

磁盘存储器 结构研究

译文集

电子精密机械教研室译



西北电讯工程学院

磁盘存贮器结构研究

(译文集)

电子精密机械教研室译

西北电讯工程学院情报资料室印

1981

前 言

要进一步提高与发展磁盘存贮器的技术性能，将有赖于对电磁变换、电路、机械、以及材料、工艺等各个领域的深入研究。精密机械技术是其中关键技术之一。而关于磁盘存贮器整机结构的研究，磁头浮动机构的浮动理论与实验，浮动间隙的测试方法以及伺服定位系统结构的探讨等等都是磁盘精密机械中非常重要的研究课题。

为此，我室同志仅就收集到的上述有关资料，分工译出，供从事这方面工作的同志们参考。本译文集如能为研究、设计工作与教学工作提供些微帮助的话，我们将感到做了一件很有益的事情。不过，由于译校者水平所限，很难避免错误或不妥，恳请读者予以指正。

目 录

1. 浮动磁头机构的设计.....	1
2. 800兆字节磁盘机用磁头.....	36
3. 枢轴浮动块的实验研究.....	70
4. 偏角对磁头浮动块浮起特性的影响.....	87
5. 关于空气轴承间隙的测试技术——述评.....	91
6. 白光干涉测量法在微间隙测量中的应用.....	98
7. 磁盘技术的动向和研究课题.....	107
8. 800兆字节磁盘存贮系统的研制.....	114
9. 800兆字节磁盘装置的机械结构.....	124
10. 800兆字节磁盘机的外围电路.....	138
11. 大容量磁盘驱动器.....	170
12. 磁存贮器的机构研究.....	177
13. 磁带浮动的研究.....	232

浮动磁头机构的设计*

三矢保永
木暮贤司

提 要

本文就磁盘用浮动磁头机构的设计提出了使浮动磁头浮动块浮起间隙微小的有关问题,研究了解决方法。所得结果如下:

(1) 确立了可以适用于在超微领域浮起的浮动磁头浮动块流体润滑问题的新解析方法。

(2) 明确了空气分子平均自由行程的影响和表面光洁度的影响。提出了微小间隙浮动块的设计曲线图。

(3) 在微小间隙浮动块中,明确了平均面压小且随动性能好的浮动块形状是宽度小的平面浮动块。

(4) 应用上述基础研究成果,设计试制了以浮起间隙 $0.2\mu\text{m}$ 、容许浮起间隙变动 $0.02\mu\text{m}$ 以下为指标的浮动磁头机构,大致得到了所定的性能指标。

一 前 言

浮动磁头是应用滑动气体轴承原理使读写磁头通过微小的空气膜在旋转的磁记录介质面上浮起的机构。为了提高记录密度,必须尽可能减小记录介质和磁头之间的间隙(浮起间隙)。在目前使用的磁盘装置中,浮起间隙小到约 $0.5\mu\text{m}$ 。

滑动气体轴承的基本特性由 A. Gross 等作了阐明⁽¹⁾,其后通过在设计方面的研究,各种磁记录装置用的浮动磁头被实际使用了。金子礼三等曾对磁鼓用浮动磁头浮动块从基础理论到应用设计进行了广泛的研究⁽²⁾。本所对磁盘用浮动磁头浮动块的研究,是以磁鼓用浮动磁头浮动块的研究为基础,从1971年随着 DIPS 用改良型磁盘组装置的研究开始的,浮起量 $1.3\mu\text{m}$ 的浮动磁头已供实用⁽³⁾。在磁盘装置中,由于盘面的振摆大,故使浮起间隙保持一定是很重要的。对此,小野确立了动特性的解析方法,使从随动性来进行设计成为可能⁽⁴⁾。随着磁盘装置的大容量、高记录密度化的要求,浮起间隙必须进一步微小化。但是,设计在超微领域浮起的浮动磁头时,不能照原样应用以前的设计方法,理由如下:

(1) 在超微浮起间隙领域,用以前的解析方法计算的结果与实验结果差别很大。从解析结果很难预测浮动特性。也就是说,由于浮起间隙微小化,考虑到显然存在的微小间隙特有的效应,流体润滑理论有必要更严密化。作为微小间隙特有的问题有如下几点:

① 不能忽略空气分子平均自由行程(Molecular Mean Free Path, 以下用缩写 MMFP 表示)的影响。MMFP 是一个分子到与其它分子碰撞的平均距离 λ 。在标准状态下,空气的分子平均自由行程 $\lambda_a = 0.064\mu\text{m}$ 。MMFP 的效果可用 Knudsen 数 M ($\lambda/h, h$: 间隙)表示,若 M 大于 0.1,则 MMFP 的影响变大,空气将显示不连续流体的特性。

② 介质面的表面光洁度的影响增大。特别对于在起动和停止时磁头与介质接触移动的所谓接触起停（以下 CSS 表示）方式的浮动块，从浮动块、介质的耐摩擦性的观点，表面光洁度是重要的设计参数。

③ 空气的压缩性效应通常变大，支配流体润滑问题的雷诺方程式的非线性增大。用以前的解法，由于难于收敛，要得到方程的解很困难。压缩性效应可用 Compressibility 数 Λ 表示。例如，用以前使用的 P^2H^2 线性化法， Λ 值最多可到 1000。而在间隙形状变宽的情况下，即使 $\Lambda = 50$ 也有不收敛的情况。

④ 为了减小浮起间隙，如果提高浮动块浮起面和介质面的表面光洁度，则在两者接触放置时，两面间结露的水滴会使磁头与介质粘着。

(2) 以前的磁盘用浮动磁头是起动后再把浮动块推到盘面上，在停止前把浮动块从盘面拉开。这就是所谓起落离合式磁头，采用了高推压力的圆柱面浮动块（图 1a）所示）。对这种方式来说，为了安全地进行离合动作，安装和调整磁头的精度要求高。另外，因为面压高，稳定浮起时突发的磁头与介质的接触（磁头压碎）产生的损伤很大。对于微小浮起量，由于希望推压力低和接触面压低，最好使用磁头与盘面可以在接触状态起停（CSS）的平面浮动块，如楔平面浮动块（图 1b）所示）。这种方式与以前的起落离合方式相比，机构简单，并且由于是从接触状态起动，故磁头的安装调试精度可以降低。另外，由于推压力小，可以减轻由磁头压碎产生的损伤。对于这种低推压力、低接触面压的浮动块，至今还没有进行过系统的研究。

在进行浮动磁头的设计时，要求满足如下几个条件：

1. 对于盘面的振动和干扰，浮起间隙的变动要小（随动性要高）。
2. 对于起动或停止时磁头和介质面接触移动，耐摩擦性要高。另外，对磁头压碎要有足够的安全性。

3. 在高速存取定位时和超越碰撞时，都要有足够的强度和耐压碎性。

4. 加工、装配要容易。

5. 维修性、可靠性要高。

为了得到微小间隙浮动块的设计方针，本研究报告以上述 1~5 项作为评价项目叙述了研究成果。

在本研究报告中，首先在支配流体润滑问题的雷诺方程式中引入了前述超微领域特有的现象，并使用了在高压缩性领域收敛性也高的迭代法的计算方法。在此基础上，研究了数值

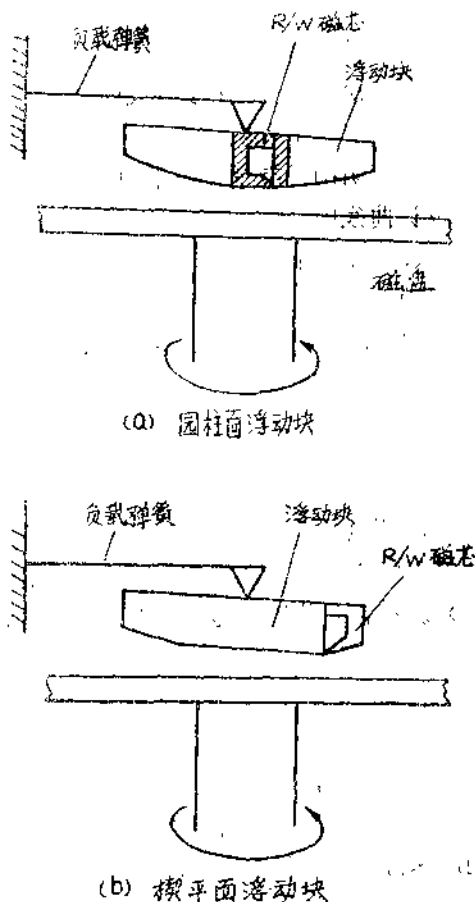


图 1 浮动磁头浮动块

计算的程序,明确了 MMFP 和表面光洁度对浮动块浮动特性的影响。接着,使用白色光干涉色测定浮起间隙的高精度测试技术来进行实验,证实了解析是恰当的。

另外,提出了可以适用于浮动块宽与浮动块长相比很小时的近似解法。据此,我们就能容易地掌握参数的特性。

进一步针对设计数据积累较少的楔平面浮动块,在较宽的 Λ 值范围,以无量纲的尺寸形状为参数,把负载容量、压力中心位置制成设计图表,并就一部分参数把空气膜的弹簧刚度、衰减系数制成设计图表。还列举了具体设计例子说明了由这些曲线图得到的微小间隙浮动块的设计指针。

最后应用以上的研究成果,叙述了浮动间隙为 $0.2\mu\text{m}$ 的浮动磁头机构的设计试制情况。

二 浮动磁头浮动块的浮动特性

2.1 流体润滑问题的解法

2.1.1 基础方程式⁽⁶⁾

流体润滑问题在数学上可用雷诺方程式来表示。在此采用考虑了 MMFP 的雷诺方程式。

MMFP 是一个空气分子到与其它空气分子碰撞的平均距离 λ , 可用下式表示:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n \pi d_0^2} = \frac{m}{\sqrt{2} \rho \pi d_0^2} \quad (1)$$

式中 m : 一个分子的质量 ρ : 密度

d_0 : 一个分子的直径 n : 每单位体积的分子数

若大气压中的值用下标 a 表示,标准状态下空气的 MMFP λ_a 为 $0.064\mu\text{m}$ 。假定温度等温变化,因为压力 p 与密度成正比,所以

$$\frac{p}{p_a} = \frac{\rho}{\rho_a} = \frac{\lambda_a}{\lambda} \quad (2)$$

另外,若假定等温变化,则在平行间隙内流动的气体靠近壁面的气体速度 u_{gas} 和壁面的速度 u_{wall} 的关系可用下式表示:

$$u_{gas} = u_{wall} + a\lambda \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3)$$

式中 a 是物质表面固有的恢复系数的函数,称为修正系数。在玻璃表面, $a=1.24$ 。MMFP 看上去变大了 a 倍时有相同的效果。由 (3) 式,滑移流动的速度 u_{slip} 可用下式给出:

$$u_{slip} = a\lambda \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4)$$

在图 2 所示的润滑领域中,靠近壁面的气体与壁面不是同一速度。若设气体对壁面作 u_{slip} 的滑移,则可得如下考虑了 MMFP 的雷诺方程式:

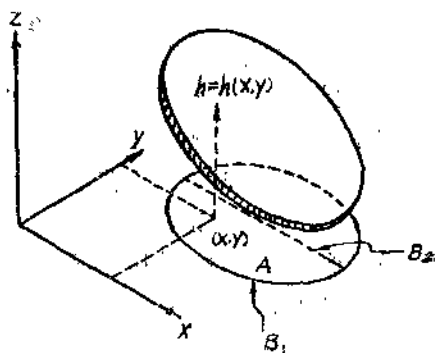


图 2 润滑领域和座标系

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left\{ ph^3 \left(1 + 6 \frac{a\lambda}{h} \right) \frac{\partial p}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ ph^3 \left(1 + 6 \frac{a\lambda}{h} \right) \frac{\partial p}{\partial y} \right\} \\ & = 6\mu U \frac{\partial ph}{\partial x} + 12\mu \frac{\partial ph}{\partial t} \end{aligned} \quad (5)$$

式中 h : 间隙 μ : 粘性系数

U : 速度 t : 时间

若把 (5) 式用浮动块长度 l 、最小间隙 h_0 、大气压 p_a 、固有角频率 ω_0 进行无量纲化, 则得

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial X} \left\{ PH^3 \left(1 + \frac{6aM}{PH} \right) \frac{\partial P}{\partial X} \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ PH^3 \left(1 + \frac{6aM}{PH} \right) \frac{\partial P}{\partial Y} \right\} \\ & = \Lambda \frac{\partial PH}{\partial X} + \sigma \frac{\partial PH}{\partial \tau} \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $X = x/l$, $Y = y/l$, $H = h/h_0$,
 $P = p/p_a$, $M = \lambda_a/h_0$, $\Lambda = 6\mu U l / p_a h_0^2$,

$\sigma = 12\mu \omega_0 l^2 / p_a h_0^2$, $\tau = \omega_0 t$

M 是 Knudsen 数, 表示 MMFP 的效果。 Λ 是 Compressibility 数, 表示压缩性效果。 σ 是 Squeeze 数, 表示挤压效果。

实用时经常使用如下条件作为边界条件:

(1) 在边界 B_1 上压力已知 ($P=1$)。

(2) 边界 B_2 在对称轴上。

(6) 式是椭圆偏微分方程式, 有与压力有关的二次非线性。 Λ 、 σ 变大时, 非线性的影响增大。因此, 在作数值解时, 除了特殊情况, 用迭代法以外的方法来解是很困难的。

2.1.2 有限元素法特性解析

一般来说, 雷诺方程式 (6) 的数值解法是用差分法把 (6) 式离散值化, 并应用逐次法使它线性化, 再解所得的多元联立代数方程式。但是, 这种方法有以下缺点:

(1) 由于雷诺方程式 (6) 含有间隙的 1 阶微分、压力的 2 阶微分, 所以在间隙形状不连续的情况下, 这几项为无穷大, 成为 $\infty = \infty$ 这样的不定形。因此, 若不与在不连续间隙前后的连续条件联立, 则得不到解。

(2) 用差分法来解雷诺方程式 (6) 时, 必须使润滑领域的边界与座标轴方向一致, 故对于复杂边界形状的润滑领域, 不容易得到解。

也就是说, 以前的解法由于受间隙形状和边界形状的制约, 所以当改变间隙形状、边界形状来进行特性解析时, 适用范围是有限的。

如后所述, 有限元素法以雷诺方程式 (6) 的变分表示式作为基础方程式, 由于不包含间隙的微分项、压力的 2 阶微分项, 故在间隙不连续变化时也不需要附加条件。另外, 因为可以把润滑领域分割成任意形状来进行离散化, 所以没有必要使边界形状与座标轴一致。

这样, 由于有限元素法不受间隙形状、边界形状约束, 所以可以使用通用程序。能方便地应用于间隙不连续变化的阶梯式浮动块的特性解析和在浮动块浮起面上有表面粗糙度和条痕时的特性解析等。

本文在导入考虑了 MMFP 的雷诺方程式的变分表示式来叙述有限元素法的应用方法的

同时, 还叙述了使用在高压缩性领域收敛性也高的牛顿·拉普松逐次近似法来线性化, 并用对角化分割法来解的计算程序。

在定常状态下, 与 (6) 式等效的变分问题就是求如下泛函数的停留函数 P 。

$$\delta\phi(P) = 0 \quad (7)$$

式中

$$\begin{aligned} \delta\phi(P) = & \iint_A (PH^3 \nabla P \cdot \nabla \delta P - \overline{\Lambda} PH \cdot \nabla \delta P \\ & + 6aMH^2 \nabla P \cdot \nabla \delta P) ds \end{aligned} \quad (8)$$

A : 润滑领域

把采用三角形元素的有限元素法应用于 (8) 式。若设三角形元素的面积座标为 f_i, f_j, f_k , 则元素内点 Q 的座标 (X, Y) 可用该三角形顶点的座标 $(X_i, Y_i), (X_j, Y_j), (X_k, Y_k)$ 给出如下:

$$X = \sum_1^{i,j,k} f_l X_l, \quad Y = \sum_1^{i,j,k} f_l Y_l \quad (9)$$

点 Q 的压力 $P_{(m)}$ 、间隙 $H_{(m)}$ 可用在此三角形顶点的值 $(P_i, H_i), (P_j, H_j), (P_k, H_k)$ 表示如下:

$$P_{(m)} = \sum_1^{i,j,k} f_l P_l, \quad H_{(m)} = \sum_1^{i,j,k} f_l H_l \quad (10)$$

以下, 用下标 (m) 表示三角形元素 m 上的固有值。若把 (10) 式的第 1 项扩张为全阵点的压力值, 则

$$P_m = f_{(m)}^T P \quad (11)$$

$$\text{式中} \quad P = (P_1, P_2, \dots, P_L)^T \quad (12)$$

$$f_{(m)} = (0 \dots f_i \dots 0 \dots f_j \dots 0 \dots f_k \dots 0) \quad (13)$$

把 (10) 式代入 (7) 式, 并使用 δP 为任意的条件, 则得下式:

$$\begin{aligned} & \sum_m \iint_{A_{(m)}} \{ (B_{(m)}^T C_{(m)} B_{(m)} P - B_{(m)}^T u_{(m)}) f_{(m)}^T P \\ & + B_{(m)}^T E_{(m)} B_{(m)} P \} dS_{(m)} = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

式中

$$B_{(m)} = \begin{pmatrix} 0 \dots a_{i2} \dots 0 \dots a_{j2} \dots 0 \dots a_{k2} \dots 0 \\ 0 \dots a_{i3} \dots 0 \dots a_{j3} \dots 0 \dots a_{k3} \dots 0 \end{pmatrix} \quad (15)$$

$$a_{i2} = \frac{\partial f_i}{\partial X}, \quad a_{i3} = \frac{\partial f_i}{\partial Y} \quad (16)$$

$$C_{(m)} = \begin{pmatrix} H^3 & 0 \\ 0 & H^3 \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$u_{(m)} = (H \Lambda_x \quad H \Lambda_y)^T \quad (18)$$

$$E_{(m)} = \begin{pmatrix} 6aMH^2 & 0 \\ 0 & 6aMH^2 \end{pmatrix} \quad (19)$$

在此, 设

$$\begin{aligned} K_{(m)} &= B_{(m)}^T C_{(m)} B_{(m)}, \quad G_{(m)} = B_{(m)}^T u_{(m)}, \\ J_{(m)} &= B_{(m)}^T E_{(m)} B_{(m)} \end{aligned} \quad (20)$$

对应于 (14) 式的牛顿·拉普松逐次近似式可用下式给出:

$$\Phi(P^{(n+1)}) = \Phi(P^{(n)}) + (P^{(n+1)} - P^{(n)}) \frac{\partial \Phi(P^{(n)})}{\partial P^{(n)}} = 0 \quad (21)$$

式中

$$\Phi(P^{(n)}) = \sum_m \iint_{A_{(m)}} \{ (K_{(m)} P^{(n)} - G_{(m)}) f_{(m)}^T P^{(n)} + J_{(m)} P^{(n)} \} dS_{(m)} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi(P^{(n)})}{\partial P^{(n)}} &= \sum_m \iint_{A_{(m)}} (K_{(m)} f_{(m)}^T P^{(n)} + K_{(m)} P^{(n)} f_{(m)}^T \\ &\quad - G_{(m)} f_{(m)}^T + J_{(m)}) dS_{(m)} \end{aligned} \quad (23)$$

另一方面, 通过从直角坐标系 (X, Y) 向每个三角形固有的面积坐标系 (f_i, f_j, f_k) 的变换, 三角形元素内的面积分可变换成:

$$\begin{aligned} \iint_{A_{(m)}} f(X, Y) dXdY &= \iint_{A_{(m)}} F(f_i, f_j, f_k) \cdot \frac{\partial(Y, Y)}{\partial(f_i, f_j)} df_i df_j \\ &= 2S_{(m)} \int_0^1 \int_0^{1-f_i} F(f_i, f_j, f_k) df_i df_j \\ S_{(m)} &: \text{三角形元素的面积} \end{aligned} \quad (24)$$

由于独立变量是 f_i, f_j, f_k , 所以实行面积分的项只是含有 f_i, f_j, f_k 和 $H = \sum_{i,j,k} f_i f_j f_k$

的项。一般来说, 因为 f_i, f_j, f_k 的多项式的面积分为这个整数的倒数, 所以面积分只是算术计算。若设 (22) 式、(23) 式进行了面积分的结果分别为 $\bar{D}_{(m)}$ 、 $\bar{M}_{(m)}$, 则得如下递推公式:

$$\bar{M}P^{(n+1)} = \bar{V} \quad (25)$$

式中

$$\bar{M} = \sum_m \bar{M}_{(m)} \quad (26)$$

$$\bar{V} = \sum_m \bar{M}_{(m)} P^{(n)} = \sum_m \bar{D}_{(m)} \quad (27)$$

重复进行 (25) 式的计算所得的收敛值就是解。

在设计计算程序时, 必须尽力缩短计算时间、节省存贮容量。为此, 在计算后述的滑动轴时, 采用了把润滑领域分割成元素的方法 (对角化分割法)。

把阵点的座标值及在其位置上的间隙值作为输入数据读入时, 需要极大的劳力。在此, 只输入指示分割方法的参数, 以此为基础, 通过自动分割子程序, 作成各元素番号、座标值及间隙值。

为了节省存储容量,把三角形元素中作为固有值的座标值、间隙值、三角形元素的面积、由面积积分决定的值预先计算成各三角形元素,然后归纳成元素单位记录在磁带上,需要时从磁带读入。

把上述方法应用于后述各种滑动轴承进行计算的结果,可以看出,在较宽的 Λ 值($\Lambda = 1 \sim 10^4$)范围内,收敛的速度大多不依存于 Λ 值。在 $\Lambda = 1$ 时,迭代1~2次可得收敛值。在 $\Lambda = 10^4$ 时,迭代3~5次可得收敛值。另外,由于收敛快,即使迭代1~2次在实用上也足够了。

2.1.3 摄动法动特性解析

旋转中的磁盘介质面一般有数十 μm p-p的基本振型的盘面振摆,与此同时,还有其能级与频率的平方成反比地减少的高次振动成分。因此,为了保持浮动磁头相对于介质面的微小间隙,设计对这些介质面振动随动性好的浮动磁头机构很重要。关于考虑了压缩性的浮动磁头的随动性的解析法,首先由Tang提出了把浮动块的运动和压缩性雷诺方程式联立进行数值积分的方法。⁽⁸⁾另外,小野根据摄动法确立了在频率范围解析在稳定浮起状态的浮动块的运动的方法。但是,当设计在超微领域浮起的浮动磁头浮动块时,这些解析方法是不能照原样应用的。

因此,在这里根据考虑了MMFP的雷诺方程式提出用摄动法来解在超微领域浮起的浮动磁头动特性的方法。

在磁盘面上浮起的浮动磁头浮动块的力学模型如图3所示。现若设浮动块的重心 x_G 从静平衡位置的位移为 z ,俯仰角位移为 θ ,则浮动块的运动方程式可用下式表示:

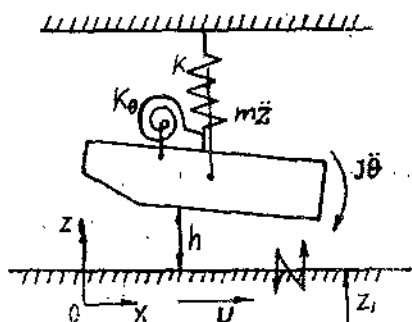


图3 浮动块的力学模型

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -kz + \iint \Delta p dx dy \quad (28)$$

$$J \frac{d^2 \theta}{dt^2} = -k_\theta \theta + \iint \Delta p (x_G - x) dx dy \quad (29)$$

式中 m : 浮动块的等效质量
 J : 浮动块的等效惯性矩
 k : 负载弹簧的弹簧常数
 k_θ : 平衡弹簧的弹簧常数

Δp 是由于浮动块对盘面作相对运动产生的压力变动成分。另外,若设盘面位移 z_1 为平行振型的简谐振动,则浮动块浮起量的变动 Δh 可用下式表示:

$$\Delta h = z - z_1 + \theta \cdot (x_G - x) \quad (30)$$

$$z_1 = a \sin \omega t \quad (31)$$

可以通过(28)式~(31)式和关于压力的雷诺方程式(6)联立求解,求出浮动磁头浮动块对干盘面振动的随动特性。即,在(6)式中,把压力 P 和间隙 H 分离为静的成分 P_0 、 H_0 和动的成分 $\psi = \Delta p/p_a$ 、 $\eta = \Delta h/h_0$,给出下式:

$$P = P_0 + \psi, \quad H = H_0 + \eta \quad (32)$$

若对微小量 ψ 、 η 省略 2 次以上的项, 则得如下偏微分方程式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial X} \left\{ P_0 H_0^3 \left(1 + \frac{6aM}{P_0 H_0} \right) \frac{\partial P_0}{\partial X} \right\} + \frac{\partial}{\partial Y} \left\{ P_0 H_0^3 \left(1 + \frac{6aM}{P_0 H_0} \right) \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right\} \\ = \Lambda \frac{\partial P_0 H_0}{\partial X} \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial X} \left(P_0 H_0^3 \frac{\partial \psi}{\partial X} + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} \psi + 6a M H_0^2 \frac{\partial \psi}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left(P_0 H_0^3 \frac{\partial \psi}{\partial Y} \right. \\ \left. + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \psi + 6a M H_0^2 \frac{\partial \psi}{\partial Y} \right) - \Lambda \frac{\partial (\psi H_0)}{\partial X} - \sigma \frac{\partial (\psi H_0)}{\partial \tau} \\ + \frac{\partial}{\partial X} \left(3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} + 12a M H_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} - \Lambda P_0 \right) \cdot \eta \\ + \frac{\partial}{\partial Y} \left(3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Y} + 12a M H_0 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right) \cdot \eta - \sigma \frac{\partial (P_0 \eta)}{\partial \tau} = 0 \end{aligned} \quad (34)$$

为了易于解析, 把 (28) 式 ~ (30) 式写成无量纲的形式。设

$$\begin{aligned} \xi = z/h_0, \quad \phi = 10/h_0 \\ \alpha = a/h_0, \quad \Omega = \omega/\omega_0 \end{aligned}$$

再作拉普拉斯变换成为下式:

$$\left(\frac{mh_0 \omega_0^2}{p_a l^2} s^2 + \frac{kh_0}{p_a l^2} \right) \bar{\xi} = \iint \bar{\psi} dX dY \quad (35)$$

$$\left(\frac{lh_0 \omega_0^2}{p_a l^4} s^2 + \frac{k_0 h_0}{p_a l^4} \right) \bar{\phi} = \iint \bar{\psi} (X_G - X) dX dY \quad (36)$$

$$\bar{\eta} = \bar{\xi} + \bar{\phi} (X_G - X) - \alpha \frac{\Omega}{\Omega^2 + s^2} \quad (37)$$

在此, 若将 (34) 式作拉普拉斯变换后代入 (37) 式, 则因为变动压力的拉普拉斯变换形 $\bar{\psi}$ 可用 $\bar{\xi}$ 、 $\bar{\phi}$ 、 $\bar{\xi}_1$ 的线性和表示, 故可得如下结果:

$$\bar{\psi} = G_1 \bar{\xi} + G_2 \bar{\phi} - G_1 \cdot \alpha \frac{\Omega}{\Omega^2 + s^2} \quad (38)$$

式中, 关于 G_1 、 G_2 的偏微分方程式可用下式表示:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial X} \left(P_0 H_0^3 \frac{\partial G_1}{\partial X} + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial X} G_1 + 6a M H_0^2 \frac{\partial G_1}{\partial X} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial Y} \left(P_0 H_0^3 \frac{\partial G_1}{\partial Y} + H_0^3 \frac{\partial P_0}{\partial Y} G_1 + 6a M H_0^2 \frac{\partial G_1}{\partial Y} \right) \\ - \Lambda \frac{\partial (G_1 H_0)}{\partial X} - \sigma H_0 G_1 \\ + \frac{\partial}{\partial X} \left(3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial X} + 12a M H_0 \frac{\partial P_0}{\partial X} - \Lambda P_0 \right) F_1 \\ + \frac{\partial}{\partial Y} \left(3P_0 H_0^2 \frac{\partial P_0}{\partial Y} + 12a M H_0 \frac{\partial P_0}{\partial Y} \right) \cdot F_1 - \sigma P_0 F_1 = 0 \end{aligned} \quad (39)$$

式中

$$F_1 = 1$$

$$F_2 = X_G - X$$

从而,把(38)式代入(35)、(36)式,就可以显解出 ζ 、 ϕ ,并可由(37)式求出间隙变动 η 。另外,设 $s = i\Omega$ 作拉普拉斯逆变换,就能得到对应于盘面正弦振动的频率响应特性。

关于压力的偏微分方程式的数值解法有很多种方法。在此,当浮动块形状为方形时,采用计算时间快的差分法的Booy-Coleman法。⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾边界条件为

$$\begin{aligned} \text{在 } X=Y=0, \quad X=1 \quad P_0=1, G_1=0 \\ \text{在 } Y=\frac{1}{2} \quad \frac{\partial P_0}{\partial Y}=0, \quad \frac{\partial G_1}{\partial Y}=0 \end{aligned} \quad (41)$$

在此基础上解(33)式和(39)式。虽然(39)式对于 G_1 是线性的,但由于(33)式对于 P_0 是非线性的,所以应用了牛顿·拉普松逐次近似法。

2.1.4 近似解法⁽¹¹⁾

通常,为了明确浮动磁头浮动块的浮动特性,必须求解(5)式。在宽度小的低面压浮动块的情况下,可以应用非压缩性及无限小宽度的假设。即在(5)式中忽略空气的压缩性,并省略第1项时,得到如下考虑了MMFP的非压缩性、无限小宽度的近似雷诺方程式:

$$\frac{\partial}{\partial Y} \left(H^2 \frac{\partial P}{\partial Y} + 6a MH^2 \frac{\partial P}{\partial Y} \right) = \Lambda_b \frac{\partial H}{\partial X} + \sigma_b \frac{\partial H}{\partial \tau} \quad (42)$$

$$\text{式中} \quad \Lambda_b = \frac{6\mu Ub^2}{p_a h_0^2 l}, \quad \sigma_b = \frac{12\mu \omega_0 b^2}{p_a h_0^2}$$

在(42)式中,若设间隙形状只是 X 的函数,就可以很容易地求解出静压力 P_0 、刚性压力 G_1 、 G_2 ,用以下各式表示:

$$P_0 = 1 - \frac{\Lambda_b}{2} \cdot \frac{1}{H_0^2 (H_0 + 6aM)} \cdot \frac{\partial H_0}{\partial X} \cdot Y \cdot (1-Y) \quad (43)$$

$$\begin{aligned} G_1 = \left\{ \frac{\Lambda_b}{2} \cdot \frac{3(H_0 + 4aM)}{H_0^3 (H_0 + 6aM)^2} \cdot \frac{\partial H_0}{\partial X} \right. \\ \left. - i \cdot \frac{\Omega \sigma_b}{2} \cdot \frac{1}{H_0^2 (H_0 + 6aM)} \right\} \cdot Y \cdot (1-Y) \end{aligned} \quad (44)$$

$$\begin{aligned} G_2 = \left[\frac{\Lambda_b}{2} \left\{ \frac{3(H_0 + 4aM)}{H_0^3 (H_0 + 6aM)^2} \cdot \frac{\partial H_0}{\partial X} (X_G - X) + \frac{1}{H_0^2 (H_0 + 6aM)} \right\} \right. \\ \left. - i \cdot \frac{\Omega \sigma_b}{2} \cdot \frac{1}{H_0^2 (H_0 + 6aM)} \cdot (X_G - X) \right] \cdot Y \cdot (1-Y) \end{aligned} \quad (45)$$

因此,若在浮动块浮起面内对(43)~(45)式积分,就可得到浮动块的浮起力 W 、压力中心 $\bar{X}$ 和空气膜的刚度 K_{ij} 、衰减系数 r_{ij} 的解析解。例如,若设浮动块浮起面的形状为倾斜平面,间隙形状表示成 $H_0 = \beta - \alpha \cdot X$,则 W 、 $\bar{X}$ 、 K_{11} 、 r_{11} 可用下式表示:

$$W = \iint (P_0 - 1) dXdY$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{\Lambda_b}{12} \cdot \frac{1}{6aM} \left[\frac{1}{H_0} - \frac{1}{6aM} \log \left(1 + \frac{6aM}{H_0} \right) \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M \neq 0) \\
 &= \frac{\Lambda_b}{12} \cdot \left[\frac{1}{2H_0^2} \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M = 0)
 \end{aligned} \tag{46}$$

$$\begin{aligned}
 \bar{X} &= \frac{\iint (P_0 - 1) X dXdY}{\iint (P_0 - 1) dXdY} \\
 &= \frac{1}{W} \frac{\Lambda_b}{12} \frac{1}{6aM\alpha} \left[\frac{\beta}{H_0} - \left(1 + \frac{\beta}{6aM} \right) \log \left(1 + \frac{6aM}{H_0} \right) \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M \neq 0) \\
 &= \frac{1}{W} \frac{\Lambda_b}{12} \left[\frac{X}{2H_0^2} - \frac{1}{2\alpha H_0} \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M = 0)
 \end{aligned} \tag{47}$$

$$\begin{aligned}
 K_{11} &= R_c \left\{ \iint -G_1 dXdY \right\} \\
 &= \frac{\Lambda_b}{12} \left[\frac{1}{H_0^2 (H_0 + 6aM)} \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M \neq 0) \\
 &= \frac{\Lambda_b}{12} \left[\frac{1}{H_0^3} \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M = 0)
 \end{aligned} \tag{48}$$

$$\Omega_{r11} = I_m \left\{ \iint -G_1 dXdY \right\}$$

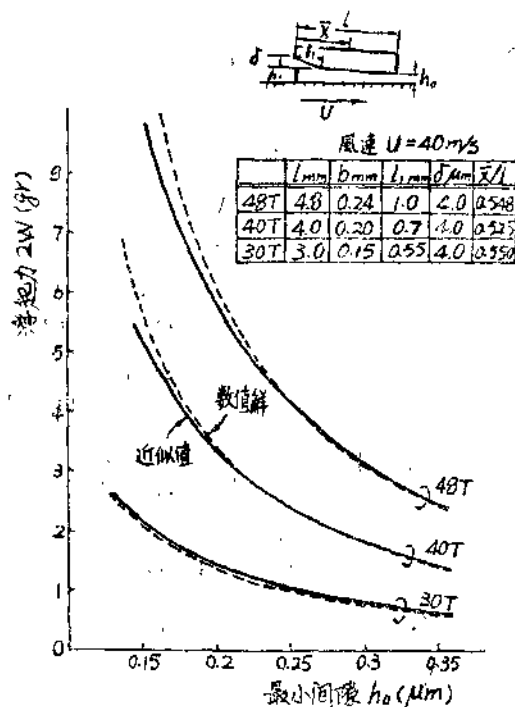
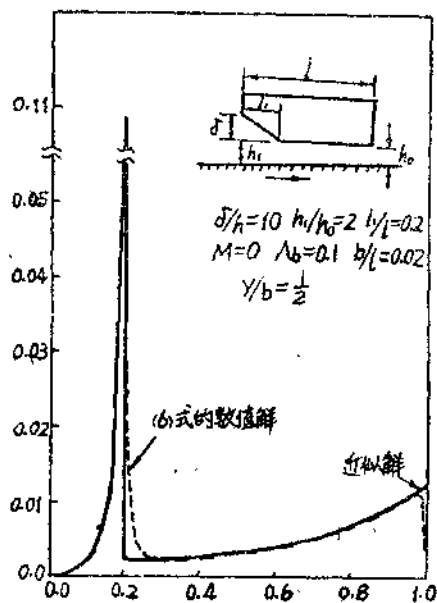


图4 近似解与数值解的比较 (静压力分布) 图5 近似解与数值解的比较 (最小间隙与浮起力的关系)

$$= \frac{\Omega \sigma_b}{12} \cdot \frac{1}{6aM\alpha} \left[\frac{1}{H_0} - \frac{1}{6aM} \log \left(1 + \frac{6aM}{H_0} \right) \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M \neq 0)$$

$$= \frac{\Omega \sigma_b}{12} \cdot \left[\frac{1}{2\alpha H_0^{\frac{3}{2}}} \right]_{x=0}^{x=1} \quad (M = 0)$$

(49)

图4是把该近似解与由(6)式得到的数值解就静压力分布进行比较的图。图5是就所设计的浮起量为 $h_0 = 0.2 \mu\text{m}$ 的楔平面浮动块的浮起量与浮起力的关系进行比较的图。在本近似解中, 由于在 X 方向不具有边界条件, 故在 $X=0$ 、 $X=1$ 处, P_0 不为1。另外, 在 $\partial H_0/\partial X$ 不连续的点, 压力分布也不连续。可是, 如由图5所知, 其积分结果与数值解是一致的, 故本近似解可以足够适用于实际应用的浮动块。

2.2 分子平均自由行程 (MMFP) 的影响

2.2.1 静特性⁽⁶⁾

(1) 计算结果

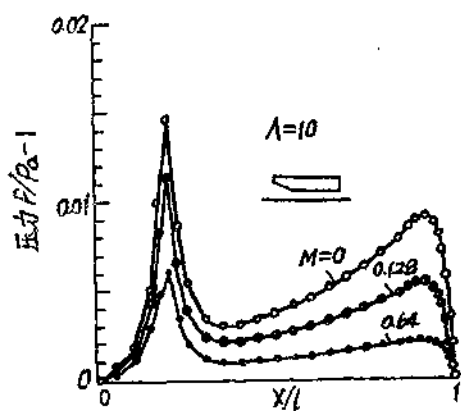
把(25)式应用于各种形状的浮动块, 在较宽的 Λ 值范围求出 MMFP 给予压力分布、负载容量的影响。

图6是就楔平面浮动块所举的有代表性的例子, 图(a)为压缩性效果小的情况 ($\Lambda = 10$), 图(b)为压缩性效果大的情况 ($\Lambda = 10^8$)。图中以 Knudsen 数 M 为参量, 表示了沿浮动块中心线的压力分布。分割数无论哪种情况都是把浮动块的长度分割为29部分, 把浮动块宽度的一半分割为10部分。在压力急剧变化的楔部后端和流出端附近, 如果分割不细, 压力分布将收敛成不现实的锯齿波形。但如果这些部分分割很细, 就如图6所示收敛成平滑的压力分布。

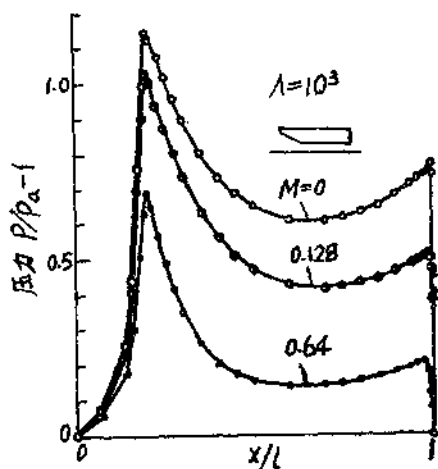
图7、图8所示为 MMFP 给予楔平面浮动块和圆柱面浮动块负载容量的影响, 图中以 Λ 值为参量。对于楔平面浮动块来说, 在 $\Lambda < 10^3$ 的低 Λ 值范围, 负载容量的减小率 $(1 - w/w_{\Lambda=0})$ 几乎不随 Λ 值的变化而变化。而对圆柱面浮动块来说, Λ 值越小, 负载容量的减小率越大, 随着 Λ 值的增加而单调地变小。

一般来说, Knudsen 数 M 越大, MMFP 的影响越大, 而 Compressibility 数 Λ 越大, MMFP 的影响越小。但是, 滑动轴承静特性受到的影响不能只用 M 值、 Λ 值的大小关系来说明。浮动块的静特性还可用盘面的移动速度与浮起间隙的关系、负载容量与浮起间隙的关系来代表。当速度降低或者推压力 (= 负载容量) 增大时, 浮起间隙变小, Λ 值就变大, 而 M 值也随之变大。这是因为由 V 值增加引起的 MMFP 影响减小的效果与由 M 值增加引起的 MMFP 影响增加的效果处于互相抵消的方向上。

图9、图10是当空气中 MMFP $\lambda_a = 0.064 \mu\text{m}$ 时, 求 MMFP 对静特性的影响的图。图9是使速度 U 降低来减小浮起间隙 h_0 时的特性。根据 U 曲线, 随着 h_0 变小, Λ 值、 M 值增大。此时, 由于 M 值增加的效果比 Λ 值增加的效果还大, 所以随着 h_0 变小, 由 MMFP 引起的 h_0 的减小比率增大。图10是增大推压力 w 来减小浮起间隙 h_0 时的特性。增大推压力时, h_0 沿 $2w$ 的曲线变小, 而 Λ 值、 M 值都随着它增大。此时, 由于 Λ 值增加使 MMFP 的影响减小的效果和由于 M 值增加使 MMFP 的影响增大的效果处于互相抵消的方向, 即使浮起间隙变化, 负载容量的减小率也没有它那么大的变化。



(a) $\Lambda=10$



(b) $\Lambda=10^3$
($b/l=0.1$, $l/l=0.2$, $c/h_0=1$, $\delta/h_0=10$)

图6 楔平面浮动沿中心线的压力分布

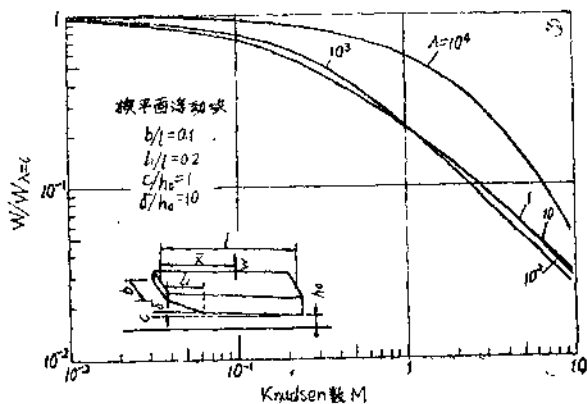


图7 由MMFP引起的负载容量的减小率

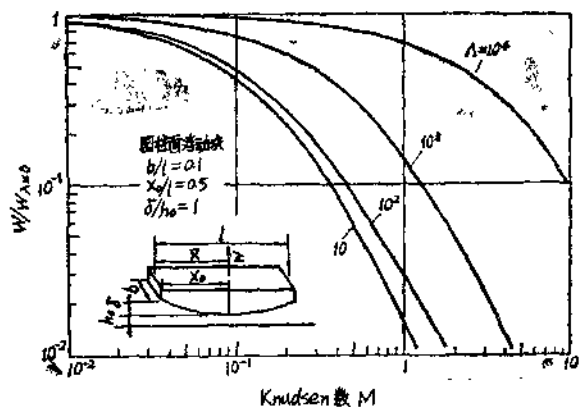


图8 由MMFP引起的负载容量

图中用点划线表示考虑了玻璃表面固有修正系数 $a=1.24$ 时的特性。可看出,当MMFP变大时,也有同样的效果。

浮动磁头设计中必须注意的是MMFP的影响使浮动特性恶化。由图9可知,浮动块开始浮起时的速度在 $\lambda_a=0$ 时约 2m/s , 在 $\lambda_a=0.064\mu\text{m}$ 时约 3m/s 。在CSS方式中,启动、停止时的接触移动距离变长,在更高速范围将受到磨损。

(2) 实验结果

为了用实验验证MMFP的影响,必须有在超微领域的高精度间隙测定技术。因为超微领域的浮起间隙与可见光的波长是同一数量级,所以用白色光干涉时,可得到第1次~第2次的干涉色。以前使用的方法是用玻璃圆盘作为移动面,把玻璃圆盘和浮动块浮起面之间的干涉色与由间隙校正的标准色进行比较。这种方法因颜色的比较不明显,最大限度只能得到 $0.05\mu\text{m}$ 左右的分辨率。我们在此采用改良了的白色光干涉法来测定浮起间隙。此法利用了从第1次红色到兰色附近和从第2次红色到兰色附近眼睛的分辨率高,且对于变化的颜色容易进行颜色比较的特点。其顺序是:首先把浮动块的一端接触玻璃圆盘,另一端处于浮起状

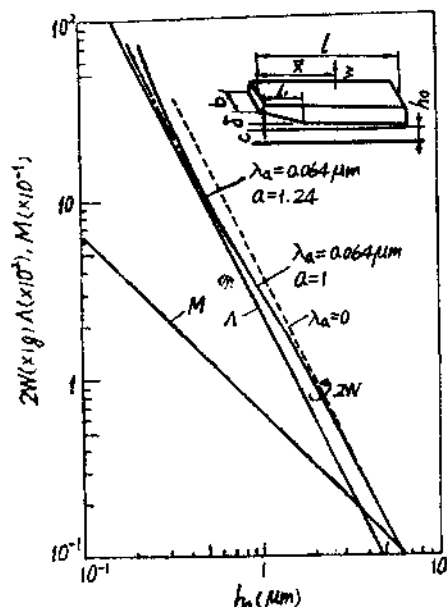
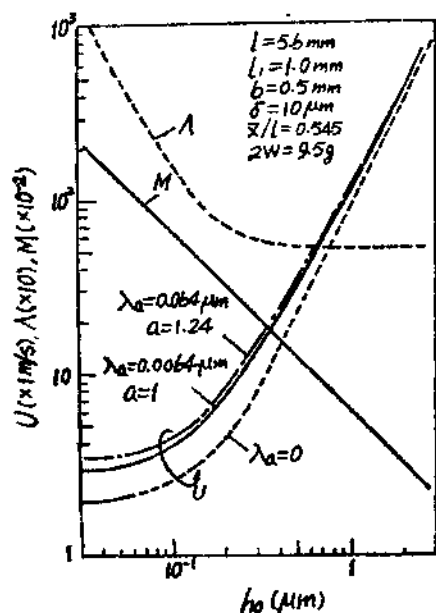


图9 MMFP 对速度和浮起间隙之关系的影响

图 10 MMFP 对推压力和浮起间隙之关系的影响

态, 拍摄由白色光源产生的干涉色和由 N_A 灯 D 射线产生的干涉条纹。以 N_A 灯的 D 射线为标准, 与白色光干涉色相对应, 制成如图 11 所示的标准色标度。改变浮动块的倾角, 制成数种这样的标准色标。接着拍摄浮起状态的干涉色, 选出与此干涉色的颜色分布最接近的标准色标, 对照流出端附近的颜色重叠起来。图 11 所示为一个例子, 用这种方法可得到 $0.01\mu\text{m} \sim 0.015\mu\text{m}$ 左右的测量精度。

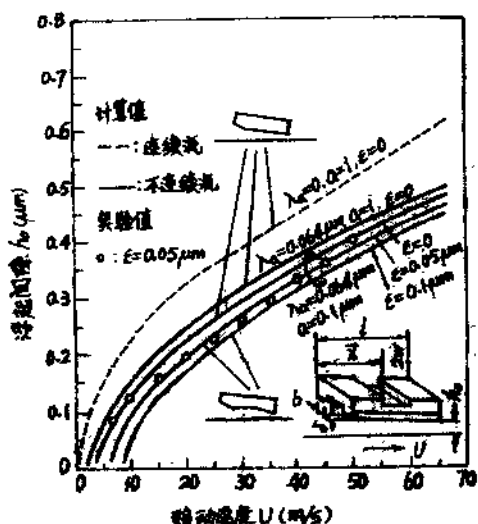
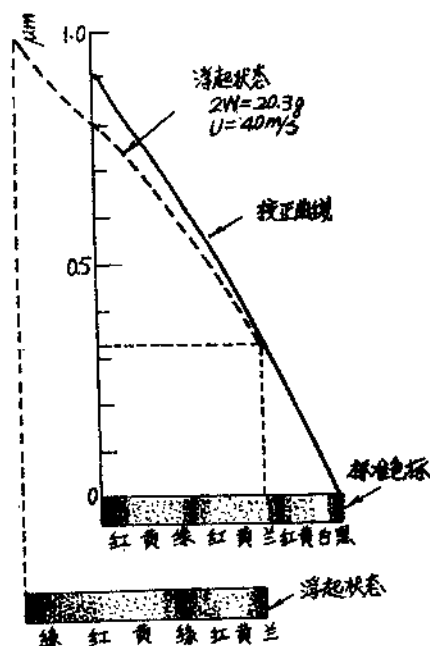


图 12 MMFP 对运动速度与浮起间隔之关系的影响

$$(l = 5.6\text{mm}, l = 1.0\text{mm}, b = 0.5\text{mm}, w = 0.5\text{mm}, \delta = 10\mu\text{m}, x/l = 0.545, 2m = 20.3\text{g})$$

图 11 浮起间隙的测定方法