

109 ニアコンタクト領域の分子気体潤滑(MGL)ダイナミクス

(CIP 法と線形解析による走行面うねりに対する動的特性の詳細検討)

Dynamic analyses of head sliders in near-contact region using MGL equation

(CIP and perturbation method for wavy excitation)

○ 学 松井 秀敏 (鳥取大・院) 非 松田 篤 (鳥取大・学)
正 山根 清美 (鳥取大・工) 正 松岡 広成 (鳥取大・工)
正 福井 茂寿 (鳥取大・工)

Hidetoshi MATSUI, Tottori University, Koyama, Tottori, 680-0945 Japan

Atsushi MATSUDA, *ibid.*

Kiyomi YAMANE, *ibid.*

Hiroshige MATSUOKA, *ibid.*

Shigehisa FUKUI, *ibid.*

In this paper the cubic interpolated propagation (CIP) method, which is an effective numerical scheme for differential equations including an advection term and the perturbation method, are employed in the dynamic analyses of the ultra-thin gas film lubrication using the molecular gas-film lubrication (MGL) equation. Pressure generations and the 2-DOF slider dynamics for the spacing of several tens of nanometers caused by a waving disk are investigated, and it is found that i) the CIP method is effective in the analyses of the near contact MGL dynamics, and ii) the infinite bearing number approximation is useful for the dynamic analysis of ultra thin spacings.

Key Words : Molecular Gas-Film Lubrication, Flying Head Slider, Magnetic Disk Storage, Near-contact Dynamics, Cubic-Interpolated Propagation (CIP), Advection, Nonadvection

1. はじめに

磁気ディスク装置(HDD)の小型化および高記録密度化に伴い、浮動ヘッドスライダと磁気ディスク面間のすきま量は10nmを下回りつつある。その際、ディスク面振動や微小突起などによる外乱を受けた場合の、スライダの動的挙動の精緻な解析がますます望まれている。その解析手法の基礎方程式には、気体分子の挙動を統計的に記述するボルツマン方程式に基づいて導出された分子気体潤滑(MGL)方程式がある⁽¹⁾。このMGL方程式による動特性解析には、大別して時間領域の非線形解析法⁽²⁾と周波数領域の線形解析法⁽³⁾の2つある。

本研究では、うねりを有する走行面を対象に、前者の非線形解析の際に数値的拡散を少なく解析するCIP(Cubic Interpolated Propagation)法⁽⁴⁾と呼ばれる計算スキームをMGL方程式を基礎式とした動的気体潤滑の問題に適用し^{(5),(6)}、後者の空気膜特性の線形解析との比較を行った。また、後者を用いて超微小すきまヘッドの走行面うねりに対する2自由度挙動解析を行ったので報告する。

2. 空気膜特性の解析手法

2.1 CIP法の概要とMGL方程式への適用

数値解析では本来連続量を離散値化するため、双曲型方程式を解析する際、不可避免的に生ずるのが数値拡散である。CIP法では解析すべき物理量の支配方程式とその勾配に対する方程式を考え、格子間を3次関数等で補間することにより、通常の離散化手法では消失する格子点間の情報を正確にとらえることができ、その結果として数値拡散を抑えることができる。

本研究では次の非定常一次元MGL方程式を基礎式とする。

$$\sigma \frac{\partial(PH)}{\partial \tau} + \Lambda \frac{\partial(PH)}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial X} \left(\tilde{Q}_p PH^3 \frac{\partial P}{\partial X} \right) \quad (1)$$

ここで、無次元圧力 $P(=p/p_a, p_a$:周囲圧力)、無次元すきま $H(=h/h_0, h_0$:最小すきま)、無次元時間 $\tau(=\omega_0 t, \omega_0$:基準角速度)、流量係数比 $\tilde{Q}_p$ であり、ベアリング数(圧縮性数) Λ , スクイズ数 σ は、次式で定義される無次元数である。

$$\Lambda = \frac{6\mu U \ell}{p_a h_0^2}, \quad \sigma = \frac{12\mu \omega_0 \ell^2}{p_a h_0^2}$$

ℓ : スライダ長さ, U : 走行速度, μ : 粘性係数

CIP法を次の手順で適用する。

1) 基礎式(1)を $F(=PH)$ に関する式に整理し、またその勾配をとり、 $G=\partial F/\partial X$ に関する式に整理。

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} + \frac{\Lambda}{\sigma} \frac{\partial F}{\partial X} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial X} R, \quad \frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{\Lambda}{\sigma} \frac{\partial G}{\partial X} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial X^2} R \quad (2)$$

ここで、 R は次式である。

$$R = \tilde{Q}_p F H \frac{\partial F}{\partial X} - \tilde{Q}_p F^2 \frac{\partial H}{\partial X}$$

2) それぞれ移流方程式および非移流方程式に分解。

$$\text{移流: } \frac{\partial F}{\partial \tau} + \frac{\Lambda}{\sigma} \frac{\partial F}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{\Lambda}{\sigma} \frac{\partial G}{\partial X} = 0 \quad (3)$$

$$\text{非移流: } \frac{\partial F}{\partial \tau} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial X} R, \quad \frac{\partial G}{\partial \tau} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2}{\partial X^2} R \quad (4)$$

3) 移流方程式の離散化には、 F に3次多項式、 G に2次多項式をそれぞれ導入。

$$F_i^* = a_i \xi^3 + b_i \xi^2 + G_i^n \xi + F_i^n \quad (5)$$

$$G_i^* = 3a_i \xi^2 + 2b_i \xi + G_i^n \quad (6)$$

ここで、移流の処理後の量に $*$ を付し、 a_i, b_i, ξ は次式である。

$$a_i = \frac{G_i^n + G_{i-1}^n}{(\Delta X)^2} - \frac{2(F_i^n - F_{i-1}^n)}{(\Delta X)^3}, \quad b_i = \frac{2G_i^n + G_{i-1}^n}{\Delta X} + \frac{3(F_{i-1}^n - F_i^n)}{(\Delta X)^2},$$

$$\xi = -\frac{\Lambda \Delta \tau}{\sigma}$$

4) 非移流方程式の離散化に、FTCS (Forward Time and Centered Space) スキームを採用。

式(4)をFTCSスキームを用いて離散化すると、次のようになる。

$$\frac{F_i^{n+1} - F_i^*}{\Delta \tau} = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{2\Delta X} \{R_{i+1}^* - R_{i-1}^*\} \quad (7)$$

$$\frac{G_i^{n+1} - G_i^*}{\Delta \tau} = \frac{1}{2\Delta X \Delta \tau} \left\{ (F_{i+1}^{n+1} - F_{i-1}^{n+1}) - (F_{i+1}^* - F_{i-1}^*) \right\} \quad (8)$$

実際の解析では式(5)～(8)の計算を時間刻み $\Delta \tau$ ごとに行い、 $F=PH$ の時間発展、従って圧力 P の時間変化を得る。

2.2 走行面うねりに対する線形解析

CIP法の検証のために、ディスクがうねりをもって走行する場合[図1(a)参照]の発生圧力の線形解を求める。特に走行面うねりの波長が無限度の場合には、走行面ディスクの並進振動に対する空気膜特性⁽⁷⁾に一致することを示す。また、適応係数の影響も考慮した。

i) うねりをもつディスクが走行する場合

微小な無次元勾配 β を持つスライダに対し、走行面が速度 U で走行し、かつ微小なうねりをもつ場合(無次元うねり高さ 2ε)を考える[図1(a)参照]。無次元すきまと無次元圧力の関係式は、それぞれ次のように仮定できる。

$$H = 1 + \beta(1 - X) + \varepsilon \cdot \{\cos(kMX - \tau) - 1\}, \quad \beta \ll 1, \quad \varepsilon \ll 1 \quad (9)$$

$$P = 1 + \beta P_{10}(X, \Lambda) + \varepsilon P_{01}(X, \tau, \Lambda, \sigma) + \dots \quad (10)$$

ここで、 k はうねりの個数を与える波数、 WL は走行方向のスライダ長さを基準としたうねり群の無次元長さ、 M は $M=2\pi / WL$ で与えられるものであり、波数 k と M には $kM=2\pi / \lambda$ (λ : うねりの波長)の関係がある。また、 P_{10}, P_{01} は微小な勾配およびうねりにより発生する圧力成分である。式(9), (10)をMGL方程式に代入し、オーダー β, ε を抽出するとそれぞれ P_{10}, P_{01} を支配する方程式が求まる。

$$O(\beta): \quad \frac{\partial^2 P_{10}}{\partial X^2} = \Lambda' \left(\frac{\partial P_{10}}{\partial X} - 1 \right) \quad (11)$$

$$O(\varepsilon): \quad \frac{\partial^2 P_{01}}{\partial X^2} = \Lambda' \left\{ \frac{\partial P_{01}}{\partial X} - kM \sin(kMX - \tau) \right\} + \sigma' \left\{ \frac{\partial P_{01}}{\partial \tau} + \sin(kMX - \tau) \right\} \quad (12)$$

境界条件: $X=0, X=1$ において、 $P_{10}=0$ および $P_{01}=0$ (13)
ここで、 Λ', σ' は修正ベアリング数と修正スクイズ数で、それぞれクエット項とポアズイユ項の比、スクイズ項とポアズイユ項の比を意味し、次式であらわされる。

$$\Lambda' = \Lambda / \tilde{Q}_p(D_0), \quad \sigma' = \sigma / \tilde{Q}_p(D_0)$$

境界条件を用い2式を解くと、それぞれ

$$\text{Static: } P_{10} = X - \frac{e^{-\Lambda'(1-X)} - e^{-\Lambda'}}{1 - e^{-\Lambda'}} \quad (14)$$

$$\text{Dynamic: } P_{01} = u_{01} \cos(kMX - \tau) + v_{01} \sin(kMX - \tau) \quad (15)$$

ここで、

$$u_{01} = \text{Re}[y_1 y_2], \quad v_{01} = -\text{Im}[y_1 y_2]$$

$$y_1 = \frac{e^{\alpha_2} - 1}{e^{\alpha_2} - e^{\alpha_1}} e^{\alpha_1 X} + \frac{1 - e^{\alpha_1}}{e^{\alpha_2} - e^{\alpha_1}} e^{\alpha_2 X} - 1$$

$$y_2 = (-\Lambda' kM + \sigma') (ik^2 M^2 + \Lambda' kM - \sigma') / \{k^4 M^4 + (\Lambda' kM - \sigma')^2\}$$

$$\alpha_1 = \left(\Lambda' - 2kMi + \sqrt{\Lambda'^2 - 4\sigma'i} \right) / 2, \quad \alpha_2 = \left(\Lambda' - 2kMi - \sqrt{\Lambda'^2 - 4\sigma'i} \right) / 2$$

である。

ii) 走行面が微小な並進振動する場合⁽⁷⁾

特に、上記i)の走行面うねりの場合において、波長 λ を無限大($\lambda \rightarrow \infty$)とすれば、うねり面は平行平面に近づくことを意味し、 $kM \rightarrow 0$ となり、走行面が並進振動する場合の以下の関係式と解となる⁽⁷⁾。変動圧力 P_{10}, P_{01} を支配する方程式は次式となる。

$$O(\beta): \quad \frac{\partial^2 P_{10}}{\partial X^2} = \Lambda' \left(\frac{\partial P_{10}}{\partial X} - 1 \right) \quad (18)$$

$$O(\varepsilon): \quad \frac{\partial^2 P_{01}}{\partial X^2} = \Lambda' \frac{\partial P_{01}}{\partial X} + \sigma' \left(\frac{\partial P_{01}}{\partial \tau} - \sin \tau \right) \quad (19)$$

境界条件: $X=0, X=1$ において、 $P_{10}=0$ および $P_{01}=0$ (20)
静的圧力および動的圧力は以下ようになる。

$$\text{Static: } P_{10} = X - \frac{e^{-\Lambda'(1-X)} - e^{-\Lambda'}}{1 - e^{-\Lambda'}} \quad (21)$$

$$\text{Dynamic: } P_{01} = u_{01} \cos \tau + v_{01} \sin \tau \quad (22)$$

ここで、

$$u_{01} = \text{Re}[y], \quad v_{01} = -\text{Im}[y]$$

$$y = \frac{e^{\alpha_2} - 1}{e^{\alpha_2} - e^{\alpha_1}} e^{\alpha_1 X} + \frac{1 - e^{\alpha_1}}{e^{\alpha_2} - e^{\alpha_1}} e^{\alpha_2 X} - 1$$

$$\alpha_1 = \left(\Lambda' + \sqrt{\Lambda'^2 + 4\sigma'i} \right) / 2, \quad \alpha_2 = \left(\Lambda' - \sqrt{\Lambda'^2 + 4\sigma'i} \right) / 2$$

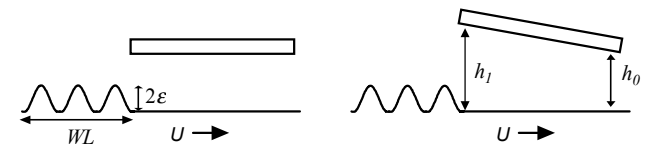
である。

3. 空気膜特性の比較検証

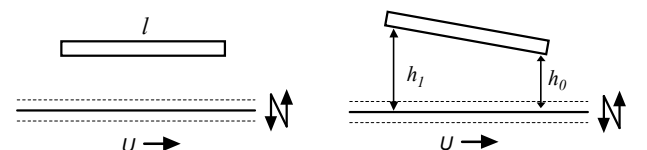
ここでは、2.1節で導出したCIP法を用いたMGL方程式の数値解析結果と、2.2節で述べたディスクがうねりをもって走行する場合のMGL方程式の線形解[式(15)]の比較検討を行う。また、適応係数の影響も考慮した。

i) 線形領域での圧力応答解析

図2, 3に、平行スライダに対し走行面が微小なうねりをもつ



(a) wavy excitation



(b) translational excitation

Fig. 1 Fundamentals of air film dynamics

て走行する場合の圧力変動の時間推移を比較した結果を示す。具体的には長さ $l = 1\text{mm}$ のスライダが、時刻 $t = 0$ において、走行面とのすきま $h_0 = 20\text{nm}$ 、速度 $U = 10\text{m/s}$ で平行に固定されている。図2は、無次元うねり群長さ $WL = 16$ 、波数 $k = 16$ 、無次元うねり高さ $2\varepsilon = 0.01$ とした場合で、スライダ長に等しいうねりが通過していく場合である。このときの周波数は速度と波数の関係から $f = 10\text{kHz}$ となる。図3は、図2において波数 $k = 64$ 、つまり無次元スライダ長に対して $1/4$ 倍の長さのうねりが通過していく場合であり、周波数は $f = 40\text{kHz}$ である。この時、特に無次元位置 0.2 の付近でやや不規則な圧力分布形状となることがわかる。線形解はディスク面の周期的な運動に対する定常的な圧力応答しか求められないが、CIP法では初期分布としていたところ大気圧の状況から、時間の経過と共に圧力の進行波を発生させ、しかも発生した進行波が線形解の分布に部分的に一致しており、最終的には線形解の分布に一致することが分かる。この結果より、CIP法を用いた数値解析により、過渡的な変化を含め空気膜の基本的な動特性⁽⁸⁾を捕らえられることが確認できた。

ii) 適応係数を変化させた場合

適応係数 α とは、壁面での分子の反射の性質を決める係数である。図4に、 α の割合で拡散反射し、 $(1-\alpha)$ の割合で鏡面反射をするMaxwell型反射の場合の流量係数を示す。なお、本研究対象であるハードディスク内の適応係数 α は、 0.9 前後であることがわかっている。

図5に、適応係数 α を $1.0, 0.8, 0.4$ に変化させ、ディスクが

微小並進振動し走行する場合の発生圧力を示す。式(1)に含まれる流量係数 $\tilde{Q}_p(D, \alpha)$ は適応係数 α で表される関数であり、図4に示すように、適応係数が小さくなるにつれ、流量係数 $\tilde{Q}_p(D, \alpha)$ は大きくなる。このため適応係数が小さい程、拡散の効果を受けることがわかる。特に、スライダの流出端位置付近(各図の右側)でその影響が顕著に認められる。

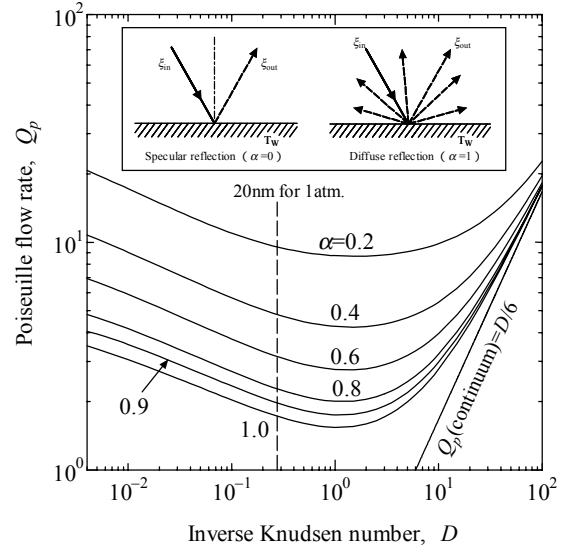


Fig. 4 Poiseuille flow rate $Q_p(D, \alpha)$ v.s. D

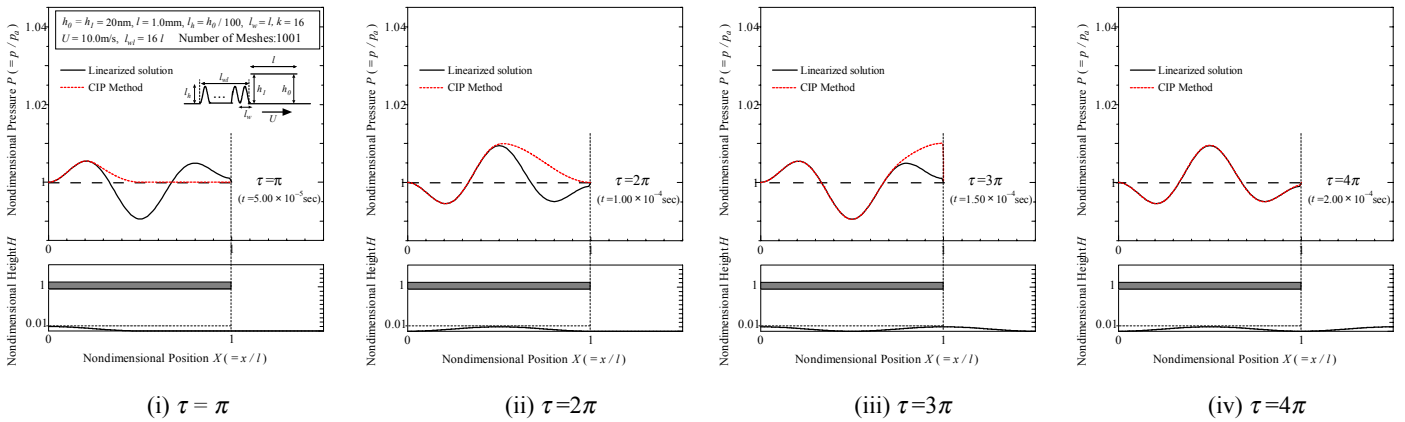


Fig. 2 Comparisons between linearized solution and CIP results ($f=10\text{kHz}$, $\sigma/\Lambda=4\pi$)

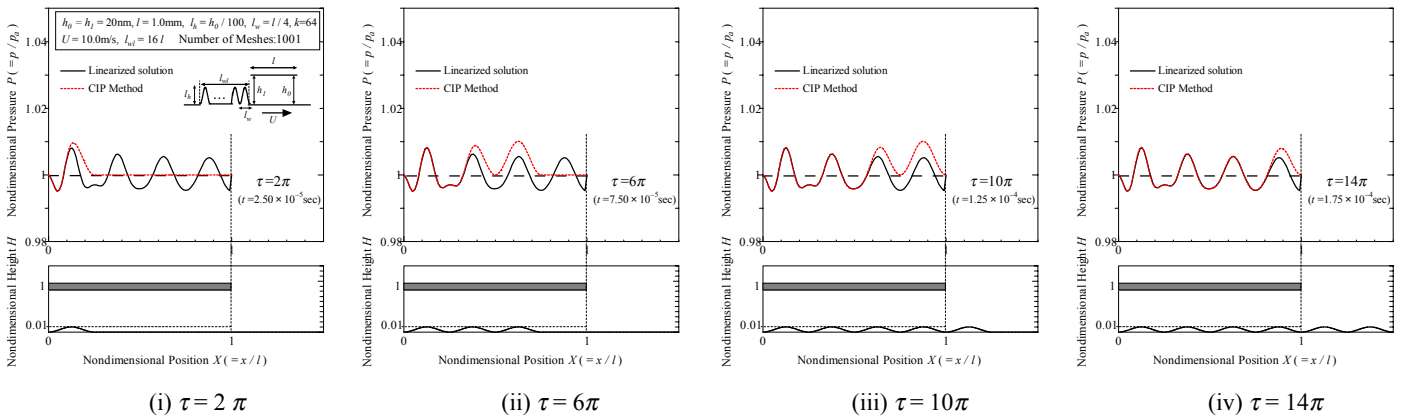


Fig. 3 Comparisons between linearized solution and CIP results ($f=40\text{kHz}$, $\sigma/\Lambda=16\pi$)

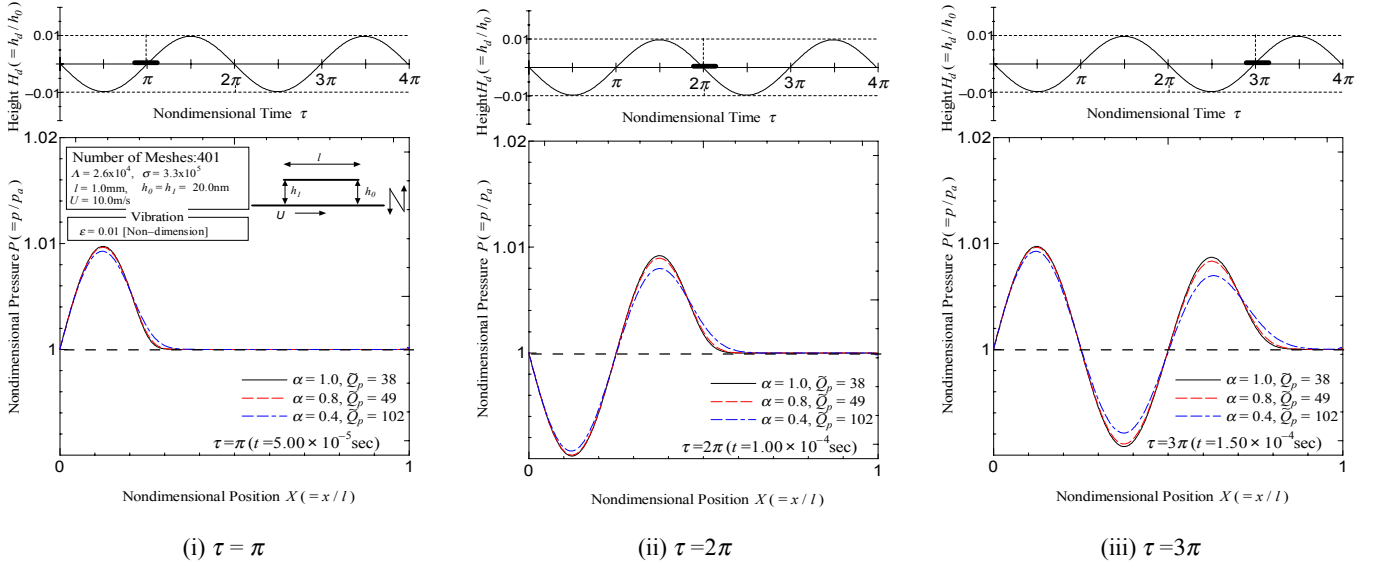


Fig. 5 Dynamic pressures caused by vibration of the running disk (Effect of accommodation coefficient)

4. 2自由度スライダの線形解析

4.1 運動方程式

2自由度スライダに対しうねりが走行する場合のスライダの挙動解析を行った。ここで、2自由度モデルは走行面垂直方向の並進運動と重心周りのピッチング運動を考えている[図6参照]。運動方程式は、それぞれ、

$$m\ddot{z} + kz = \int_0^l \int_0^b \Delta p \cdot dx dy, \quad (23)$$

$$J\ddot{\theta} + k_\theta \theta = \int_0^l \int_0^b \Delta p (x_G - x) \cdot dx dy \quad (24)$$

となる。ここで m , J はスライダの質量、慣性モーメント、 k , k_θ は並進、ピッチングのばね定数(支持系)で、 x_G はスライダの重心である。また、 $\Delta p(x, t)$ は変動圧力である。

$$\Delta p = p - p_{static} \quad (25)$$

この $\Delta p(x, t)$ によって運動が支配されるため、MGL方程式の高精度な解析が最重要項目となる。この2つの運動方程式を無次元化したものが次式である。

$$\tilde{m}\ddot{\zeta} + \tilde{k}\zeta = \int_0^1 \int_0^1 \psi \cdot dXdY \quad (26)$$

$$\tilde{J}\ddot{\Theta} + \tilde{k}_\theta \Theta = \int_0^1 \int_0^1 \psi (X_G - X) \cdot dXdY \quad (27)$$

ここで、

$\zeta = z/h_0$	無次元並進変位
$\Theta = \theta/(h_0/l)$	無次元ピッチング変位
$m = m\omega_0^2 h_0 / p_a \ell b$	無次元質量
$J = J\omega_0^2 h_0 / p_a \ell^2 b$	無次元慣性モーメント
$\tilde{k} = kh_0 / p_a \ell b$	無次元並進剛性(支持系)
$\tilde{k}_\theta = k_\theta h_0 / p_a \ell^3 b$	無次元ピッチング剛性(支持系)
$\psi = \Delta p / p_a$	無次元変動圧力
$X = x/\ell$	無次元 x 座標(スライダ長手方向)
$Y = y/b$	無次元 y 座標(スライダ幅方向)
h_0	最小すきま
p_a	周囲圧(大気圧)
ω_0	基準角速度

である。式(26), (27)に含まれる無次元変動圧力 ψ をMGL方程式から求める。

4.2 線形解析手法

ディスク面のうねりの無次元変位 ζ_d を次式で表す。

$$\zeta_d = \varepsilon \cdot \sin(2\pi\Omega X - \Omega\tau), \quad \varepsilon \ll 1 \quad (28)$$

ここで、無次元角速度または無次元周波数 Ω は、うねりの1波長がスライダ長に等しくなる場合の周波数 f_0 、角速度 ω_0 を用いて次式で定義されるものである[図7参照]。

$$\Omega = \omega / \omega_0 = f / f_0 \quad (29)$$

また、ディスク面がうねりをもち走行している状況において、圧縮性数とスキズ数との間には常に次式の関係ができる。

$$\sigma / \Lambda = 4\pi \quad (30)$$

i) ベアリング数無限大の場合

ベアリング数を無限大($\Lambda \rightarrow \infty$)とし、式(30)を考慮することで式(1)は次式のように簡単化できる。

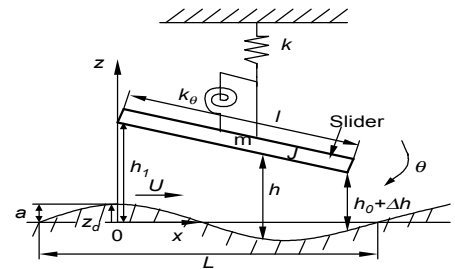


Fig. 6 Dynamic model of 2-DOF slider

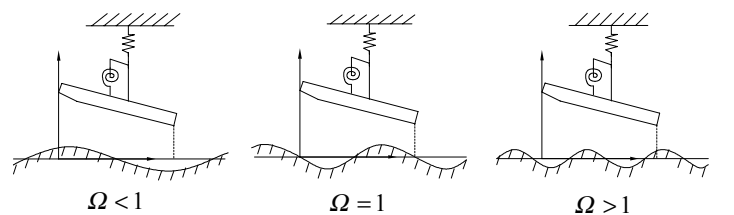


Fig. 7 Relation between Ω v.s. waving disk

$$\frac{\partial(PH)}{\partial X} + 4\pi \frac{\partial(PH)}{\partial \tau} = 0 \quad (31)$$

更に、走行面が速度 U で走行し、かつ微小な無次元うねりをもつ場合(うねり高さ 2ε)の無次元すきまと無次元圧力の関係式は、それぞれ次のように仮定できる。

$$H = H_0 + \eta, \quad \eta = \zeta + \Theta(X_G - X) - \zeta_d \quad (32)$$

$$P = P_0 + \psi, \quad \psi = G_1 \cdot \zeta + G_2 \cdot \Theta + G_3 \cdot \varepsilon \cdot \sin \Omega \tau \quad (33)$$

ここで、 H_0, P_0 は静的成分、 η, ψ は動的成分である。ただし、 $\eta \ll 1, \psi \ll 1$

であり、 G_i は複素量である。式(32), (33)を式(31)に代入することにより、2つの基礎式を得る。

$$\text{静的圧力 } P_0 \text{ を与える式: } \frac{d(P_0 H_0)}{dX} = 0 \quad (34)$$

$$\text{変動圧力 } \psi \text{ を与える式: } \left\{ \frac{\partial}{\partial X} + 4\pi \frac{\partial}{\partial \tau} \right\} (P_0 \eta + H_0 \psi) = 0 \quad (35)$$

$$\text{境界条件: } X=0 \text{ で } P=1, H_0=H_1 \quad (36)$$

ii) ベアリング数、スクイズ数が有限の場合

微小な無次元勾配 β を持つスライダに対し、走行面が速度 U で走行し、かつ微小な無次元うねりをもつ場合(うねり高さ 2ε)の無次元すきまと無次元圧力の関係式は、それぞれ次のように仮定できる。

$$H = 1 + \beta(1 - X) + \eta, \quad \eta = \zeta + \Theta(X_G - X) - \zeta_d \quad (37)$$

$$P = 1 + \beta P_{01} + \psi, \quad \psi = G_1 \cdot \zeta + G_2 \cdot \Theta + G_3 \cdot \varepsilon \cdot \sin \Omega \tau \quad (38)$$

ここで、 P_{01} は微小な無次元勾配 β により発生する静的圧力であり、 η, ψ は動的成分である。ただし、

$$\beta \ll 1, \quad \eta \ll 1, \quad \psi \ll 1$$

であり、 G_i は複素量である。式(37), (38)を式(1)に代入しオーダー $\beta, \bar{\zeta}, \bar{\Theta}, \varepsilon$ を抽出するとそれぞれ P_{01}, G_i を支配する方程式が求まる。

$$O(\beta): \quad \frac{\partial^2 P_{10}}{\partial X^2} = \Lambda' \left(\frac{\partial P_{10}}{\partial X} - 1 \right) \quad (39)$$

$$O(\bar{\zeta}): \quad \frac{\partial^2 G_1}{\partial X^2} = \Lambda' \frac{\partial G_1}{\partial X} + i\sigma' \Omega (G_1 + 1) \quad (40)$$

$$O(\bar{\Theta}): \quad \frac{\partial^2 G_2}{\partial X^2} = \Lambda' \left(\frac{\partial G_2}{\partial X} - 1 \right) + i\sigma' \Omega \{G_2 + (X_G - X)\} \quad (41)$$

$$O(\varepsilon): \quad \frac{\partial^2 G_3}{\partial X^2} = \Lambda' \frac{\partial G_3}{\partial X} + i\sigma' \Omega G_3 + \Omega (\sigma' - 2\pi \Lambda') \{i \cdot \cos(2\pi \Omega X) + \sin(2\pi \Omega X)\} \quad (42)$$

境界条件: $X=0, X=1$ において、 $P_{10}=0$ および $G_i=0$ (43)

ここで、 $\bar{\zeta}, \bar{\Theta}$ はそれぞれ ζ, Θ のラプラス像関数を表す。

4.3 空気膜特性を考慮した運動方程式

式(36)のもとで式(34), (35)を解くまたは、式(43)のもとで式(40)-(42)を解くことにより、変動圧力 ψ を求めることができる。求まった変動圧力 ψ を積分することで、空気膜の剛性 κ_{ij} , 減衰係数 γ_{ij} およびディスク面のうねりがもたらす外力項の係数 δ_{s1}, δ_{e1} が求められ、調和振動のみに着目すれば式(26), (27)は次式となる。

$$\tilde{m}\ddot{\zeta} + \gamma_{11}\dot{\zeta} + \gamma_{12}\dot{\Theta} + (\kappa_{11} + \tilde{k})\zeta + \kappa_{12}\Theta = \alpha(\delta_{s1} \cdot \sin \Omega \tau + \delta_{e1} \cdot \cos \Omega \tau) \quad (44)$$

$$\tilde{J}\ddot{\Theta} + \gamma_{12}\dot{\zeta} + \gamma_{22}\dot{\Theta} + \kappa_{21}\zeta + (\kappa_{12} + \tilde{k}_\theta)\Theta = \alpha(\delta_{s2} \cdot \sin \Omega \tau + \delta_{e2} \cdot \cos \Omega \tau) \quad (45)$$

この式(44), (45)を解くことにより、スライダの挙動を得ることができる。

4.4 スライダの挙動解析

スライダの挙動解析を行うにあたり、以下のパラメータを用いた。

長さ $l = 1\text{mm}$, 幅 $b = 3\text{mm}$

質量 $m = 1.59\text{mg}$, 慣性モーメント $J = 2.19 \times 10^{-13} \text{Kgm}^2$

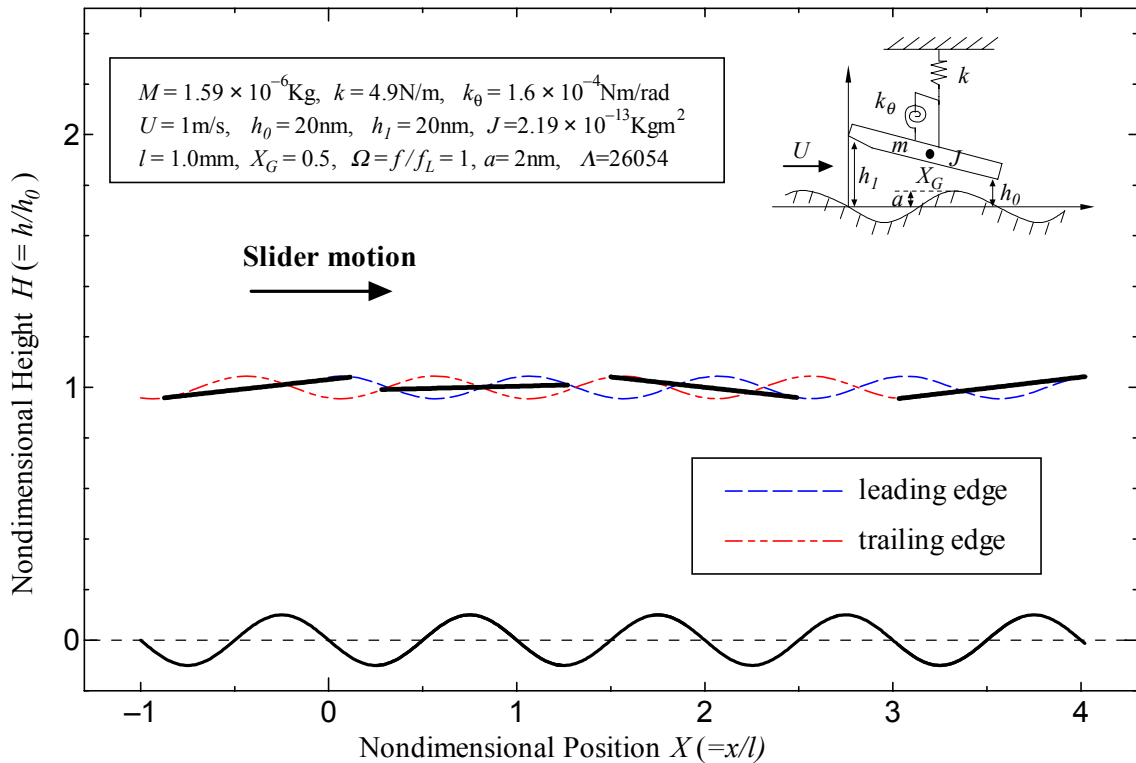


Fig. 8 Dynamic response of the parallel slider for waving disk

重心位置 $x_G = l/2$

並進ばね定数 $k = 4.9\text{N/m}$

ピッチングばね定数 $k_\theta = 1.6 \times 10^{-4}\text{Nm/rad}$

図8, 9は上記のパラメータに加え、最小すきま $h_0 = 20\text{nm}$ 、走行速度 $U = 10\text{m/s}$ 、無次元うねり振幅 $\varepsilon = 0.1$ とした場合の圧縮性数、スクイズ数を考慮した場合[4.2 節の()参照]の結果で、うねりを固定し、スライダが移動するものとして図示してある。図8は平行スライダがうねりを乗り越えていく様子であり、図9は無次元傾斜 $\beta = 0.1$ をもつ傾斜スライダがうねりを乗り越えていく様子である。図8, 9のいずれの場合も、4.2 節 i) に述べたベアリング数無限大とした解析結果とよく一致することを確認した。これは、ベアリング数 Λ がおよそ 2.6×10^4 であることから、ダイナミクス解析においてもベアリング数無限大としてよく近似しうることを意味している。

5. まとめ

走行するディスク面に正弦波上のうねりを有する場合を主な対象として、超微小すきまにおける圧力発生基礎式である分子気体潤滑(MGL)方程式に、i) 双曲型偏微分方程式を高精度に解析しうるCIP法、およびii) 微小なうねり振幅を仮定した線形解析手法を適用することにより、発生圧力およびスライダの動的挙動を詳細に解析した。

- 1) 微小なうねり振幅の場合には、CIP法と線形解析結果がよく一致し、特にCIP法では過渡的な推移や拡散項による発生圧力分布の時間的な変形を解析しうる。
- 2) 境界面の適応係数をパラメータにしたCIP法解析により、発生圧力およびその拡散効果による時間的な変形が示される。
- 3) 2自由度スライダの走行面うねりに対する応答の線形解析手法とその結果を示し、数10nm程度の超微小すきまでは、ダ

イナミクス解析においてもベアリング数無限大の近似が有用であることを示した。

謝辞

本研究を進めるにあたり御協力頂いた福井研究室OB小西範和氏(現応用技術(株))、同学生米谷誠氏に感謝致します。

参考文献

- (1) Fukui, S. and Kaneko, R., *Handbook of Micro/Nanotribology*, CRC Press, 1995, Ch.13, PP.559-604
- (2) Ono, K., *ASME, J. Lubr. Tech.*, Vol.97-2, 1975, pp.250-260
- (3) White, J.W. and Nigam, A., *ASME, J. Lubr. Tech.*, Vol.904, 1968, pp.777-792
- (4) 矢部孝他, 固体・液体・気体の統一解法とCIP法(1)~(3), 数値流体力学, 第7巻, 1999, pp.70-81, pp.103-114, pp.133-141
- (5) 小西範和, 中野頼人, 山根清美, 松岡広成, 福井茂寿, 鈴木允, ニアコンタクト領域のMGLダイナミクス解析(CIP法による2自由度挙動解析), 日本機械学会 IIP2001 情報・知能・精密機器部門講演会講演論文集, No.01-8, 2001, pp.34-39
- (6) 小西範和, 山根清美, 福井茂寿, 鈴木允, ニアコンタクト領域のMGLダイナミクス解析(CIP法に基づく数値計算スキームの検討), 機械学会 2000 年度年次大会講演論文集 (), No.00-1, 2000, pp.171-172
- (7) 福井茂寿, 松岡広成, 松井秀敏, 分子気体潤滑方程式の線形解析(走行面上の無限幅スライダ動特性の一般化理論), 機械学会 2001 年度年次大会講演論文集 (), No.01-1, 2001, pp.247-248
- (8) Fukui, S. and Kaneko, R., *JSME Int. J.*, Vol.33, No.1, 1990, pp.76-82

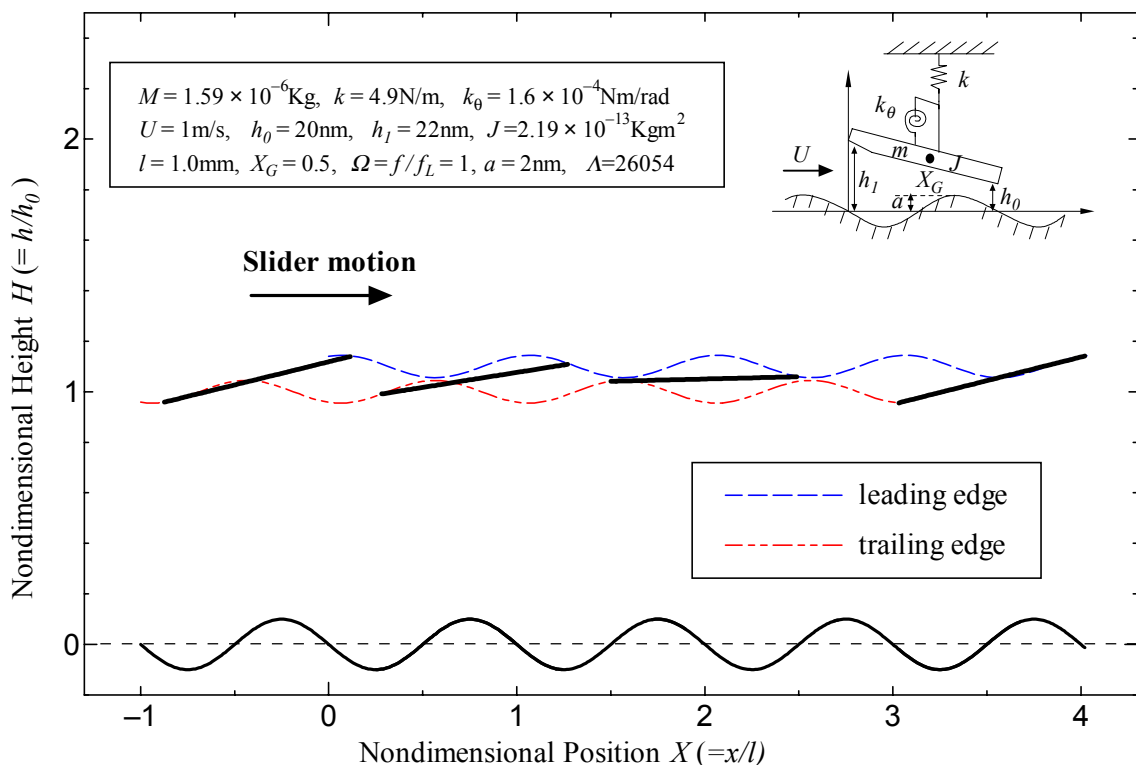


Fig. 9 Dynamic response of the Incline slider for waving disk