

動態失速對於旋翼葉片及尾流耦合系統之影響——平衡態分析

The Effect of Dynamic Stall on Rotor Blade-Wake Coupled System – An Equilibrium State Analysis

計畫編號: NSC 89-2212-E-032-013

執行期限: 89/08/01 ~ 90/07/31

計畫主持人: 王怡仁

執行機關: 淡江大學航太系

摘要

本計劃最終目的是探討一個考慮動態失速的直昇機主旋翼系統在懸停及前飛時對於旋翼擺振阻尼的影響。本研究利用解析的方法將尾流運動方程、葉片空氣動力學、ONERA 動態失速模式及一個非線性複材葉片的結構運動方程整合成一耦合的非線性系統。利用 Galerkin 法及 Duncan 多項式將其展開，並分成非線性平衡態及線性擾動態兩種方程式。而非線性平衡態部份將利用數值法求出與時間無關之係數；由於時程的限制，本研究將先求取該耦合模式的平衡態的解，至於擾動態的解以及擺振阻尼之效應的分析則留待後續進行之。本計劃之平衡態的具體結果包含了在此非穩態空氣動力系統及動態失速之下的旋翼葉片在懸停及前飛時，其尖端的位移值，此數據一方面可提供擾動態求解特徵值（包含阻尼），一方面也藉此觀察動態失速在前飛時對旋翼葉片的影響，並尋求物理現象之解釋。而從葉片位移的角度來分析問題，是一個比較具體且具說服力的方式，對於該物理現象有定性及定量的描述。而本模式的結構方程同時允許層疊式複材葉片的構造，相信對於日後複材葉片的分析也能建立良好的基礎。

關鍵詞：直昇機，動態失速，旋翼葉片，尾流動力學。

1.1 緒論

由於直昇機主旋翼葉片均為細長形，因此在轉動時，尾流(wake)及其他空氣動力(aerodynamic forces)的效應勢必影響到細長彈性葉片本身振動的穩定性。因此，若是考慮直昇機主旋翼的葉片及空氣動力耦合系統，葉片結構動力及非穩態空氣動力環境的模擬是不可或缺的。直至目前為止，整合各項理論而能更精確求解或描述直昇機主旋翼的各項物理現象，已然成為發展趨勢。Hodges 最近的研究 [1] 中利用有限元素法將其非線性複材理論與 Peters 的動態尾流方程式相耦合，而求解擺振阻尼 (lag-damping) 於懸停時 (hover) 對複材葉片之影響。然而其建構之模式仍有兩點具有改進的空間。其一為結構動力方程式過於複雜，以致必須仰賴有限元素法求得解。若是能夠建立一套較具解析性的方程式，且能利用比較函數 (comparison function) 滿足邊界條件，再進行求解，相信是一個較為準確的方法。其二為空氣動力環境忽略了動態失速 (dynamic stall) 的非線性現象。這種現象在直昇機前飛時最易發生，而在懸停時，則較早發生於葉片尖端。

簡要而言，動態失速 (dynamic stall) 是指相對機翼或是旋翼葉片的風速或氣流為非穩態

(unsteady)，而在此時機翼或是旋翼葉片產生的失速狀態即為動態失速。這種現象在直昇機前飛時最易發生。一般而言，直昇機在懸停時，由於葉片尖端有拍撲的現象，因此較之葉片根部有較劇烈的相對攻角變化，所以有較早發生動態失速的機會。而前飛的後退端 (retreating side)，由於攻角較之前進端 (advancing side) 為大，再加上葉片拍撲，則在後退端的葉片尖端是前飛時發生動態失速最嚴重的區域。相較於固定翼飛機，由於直昇機特有的非穩態流場，其動態失速效應將更明顯。

本研究將整合非線性彈性葉片（允許較大變形量且可模擬複合材料行為的模式），三維動態尾流效應之非穩態空氣動力模式及動態失速的效應，互相耦合之下，探討其在懸停及前飛時，尤其是動態失速對於主旋翼的影響。

1.2 文獻回顧

就動態失速的模式而言，由於動態失速是一個非線性的現象，早期大多以實驗觀測模擬之。在 1980 左右，正是研究的極盛時期 [2~5]，然而其中不乏艱深數學推導及計算極為耗時之模式 [2,3]，不適用於本研究最終考慮之特徵值分析。而法國 ONERA 發展一套半經驗半解析的數學模式 [4,5]，經過評估之後 [6~9] 已超越現在的大部分理論方程式。因此廣為被研究動態失

速的人採用[8-9]。

就非線性結構葉片而言，與 Hodges [10,11] 同時進行 nonlinear beam 之研究的 Pai 及 Nayfeh [12-15] 在各自的研究方法上皆有所改進；不過，Pai 及 Nayfeh 的結果似乎略勝一籌。根據兩方文獻的比較，Hodges 等人是假設一個常數的材料硬度矩陣 (constant material stiffness matrices) 於其推導過程中以建立應力與應變間的關係。而此法是不適用於複合材料葉片上的。基本上複合材料葉片的剛性矩陣應該隨著葉片之變形而改變之。此外，Hodges 等人使用 global 的觀點於應力及應變之度量的基準，此法有別於 Pai 及 Nayfeh 是使用局部應力、應變 (local stress and strain measures) 做為建立其非線性葉片運動方程的著眼點。因此 Hodges 的葉片運動方程似乎無法準確描述結構彎曲 (warpings) 時的效應。

本研究所考慮的耦合系統在葉片結構方面包含一組可允許在擺振、拍撲及扭轉三個自由度上有大的變形量，且可有多層重疊之複合材料矩形葉片。在空氣動力方面則將利用非穩態翼剖面理論 (unsteady airfoil theory) 及葉片元素理論推導出葉片上的升力函數，並加入 ONERA 的動態失速方程式。而至於誘導流的影響則將由 Peters 的三維動態尾流方程式 (dynamic wake equation) 模擬之。

2.1 複材葉片結構動力方程的推導

Pai 之三維非線性複材葉片的運動方程可適用於 extensional-flexure-flexure-torsional 任何方向振動的轉動或旋轉之複材結構葉片，詳參考文獻 [15]。簡要而言該方程式是使用牛頓法推導而出，而基於細長葉片之彎曲及變形的程度，相較於 Hodges 之固定 x-y-z 座標，其結果是一組極為複雜之高非線性方程組，我們將無因次化之三個非線性偏微方程式轉換到與 Peters (或 Hodges) 相同之座標，以利於和尾流方程相耦合。而無因次化後的複材結構方程經轉換後可得 v 、 w 、 γ 的運動方程式如下：

$$\begin{aligned} & v'' + \beta_{22}v'' - j_3v'' + \mu_3v' - \beta_{22}[-v'(wv'' + v'v'')] + \beta_{11}(\gamma'w') \\ & - (\beta_{22} - 1)[(\gamma'v'' - \gamma^2v'') - w'' \int_0^x w'v' dx] - \frac{1}{2} \left[-v' \int_0^x \left[\int_0^x (w^2 + v^2) dx \right]'' dx \right] \\ & + \beta_{13}(-\gamma\gamma'' - \gamma w'v'' + w^2 - \gamma'^2 + \gamma'' \int_0^x wv' dx) + \left\{ -v - \left[\int_0^x (w^2 + v^2) dx \right] \right\}' \\ & + \left[\frac{1}{2} v'(w^2 + v^2) \int_0^x dx - v' \int_0^x \left[-2v' - x + \frac{1}{2} \int_0^x (w^2 + v^2) dx \right] dx \right]' = L_v \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & w'' + w'' + \beta_{13}\gamma'' - j_2w'' - \left\{ \mu_1w' - [w'(w'w'' + v'v'')] \right\}' \\ & + \beta_{11}(\gamma'v'') + (\beta_{22} - 1) \left[(-\gamma v'' - \gamma^2w'') - v'' \int_0^x w''v' d\bar{r} \right]' \\ & - \frac{1}{2} \left\{ w' \int_0^x \left[\int_0^x (w'^2 + v'^2) dx \right]'' dx \right\}' \\ & + \beta_{13} \left[w''v'' - \frac{1}{2}w'^2\gamma'' - v''^2\gamma + \frac{1}{2}\gamma^2\gamma'' + \gamma\gamma'^2 \right]' \\ & - \left\{ (j_3 - j_1)(\gamma' + w') - j_2(\gamma') - \frac{1}{2}w'(w'^2 + v'^2) \right\}' \int_0^x dx \\ & + w' \int_0^x \left[-2v' - x + \frac{1}{2} \int_0^x (w'^2 + v'^2) dx \right] dx = L_w \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & j_1\gamma'' - \beta_{11}\gamma'' - \beta_{13}w'' - \left\{ \mu_3\gamma' + (1 - \beta_{22}) \left[(w''^2 - v''^2) \gamma + w''v'' \right] \right\}' \\ & - j_1 \left(\int_0^x w''v' dx \right)'' + j_1(w'v')' + (j_2 - j_3) \left[(w''^2 - v''^2) \gamma + v''w'' \right]' \\ & + \beta_{13} \left(-v''\gamma + v'' \int_0^x w'v'' dx - \frac{1}{2}w''\gamma^2 + \frac{1}{2}w''w'^2 + w''^2w' + w'v''^2 \right)' \\ & - \left\{ -j_1w'' + (j_3 - j_2) \left[(w'' - 2w''\gamma^2 - 2v''\gamma + 2v'' \int_0^x w'v'' dx) \right] \right\}' \\ & + \left(-\gamma + \int_0^x w'v'' dx + \gamma w'^2 + \frac{2}{3}\gamma^3 \right)' = L_\gamma \end{aligned} \quad (3)$$

其中 v 乃是 lead-lag 之位移， w 為 flapping 之位移， γ 為 torsion 之旋轉，而 $\beta_{11} = D_{11}/D_{33}$ ， $\beta_{22} = D_{22}/D_{33}$ ， $\beta_{13} = D_{13}/D_{33}$ 。就一平板葉片而言， $j_1 = j_2 + j_3 = \frac{h^2}{12R^2} + \frac{b^2}{12R^2}$ ， $\bar{x} = x = \frac{r}{R}$ ， R 為葉片長度。而 D_{11} ， D_{22} ， D_{33} 及 D_{13} 則分別代表 torsion， v 方向之 bending 的硬度 (stiffness) 及 w 方向之 bending 的硬度以及 bending-twisting 互相耦合的硬度值。

2.2 葉片上空氣動力表示式之推導

對於本研究而言，我們重視的是一振動的葉片，在 v 、 w 、 γ 方向的位移，因此相對之運動應以葉片為參考座標，我們採用的空氣動力模型為法國 ONERA 動態失速方程式，所謂的動態失速定義簡單的來說，在飛行失速的情況之下，其所處的空氣動力環境為非穩態的流場，即 unsteady flow，稱動態失速。

法國 ONERA 動態失速模組如下：

$$L_{vi} = -[U_p \Gamma + U_T \Gamma_d + L_0 \sin \theta]_i \quad (4)$$

$$L_{wi} = [U_T \Gamma - U_p \Gamma_d + L_0 \cos \theta]_i \quad (5)$$

$$L_{qi} = [U_T \Gamma - U_p \Gamma_d]_i \quad (6)$$

$$M_{\phi_i} = [2bU\Gamma_m + M_0]_i \quad (7)$$

其中 $L_{0i} = \frac{\bar{c}}{2} \cdot \frac{1}{4} \cdot a\bar{c} \cdot (U_T \sin\theta - U_P \cos\theta)^*$

$$M_{0i} = -\frac{\bar{c}}{2} \cdot \frac{1}{4} \cdot a\bar{c}^2 \cdot (U_T \sin\theta - U_P \cos\theta)^*$$

2.3 Peters 動力尾流理論

Peters 動力尾流理論主要之數學理論是以普朗特加速位勢函數(Prandtl's acceleration potential function) Φ 為基礎推衍而來，壓力分佈函數 Φ 可以雷建德函數(Legendre function)和傅立葉級數(Fourier series)來表示。利用展開加速位勢函數(acceleration potential function)的方法，使轉子上的誘導流速度與諧和函數(harmonic function)及形狀函數(shape function)有關，因此誘導流速度的表示式為：

$$v_i(\bar{x}, \psi, \bar{t}) = \sum_{r=0}^{\infty} \sum_{j=r+1, r+3, \dots}^{\infty} \psi_j^r(\bar{x}) [\alpha_j^r \cos(r\psi) + \beta_j^r \sin(r\psi)] \quad (8)$$

其中係數函數 α_j^r 和 β_j^r 都是模式中狀態值(state variable)，為時間的函數。 $\psi_j^r(\bar{x})$ 為正向化的雷建德函數在徑向的展開函數，當此函數等於 $\bar{P}_j^r(v)/v$ 時，本理論在葉片尖端具有較佳的收斂性。

利用式(8)將整個轉子面積分後得到適用於轉子滯空或前飛時的矩陣型式之一階常微分方程式：

$$\begin{bmatrix} \ddots & & & \\ & K_n^m & & \\ & & \ddots & \\ & & & \ddots \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{jn}^r \\ & & & \\ & & & \\ & & & \ddots \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \vdots \\ \alpha_j^r, \beta_j^r \\ \vdots \end{Bmatrix} + V \begin{bmatrix} \vdots & & & \\ \dots & \hat{L}_{jn}^{rmc,s} & \dots & \\ \vdots & & & \\ \vdots & & & \ddots \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} B_{jn}^r \\ & & & \\ & & & \\ & & & \ddots \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \vdots \\ \alpha_j^r, \beta_j^r \\ \vdots \end{Bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{Bmatrix} \vdots \\ \tau_n^{mc,s} \\ \vdots \end{Bmatrix} \quad (9)$$

其中

$$K_n^m = \frac{2}{\pi} H_n^m \quad (10)$$

$$H_n^m = \frac{(n+m-1)!(n-m-1)!!}{(n+m)!(n-m)!!} \quad (11)$$

在式(19)中 α_j^r 及 β_j^r 代表誘導流的狀態函數(induced flow state variable)的餘弦及正弦部份， $[L]$ 為誘導流影響係數矩陣(induced flow influence coefficient matrix)， $[K]$ 為質量矩陣(apparent mass matrix)； $[A]$ 及 $[B]$ 為轉換矩陣，提供了徑向誘導流之分佈的耦合性。

而此尾流方程式(式(19)及(20))之外力函數(右邊項)為 cosine 部份：

$$\tau_n^{0c} = \frac{1}{2\pi} \sum_{q=1}^Q \int_0^1 L_q(\bar{r}, \bar{t}) \bar{P}_n^0 \frac{1}{v} d\bar{r} \quad (12)$$

$$\tau_n^{mc} = \frac{1}{\pi} \sum_{q=1}^Q \int_0^1 L_q(\bar{r}, \bar{t}) \bar{P}_n^m \frac{1}{v} d\bar{r} \cos(m\psi_q) \quad (13)$$

sine 部份：

$$\tau_n^{ms} = \frac{1}{\pi} \sum_{q=1}^Q \int_0^1 L_q(\bar{r}, \bar{t}) \bar{P}_n^m \frac{1}{v} d\bar{r} \sin(m\psi_q) \quad (14)$$

其中 L_q 代表第 q 片葉片的升力。

3、弦向頻率與 Chordwise ,Flapwise & Torsion 向位移敏感性分析

我們由 Peter's 的文獻中[6]，找出其發展的一套解析公式，可應用在求得三方向 stiffness 與該方向頻率的關係：

$$\begin{cases} \omega_{NR}^2 = \beta_n^4 \eta^* & \text{lead-lag, flap} \\ \omega_{NR}^2 = \frac{\pi^2 (2n-1)^2}{4} \gamma^* & \text{torsion} \end{cases}$$

其中 η_v^* 、 η_w^* 及 γ^* 為無因次化 lead-lag ,flap 及 torsion 的硬度值， ω_{NR} 為 nonrotating frequency， β_n 為 Galerkin Constant，隨著所取的諧模數不同而不同， n 為 mode number。為求取 η_v 、 η_w 及 γ 與 ω_v 、 ω_w 及 ω_γ 的關係，先利用 Lindstedt's perturbation method 帶入原結構方程式，以確保無 secular 項的發生，再針對靠近葉片根部、葉片尖端及有最大硬度的情況下，用漸進法展開成一個多項式，以確定可符合特定的邊界條件及特殊的極限材料狀況。在此，我們選用 $\omega_{Lead-lag}^* = 0.7 \sim 1.5$ 並固定 $\omega_{Flapping}^* = 1.05$ 及

$\omega_{torsion}^* = 2.5$ 的情況，及 $\eta_w = 0.0002480032504$, $\gamma = 0.0004351762033$ 。將上述硬度項值因次化後，即可放入 Pai 的結構方程式，以計算三方向的位移量。

4、非線性耦合平衡態非線性耦合方程之之展開及求解

首先從結構的方程來看，要解此一方程式，必須採用半解析半數值方法，我們利用 Galerkin method，將變數轉換為 equilibrium term 與 disturbant term (dynamic term)，

$$\begin{aligned} v &= \sum_{k=1}^5 (\bar{v}_k + \delta v_k(t)) \Psi_k(\bar{x}) \\ w &= \sum_{k=1}^5 (\bar{w}_k + \delta w_k(t)) \Psi_k(\bar{x}) \\ \gamma &= \sum_{k=1}^5 (\bar{\gamma}_k + \delta \gamma_k(t)) \Theta_k(\bar{x}) \end{aligned} \quad (15)$$

其中， Ψ_k 、 Θ_k 為 comparison function，我們採用 modified Duncan 的多項式，就一個 hingeless 的葉片而言 modified Duncan 多項式的偶數次方項正好可滿足本研究所將探討的無絞接 (hingeless) 葉片的邊界條件之要求。然後是將式 (15) 代入式 (1)~(7) 及式 (9) 中對其中的 v 、 w 、 γ 做展開，我們可以得一非線性的聯立方程式。

針對平衡態部份之非線性複材葉片方程，利用 Galerkin 法將展開式 (皆乘以 Duncan Polynomial $\Psi_j(\bar{x})$ 或 $\Theta_j(\bar{x})$)，然後由 $\bar{x} = 0.2 \sim 1$ 積分，則原本三個結構方程，經此正交化後，由原來的偏微分方程變為十五個聯立代數方程，再加上尾流及動態失速項部份的方程，則形成一套六十三組的聯立方程，下一步便可利用數值法解此非線性方程了。為求解該聯立方程組，吾人利用 IMSL 所發展之 Nonlinear System Equation Solver (DNEQNF.FOR)，以求得其解，在非線性方程式求解中，一般不利用二分法求解，而是假設一起始值來互相疊帶，因為非線性的解十分敏感，因此該起始值的假設變的十分重要，不同的值可能將會有不同的結果，根據吾人多次的嘗試，利用 0.001 做為初始值有極佳的收斂值。

5、結果與討論

5.1 懸停姿態分析

求解平衡態方程式的目的為了解此氣體彈性系統在平衡態時，旋翼尖端 (rotor blade tip) 在 v 、 w 、 γ 三個方向的位移 (tip deflection) 以進一步瞭解該系統平衡態時的物理現象。在與 Da

Silva 比較方面 [10]，請先參考圖一~三等三圖。在 lead-lag 方面：由於我們考量了動力尾流及動態失速的效應，在此方向上，就相同的材料性質而言，理應有較大的位移量，如圖一所示，我們有此趨勢的位移量；另者，Pai 的葉片結構方程在弦向的考量上較 Da Silva 的更易彎曲。在 flapping 方面：如圖二所示，我們有較大位移量的趨勢；另者，Pai 的葉片結構方程在拍撲向的考量上較 Da Silva 的更易彎曲。在 torsional 方面：如圖三所示，我們在較高的 Pitch Angle 時有較大位移量的趨勢，值得注意的是，攻角與扭曲角具有某些程度的影響，在計算空氣動力常數時，我們假設失速攻角為 13° ，我們在 pitch angle = 14° 後的位移量才明顯超越 Da Silva 的位移量，所以，我們認為也許在空氣動力係數的考量上，在未到失速時估計的較為保守，一旦到達失速攻角時，對空氣動力係數的考量才明顯的加強。

在此，為了瞭解動力尾流對上述三組結果之影響，我們做了未考量尾流、考慮均質尾流、及動力尾流的比較，再請參考圖一~三，弦向、拍撲向及扭曲角向葉片尖端位移因不同的模式分析結果比較圖，葉片尖端的位移大小是從 No-wake, Uni-wake, Da Silva 及 Dy-wake 漸增，事實上，Flap 及 Torsion 也是符合此趨勢，此乃由於 Da Silva 的空氣動力模組較之 Uni-wake 為佳，但又不若本文所用的動力尾流模擬準確所致。而由圖也可得知尾流的模擬的準確與否對於葉片結構的變形有很大的影響，其誤差相對於 Dy-wake 由 Flap 的 57.6% 到 Torsion 的 93%。

在於弦向頻率與三方向位移敏感性分析比較方面，請先參考圖四、圖五、圖六等三圖。在 lead-lag 方面：在相同的葉片結構方程、空氣動力、動力尾流及動態失速的考量上，如圖四所示，在此自由度而言，弦向頻率的增加，則材料較硬，因此位移量漸小。在 flapping 方面：如圖五所示，改變弦向的頻率並不會對拍撲向有任何影響，這是因為我們將所有的自由度皆用 flapping 方向的 D33 正交化，因此 flapping 的 stiffness 不變，則其位移也不變；此外，另一個因素可能為弦向硬度的改變對於 in-plane 的運動才会有影響；然而 flapping 是屬於 out-of-plane 的運動，其受 in-plane 的影響不大。在 torsional 方面：如圖六所示，我們在較高的弦向頻率時，葉片結構會有較硬的趨勢，以致使當在翼根處打了 pitch angle 後，翼尖跟著翼根做 torsion 的運動，較不受空氣動力與動力尾流的影響，如此，

隨著 pitch angle 的增加，則 tip 攻角也隨著增加，因此有正的 torsion 角度。而在較低弦向頻率影響之下的 torsion 自由度，其相對的材料較軟，因此當 pitch angle 增加時，tip 仍為負的攻角，則其 torsion 的角度就負的越大了。由此結果得知弦向的自由度，其材料硬度的增加似乎會與 torsion 自由度的硬度相耦合，亦即也同時加強了 torsion 方向的材質硬度了。至於各個自由度其硬度的改變如何影響其他的自由度，以及如何耦合之，則將是未來一個很好的研究課題。

5.2 前飛姿態分析

我們分析了三種不同的 Pitch Angle 情況時，改變失速攻角、前飛率時其三方向尖端位移比較圖。圖七~九為 Pitch Angle=0°，失速攻角為 6°、8°、12°、16°、20° 情況下，改變前飛率而得到的三方向尖端位移；圖十~十二為 Pitch Angle=3°，失速攻角為 8°、16° 情況下，改變前飛率而得到的三方向尖端位移。

由圖七~九得知攻角的增加的確影響尖端位移，且在同一前飛率下，隨著攻角的增加，尖端位移有越大的趨勢；同樣的，在固定攻角之下，增加前飛率，也是呈現尖端位移有急遽增加的現象，前者是因為在固定前飛率時，攻角的增加將使得空氣動力進入動態失速的非線性範圍，因此在前飛率固定時，攻角的增加使葉片尖端位移呈現非線性急遽增加的現象，在本論文也能成功捕捉的到。相對之下，低攻角隨著前飛率的改變是呈現較為線性的曲線，可見低攻角假設（亦即一般的線性升力係數斜率的假設）是無法適用於前飛率較高的飛行情況，由於其動態失速的影響。至於固定攻角而前飛率增加時的尖端位移也相對增加，此乃前飛率增加，葉片會遭遇較大的空氣動力所致。

6、結論

6.1 旋翼機懸停模態：

a. 動力尾流與動態失速對旋翼機系統的影響：尾流的模擬的準確與否對於葉片結構的變形有很大的影響，其誤差相對於 Dy-wake 由 Flap 的 57.6% 到 Torsion 的 93.0%。

b. 弦向頻率改變對於各方向位移的敏感性分析：隨著弦向結構頻率的增加，則在弦向方面，結構有變硬的趨勢，而尖端位移漸漸的減少。拍撲向方面，out-plane 的拍撲向運動，不受 in-plane 的弦向結構頻率改變的影響，而有所不同。扭曲角向方面，受到弦向頻率增加的影響，在扭曲角向也有材料變硬的現象，而導致在低，但弦向頻率時，隨著 Pitch Angle 的增加，葉片尖端位移會漸漸減少，一旦弦向頻率夠高時，葉

片尖端位移已較不受空氣動力的影響，會隨著 Pitch Angle 的增加，葉片尖端位移也會漸漸成現正值的增加。

6.2 旋翼機前飛模態：

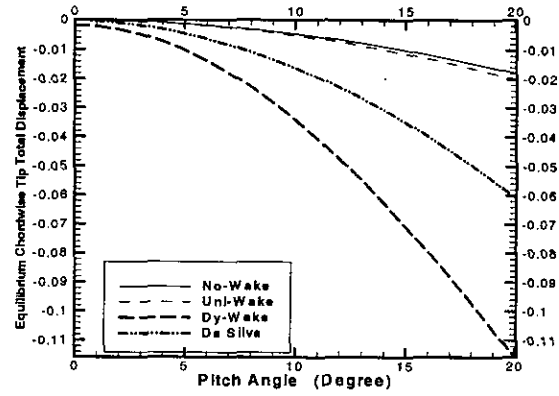
固定 Pitch Angle，不同攻角下，改變前飛率，攻角的增加影響尖端位移，且在同一前飛率下，隨著攻角的增加，尖端位移有越大的趨勢；同樣的，在固定攻角之下，增加前飛率，也是呈現尖端位移有急遽增加的現象。

參考文獻

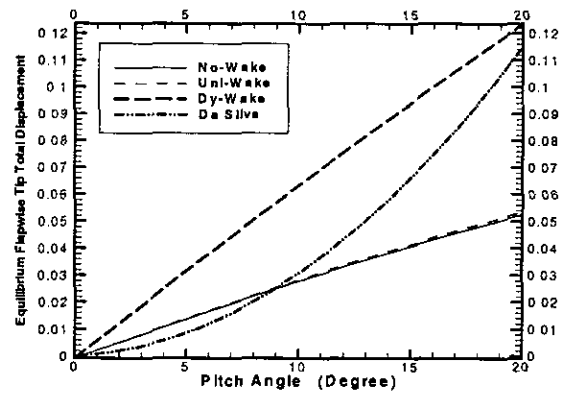
- [1] Shang, X., Hodges, D.H., and Peters, D.A., "Aeroelastic Stability of Composite Hingeless Rotors in Hover with Finite-State Unsteady Aerodynamics," Journal of the American Helicopter Society, Vol. 44, No.3, July 1999, pp. 206-221.
- [2] Gangwani, S., "Prediction of Dynamic Stall and Unsteady Airloads for Rotor Blades," Proceedings of the 37th Annual National Forum of American Helicopter Society, New Orleans, May 1981, pp.1-17.
- [3] McCrosky, W.J., "Unsteady Airfoils," Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 14, 1982, pp.285-311.
- [4] Tran, C.T., and Petot, D., "Semi-Empirical Model for the Dynamic Stall of Airfoils in View of the Application to the Calculation of Responses of a Helicopter Blade in Forward Flight," Sixth European Rotorcraft and Powered Lift Forum, Bristol, England, Sept. 1980.
- [5] Tran, C.T., and Falchero, D., "Application of the ONERA Dynamic Stall Model to a Helicopter Blade in Forward Flight," Proceedings of the Seventh European Rotorcraft and Powered Lift Aircraft Forum, Garmisch-Partenkirchen, Germany, Sept. 1981.
- [6] Peters, D.A., "Toward a Unified Lift Model for use in rotor Blade Stability Analyses," American Helicopter Society 40th Annual National Forum Proceedings, Arlington, VA, May 16-18, 1984.
- [7] Tang, D., and Dowell, E.H., "Damping Prediction for Hingeless Rotor Aeroelastic Stability with Experimental Correlation," Journal of Aircraft, Vol. 33, No.6, November-December 1996, pp. 1071-1078.
- [8] Tang, D., and Dowell, E.H., "Nonlinear Rotor Aeroelastic Analysis with Stall and

Advanced Wake Dynamics," Journal of Aircraft, Vol. 34, No.5, September-October 1997, pp. 679-687.

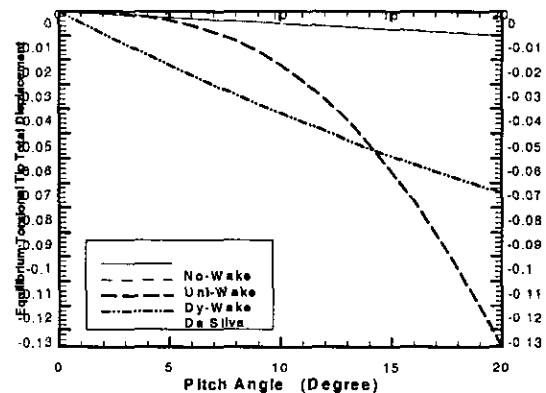
- [9] Petot, D., Arnaud, G., Harrison, R., Stevens, J., Dieterich, O., van der Wall, B.G., Young, C., and Sze'che'nyi, E., "Stall Effects and Blade Torsion - An Evaluation of Predictive Tools," Journal of the American Helicopter Society, Vol. 44, No.4, October 1999, pp. 370-382.
- [10] Hodges, D. H., Crespo da Silva, M. R. M., and Peters, D. A., "Nonlinear Effects in the Static and Dynamic Behavior of Beams and Rotor Blades," Vertica, Vol. 12, pp.243-256, 1988.
- [11] Hodges, D. H., Atilgan, A. R., Cesnik, C. E. S., and Fulton, M. V., "On A Simplified Strain Energy Function for Geometrically Nonlinear Behavior of Anisotropic Beams," Composite Engineering Vol. 2, 513-526.
- [12] Pai, P. F., and Nayfeh, A. H., "Three-Dimensional Nonlinear Vibrations of Composite Beams - I. Equations of Motion," *Nonlinear Dynamics 1*, Kluwer Academic Publishers, pp.477-502, 1990.
- [13] Pai, P. F., and Nayfeh, A. H., "Three-Dimensional Nonlinear Vibrations of Composite Beams - II. Flapwise Excitations," *Nonlinear Dynamics 2*, Kluwer Academic Publishers, pp.1-34, 1991.
- [14] Pai, P. F., "Nonlinear Flexural-Flexural-Torsional Dynamics of Metallic and Composite Beams," Ph. D. Thesis, Dept. of Engineering Science and Mechanics, Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA, April, 1990.
- [15] Pai, P. F., and Nayfeh, A. H., "A Nonlinear Composite Beam Theory," *Nonlinear Dynamics 3*, Kluwer Academic Publishers, pp.273-303, 1992.



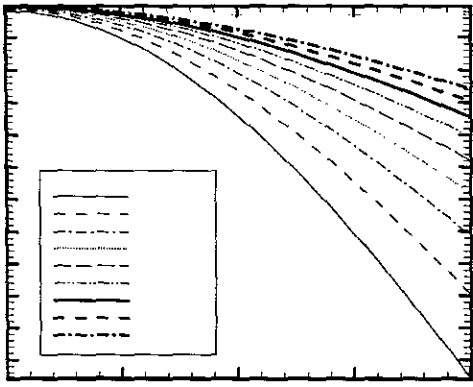
圖一、尾流效應在弦向影響比較圖



圖二、尾流效應在拍撲向影響比較圖

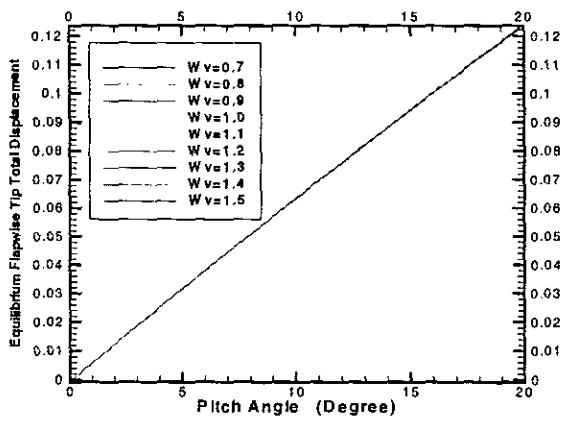


圖三、尾流效應在扭曲角向影響比較圖



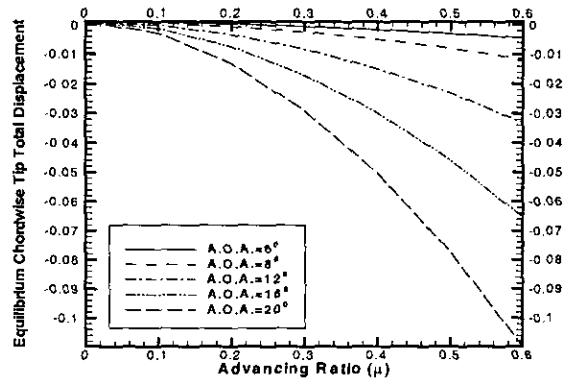
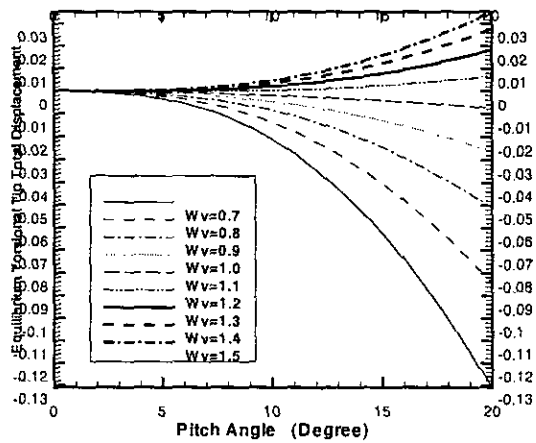
圖四.不同弦向頻率, 弦向位移的差異

圖四.不同弦向頻率, 弦向位移的差異

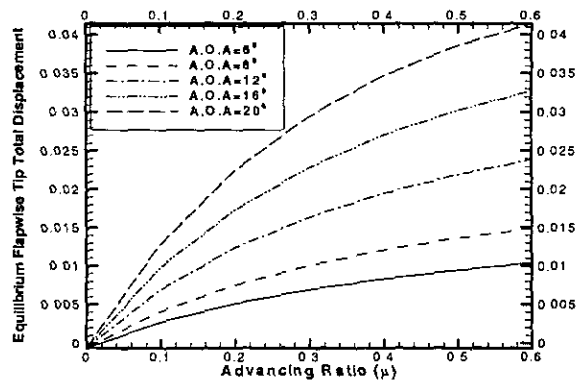


圖五.不同弦向頻率, 拍撲向位移的差異

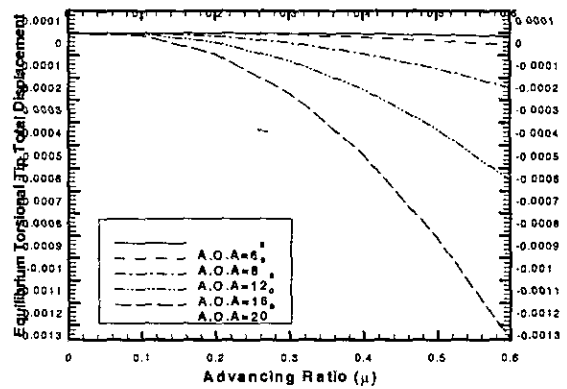
圖六.不同弦向頻率, 扭曲角向位移的差異



圖七、 $\theta = 0^0$, 不同前飛率, 弦向位移的差異



圖八、 $\theta = 0^0$, 不同前飛率, 拍撲向位移的差異



圖九、 $\theta = 0^0$, 不同前飛率, 扭曲角向位移的差異