 12\mu \partial p h / \partial t \quad (1)$$

浮動ヘッド

$$[Mh]\{\ddot{X}_c\} + [Ch]\{\dot{X}_c\} = -\{F_c\} + \{F_s(t)\} + \{F_l(t)\} \quad (2)$$

サスペンション

$$[\tilde{M}]\{\ddot{\xi}, \dot{X}_c\}^T + [\tilde{C}]\{\dot{\xi}, \dot{X}_c\}^T + [\tilde{K}]\{\xi, X_c\}^T = \{\tilde{F}\} \quad (3)$$

ここで、

p_a : 環境圧力

t : 時間

μ : 空気粘度

h : 軸受すきま

p : 軸受圧力

$\{X_c\}$: ヘッド結合点の変位

$[Mh]$: ヘッドの質量行列

$[Kh]$: ヘッドの減衰行列

$\{F_c\}$: サスペンションがヘッドから受ける力

$\{F_s(t)\}$: 外力(シーク加速度, 衝撃力等)

$\{F_l(t)\}$: 空気軸受から受ける流体力

$\{\xi\}$: 拘束モード変位

λ_a : 空気の平均自由行程

$[\tilde{M}]$: サスペンション質量行列

$[\tilde{C}]$: サスペンション減衰行列

$[\tilde{K}]$: サスペンションばね行列

$\{\tilde{F}\}$: サスペンションが受ける力

式(1)はスリップ流れを考慮した修正レイノルズ方程式で、空気軸受すきま h が与えられると軸受圧力 p が求められる。一方、式(2), (3)は弾性体の運動方程式で、軸受圧力 p が与えられると空気軸受から受ける流体力が求まり h が求められる。式(1)を差分方程式の一種である ADI 法を用いて離散化し、弾性体の運動方程式(2), (3)と連成し、Runge-Kutta 法を用いて解くことにより、時間軸上の過渡応答解を求める。

3. 空気軸受の運動方程式

3.1 基礎方程式 式(1)の修正レイノルズ方程式から無次元化した空気軸受の基礎方程式を導く。

ヘッド座標系として (u, v, w) の直交座標系を考える。 w はディスク上下方向で、 u はディスク進行方向とする。ヘッド長さは L 、空気軸受すきまを h とする。修正レイノルズ方程式(1)を以下のように無次元化し、式(4)を得る。

$$\begin{aligned} U &= u/L, \partial/\partial u = L^{-1} \partial/\partial U \\ V &= v/L, \partial/\partial v = L^{-1} \partial/\partial V \\ \Lambda u &= 6\mu L V u / p_a h_0^2 \\ \Lambda v &= 6\mu L V v / p_a h_0^2 \\ \Lambda &= i\Lambda u + j\Lambda v \\ M &= \lambda_a / h_0 \text{ (Knudsen Number)} \\ H &= h/h_0 \\ W &= 12\mu L^2 / p_a h_0^2, P = p/p_a \\ h_0 &: \text{基準すきま (一般には最小すきま)} \\ \nabla \cdot (H^3 P \nabla P) + 6M \nabla \cdot (H^2 \nabla P) \\ &= \Lambda \cdot \nabla P H + W \partial(PH) / \partial t \quad (4) \end{aligned}$$

3.2 空気軸受の発生する流体力 ヘッドに加わる流体力 $\{F_l(t)\} = \{F_u, F_v, F_w, F_\phi, F_\theta, F_\psi\}^T$ を求める。ここで、 F_ϕ, F_θ, F_ψ はそれぞれ u, v, w 軸回りのモーメント成分を表している。空気の剪断力の外壁に与える X 方向の力 $F_x^{(1)}$ は、

$$F_x = \mu \iint \{h/2 \partial p / \partial x + u r / (h + 2\lambda_a P_a / P)\} dx dy$$

ここで、 vu, vv を u, v 方向の空気の流速、ピボット位置を (u_p, v_p, w_p) 、ヘッドの高さを Dh とすると、ヘッドに加わる流体力は以下ようになる。

$$\begin{aligned} F_u(t) &= \mu L^3 / h_0 \iint V u \\ &\quad / \{H + 2\lambda_a / (h_0 P)\} dU dV \\ &\quad + h_0 p_a L / 2 \iint H \partial p / \partial U dU dV \\ F_v(t) &= \mu L^3 / h_0 \iint V v \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& / \{H + 2\lambda_a / (h_0 P)\} dU dV \\
& + h_0 p_a L^2 / 2 \iint H \partial p / \partial V dU dV \\
Fw(t) &= p_a L^2 \iint (P-1) dU dV \\
F\phi(t) &= p_a L^3 \iint (P-1)(V - Vp) dU dV \\
& + DhFv(t) \\
F\theta(t) &= -p_a L^3 \iint (P-1)(U - Up) dU dV \\
& - DhFu(t) \\
F\psi(t) &= -\mu L^4 / h_0 \iint V u (V - Vp) \\
& / \{H + 2\lambda_a / (h_0 P)\} dU dV \\
& - h_0 p_a L^2 / 2 \iint H (V - Vp) \partial p / \partial U dU dV \\
& + \mu L^4 / h_0 \iint V v (U - Up) \\
& / \{H + 2\lambda_a / (h_0 P)\} dU dV \\
& + h_0 p_a L^2 / 2 \iint H (U - Up) \partial p \\
& / \partial V dU dV \dots\dots\dots (5)
\end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{aligned}
Vu &= vu/L, \quad Vv = vv/L, \\
Up &= up/L, \quad Vp = vp/L, \\
Wp &= wp/L
\end{aligned}$$

3.3 ADI 法による修正レイノルズ方程式の定式化

White⁽⁵⁾ の示した ADI 法により修正レイノルズ方程式を離散化し差分方程式を求める。ADI 法は空間の座標軸方向にそれぞれ直交化するため、差分化したとき係数マトリックスが三重対角行列となり簡単に計算できる特徴がある。

式(4)を、 $Z \equiv PH$ として変換すると、

$$\begin{aligned}
& W \partial Z / \partial t \\
& = \nabla \cdot [(Z + 6M)(H \nabla Z - Z \nabla H)] \\
& - \Lambda \cdot \nabla Z \dots\dots\dots (6)
\end{aligned}$$

となり、時間軸上で離散化できる。さらに、

$$\begin{aligned}
F &\equiv (Z + 6M)(H \partial Z / \partial U - Z \partial H / \partial U) \\
& - \Lambda u Z \\
G &\equiv (Z + 6M)(H \partial Z / \partial V - Z \partial H / \partial V) \\
& - \Lambda v Z \\
\Box t &\equiv \partial \Box / \partial t, \quad \alpha \equiv \Delta t / 2W \\
\Box u &\equiv \partial \Box / \partial U, \quad \Box v \equiv \partial \Box / \partial V \\
A &\equiv \partial F / \partial H, \quad B \equiv \partial F / \partial Hu \\
C &\equiv \partial F / \partial Z, \quad D \equiv \partial F / \partial Zu \\
I &\equiv \partial G / \partial H, \quad J \equiv \partial G / \partial Hv \\
K &\equiv \partial G / \partial Z, \quad L \equiv \partial G / \partial Zu \\
\delta u \Box &\equiv \partial \Box / \partial U, \quad \delta v \Box \equiv \partial \Box / \partial V \\
Lu &\equiv a \delta u C^n + a \delta u D^n \delta u \\
Lv &\equiv a \delta v K^n + a \delta v L^n \delta v \\
\Phi &\equiv a[2(Fu^n + Gv^n) \\
& + (\delta u A^n + \delta u B^n \delta u)(H^{n+1} - H^n) \\
& + (\delta v I^n + \delta v J^n \delta v)(H^{n+1} - H^n)]
\end{aligned}$$

とすると、式(6)は以下ようになる。

$$\begin{aligned}
& (1 - Lu)(1 - Lv)(Z^{n+1} - Z^n) \\
& = \Phi + 0(\Delta t^3) \dots\dots\dots (7)
\end{aligned}$$

式(7)で、 $\Delta Z^n \equiv Z^{n+1} - Z^n$ と表せば、

$$(1 - Lu)\Delta Z^{n*} = \Phi \dots\dots\dots (8 \cdot a)$$

$$(1 - Lv)\Delta Z^n = \Delta Z^{n*} \dots\dots\dots (8 \cdot b)$$

を得る。式(8・a)、(8・b)をそれぞれ u 、 v 方向のみ未知の方程式と考え交互に解くことにより解が求まる。

式(8)を展開すると式(9)のようになる。

$$\begin{aligned}
(1 - Lu)\Delta Z^* &= [1 - a(H^n Z u u^n - Z u^n H u^n - 2Z^n H u u^n - 6M H u u^n)] \Delta Z^* \\
& - a(2H^n Z u^n - Z^n H u^n - \Lambda u) \partial \Delta Z^* / \partial U - a(Z^n + 6M) H^n \partial^2 \Delta Z^* / \partial U^2 \\
(1 - Lv)\Delta Z^n &= [1 - a(H^n Z v v^n - Z v^n H v^n - 2Z^n H v v^n - 6M H v v^n)] \Delta Z^n \\
& - a(2H^n Z v^n - Z^n H v^n - \Lambda v) \partial \Delta Z^n / \partial V - a(Z^n + 6M) H^n \partial^2 \Delta Z^n / \partial V^2 \\
\Phi &= a[(Z^n + 6M)\{(Z u u^n + Z v v^n)(H^{n+1} + H^n) - Z^n(H u u^{n+1} + H u u^n + H v v^{n+1} + H v v^n)\} \\
& + Z u^n\{Z u^n(H^{n+1} + H^n) - Z^n(H u^{n+1} + H u^n) - 2\Lambda u\} \\
& + Z v^n\{Z v^n(H^{n+1} + H^n) - Z^n(H v^{n+1} + H v^n) - 2\Lambda v\}] \dots\dots\dots (9)
\end{aligned}$$

3.4 差分方程式と解法⁽⁹⁾ 式(8)は ΔZ^* 、 ΔZ を未知数として U 、 V 二方向の独立した差分方程式として解く。高圧縮性を考慮して節点は不等分割した。式(8)を差分方程式に書き直すと以下のような三重対角行列を係数にもつ方程式が得られる。

$$[A]\{\Delta Z^*\} = \{\phi\}, [B]\{\Delta Z\} = \{\Delta Z^*\} \dots\dots\dots (10)$$

$$[A] = \begin{bmatrix} \Delta & \Delta & & & \\ \Delta & \Delta & \Delta & & 0 \\ & & \dots & & \\ 0 & & \Delta & \Delta & \Delta \\ & & & \Delta & \Delta \end{bmatrix}_u$$

$$[B] = \begin{bmatrix} \Delta & \Delta & & & \\ \Delta & \Delta & \Delta & & 0 \\ & & \dots & & \\ 0 & & \Delta & \Delta & \Delta \\ & & & \Delta & \Delta \end{bmatrix}_v$$

ここで, $[A]$, $[B]$ を, $[A]$, $[B]=[L][U]$ のように下三角行列 $[L]$, 上三角行列 $[U]$ に分解すると, $[A]\{X\}=\{b\}$ の方程式は,

$$[L]\{Y\}=\{b\}, [U]\{X\}=\{Y\} \dots\dots\dots (11)$$

の二つの方程式に分割できる。式(11)は, 前進代入を行うことにより, 容易に解くことができる。

4. ヘッド・サスペンションの運動方程式

4・1 ヘッド 図1にピボット部断面図を示す。ヘッドサスペンションはピボット部を介して接続されている。ヘッド側に R が付いた凸部が固定されており, サスペンション側の平面部に接触している。

ヘッドの回転が零のときの接触点を原点にする。ピボットを半径 R の球体と仮定し球の中心 P 点の位置

図1 ピボット部断面図

を求める。ヘッドが回転するとピボット部の接触点は摩擦により平面から滑らず回転する。回転角が θ のとき P 点の座標は $(R\theta, -R)$ となり原点から P 点までの距離 $R\rho$ は,

$$R\rho = \sqrt{(R\theta)^2 + (-R)^2} = R[1 + 1/2 \cdot (\theta/R)^2] \dots\dots\dots (12)$$

と求まる。中心 P は R に対し θ が微小のときは原点を中心とした半径 R の円弧上を移動するように見える。

ヘッドはピボット回りに回転するとしてヘッドの運動方程式を求める。ヘッドの重心位置はピボットの回転中心からずれている。このずれ量を (Xg, Yg, Zg) とする。ヘッドの質量を m とし, X, Y, Z 軸回り回転を α, β, γ とする。式(2)の $[Mh]$ は対称行列になり, 対称成分を示す記号 SYM. を使って式(13)のようになる。

$$[Mh] = \begin{bmatrix} m00 & & & & \\ 0m0 & & & & \\ 00m & & & & \\ \hline & & & \{0\} & \\ & I\alpha + me\alpha^2, & I\alpha\beta + mXgYg, & I\alpha\gamma + mXgZg & \\ \{0\} & & I\beta + me\beta^2, & I\beta\gamma + mYgZg & \\ & & & & I\gamma + me\gamma^2 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (13)$$

SYM.

ここで,

$$e\alpha^2 = Yg^2 + Zg^2, e\beta^2 = Zg^2 + Xg^2, e\gamma^2 = Xg^2 + Yg^2$$

4・2 拘束モード法によるモード合成⁽¹³⁾ サスペンションの運動方程式(3)を求める。式(3)は, 浮動ヘッドとの結合点の自由度のみを実座標系で表し, 他の自由度はモード座標で表す拘束モード法を用いて表し自由度を減らしている。

サスペンションの運動方程式をヘッドとサスペンションの結合点に関わるもの(添字 c で記す)とその他のもの(添字 e で記す)に分割して表すと式(14)のようになる。

$$\begin{bmatrix} Me, Mec \\ Mce, Mc \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{X}_e \\ \ddot{X}_c \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} Ce, Cec \\ Cce, Cc \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{X}_e \\ \dot{X}_c \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} Ke, Kec \\ Kce, Kc \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} X_e \\ X_c \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_e \\ F_c \end{Bmatrix} \dots\dots\dots (14)$$

上式で, 自由度を減らすためグヤンの静縮小⁽¹⁴⁾を用いて $\{X_e\}$ を圧縮する。 $\{X_e\}$ を拘束モードによる変位 $\{X_e'\}$ とグヤンの静縮小による変位 $\{X_e''\}$ の和で近似すると, 以下のような拘束モードで表したサスペンションの運動方程式が得られる。

$$[\tilde{M}]\{\ddot{Y}\} + [\tilde{C}]\{\dot{Y}\} + [\tilde{K}]\{Y\} = \{\tilde{F}\} \dots\dots\dots (15)$$

$$\begin{aligned}
\{Y\} &= \{\xi, Xc\}^T, \\
[T] &= -[Ke]^{-1}[Kec] \\
\{\tilde{F}\} &= \begin{Bmatrix} [\Phi_B]\{Fe\} \\ [T]^T\{Fe\} + \{Fc\} \end{Bmatrix} \\
[\tilde{M}] &= \begin{bmatrix} [\Phi_B]^T[Me][\Phi_B], & [\Phi_B]^T[Me][T] + [\Phi_B]^T[Mec] \\ \text{SYM.}, & [T]^T[Me][T] + [Mce][T] + [T]^T[Mec] + [Mc] \end{bmatrix} \\
[\tilde{K}] &= \begin{bmatrix} [\Phi_B]^T[Ke][\Phi_B], & [0] \\ [0], & [T]^T[Ke][T] + [Kce][T] + [T]^T[Kec] + [Kc] \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

ダンピングマトリックスに比例減衰を仮定し、

$$[\tilde{C}] = a[\tilde{M}] + b[\tilde{K}]$$

とすると、ダンピングマトリックスも対称行列となる。

式(15)は拘束モード座標と実座標で表したサスペンションの運動方程式になっているが、全モードを使用している。計算時間を減らすためには低次のモードを用いて式(15)を近似する必要がある。

一般的には拘束モードの内から低次のモードを取り出して自由度を減らす。今回は近似度の高いGDR法を採用し自由度を減らした。GDR法は拘束モード法を利用し、解析モデルを少数の実自由度とモード座標上に張られた写像空間上の変換自由度に変換し、解析に使用する自由度を大幅に減少させるものである。

GDR法により、拘束モード変位 $\{\xi\}$ 、モーダルマトリックス $[\Phi_B]$ は、縮小されたモード変位 $\{\xi^r\}$ とモーダルマトリックス $[\Phi_B^r]$ に変換されるが、運動方程式(15)は $\{\xi\} \rightarrow \{\xi^r\}$ 、 $[\Phi_B] \rightarrow [\Phi_B^r]$ と変更することでそのまま成立する。

次に使用モードの初期値を考える。実変位とモード変位は、 $\{Xe\}' = [\Phi_B^r]\{\xi^r\}$ の関係があるが、 $[\Phi_B^r]$ は逆行列を持たないため、最小二乗法を用いて誤差最小になるように $\{\xi^r\}$ を以下のように推定する⁽¹⁵⁾必要がある。

$$\{\xi^r\} = ([\Phi_B^r]^T[\Phi_B^r])^{-1}[\Phi_B^r]^T\{Xe\}' \dots \dots \dots (16)$$

5. 時間積分

修正レイノルズ方程式は式(8)のように二次の精度で定式化されている。このため、三次のRunge-Kutta法を用いて弾性体と修正レイノルズ方程式の連成方程式を解くことにする。

Runge-Kutta法のアルゴリズムは以下のようになる。

1. $\dot{f}_0 = \phi[t_0, f(t_0)]$
2. $f_1 = f(t_0) + \dot{f}_0\tau/2$
3. $\dot{f}_1 = \phi[t_0 + \tau/2, f_1]$
4. $f_2 = f(t_0) + (-\dot{f}_0 + 2\dot{f}_1)\tau$
5. $\dot{f}_2 = \phi[t_0 + \tau, f_2]$

$$\begin{aligned}
6. \quad f(t_0 + \tau) &= f(t_0) \\
&\quad + (\dot{f}_0 + 4\dot{f}_1 + \dot{f}_2)/6 \cdot \tau
\end{aligned}$$

上式は各ステップごとの弾性体の変位、速度と軸受からの外力が与えられれば解ける。軸受からの外力は修正レイノルズ方程式を解くことにより得られる。

6. サスペンションの動特性の影響

サスペンションの動特性に影響を調べるため、ディスク面に存在するバンプ、およびシーク方向外力がある場合のヘッド挙動を計算した。計算に使用したサスペンションは $L=19\text{ mm}$ 、ディスクの周速は 3.2 m/s で左右スライダで同じ大きさとした。

図2にスライダ形状とメッシュを示す。メッシュ分割はY方向に45点、X方向に41点とした。スライダのパラメータを表1に示す。座標系はスライダ長手方向をX、短手方向をYとした。

6・1 ディスク面上のバンプに対する応答 幅 0.3 mm 、高さ $0.05\text{ }\mu\text{m}$ のバンプが外周側スライダ部

表1 スライダパラメータ

Coord.of	Xg = -0.159	mm
center of gravity	Yg = 0	mm
	Zg = -0.225418	mm
Volume	V = 2.327	mm ³
Mass	m = 1.014×10^{-9}	Kg
Inertia	Ixx = 3.588×10^{-6}	Kgmm ²
	Iyy = 5.889×10^{-6}	Kgmm ²
	Izz = 9.124×10^{-6}	Kgmm ²

図2 スライダ浮上面の分割パターン

を通過するときの応答を計算した。サスペンションがない場合、グヤンの静縮小により求めたサスペンションのばね定数のみ付加した場合、10, 50, 100 kHz までのサスペンションの振動モードを考慮した五つの場合を求めた。それぞれの場合の応答波形を図3～図7に示す。図中 Z は上下方向変位、Pitch は w 軸回りの回転変位を示している。

サスペンションがない場合(図3)は、ありの場合に対して 10^{-5} 程度小さいばね定数をヘッドに付加し近似した。グヤンの静縮小ばね定数を付加したもの(図4)はサスペンションの静的ばね定数を付加したものに相当する。

図3と図4を比べると、ばね付きの場合の方がノイズ的な高周波振動の周波数が低下し上下方向振動レベ

ルはやや大きくなっている。これは静縮小ばねとヘッド質量が共振し、周波数の低下とレベルの増加をもたらすためと思われる。

サスペンション付きの図5～図7を比べると、採用モード数が多くなるほど上下方向振幅レベルが低下していくことがわかる。空気軸受とヘッド質量の共振は50 kHz 前後にあるが、採用モードが100 kHz のもの(図7)はばねなしのものに近い応答波形になっている。

以上からディスク面上にバンパがある場合、サスペンションの採用モード周波数範囲は、空気軸受とヘッド質量が作る共振周波数以上の周波数(70～80 kHz 以上)にする必要があることがわかる。

6・2 シーク方向外力の場合 サスペンションがない場合と100 kHz までのサスペンションの固有モードを考慮した場合を比較した。

ヘッドはジンバルのピボット点を中心として回転するため、外力は[ヘッド質量×加速度]×[ピボット・ヘッド重心間距離]から求まるモーメントとし、ヘッドローリング方向(u 軸回り)に作用させた。サスペンションがない場合は6・1節と同じ条件である。

サスペンションありの場合はヘッドの等価質量が大きくなるが、比較のためサスペンション質量を無視し同じ外力を作用させた。外力として 100 m/s^2 のシーク

図3 バンプ通過時のヘッド変位(ばねなし)

図4 バンプ通過時のヘッド変位(グヤンのばね付き)

図6 バンプ通過時のヘッド変位
(0～50 kHz サスペンションモード)

図5 バンプ通過時のヘッド変位
(0～10 kHz サスペンションモード)

図7 バンプ通過時のヘッド変位
(0～100 kHz サスペンションモード)

図 8 モーメント-ローリング変位図(ばねなし)

図 9 モーメント-ローリング変位図
(0~100 kHz サスペンションモード)

加速度が 0.5 ms 間ステップ状に作用した場合を計算した。

図 8, 9 にサスペンションなしの場合と, 100 kHz までのサスペンションモードを考慮した場合を比較する。グラフはロール方向の変位を示している。サスペンションがある場合はない場合より大きな残留振動が生じ, 最大振幅は 1.3 倍ほど大きな値となった。

7. 結 論

空気軸受と弾性体であるサスペンションの連成体の過渡応答問題において, サスペンションを拘束モード座標で表現し, ADI 法を用いて離散化した修正レイノ

ルズ方程式と Runge-Kutta 法を用いて同時に解くことにより, 比較的簡単に過渡応答特性を計算する解法を示した。

そして本解析法によりヘッドスライダの過渡応答を計算し, サスペンションの動特性がヘッドスライダの過渡応答特性に与える影響を示した。

サスペンションの動特性はディスク上のバンプに対する応答には大きな相違は示さない。しかしサスペンションの振動モードの周波数範囲を, 空気軸受とヘッド質量で決まる共振周波数以下にすると, 上下方向応答波形が大きくなるため, 考慮するサスペンションの周波数範囲は空気軸受の共振周波数以上にする必要があることがわかった。

また, シーク加速度等の外力が作用するときはサスペンションは応答レベルを大きくすることがわかった。

文 献

- (1) Burgdorfer, A., *Trans. ASME, J. Basic Eng.*, (1959), 94.
- (2) Ono, K., *Trans. ASME, Ser. F*, **97**-2 (1975), 250.
- (3) Fukui, ETC., *ASLE SP-19* (1985), 52.
- (4) Tagawa, N., *STLE SP-22* (1987), 40.
- (5) White, J. W. and Nigam, A., *Trans. ASME, Ser. F*, **102**-1 (1980), 80.
- (6) White, J. W., *Trans. ASME, Ser. F*, **105**-3 (1983), 484.
- (7) White, J. W., *ASLE SP-16* (1984), 77.
- (8) Miu, D. K. and Bogoy, D. B., *Trans. ASME, J. Tribol.*, (1986), 108.
- (9) Curtis, F. G., *Applied Numerical Analysis*, (1980), Addison Wesley Publishing Company.
- (10) Ruiz, O. J. and Bogoy, D. B., *Trans. ASME, J. Tribol.*, (1990), 593.
- (11) Ruiz, O. J. and Bogoy, D. B., *Trans. ASME, J. Tribol.*, (1990), 603.
- (12) Schaeffer, H. G., *MSC/NASTRAN Primer*, (1984), 371, Schaeffer Analysis.
- (13) 長松, モード解析, (1985), 215, 倍風館.
- (14) Guyan, R. J., *AIAA J.*, **3**-2 (1965), 380.
- (15) 文献(13)の 294 ページ.