

轻负荷磁头的动态频率响应

傅仙罗 孙 征

(中国科学院力学研究所 北京 100080)

摘 要

本文采用修正 Reynolds 方程做为亚微米级飞行高度条件下磁头滑块的润滑方程。采用摄动法分析研究了用于计算机磁记录方面的气体润滑轴承滑块的动态频率响应。

关键词:磁头滑块;Reynolds 方程;频率响应

1 引 言

在计算机领域中,磁盘机是计算机的主要外存储设备。在目前大量使用的磁盘机中,用于读/写磁记录的磁头安装在一个气体润滑轴承滑块上,因而磁头滑块的飞行性能的优异,将直接影响整个磁记录装置的品质。在此之前,我们花了大量时间和精力研究分析了磁头滑块处于稳定飞行状态时的各种性能,比如承载能力,磁头滑块外形几何参数变化所产生的影响,飞行速度、高度变化特性等等[1,2]。而本文则是研究磁头滑块的动态频率特性。

关于磁头的动态特性,目前有两种研究方法:时域法和频域法。所谓时域法,即联立求解磁头滑块的动力学方程组与与时间有关的润滑方程,从而得出磁头滑块的飞行姿态在不同的外界激励下随时间的变化关系曲线。时域法的优越性在于我们可以直观地了解磁头滑块在受到具体的外界干扰后的真实运动情况,各物理概念的涵意直接明了,而且还包括了非线性效应。但是时域法不能提供磁头滑块全面的内在特性,所以要采用第二种方法—频域法,即研究磁头滑块动态特性随外界干扰频率的变化关系。本文采用摄动法计算研究了磁头滑块的动态频率响应,对磁头滑块有两个自由度的情况,算出了润滑气膜的刚度系数和阻尼系数,编制出计算动态频率响应的程序,其理论公式、原理、计算方法都可以很容易地推广到三维情况(即考虑了磁头滑块滚翻的情况)。

2 理论公式

2.1 气膜厚度方程

磁头滑块与运动磁盘间的气膜厚度变化量由以下三个量组成:

来稿日期:1991-12-31

(1) 平移运动引起的变化量 h_1 ; (2) 偏仰运动引起的变化量 h_2 ; (3) 盘面振动引起的变化量 h_3 。如果用 Δh 表示气膜厚度总的变化量, 则有:

$$\Delta h = h_1 + h_2 + h_3 \quad (1)$$

$$h_1 = z$$

$$h_2 = (x_0 - x)\theta$$

因为任何形式的盘面振动(或称起伏)都可以展开成傅里叶级数形式, 又由于级数的常数项只是使气膜厚度整体增高或减小, 不随时间变化, 不改变润滑气膜的动态压强分布, 因而也不改变滑块动态性能, 所以不妨设常数项为零。如果我们求得磁头滑块对于振动形式为 $a_s \sin \omega_s t$ 的动态特性。那么我们便可以通过简单的叠加法求得任一复杂振动形式的动态特性。我们设 $h_3 = a \sin \omega t$, 将其代入(1)并考虑符号得:

$$\Delta h = \dot{z} + (x_0 - x)\theta - a \sin \omega t$$

磁头滑块模型简图如下:

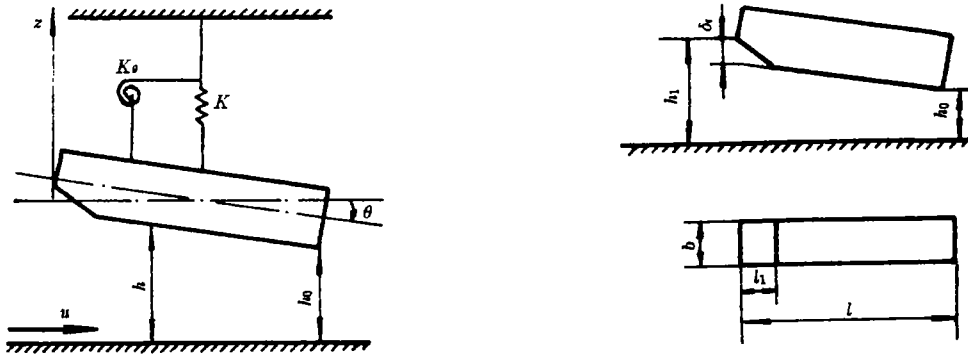


图 1 磁头滑块力学模型

2.2 控制方程

对于具有平移和俯仰两个自由度的磁头滑块, 其无量纲形式的动力学方程组和润滑方程分别为:

$$\begin{cases} \frac{m\omega_0^2 h_0}{p_a l b} \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = -\frac{K h_0}{p_a l b} \xi + \int_s^1 \int_s^1 \psi dX dY \\ \frac{I_0 \omega_0^2 h_0^2}{p_a l^3 b} \frac{d^2 \theta}{d\tau^2} = -\frac{K_\theta h_0}{p_a l^3 b} \theta + \int_s^1 \int_s^1 \psi (X_s - X) dX dY \end{cases} \quad (2)$$

$$B^2 \frac{\partial}{\partial K} (PH^3 \frac{\partial P}{\partial X} + 6MH^2 \frac{\partial P}{\partial X}) + \frac{\partial}{\partial Y} (PH^3 \frac{\partial P}{\partial Y} + 6MH^2 \frac{\partial P}{\partial Y}) = \Lambda \frac{\partial (PH)}{\partial X} + \sigma \frac{\partial (PH)}{\partial \tau} \quad (3)$$

2.3 摄动法求解动态频率特性

1) 摄动法

将方程(3)中的 P, H 分解成稳态分量与动态分量的叠加, 稳态分量分别用 P_0, H_0 来表示, 动态分量分别用 ψ, η 来表示:

$$\begin{cases} P = P_0 + \psi & H = H_0 + \eta \\ \psi = \frac{\Delta p}{p_a} & \eta = \frac{\Delta h}{h_0} \end{cases} \quad (4)$$

将(4)代入(3), 忽略二阶小量 ψ^2, η^2 等, 并考虑到磁头滑块的稳态分量也应满足方程(3), 化简

得到关于动态压强分布的方程:

$$\begin{aligned}
 & B^2 \frac{\partial}{\partial X} (P_0 H_0^3 \frac{\partial \psi}{\partial X} + H_0^3 \psi \frac{\partial P_0}{\partial X} + 6MH_0^2 \frac{\partial \psi}{\partial X}) + \frac{\partial}{\partial Y} (P_0 H_0^3 \frac{\partial \psi}{\partial Y} + \\
 & H_0^3 \psi \frac{\partial P_0}{\partial Y} + 6MH_0^2 \frac{\partial \psi}{\partial Y}) + B^2 \frac{\partial}{\partial X} (3H_0^2 P_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} \eta + 12MH_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} \eta) \\
 & + \frac{\partial}{\partial Y} (3H_0^2 P_0 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \eta + 12MH_0 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \eta) - \Lambda \frac{\partial (H_0 Y)}{\partial X} - \sigma \frac{\partial (H_0 \psi)}{\partial \tau} \\
 & - \Lambda \frac{\partial (P_0 \eta)}{\partial X} - \sigma \frac{\partial (P_0 \eta)}{\partial \tau} = 0
 \end{aligned} \tag{5}$$

2) 方程组的求解

将方程组(2)与方程(5)关于时间 τ 做 Laplace 变换,并代入初始条件

$$\begin{cases} \psi(X, Y, 0) = \eta(X, Y, 0) = 0 \\ \xi(0) = \theta(0) = 0 \\ \xi'(0) = \theta'(0) = 0 \\ \psi'(0) = \eta'(0) = 0 \end{cases}$$

在小扰动条件下,假设压强动态分量和气膜厚度变化量成线性关系,则令

$$\bar{\psi} = G_1 \bar{\xi} + G_2 \bar{\theta} - G_1 \frac{a' \Omega}{S^2 + \Omega^2}$$

考虑到 ξ, θ 与 X, Y 无关,化简后便可得到下列形式的复数方程组:

$$\begin{aligned}
 & B^2 \frac{\partial}{\partial X} [H_0^3 (P_0 \frac{\partial G_i}{\partial X} + \frac{\partial P_0}{\partial X} G_i) + 6MH_0^2 \frac{\partial G_i}{\partial X}] \\
 & + \frac{\partial P}{\partial Y} [H_0^3 (P_0 \frac{\partial G_i}{\partial Y} + \frac{\partial P_0}{\partial Y} G_i) + 6MH_0^2 \frac{\partial G_i}{\partial Y}] + B^2 \frac{\partial}{\partial X} (3P_0 H_0^2 \frac{\partial P}{\partial X} \\
 & + 12MH_0 \frac{\partial P_0}{\partial X}) F_i + \frac{\partial}{\partial Y} (3P_0 H_0^2 \frac{\partial P}{\partial Y} + 12MH_0 \frac{\partial P_0}{\partial Y}) F_i - \Lambda \frac{\partial (G_i H_0)}{\partial X} \\
 & - j\Omega \sigma H_0 G_i + \Lambda \frac{\partial (P_0 F_i)}{\partial X} - j\Omega \sigma P_0 F_i = 0
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$F_1 = 1, \quad F_2 = X_4 - X$$

$$\begin{cases} a_{11} \bar{\xi} + a_{12} \bar{\theta} = b_1 \frac{a' \Omega}{S^2 + \Omega^2} \\ a_{21} \bar{\xi} + a_{22} \bar{\theta} = b_2 \frac{a' \Omega}{S^2 + \Omega^2} \end{cases} \tag{7}$$

边界条件:

$$\begin{cases} G_i = 0 & X = 0, 1 \text{ 或 } Y = 0 \\ \frac{\partial G_i}{\partial Y} = 0 & Y = \frac{1}{2} \end{cases}$$

其中系数 $a_{11}, a_{21}, a_{12}, a_{22}, b_1, b_2$ 见附录。解方程(6)(7)便可得到:

$$\begin{cases} \bar{\xi} = F_\xi(j\Omega) \frac{a' \Omega}{S^2 + \Omega^2} \\ \bar{\theta} = F_\theta(j\Omega) \frac{a' \Omega}{S^2 + \Omega^2} \end{cases}$$

2.4 频率特性

如果输入信号为正弦信号 $x(t) = A \sin \omega t$, 则根据自动控制理论, 可得输出的稳态分量为

$$y_w(t) = A |G(j\omega)| \sin(\omega t + \varphi) \quad j^2 = -1$$

3 计算方法

3.1 方程化简

从理论公式的推导分析过程中, 我们可以看到问题的关键在于求解二阶线性偏微分方程(6), 为此, 我们采用有限差分法来解该方程。首先, 引入记号:

$$G_i = U_i + jV_i, \quad (j^2 = -1) \quad (8)$$

将(8)代入(7), 并将原复数方程写成实部与虚部分开的形式, 得:

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} (R_1 \frac{\partial U_i}{\partial X} + R_2 U_i) + \frac{\partial}{\partial Y} (R_1 \frac{\partial U_i}{\partial Y} + R_3 U_i) - R_4 V_i + \operatorname{Re}(R_5) = 0$$

$$B^2 \frac{\partial}{\partial X} (R_1 \frac{\partial V_i}{\partial X} + R_2 V_i) + \frac{\partial}{\partial Y} (R_1 \frac{\partial V_i}{\partial Y} + R_3 V_i) + R_4 V_i + \operatorname{Im}(R_5) = 0$$

下面仅以当 $i = 1$ 时实部方程的求解为例进行说明, 如果再引入记号:

$$\begin{cases} F = R_1 \frac{\partial U}{\partial X} + R_2 U \\ G = R_1 \frac{\partial U}{\partial Y} + R_3 U \\ D = \operatorname{Re}(R_5) - R_4 V \end{cases}$$

则实部方程可写成:

$$B^2 F_x + G_y + D = 0 \quad (9)$$

其对应的瞬态方程为:

$$B^2 F_x + G_y + D = \frac{\partial U}{\partial t} \quad (10)$$

当 $t \rightarrow \infty$, $\frac{\partial U}{\partial t} \rightarrow 0$ 则(10)即转变成(9), (10)式的解也就是(9)式的解。所以对(9)式的求解也可以转化为对(10)式的求解。

3.2 有限差分方程

有限差分方程为:

$$U^{(n+1)} - U^n = \frac{\Delta t}{2} (U_i^{n+1} + U_i^n) = \frac{\Delta t}{2} [B^2 (F_x^{n+1} + F_x^n) + (G_y^{n+1} + G_y^n) + 2D]$$

将(8)代入(10), 令

$$\begin{cases} L_1(X) = \frac{\partial}{\partial X} (R_1 \frac{\partial}{\partial X} + R_2) \frac{\Delta t}{2} \\ L_2(Y) = \frac{\partial}{\partial Y} (R_1 \frac{\partial}{\partial Y} + R_3) \frac{\Delta t}{2} \\ \Delta U^{n+1} = U^{n+1} - U^n \end{cases}$$

并且由于

$$[1 - B^2L_1(X) - L_2(Y)] = [1 - B^2L_1(X)][1 - L_2(Y)] - B^2L_1(X)L_2(Y)$$

而 $B^2L_1(X)L_2(Y)$ 是 Δt^2 的高阶小量,略去不计,可以得到:

$$[1 - B^2L_1(X)][1 - L_2(Y)]\Delta U^{n+1} = \Delta t(B^2F_x^n + G_y^n + D)$$

根据 ADI 法思想,令

$$[1 - B^2L_1(Y)]\Delta U^{n+1} = U^*$$

$$\Delta t(B^2F_x^n + G_y^n + D) = \varphi^*$$

则:

$$\begin{cases} U^*[1 - L_2(Y)] = \varphi^* \\ \Delta U^{n+1}[1 - B^2L_1(X)] = U^* \end{cases} \quad (11)$$

对式(11)分别按 Y 方向和 X 方向交替进行求解。采用五点差分格式,将(11)化简成差分方程得:

$$\begin{cases} T_1U_{i+1}^* + T_2U_i^* + T_3U_{i-1}^* = \varphi^* \\ Q_1\Delta U_{i+1}^{*+1} + Q_2\Delta U_i^{*+1} + Q_3\Delta U_{i-1}^{*+1} = U^* \end{cases}$$

其中系数 T_i, Q_i 见附录。

4 结果分析

图 2 中 Δh_0 表示滑块尾缘处的高度变化量:

$$|\frac{\Delta h_0}{a}| = |F_1(j\Omega)\sin(\Omega\tau + \varphi_1) - \frac{1}{2}F_2(j\Omega)\sin(\Omega\tau + \varphi_2)|$$

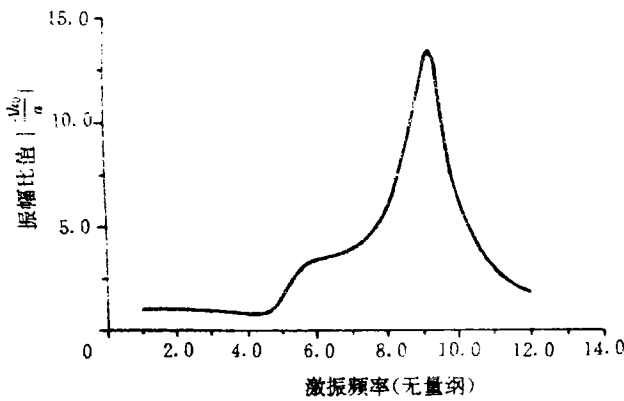


图 2 滑块尾缘高度变化量的幅频特性

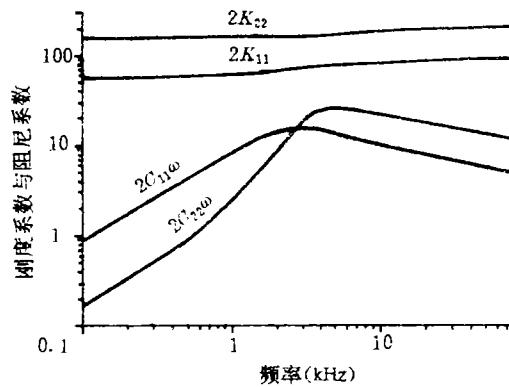


图 3 刚度系数与阻尼系数随频率的变化关系

从图中可以看出在 $f = 9\text{KHz}$ 处, $|\frac{\Delta h_0}{a}|$ 最大,说明在 9KHz 处该磁头滑块发生共振, $9k - \epsilon \leq f \leq 9k + \epsilon$ 为共振区间。在此区间以外的频域内,比值 $|\frac{\Delta h_0}{a}|$ 较小,因而在实际使用中,我们应根据实际情况的要求选定一个 ϵ 值,并且使磁盘和工作区间在共振区域以外,这样才能保证工作状态正常,记录或读出数据准确,也可避免因共振造成磁头振幅过大而损坏磁头和磁盘。

从图 3 中可以看出,磁头滑块的气膜刚度系数 K_{11}, K_{22} 随频率的增大而缓慢增加,阻尼系数 C_{11}, C_{22} 则随频率 f 的变化极显著,且分别在 2KHz 和 4KHz 处达到极大值。 K_{11}, C_{11} 分别为平移

刚度系数和平移阻尼系数, K_{22}, C_{22} 分别为俯仰刚度系数和俯仰阻尼系数。

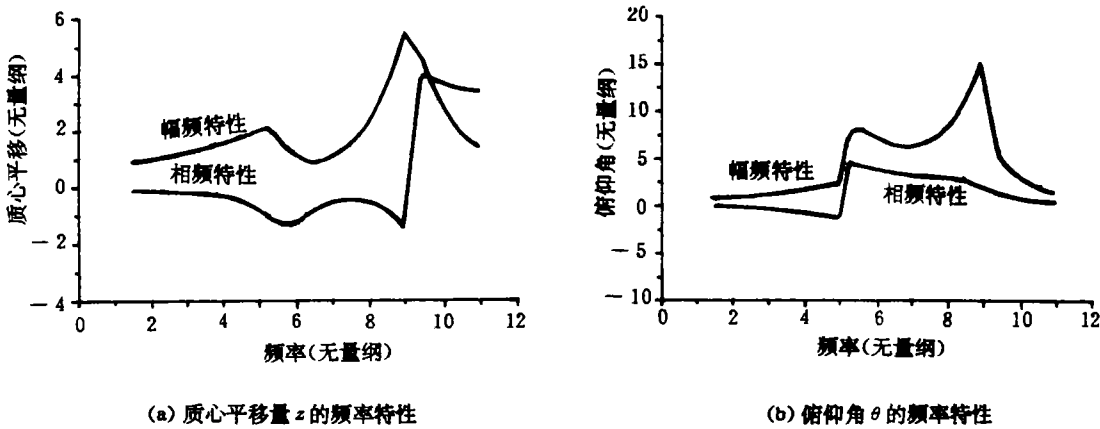


图 4

图 4(a)、(b) 分别表示磁头滑块平移量 z 和俯仰角 θ 的频率特性。

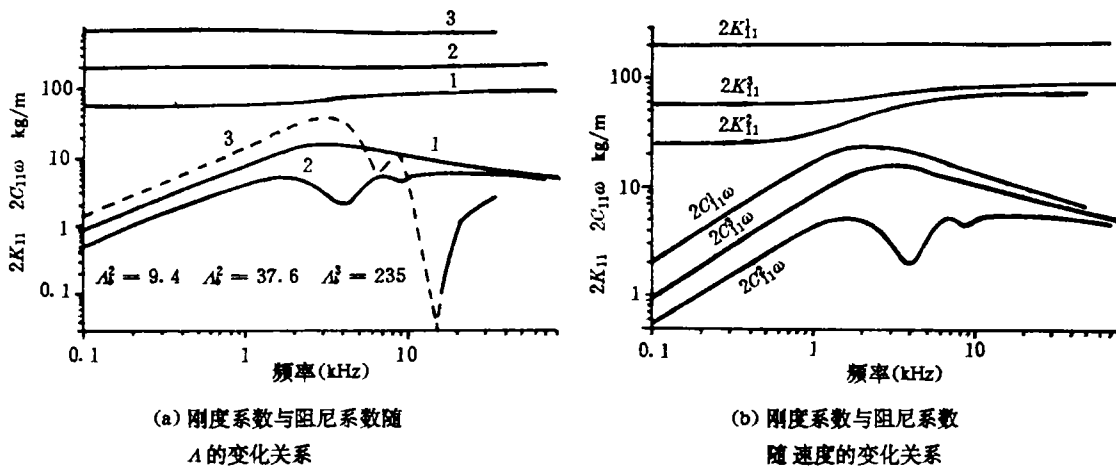


图 5

图 5 表示速度和压缩数 λ 对气膜刚度, 阻尼系数的影响。从图中可以看出 λ 对阻尼系数 C_{11} 影响很大, C_{11} 在某一频率处取极值而且甚至在某些频率段内可以取负值, 图中虚线表示的就是当 C_{11} 取负值时的部分。为方便比较起见, 我们将其画在一张图上。取极小值的频率与 λ 无关, 但是与速度有关。这一结论我们可以从修正 Reynolds 方程的量纲分析得到。有量纲的 Reynolds 方程形式如下:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho h^3 \left(1 + \frac{6\lambda}{h} \right) \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho h^3 \left(1 + 6 \frac{\lambda}{h} \right) \frac{\partial p}{\partial y} \right] = 6\mu U_s \frac{\partial (\rho h)}{\partial x} + 12\mu \frac{\partial (\rho h)}{\partial t}$$

我们可以记 $\rho h = \varphi_0 + \varphi$ 并将其代入修正 Reynolds 方程, 其中 φ_0 为稳态分量, 我们可以将修正 Reynolds 方程的右端换一种形式写法:

$$\text{右边} = 6\mu U_s \frac{\partial (\varphi_0 + \varphi)}{\partial x} + 12\mu \frac{\partial (\varphi_0 + \varphi)}{\partial t} = 6\mu U_s \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} + 6\mu \left(U_s \frac{\partial \varphi}{\partial x} + 2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) + 12\mu \frac{\partial \varphi_0}{\partial t}$$

$$\therefore \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = 0$$

$$\therefore \text{右边} = 6\mu U_s \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} + 6\mu \left(U_s \frac{\partial \varphi}{\partial x} + 2 \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)$$

令 $D = U_x \frac{\partial}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial t}$, 则右边 = $6\mu U_x \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} + 6\mu D\varphi$, 如果 $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{l_x}$, $\frac{\partial}{\partial t} = f$, 则 $D = U/l_x + 2f$, 若 $D = 0$, 则 $f = -\frac{U}{2l_x}$. 而 $D = 0$ 点, 应该是 φ 的极值点. 所以根据(12)式将 $U_x = 40\text{m/s}$, $l_x = 0.55\text{cm}$ 代入得 $f_1 \approx 3.6\text{KHz}$, $U_x^2 = 20\text{m/s}$, $l_x = 0.55\text{cm}$, $f_2 = 1.8\text{KHz}$. 图(b)中 $C_{11}^1\omega$, $C_{11}^2\omega$ 分别是当 $U_x = 40\text{m/s}$, $l_x = 0.55\text{cm}$, $h_0^1 = 0.5\mu\text{m}$, $h_0^2 = 0.25\mu\text{m}$ 时的阻尼系数曲线. $C_{11}^3\omega$ 是当速度 $U_x^2 = 20\text{m/s}$, $h_0 = 0.5\mu\text{m}$ 时的阻尼系数曲线, 从图中所得到的极值点频率 $f_1 = 3.6\text{KHz}$, $f_2 = 1.8\text{KHz}$, 这与根据(12)式算出的极值点频率相符. 说明阻尼系数极值点频率受速度影响较大而受气膜厚度的变化影响较小.

参 考 文 献

- [1] 傅仙罗, 张红英, 轻负荷磁头气动力分析, 计算机学报, 1192, (6)
- [2] 傅仙罗, 孙征, 张红英, 磁头润滑面形状对气动力特性的影响, 计算机学报, 1992, (9)
- [3] Kyoosuke ONO, Kenji KOGURE, Yasunaga MITSUYA, Dynamic Characteristic of Air-lubricated Slider Bearings under Submicron Spacing conditions, Bulletin of the JSME, Vol. 22, No. 173, p1672, 11.1979

Dynamic Characteristics of Float Head Slider in the Frequency Domain

Fu Xianbo Sun Zheng

(Institute of Mechanics, Chinese Academy Sciences)

Abstract

This paper presents the modified Reynolds equation to describe the pressure distribution of air-lubricated slider bearing operating under submicron spacing condition. Dynamic characteristics of the slider bearing are analyzed in the frequency domain by using small perturbation method.

Key words: slider bearing, Reynolds equation, dynamic characteristics.

The Theory on In-Plane Responses of Laminated Composite Plate

Liu Ping Zhang Xiangzhou

(Northwestern Polytechnical University)

Abstract

In order to study accurately in-plane responses of laminated composite plates, a shear deformation theory based upon a new variational principle proposed by Reissner has been developed. A zig-zag shaped C^0 function is included to simulate the thickness variation of in-plane displacements. In order to guarantee continuity of interlaminar stresses, quadratic functions of transverse shear stresses are assumed. The accuracy of this theory is examined by applying it to problem of cylindrical bending of laminated plates which has been solved exactly by Pagano. The comparison result has demonstrated that the new theory is very effective for studying in-plane responses.

Keywords: in-plane responses, transverse shear stresses, cylindrical bending.