

## 黏度為溫度函數之鐵磁性流體對矩形平板擠壓性能之分析

周祖亮

機械工程系

### 摘要

本計劃以有限平板擠壓軸承為分析對象，探討該軸承之黏度僅為溫度函數  $\mu = \mu_0 e^{-\gamma T}$  之狀態下之軸承性能。結果顯示增加  $\beta$ 、 $Mo$  會使無因次油膜壓力  $p^*$ 、負載容量  $W^*$  增加，並進一步增加反應時間  $t^*$ ，提高軸承性能。增加溫度敏感度係數  $\gamma$  或平均膜溫  $T$  之作用會降低油膜壓力  $p^*$ 、負載容量  $W^*$ ，並減少反應時間  $t^*$ ，降低軸承性能。提高  $\beta$ 、 $Mo$  會降低  $x$  方向無因次速度  $u^*$ ，導致系統內儲存較多的潤滑液，並進而提高負載容量  $W^*$ ，提高軸承性能；反之，增加溫度敏感度係數  $\gamma$  或平均膜溫  $T$ ，會增加  $x$  方向無因次速度  $u^*$ ，減少系統內儲存的潤滑液，並進而降低負載容量  $W^*$  及軸承性能

關鍵字：鐵磁性流體、擠壓薄膜、溫度依存(temperature dependent)

### 壹、前言

鐵磁流體動力學理論在 1960 年代開始蓬勃發展，發展過程中雖然是以膠態鐵磁流體(colloidal ferrofluid; magnetic colloid) 為主，但是其他鐵磁流體的型態亦相繼提出。此類流體是由基載液(carrier liquid)、磁粒(magnetic particle)及穩定劑(stabilizer)等三個主要成分所構成，其中穩定劑的加入具有防止磁粒聚集(aggregating)的功能。鐵磁流體黏滯係數的磁效應最早是 McTague [1]所提出，他在實驗研究中發現，鐵磁流體在一漸增的磁場作用下，黏滯係數持續增加，如同飽和磁化強度一樣，流體黏滯係數最終達一飽和量。Shliomis [2-3]隨後以鐵磁流體動力方程式對此效應提出理論解釋。時至今日，鐵磁流體已有相當大的應用價值，除了可應用在醫療及微波元件外，在機械工程上亦有其發展空間，例如油封系統、軸承潤滑系統、冷卻、阻尼

對於粗糙度形狀之探討，根據隨機的觀念，在表面粗糙的軸承中，因局部薄膜厚度之隨機現象造成局部液動壓力為一隨機值，於是 Christensen 和 Tonder [4-5] 針對橫向及縱向兩種不同粗糙度形式，推導出統御平均壓力的隨機雷諾方程式(stochastic Reynolds equation)，並得到粗糙度效應對轉動軸承性能之影響，是隨著粗糙度分佈形式而定的結論，為研究擠壓薄膜之一大進步。

Jhiang 和 Yuan[6]於 1987 年，潤滑液之黏度採用  $\mu = \mu_0 \exp[\alpha P(x, y) - \gamma T]$  之模式，並使用一般化雷諾方程式探討金屬擠製過程之熱液動潤滑現象。結果顯示，將黏度為壓力與溫度函數，分析所得之油膜厚度較為精確。Yang 和 Jeng[7]分析黏度為壓力與溫度函數之潤滑液，在熱效應作用下，對欠對準同心圓柱軸承之性能影響。其研究結果顯示，壓力會增加潤滑液之黏度及溫度，更正確的說法應是，壓力、黏度與溫度三者間會產生

相互影響之連鎖效應。

由於將黏度視為壓力及溫度函數之鐵磁性流體當作潤滑劑，對表面粗糙矩形平板之擠壓性能之研究，尚未被廣泛的討論。此外，軸承表面在加工時，表面粗糙度之型態無法充分掌握，故採用平均值為零之隨機粗糙模式，並不十分符合實際情況。因此，黏度視為壓力及溫度函數，並考慮平均值不為零之隨機粗糙模式，探討鐵磁流體和表面粗糙度對潤滑性能的複合效應，是迫切而且必要的。

## 貳、分析

本文分析之矩形有限平板之擠壓薄膜機構如圖一所示，上平板在定負載作用下，以  $V=dh/dt$  之速度朝下平板之方向擠壓。上、下平板之長度分別為  $a$  和  $b$ ，薄膜厚度為  $h$ 。本文使用之潤滑液為不可壓縮之電導流體，黏度為潤滑液溫度之函數，亦即  $\mu = \mu_0 \exp(-\gamma T)$ ，其中  $T$  為潤滑液之無因次溫度， $\gamma$  為溫度敏感度係數。均勻之磁場  $B_0$  之作用方向為  $z$  軸向。假設油膜厚度很薄，因此流體之慣性力很小而可忽略不計，其感應磁場強度亦遠低於外加磁場強度。潤滑液在此流動模式下之磁液動(MHD)動量方程式及連續方程式可簡化成，

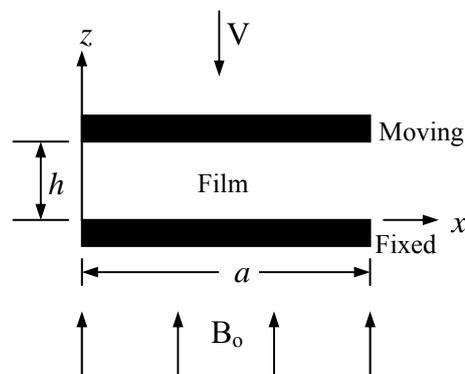
$$\frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \sigma B_0^2 u \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \sigma B_0^2 v \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

其中  $\mu = \mu_0 e^{-\gamma T}$ ， $\mu_0$  為潤滑液在常溫時之黏度， $T$  為潤滑液之無因次平均膜溫， $T = (\theta - \theta_0) / \theta_0$ ， $\theta$  為潤滑液之溫度， $\theta_0$  為參考溫度。



圖一、平行有限矩形板之擠壓薄膜物理機構示意圖

上、下平板表面之邊界條件為速度分量，並表示成

$$u(x, y, 0) = 0, \quad v(x, y, 0) = 0, \quad w(x, y, 0) = 0 \quad (5)$$

$$u(x, y, h) = 0, \quad v(x, y, h) = 0, \quad w(x, y, h) = dh/dt \quad (6)$$

將(1)、(2)式積分之，並代入邊界條件(5)、(6)式，可得速度分量  $u$  及  $v$  為

$$u = \frac{h_0^2}{\mu_0 M_0^2} \frac{\partial p}{\partial x} \left[ \cosh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} z}{h_0}\right) - 1 - \frac{\cosh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{h_0}\right) - 1}{\sinh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{h_0}\right)} \sinh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} z}{h_0}\right) \right] \quad (7)$$

$$v = \frac{h_0^2}{\mu_0 M_0^2} \frac{\partial p}{\partial y} \left[ \cosh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} z}{h_0}\right) - 1 - \frac{\cosh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{h_0}\right) - 1}{\sinh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{h_0}\right)} \cdot \sinh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} z}{h_0}\right) \right] \quad (8)$$

其中  $M_0$  為參考溫度之 Hartmann (赫特曼數) 數，其定義為

$$M_0 = B_0 h_0 \left( \frac{\sigma}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

將速度分量  $u$  及  $v$  代入連續方程式(4)並對  $z$  積分一次之後將  $w(x, y, z)$  之邊界條件代入，可得掌控薄膜壓力之修正雷諾方程式為

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{h_0^3}{\mu_0 M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}}} \frac{\partial p}{\partial x} \left[ \frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{h_0} - 2 \tanh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{2h_0}\right) \right] \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{h_0^3}{\mu_0 M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}}} \frac{\partial p}{\partial y} \left[ \frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{h_0} - 2 \tanh\left(\frac{M_0 \sqrt{e^{\gamma T}} h}{2h_0}\right) \right] \right\} = \frac{dh}{dt} \end{aligned} \quad (10)$$

引用以下無因次化參數

$$\bar{p} = \frac{-p h_0^3}{\mu_0 a^2} \frac{dh}{dt}, \quad \bar{h} = \frac{h}{h_0}, \quad \beta = \frac{b}{a}, \quad \bar{x} = \frac{x}{a}, \quad \bar{y} = \frac{y}{a} \quad (11)$$

可將(10)無因次化，得

$$\frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{y}^2} = - \frac{M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}}}{M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} - 2 \tanh\left(\frac{M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}}}{2}\right)} \quad (12)$$

上式之邊界條件為

$$\bar{p} = 0 \quad \text{at} \quad \bar{x} = 0 \quad (13)$$

$$\bar{p} = 0 \quad \text{at} \quad \bar{x} = 1 \quad (14)$$

$$\bar{p} = 0 \quad \text{at} \quad \bar{y} = 0 \quad (15)$$

$$\bar{p} = 0 \quad \text{at} \quad \bar{y} = \beta \quad (16)$$

為求解無因次雷諾方程式(12)並滿足上述邊界條件，假設擠壓薄膜之壓力分佈表示成由以下正交函數所構成之無窮級數。

$$\bar{p}(\bar{x}, \bar{y}) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \sin(m\pi\bar{x}) \sin\left(\frac{n\pi}{\beta} \bar{y}\right) \quad (17)$$

上式代入無因次雷諾方程式，經整理後得

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{p}}{\partial \bar{y}^2} = & - \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} m^2 \pi^3 \sin(m\pi\bar{x}) \sin\left(\frac{n\pi}{\beta} \bar{y}\right) \\ & - \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \sin(m\pi\bar{x}) \frac{n^2 \pi^2}{\beta^2} \sin\left(\frac{n\pi}{\beta} \bar{y}\right) \end{aligned} \quad (18)$$

比較(12)及(18)可得，

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \frac{(\beta^2 m^2 + n^2) \pi^2}{\beta^2} \sin(m\pi\bar{x}) \sin\left(\frac{n\pi}{\beta} \bar{y}\right) = \frac{M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}}}{M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} - 2 \tanh\left(\frac{M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}}}{2}\right)} \quad (19)$$

等式兩邊同乘以  $\sin(m\pi\bar{x}) \sin\left(\frac{n\pi}{\beta} \bar{y}\right)$  並對  $\bar{x}$  由 0 積分至 1，對  $\bar{y}$  由 0 積分至  $\beta$ ，並利用正交函數之特性，可得

$$A_{mn} = \begin{cases} \frac{16\beta^2}{mn\pi^4 (\beta^2 m^2 + n^2)} \cdot \frac{M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}}}{M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} - 2 \tanh\left(\frac{M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}}}{2}\right)}, & m, n \text{ odd} \\ 0, & m, n \text{ even} \end{cases} \quad (20)$$

將(20)式代入(17)式，可求得擠壓薄膜之壓力分佈。

磁液動擠壓薄膜之負載容量之定義為

$$W = \int_{x=0}^{x=a} \int_{y=0}^{y=b} p dy dx \quad (22)$$

利用無因次參數  $\bar{W} = -Wh_0^3 / \mu a^3 b (dh/ht)$ ，將上式無因次之，並代入(17)式，可得

$$\bar{W} = \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{64\beta^3}{m^2 n^2 \pi^6 (\beta^2 m^2 + n^2)} \cdot \frac{M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}}}{M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} - 2 \tanh(M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} / 2)} \quad (23)$$

在等負載作用下，引用以下之無因次反應時間，

$$\bar{t} = \frac{Wh_0^2}{\mu_0 a^3 b} t \quad (24)$$

經由(23)、(24)式，吾人可求得時間-高度(time-height)之關係式為，

$$\frac{d\bar{h}}{d\bar{t}} = - \frac{\pi^6 \left[ M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} - 2 \tanh(M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} / 2) \right]}{64\beta^2 M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}} \times \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{m^2 n^2 (\beta^2 m^2 + n^2)}} \quad (25)$$

時間-高度(time-height)關係式為非線性常微分方程式，可利用四階朗基-庫達方法及以下初始條件求得解答。

$$\bar{h} = 1 \quad \text{at} \quad \bar{t} = 0 \quad (26)$$

若將上式改寫，以積分型式表示當  $\bar{h}$  達到  $h^*$  時所需之反應時間  $t^*$  為：

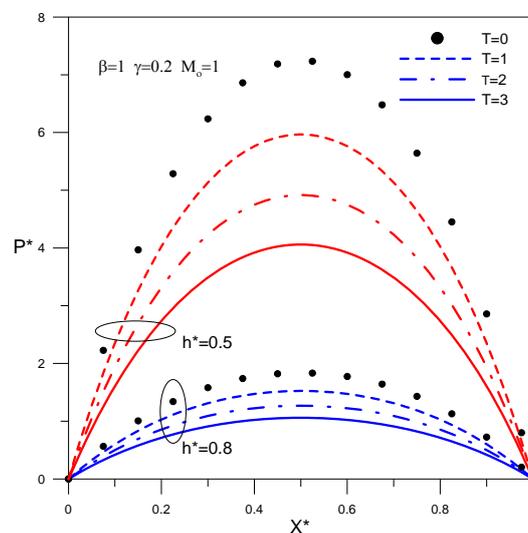
$$t^* = - \int_1^{h^*} \left[ \frac{1}{\frac{\pi^6 \left[ M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} - 2 \tanh(M_0 \bar{h} \sqrt{e^{\gamma T}} / 2) \right]}{64\beta^2 M_0^3 \sqrt{e^{\gamma T}} \times \sum_{m=1,3,5,\dots}^{\infty} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{1}{m^2 n^2 (\beta^2 m^2 + n^2)}}} \right] d\bar{h} \quad (27)$$

### 參、結果與討論

本文探討有限平板擠壓軸承採用具溫度敏感性鐵磁性流體為潤滑液，在外加磁場作

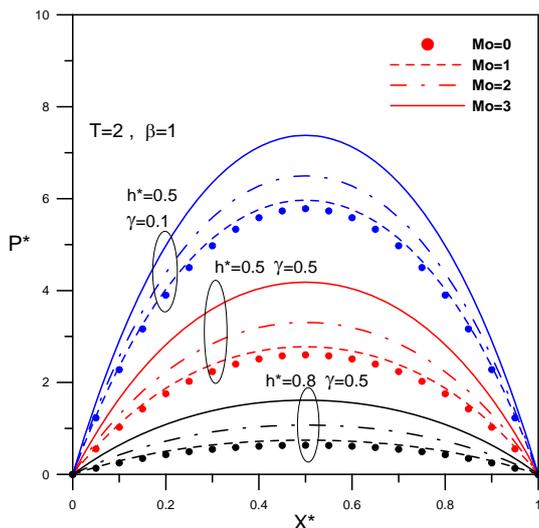
用下之擠壓薄膜特性。潤滑液之黏度採用  $\mu = \mu_0 \exp(-\gamma T)$  之模式，其中  $T = (\theta - \theta_0) / \theta_0$  為無因次溫度參數。

平板軸承在擠壓過程中，無因次油膜壓力  $P^*$  受到油膜厚度  $h^*$  及平均膜溫  $T$  影響之情形，如圖二所示。此圖顯示，擠壓油膜厚度  $h^*$  越小，無因次油膜壓力  $P^*$  越高。當  $h^* = 0.5$ ，亦即油膜厚度達啟始厚度之一半時，其軸承壓力  $P^*$  幾乎較  $h^* = 0.8$  時之四倍。壓力分佈圖中，圓點線條代表  $T=0$  平均膜溫為參考溫度(室溫)，在同組曲線中其壓力為最高，因為此時之潤滑液黏度最高。相同油膜厚度之情況下，當平均膜溫增加時，因潤滑液之黏度變小，導致油膜壓力  $P^*$  降低。此圖亦顯示，油膜厚度越小，平均膜溫  $T$  對油膜壓力之影響程度較為顯著。因此，長時間操作之軸承，會因平均膜溫增加，導致軸承油膜壓力降低，為使軸承正常運作，應將控制軸承溫度在一定之範圍內。



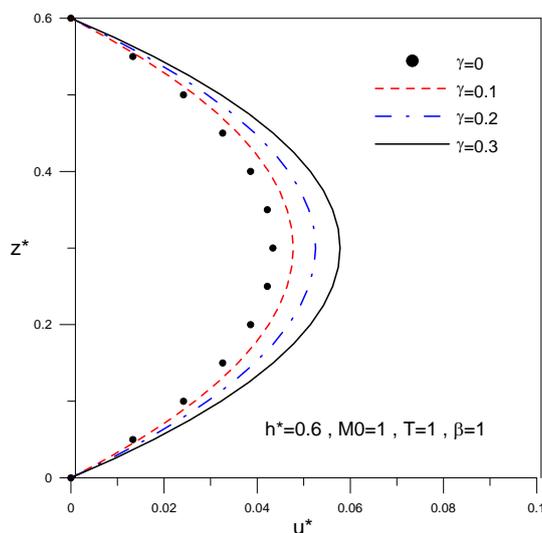
圖二、無因次油膜壓力  $P^*$  與油膜厚度  $h^*$  及油膜溫度  $T$  之關係( $y^*=0.5$  之位置)

軸承在擠壓過程中，無因次油膜壓力  $P^*$  受到油膜厚度  $h^*$  和參數  $\gamma$  及  $M_0$  影響之情形，如圖三所示。此圖顯示，外加磁場越強，赫特曼數  $M_0$  越大，將進一步提高油膜壓力  $P^*$ 。圓點線條代表  $M_0=0$  之無外加磁場，或是潤滑液不採用鐵磁性流體之情況，其油膜壓力  $P^*$  最低； $M_0$  增加，油膜壓力  $P^*$  亦隨之增加，效果十分顯著。因此，為提高操作時之油膜壓力  $P^*$ ，採用鐵磁性流體為潤滑液是個不錯的選擇。此外，由圖中三組壓力分佈曲線可看出油膜厚度與溫度敏感度係數  $\gamma$  之關係。此圖顯示，油膜壓力隨  $\gamma$  值之增加而減少。此原因是由於  $\gamma$  於本文潤滑液之黏度，採用  $\mu = \mu_0 \exp(-\gamma T)$  之模式。在相同之平均膜溫  $T$  之情況下，增加  $\gamma$  值，將使潤滑液之黏度呈指數函數之方式降低，因此造成油膜壓力快速降低。為避免發生此種油膜壓力降低之現象，可藉助潤滑液循環系統避免油膜溫度升高，或是將適當之添加劑加入潤滑液，增加潤滑液對溫度之敏感度，降低溫度敏感度係數  $\gamma$  之值。此圖亦顯示，擠壓油膜厚度  $h^*$  越小，會因擠出軸承潤滑油之阻力增大而使無因次油膜壓力  $P^*$  增加之現象，此點與圖二之結果完全吻合。



圖三、無因次油膜壓力  $P^*$  與油膜厚度  $h^*$ 、 $\gamma$  及  $M_0$  之關係( $y^*=0.5$  之位置)

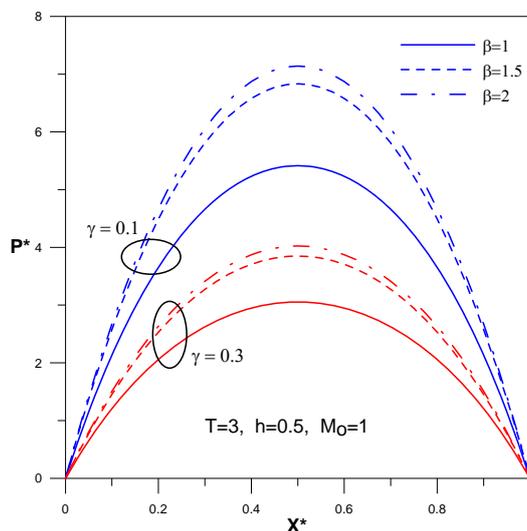
眾所周知，磁場會降低油膜朝  $x$  方向流動之無因次速度  $u^*$ ，導致系統內會儲存較多的潤滑液，並進而提高油膜壓力  $P^*$  及負載容量  $W^*$  (Lin 2001)。本文將潤滑液黏度採用  $\mu = \mu_0 \exp(-\gamma T)$  之模式，因此，潤滑液黏度會受到  $\gamma$  之影響。在相同平均膜溫之情況下，黏度會隨  $\gamma$  之增加而降低，導致油膜之流動速度  $u^*$  增加，使系統內潤滑液量減少，油膜壓力及負載容量亦隨之減少。圖四中，圓點線代表潤滑液黏度為常數之模式，其速度  $u^*$  最低，增加  $\gamma$  值，速度  $u^*$  亦隨之增加。因此，油膜壓力  $P^*$  及負載容量  $W^*$  隨  $\gamma$  之增加而降低。



圖四、不同溫度敏感度係數  $\gamma$  與  $x$  方向無因次速度  $u^*$  之關係

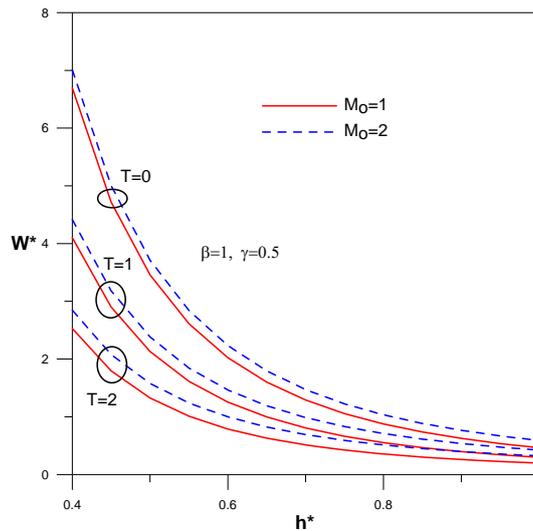
無因次油膜壓力  $P^*$  受到長寬比  $\beta$  和溫度敏感度係數  $\gamma$  影響之情形，如圖五所示。矩形平板軸承之  $\beta=1$ ，其油膜壓力以實線表示。此圖顯示，油膜壓力  $P^*$  會隨長寬比  $\beta$  之增

加而增高。此乃因  $\beta$  越大，潤滑油經由  $y$  方向流出之流動阻力將增加，系統內會儲存較多的潤滑液，並進而提高油膜壓力  $P^*$ ；但是， $\beta$  大於 2 之後，油膜壓力隨  $\beta$  值同步增加之效果逐漸降低。此圖亦顯示，在長寬比  $\beta$  相同之情況下，油膜壓力會隨  $\gamma$  之減少而增高。因為增加  $\gamma$  值，會導致潤滑液之黏度大幅降低，以致油膜壓力隨  $\gamma$  值之增加而呈現減少之現象。



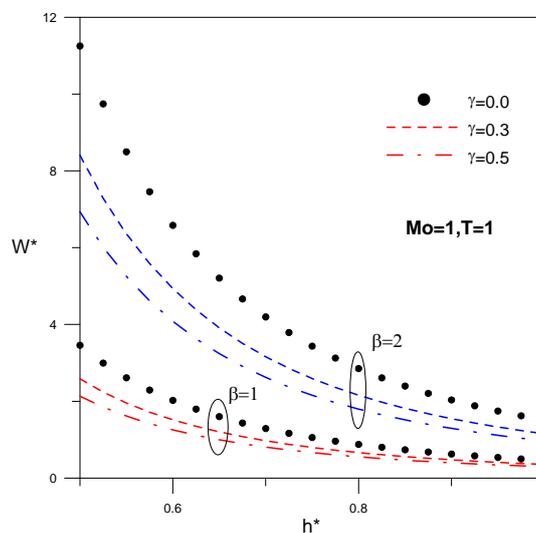
圖五、無因次薄膜壓力  $P^*$  與  $\gamma$  及  $\beta$  之關係 ( $x^*=0.5$  之位置)

無因次負載容量  $W^*$  與油膜厚度  $h^*$  之關係受參數  $Mo$  及  $T$  影響之情形、如圖六所示。本圖以  $h^*$  為橫座標，探討在擠壓過程中，不同薄膜厚度之負載容量的變化。軸承擠壓運動之初始條件為  $h^*(0)=1$ ，油膜厚度  $h^*$  隨反應時間  $t^*$  之增加而減少。 $h^*$  越小表示油膜厚度越薄，此情況將使油膜壓力  $P^*$  迅速增高（參考圖 2、3），因此，利用 (22) 式定義之負載容量  $W^*$  會呈現快速增高之現象。此外， $T$  越大負載容量  $W^*$  越小，此乃因油膜溫度  $T$  增高導致黏度降低所致。至於  $Mo$  之影響，會因  $x$  方向速度之  $u$  隨  $Mo$  之增高而降低，使得系統內儲存較多的潤滑液，因而增高油膜壓力  $P^*$  並進一步提高軸承負載容量  $W^*$ 。



圖六、無因次負載容量  $W^*$  與油膜厚度  $h^*$  之關係受參數  $M_0$  及  $T$  影響之情形

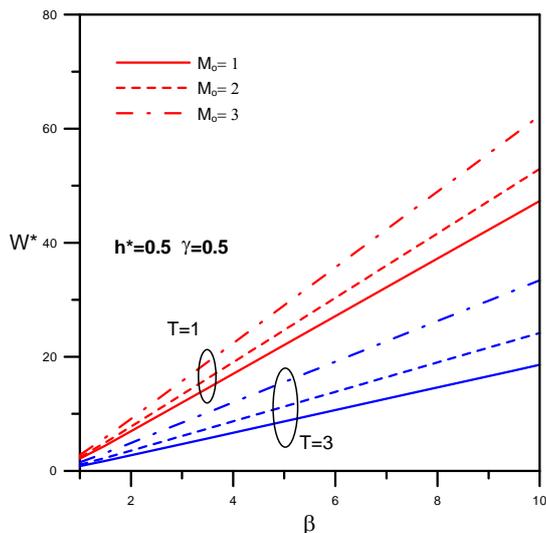
無因次負載容量  $W^*$  與油膜厚度  $h^*$  之關係受參數  $\beta$  及  $\gamma$  影響之情形，如圖七所示。油膜厚度越小，油膜壓力增高並進一步導致負載容量快速增加。在  $\beta=1$  之組的曲線中， $T$  越大其負載容量越大。圖中顯示，圓點線代表溫度敏感度係數  $\gamma=0$  之情況，其負載容量均為同組曲線中之最大值。



圖七、無因次負載容量  $W^*$  與油膜厚度  $h^*$  之關係受參數  $\beta$  及  $M_0$  影響之情形

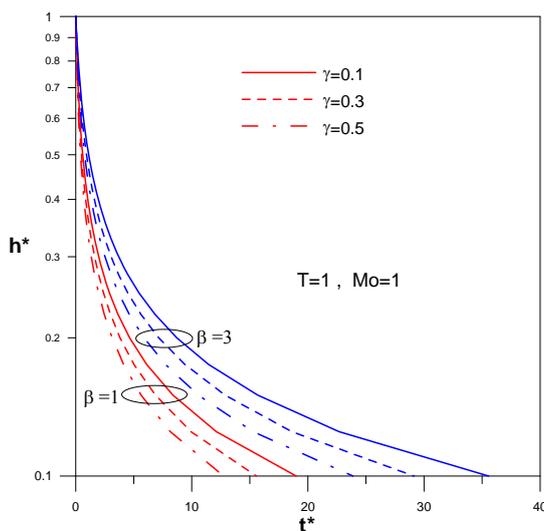
無因次負載容量  $W^*$  與長寬比  $\beta$  之關係受  $T$  及  $M_0$  影響之情形，如圖八所示。 $\beta$  越大，代表軸承長度沿  $y$  方向會快速增加，導致潤滑液朝該方向擠出之阻力增加，系統內留存之潤滑液量增加，故由圖八可看出其負載容量  $W^*$  亦將大幅增加。 $T$  越高，潤滑液黏度越低，將使負載容量  $W^*$  降低。至於  $M_0$  之影響，則因可提高油膜壓力而使負載容

量增加。



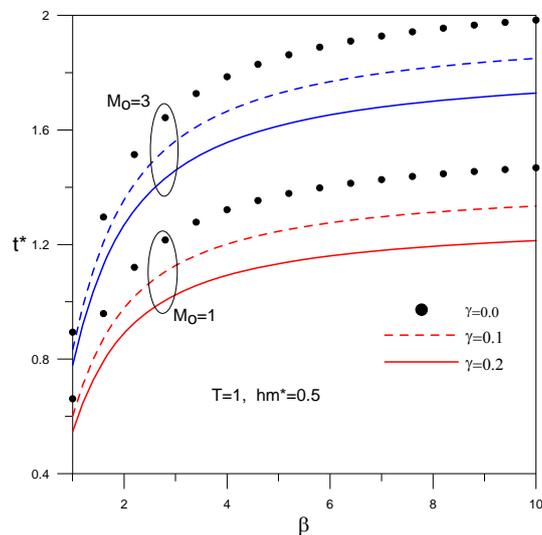
圖八、無因次負載容量  $W^*$  與長寬比  $\beta$  之關係受  $T$  及  $M_0$  影響之情形

無因次油膜厚度  $h^*$  與反應時間  $t^*$  之關係受參數  $\beta$  及  $\gamma$  影響之情形，如圖九所示。薄膜厚度  $h^*$  越小，邊界層之影響增強，軸承欲將潤滑液由  $x$ 、 $y$  方向擠出之阻力越大，因而增高油膜壓力，並增加薄膜厚度變薄之困難度，故反應時間大幅增加。 $\beta$  越大，反應時間  $t^*$  會增加。其原因可由圖五、七之油膜壓力及負載容量與  $\beta$  之關係可看出；當  $\beta$  越大，油膜壓力及負載容量會隨之提高，增加軸承上下表面進一步擠壓並相互接近之困難度。溫度敏感度係數  $\gamma$  越大，在相同的油膜均溫情況下，潤滑液之黏度相形較低，導致負載容量降低，並進一步減少反應時間  $t^*$ 。



圖九、無因次薄膜厚度  $h^*$  與反應時間  $t^*$  之關係受參數  $\beta$  及  $\gamma$  影響之情形。

無因次反應時間  $t^*$  與  $\beta$  之關係受參數  $Mo$  及  $\gamma$  影響之情形，如圖十所示。如前所述， $\beta$  增加，軸承之反應時間會隨之增加，當  $\beta=10$  時，反應時間接近最大值。提高  $Mo$ ，因可提高油膜壓力而使負載容量增加。溫度敏感度係數  $\gamma$  越大，潤滑液之黏度將減少，最後導致反應時間  $t^*$  進一步減少。



圖十、無因次反應時間  $t^*$  與  $\beta$  之關係受參數  $Mo$  及  $\gamma$  影響之情形。

#### 肆、結論

1. 增加  $\beta$ 、 $Mo$ ，會使無因次油膜壓力  $p^*$ 、負載容量  $W^*$  增加，並進一步增加反應時間  $t^*$ ，提高軸承性能。
2. 增加溫度敏感度係數  $\gamma$  或平均膜溫  $T$  之作用會降低油膜壓力  $p^*$ 、負載容量  $W^*$ ，並減少反應時間  $t^*$ ，降低軸承性能。
3. 提高  $\beta$ 、 $Mo$  會降低  $x$  方向無因次速度  $u^*$ ，導致系統內儲存較多的潤滑液，並進而提高負載容量  $W^*$ ，提高軸承性能；反之，增加溫度敏感度係數  $\gamma$  或平均膜溫  $T$ ，會增加  $x$  方向無因次速度  $u^*$ ，減少系統內儲存的潤滑液，並進而降低負載容量  $W^*$  及軸承性能。

#### 參考文獻

1. McTague, J.P. 1969, "Magnetoviscosity of magnetic colloids," *J. Chem. Phys.* Vol. **51**, pp. 133-136.
2. Shliomis, M.I., "Effective viscosity of magnetic suspensions," *Sov. Phys. JETP*, 1972, Vol. **34**, pp. 1291-1294.
3. Shliomis, M.I., "Magnetic fluids," *Sov. Phys. Usp*, 1974, Vol. **17**, pp. 153-169.
4. Christensen, H., "Stochastic models for hydrodynamic lubrication of rough surfaces,"

- Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 1969-70, Vol. **55**, pp. 1013 - 1025.
5. Christensen, H. and Tonder, K., "The hydrodynamic lubrication of rough bearing surfaces of finite width," *ASME J. of Lubri. Tech.*, 1971, Vol. **93**, pp. 324-330.
  6. Jhiang, S. L., Yuan, K., 'A thermal hydrodynamic lubrication analysis for hydrostatic extrusion based on the generalized Reynolds equation model,' 中華民國第十一屆全國力學會議, 1987
  7. Yang, Y. K., Jeng, M. C., "Analysis of viscosity interaction on the misaligned conical-cylindrical bearing," *Tribology International* , 2004, Vol.**37**, pp.51-60.