

專 論

消除尾流區漩渦羣形成之數值模擬研究

Numerical Simulation to Eliminate the Initiation of Vortex Street of Wake behind a Circular Cylinder

淡江大學水資源及環境
工程研究所教授

曾 振 遠

Cheng-Yuan Tseng

淡江大學水資源及環境
工程研究所研究生

莊 岳 勳

Juent-Shuing Chuang

摘 要

本文以數值模擬方法，研究消除黏滯性流體通過圓柱體後方尾流區漩渦羣之形成。由文獻得知，當雷諾數 (Reynolds number) 大於 40，即在障礙物尾流區產生卡門漩渦羣 (Karman vortex streets)，其擺動所引發之振盪 (oscillation)，會造成障礙物的破壞。

本研究於消除漩渦羣之理論假設上，採用 1986 年 Wei 和 Smith 的二次漩渦 (secondary vorticity) 假說，以及 1989 年 Tesng 的黏滯尾流之漩渦運動預測模式，認為：尾流區漩渦羣，係由二次漩渦配對結合而成，而主要成因來自邊界層 (boundary layer) 分離 (separation) 後之不穩定性。本研究消除漩渦羣之假設：參考 1986 年 Strykowski 之實驗方法，放置一對直徑極小之控制圓柱 (control cylinder) 於分離點 (separation point) 上速度剖面之重心位置，用以阻止邊界層的回捲 (roll-up) 力量。

為便於與 Strykowski 之實驗方法作一比較，選取數值模擬流況為雷諾數 90，探討之物理量為流場速度、壓力、渦度和阻力係數；並且以流場速度分佈圖、等壓力圖、等渦度圖和煙線圖來說明流場運動情形。結果顯示：取控制圓柱直徑為 $0.1B$ ，位置為緊切於圓柱體後緣兩側，對稱 X 方向中軸其圓心距 $W=1.5\sim 1.7B$ ，已完全達到消除漩渦羣產生的效果，尤以 $L=0.5B$ ， $W=1.6B$ 及 $1.7B$ 為最佳，此結果之範圍與理論假說所推估之範圍相吻合，證實本假說之正確性；又阻力係數 (drag coefficient) 分析中發現，該位置之 C_d 值為最大，係因回捲力量被破碎分散後，加強作用在圓柱體表面之剪應力所致；其週期趨近無限大，即史脫荷數 (Strouhal number) 為零。模擬結果成功的消除漩渦羣之形成。

ABSTRACT

The purpose of this research is approaching to eliminate the vortex streets of wake behind a circular cylinder. According to the past research literatures, the Karman vortex streets initiate in the wake when the Reynolds number is greater than 40. The

oscillation from vortex-shedding would result of the destroy of the structure. The theory of this research based on the secondary vorticity hypothesis (Wei and Smith, 1986), and the model of predicting the vortex motion in a viscous wake (Tseng, 1989), i. e. "The vortex streets of the wake region result from the pairing of two secondary vortexes, that is due to the instability of separated boundary layer". The hypothesis of this research is "referring to the experiment of Strykowski (1986), "we put one pair of control cylinders with a very little diameter in the center of gravity of the velocity profile up the separation point to break the roll-up force of the boundary layer".

For the comparison of the result of experiment, the flow condition is choosing Reynolds number 90. Results of the simulation have shown the velocity, pressure, vorticity, and drag coefficient. The motions of the flow are explicated region by the velocity distribution chart of the flow region, isopressure chart, isovorticity chart, and streaklines chart. The research reveals that the use of diameter of $0.1B$ of the cylinder, locating $L=0.5B$ and $W=1.5\sim 1.7B$ gets the best result of eliminating the vortex streets in the wake. From the analysis of the drag coefficient, C_d , value would be the greatest in this location. This phenomenon is caused by that the roll-up force strengthens the shear stress of the surface of cylinder. Strouhal number would be zero in the condition of the best control cylinder location range and the infinite period. Results of this study have shown the success of eliminating the vortex streets.

一、前 言

漩渦 (vortex) 是一種顯而易見的自然現象，諸如大廈背風面的亂流、河流通過橋墩產生的漩渦、飛機飛行中於機翼後方的擾動，甚至自然界中颱風的形成等。流體通過障礙物之尾流，是近代流體力學學者熱門研究之專題。依據 Tseng⁽⁵²⁾於 1989 年之初步判斷推論真實流體因本身具有黏滯性，通過障礙物時，隨着流場速度和壓力的改變，流體邊界層無法再附着於障礙物表面，產生分離現象 (separation)，進而回捲 (roll-up) 形成漩渦 (vortex)。

近幾十年來，研究流體通過障礙物之後，其尾流區漩渦形成的論文甚多，尤以 1912 年 Von Karman⁽²⁴⁾ 所提出之卡門漩渦羣 (Karman vortex streets)，成爲後進研究尾流 (wake) 的焦點之一。但根據過去之研究可知：以圓柱體

障礙物爲例：雷諾數 (Reynolds Number) $Re > 40$ 之後，後方尾流區的漩渦會呈現規則週期性擺動，此時前方之障礙物，本身即承受來自尾流週期性擺動的振盪，各流場升力 (lift) 和阻力 (drag) 作用，會產生垂直行向的小幅度週期性振盪。當本身由靜止型障礙物而演變成振盪性障礙物時⁽⁶⁾，

1. 尾流中漩渦強度會增加。
2. 尾流轉向的連結會加強。
3. 本身的強迫性振盪週期，趨向漩渦擺動的週期，會有因共振而產生破壞的危險。
4. 承受的阻力會增加。

這些障礙物如大樓或橋墩，若因尾流漩渦擺動之振盪而形成本體的破壞，將造成生命和財產的損失。因此如何消除造成障礙物振盪的尾流區漩渦羣，抑制其擺動和形成，實爲現實生活中極重要之主題；反觀歷年來之文獻，相關研究却十分稀少，故

此即為引發本文研究之動機。

本研究之目的：綜合1986年 Wei 和 Smith⁽⁵⁴⁾ 對二次漩渦 (secondary vorticity) 的假說，以及1989年 Tseng⁽¹⁾⁽⁵²⁾ 提出漩渦核心半徑與邊界層厚度的關係，作為消除漩渦羣的假說推論，並採用1986年 Strykowski⁽⁴⁵⁾ 置入控制圓柱的方法，嘗試以直徑遠小於障礙物的控制圓柱，置入障礙物後緣邊界層分離點的上方，速度剖面的重心位置，期望以此來破壞第一個漩渦的形成，進而消除整個漩渦的產生。同時測試不同控制圓柱放置位置，嘗試尋找一最佳效果的位置，用以印證此消除漩渦羣理論假說的正確性。

本研究以數值方法進行模擬實驗：所模擬之流場為一無限大的二維平面區域，流場上游以均勻流況流入，且通過障礙物。由於本研究以印證消除理論之假說為首要目的，為簡化起見，障礙物形狀一律以圓柱體進行模擬。流場下游則以無流速梯度變化流出計算區域；障礙物兩側為無窮遠處之條件。

為尋找控制圓柱放置的「最佳位置」……即是否正如理論假說所假設，「放置於邊界層分離點後方速度剖面的重心位置，以阻絕最大的回捲 (roll-up) 力量，阻止第一個漩渦的產生？」。故流場雷諾數以90為主要模擬之流況，以比較不同位置所消除的效果如何。

二、理論基礎說明

……漩渦羣之形成與消除

Strykowski⁽⁴⁵⁾ 於1986年其論文中的一項實驗中闡述：「當在流場中置入一直徑極小的『控制圓柱』，便可有效抑制位於圓柱體後方尾流區內的卡門漩渦列產生」。本研究中，吾人嘗試以 Strykowski 放置控制圓柱的方法，阻絕由分離後的邊界剪力層因速度梯度與壓力促使回捲 (roll-up) 形成第一個大型由二次漩渦組成的史戴荷漩渦 (Strouhal vortex) 的力量。本節中，將以邊界層形成、分離、產生二次漩渦、進而組成史戴荷漩渦和卡門漩渦列的形成為立論基礎，逐步說明消除漩渦羣和控制圓柱於流場中擺設之位置。

2-1 邊界層、分離與漩渦之形成

真實流體流經一物體表面時，於接觸表面上會發生不滑動 (noslip) 現象，因黏滯性磨擦剪力阻滯了流體在該物體接觸表面上的運動，而於表面上產生一層極薄的界面，界面內流體速度剖面分佈

，由不滑動接觸面之速度為零開始，速度持續增加直到界面與外部流場之流速相等為止。這是由 L. Prandtl 於1904年所提出之「邊界層理論」，此界面稱之為邊界層 (boundary layer)。

黏滯性流體流經一圓柱形障礙物，其均勻流況會發生一些改變：如圖 2-1 流體質點進行至停滯點 D 點時，便被加速行至 E 點，而在 E 至 F 點之流段中，質點是減速的；根據柏努利方程 (Bernoulli's equation)，此時圓柱體表面壓力之分佈，自 D 至 E 點呈現減少的趨勢，而 E 至 F 點則為增加。因極大之黏滯力作用於圓柱體表面的邊界層，促使流體質點消耗極大之動能來克服其路徑中壓力的障礙；於 E F 段，質點殘餘之動能不足以對抗壓力的增加，而使流體於 E F 段產生了扭轉，即速度剖面發生了逆向回捲現象，此 S 點稱為分離點 (separation point)；逆轉運動向前回捲一段距離，此時邊界層逐漸膨脹增厚，前述逆轉運動漸形成一漩渦，且持續成長，終至脫離圓柱，向下游移動。此刻尾流呈現與先前均勻流極端不同之流況，障礙物後方之速度剖面呈現明顯之減速流 (decelerated flow)，流體質點在此有很大的能量消耗 (energy loss)⁽⁴²⁾。

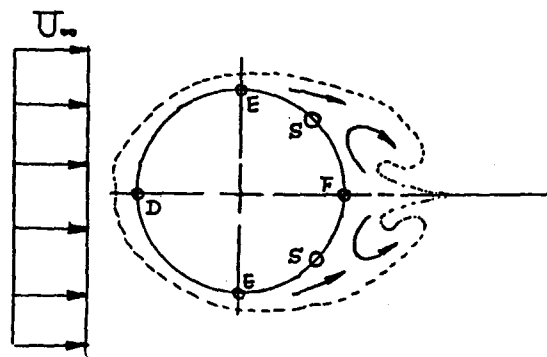


圖2-1 流體流經圓柱障礙物邊界層分離示意圖

圓柱體後方之尾流流況隨着雷諾數 Re 範圍的不同，而呈現不同的尾流流況。雷諾數 (Reynolds Number) 之定義為： $Re = Ud/\nu$ ，其中 U 是邊界層外部自由流之流速， d 為圓柱直徑，亦是圓柱於垂直流向的投影長度，而 ν 則為流體之動黏滯係數 (kinematic viscosity coefficient)。當雷諾數 $Re > 4$ 時，圓柱體表面之邊界層無分離

現象，流體呈層流平滑地環繞圓柱體四周。雷諾數 $Re=4$ 時，前述之逆轉運動開始出現，且邊界層出現分離之現象 (separation)；當雷諾數範圍為 $5 \leq Re < 40$ ，於圓柱後出現一對停滯且上下對稱之附着漩渦 (attached vortex)，而且此一漩渦自 $Re > 20$ 開始出現不規則振動；當雷諾數範圍為 $20 < Re < 40$ ，位於圓柱體後緣之附着漩渦持續擴大，自 $Re=40$ 開始出現振幅不一之擺動且交替脫離圓柱體進入下游之尾流區，此即為卡門漩渦羣 (Karman vortex streets) 之形成。雷諾數 $Re=400$ 以上，卡門漩渦羣的擺動呈擾動狀，且擺幅之巨觀更加穩定，此時乃層流 (laminar) 轉變至紊流 (turbulence) 流況之間過渡流況開始。漩渦羣之擺動有其頻率 f ，有關表示頻率的函數為史脫荷數 (Strouhal number)，其定義為 $S=f d/U$ ，其中 f 為漩渦之擺動頻率。(4)

2-2 Blasius 之邊界層厚度 (66)

在穩定之二維流中，可將連續方程式 (continuity equation) 及動量方程式 (momentum equation) 寫成：

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (2-1)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = U_0 \frac{dU_0}{dX} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \quad (2-2)$$

因邊界層不可滑動 (no slip) 的邊界條件：

$$U(X, 0) = V(X, 0) = 0$$

$$U(X, \infty) = U_0$$

其中 U_0 表邊界層外部均勻流之流速。

上述方程式屬於拋物線型之偏微分方程，可由有限差分法沿 X 方向下游來解。在一平板上之邊界層近似解，由 Prandtl 的第一位學生 Blasius 於 1908 年提出，其近似解方程式雖簡化其表示式，但却尚未找到其解析解。1908 年由 Blasius 本人提出一數列值，却只得到一有限收斂半徑。1942 年 Weyl 以連續推估過程 (successive-approximation process) 計算其解。此一構想由 Meksyn (1961 年) 推廣為一般層流邊界層計算法。如此，可解得約 99% 之邊界層厚度：

$$\delta = 3.5 \sqrt{\frac{2\nu X}{U}}, \text{ 亦即 } \frac{\delta}{X} = \frac{5.0}{Re^{1/2}} \quad (2-3)$$

其中 X 若表示成平板長度 l ，則

$$\frac{\delta}{l} = 5 \sqrt{\frac{\nu}{U_0 l}} = \frac{5.0}{Re_l^{1/2}} \quad (2-4)$$

由上式可知，邊界層厚度 δ 正比於 $1/Re$ ；即隨 $Re^{1/2}$ 增加而減少，當 $Re \rightarrow \infty$ ，則 $\delta \rightarrow 0$ 。

2-3 預測黏滯性漩渦核心之模式 (1)(62)

Tseng (62) 於 1988 年提出有關預測黏滯性漩渦核心位置模式，首度使尾流形成主因有合理性解釋：由 Albrook 水工實驗室的實驗證實黏性尾流中之漩渦係由四個在分離線 (separation lines) 形成之二次漩渦 (secondary vortex) 配對結合而成。而由此一預測模式可測單一漩渦之核心半徑和速度剖面，亦可推測第 n 個漩渦中無限多漩渦之速度場。

在漩渦形成區，其範圍自圓柱體後方往下游約 10 至 20 倍圓柱直徑的位置內。於形成區內，漩渦核心半徑 r_m 快速地增加，且隨時間而改變。若漩渦擺動的頻率定義為 f ，則週期 $T=1/f$ 。第 n 個漩渦的存在時間 t ，可用序列 n 和週期 T 一同表示式 $t=nT$ 。Schaefer 和 Eskinazi (41) 於 1959 年提出漩渦核心半徑關係式：

$$r_m^2 = 5\nu t \quad (2-5a)$$

或

$$\frac{r_m}{B} = \sqrt{\frac{5\nu t}{B^2}}; B \text{ 為圓柱直徑} \quad (2-5b)$$

則 (2-5a) 式可改寫為

$$r_m^{(n)} = \sqrt{5\nu t} = \sqrt{5\nu n T} \quad (2-6)$$

由雷諾數 $Re = U_0 B/\nu$ ，史脫荷數 $S = f B/U_0 = B/U_0 T$ ，則 T 與 ν 可表示成：

$$T = \frac{B}{U_0 S} \quad (2-7)$$

且

$$\nu = \frac{U_0 B}{Re} \quad (2-8)$$

結合 (2-7) 和 (2-8) 式，則可得：

$$SRe = \frac{B^2}{T\nu} \quad (2-9)$$

為雷諾數與史脫荷數的相乘積。再將 (2-9) 式、代入 (2-6) 式，則可得：

$$r_m^{(n)} = \sqrt{\frac{5nB^2}{SRe}} \quad (2-10)$$

若能給予流場條件， S 、 R 和圓柱直徑 B ，則由 (2-10) 式便可決定第 n 個漩渦的核心半徑 $r_m^{(n)}$ 。

而第 n 個漩渦核心半徑與圓柱直徑的比值為：

$$\frac{r_m^{(n)}}{B} = \sqrt{\frac{5n}{SRe}} \quad (2-11)$$

第一個漩渦之核心半徑為：

$$r_m^{(1)} = \sqrt{\frac{5B^2}{SRe}} \quad (2-12)$$

則第一個漩渦核心半徑與第 n 個漩渦核心半徑之比為：

$$\frac{r_m^{(n)}}{r_m^{(1)}} = \sqrt{n} \quad (2-13a)$$

或

$$r_m^{(n)} = r_m^{(1)} \sqrt{n} \quad (2-13b)$$

由此可預知漩渦羣中，單一漩渦之核心半徑；同時可約略窺知整個漩渦羣的全貌。

2-4 漩渦的消除

前述三節中，逐步由邊界層、漩渦的形成及漩渦核心半徑預測，可形成一概念：黏滯流體流經一障礙物，於物體四周產生一邊界層附着於表面，當雷諾數增加，邊界層於壓力為零，速度梯度為零的點上，流體脫離物體表面，該點稱為分離點。再者，速度剖面與外部勢能流速差速以及壓力變為負壓，終於回捲 (roll-up) 而成為第一個漩渦；又由漩渦核心半徑預測模式中，得知卡門漩渦列中漩渦核心半徑與史戴荷數及雷諾數有關，且與漩渦的序號 n 開方成正比。

漩渦的消除關鍵，在於阻止分離後之邊界剪力層速度剖面的回捲力量，本研究則臆測在速度剖面的重心位置放置直徑極小之控制圓柱，將可破除回捲力量之結構，致使第一個分離漩渦的無法產生，以及導致整個卡門漩渦列的消除。至於控制圓柱欲如何放置於流場中，其最佳位置的選定，則涉及分離後邊界剪力層的變化。第一個史戴荷漩渦之結構組織和位置，以及邊界層厚度自分離後至第一個史戴荷漩渦形成之間的變化情形。以下各小節將透過1986年 Smith 和 Wei⁽⁵⁴⁾ 提出之二次漩渦假說和1989年 Tseng⁽⁵²⁾ 所提出漩渦核心半徑與邊界層厚度之關係，為本研究之假設作一推論。

2-4-1 尾流區二次漩渦 (secondary vorticity) 之假說⁽⁵⁴⁾

Wei和Smith⁽⁵⁴⁾ 於1986年提出有關圓柱尾流區二次漩渦之假說，內容指出漩渦來自尾流自由剪力的非穩定性，乃是由分離至圓柱的邊界層回捲至二次漩渦所引起。至於所謂“二次” (secondary) 是指圓柱後已分離且與主要大尺度週期結構之漩渦明顯不同者。但是，此意並非指二次漩渦於起始時即不同於史戴荷漩渦，因兩者皆來自相同的分離

後之剪力層。

若二次漩渦存在且發展於一圓柱後尾流區內，其必然起源於由圓柱邊界層分離出來的一穩定性剪力層，或者是來自分離點之前的圓柱體邊界層。但後者幾乎並不可能，因邊界層相當薄（甚至在分離點亦然），且於圓柱兩端點上之壓力梯度，基本而言，於分離點上會上揚，並繼續延緩或消散其非穩定性的振幅。如此，最合理的假設即是二次漩渦開始於由邊界剪力層自圓柱體面分離的分離點上 (separation point)，此為自由剪力層 (free-shear layer) 非穩定的結果，造成分離邊界剪力層的回捲 (roll-up)。並非如 Bloor⁽⁷⁾ 於1964年所提出的，二次漩渦係圓柱後緣尾流區內的“行進波” (traveling-waves)；又由 Ta Phouc Loc 1980 和1986年⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾ 所提出的研究文獻中，分別均談到大型的史戴荷漩渦 (Strouhal vortex) 係由二次漩渦組合而成，可知二次漩渦為漩渦羣的前身型態，故欲消除第一個史戴荷漩渦，使其不能產生，則二次漩渦之結構及分離點之後邊界層演變，須加以考慮。以下則透過1988年 Tseng⁽¹⁾⁽⁵²⁾ 提出之預測模式加以說明。

2-4-2 漩渦核心半徑與邊界層厚度之關係⁽¹⁾⁽⁵²⁾

前述提及 Blasius 於1908年提出平板之邊界層厚度值，其近似解為：

$$\delta x \approx 3.5 \sqrt{\frac{2\nu X}{U_0}}, \quad \frac{\delta x}{X} \approx \frac{5.0}{Re_x^{1/2}} \quad (2-3)$$

而 2-3 節中，提及 Tseng 1988 年提出預測漩渦列中第 n 個漩渦之核心半徑 r ：

$$r_m^{(n)} = \sqrt{\frac{5nB^2}{SRe}} \quad (2-10)$$

由上式，我們可得到卡門漩渦列中，第一個漩渦的核心半徑 $r_m^{(1)}$ ：

$$r_m^{(1)} = \sqrt{\frac{5B^2}{SRe}} \quad (2-14)$$

因史戴荷數於雷諾數 $400 \leq Re \leq 3 * 10^6$ 時，維持在0.2。(參見 Sucker(1975)⁽⁴⁷⁾)；故 (2-14) 可改寫成：

$$\frac{r_m^{(1)}}{B} = \frac{5.0}{Re^{1/2}} \quad (2-15)$$

由比較 (2-3) 式和 (2-15) 式，可知在 $x = B$ 時， $r \approx \delta$ ；故可得一結論：在輸入模式中所需之資料，圓柱半徑，雷諾數及史戴荷數等值，結果顯示出尾流中第一個史戴荷漩渦之核心半徑近似於圓柱

分離點處的邊界層厚度。此為 Tseng 於1988年提出之預測模式。

2-4-3 消除漩渦列之推估

藉由預測模式的結論，根據本研究消除漩渦列的假設，可推估控制圓柱於流場中之「最佳位置容許範圍」。

本文因以探討控制圓柱最佳位置之容許範圍，並驗證假設理論之正確性為主要目的，故流場雷諾數以90為主要模擬流況。

由 (2-15) 式可得分離點處之邊界層厚度：

$$\frac{\delta}{B} \approx \frac{5.0}{Re^{1/2}} \quad (2-3)$$

因本文流場內各物理量均無因次化：均勻流入流速度 $U^0=1$ ，圓柱直徑為 $1B$ ，雷諾數 $Re=90$ ；故分離點處之邊界層厚度

$$\delta \approx \frac{5.0}{(90)^{1/2}} = 0.527 B \quad (2-16)$$

Sucker 和 Brauer⁽⁴⁷⁾ 其 1975 年所提出數據顯示：當雷諾數90時，其史戴荷數 $S \approx 0.17$ 則由 (2-10) 式，可預測漩渦羣中第一個漩渦之核心半徑 $r_m^{(1)}$ 為：

$$r_m^{(1)} \approx \sqrt{\frac{5B^2}{SRe}} = 0.572 B \quad (2-17)$$

由 Dennis 和 Chang⁽¹²⁾ 於 (1970) 所提出之資料庫中，可查到雷諾數 90 時，分離點之角度為 $\theta_s=65$ 度（逆時針方向）配合 (2-17) 式所得分離點處之邊界層厚度，可得一範圍如圖 2-2 所示。

由圖中所示，因分離點之速度梯度為零，假若將整個速度剖面看成近似三角形剖面，則其重心位置為 $2/3\delta$ (δ 為邊界層厚度)。

雷諾數 $Re=90$ 時，由圖 2-2，可得一最佳位

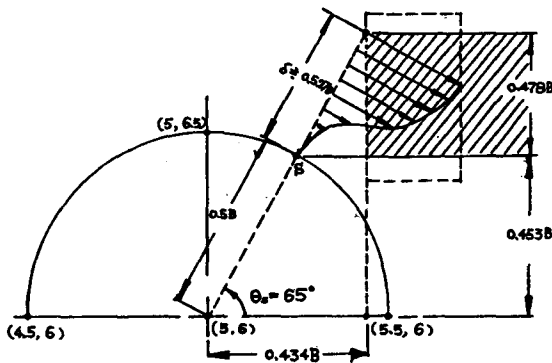


圖2-2 分離點上速度剖面與最佳位置範圍示意圖

置範圍 $L > 0.43B$; $0.453B \leq W' \leq 0.931B$ ，其中 L 為圓柱體障礙物至 N' 直徑控制圓柱之圓心距離在 X 軸方向之投影，而 W' 則為 Y 軸方向之投影。其正確性如何，以及本研究之假設正確與否，本研究將以數值結果來加以印證。

三、控制方程式與差分方程式

3-1 控制方程式

本研究所採取求解之方法：即以動量方程式及連續方程式以速度及壓力為因變數，直接求解速度及壓力。本研究係以不可壓縮黏滯性層流之流場運動模擬對象。流場入口處為均勻流速，對一均勻流通過障礙物之流場，分析過程中依據下列假設：

- (1) 障礙物在垂直方向；亦即 Y 軸上之投影長度，以物徵長度 B 表示。
- (2) 流體本身為不可壓縮黏滯性流體。
- (3) 黏滯係數為定值之連續體，滿足牛頓流體的特性，其剪應變與應力或線性關係。
- (4) 整體計算為一二維流場，於 Z 軸方向取一單位長度。
- (5) 忽略重力作用。

流場之控制方程式分別由動量方程式及連續方程式推導而得之偏微分方程式，轉換成無因次控制方程式，配合流場的邊界條件及初始條件，可以獲得速度及壓力之結果；而流場中受剪應力分析可應用控制體積法求解動量方程式；渦度值計算可由旋轉流體之定義求得。本文數值部份採用許敏能1990年碩士論文之方法，簡述於下列數節。

3-1-1 控制方程式之建立及其無因次化⁽⁸⁾

本研究中兩控制方程式：動量方程式及連續方程式以張量形式表示如下：

連續方程式 (Continuity equation)

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \frac{\partial V_i}{\partial X_i} = 0 \quad (3-1)$$

動量方程式 (Momentum equation)

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{\partial (V_i V_j)}{\partial X_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X_i} + \nu \frac{\partial^2 V_i}{\partial X_i \partial X_i} \quad (3-2)$$

其中自變數： X_i, X_j, t

$i, j=1$ ：表 X 軸方向

$i, j=2$ ：表 Y 軸方向

t ：表時間

因變數： V_i, V_j, P

$i, j=1$ ：表水平速度

$i, j=2$: 表垂直速度

P : 表壓力

配合適當之邊界條件及初始條件，可解出任一時刻位置之流況。

本研究採用 FAVOR⁽¹³⁾ (fractional area/volume obstacle representation) 方法，可避免做邊界拟合座標轉換 (boundaryfitted coordinate)，以克服障礙物形狀之邊界條件：先將整個流場以非均勻網格劃成許多小控制晶格，逐一分析並記憶每個晶格中流體之佔用率，藉着流體的佔用率，以判斷該晶格內為流體或為障礙物：(控制圓柱之放置判斷方式亦相同)

- (1) 晶格內完全充滿流體時，表示晶格內流體佔用率為 1。
- (2) 晶格內無流體存在時，表示晶格內流體佔用率為 0；亦即晶格內為障礙物。
- (3) 晶格內有部份為流體時，表晶格位於障礙物與流體之邊界上，其流體佔用率介於 0 至 1 之間。

由以上法則來界定各晶格內之流體佔用率，可計算出流場中之速度及壓力，由於並非每個晶格內流體佔用率皆相等，(3-1) 及 (3-2) 式須加以修正，方可應用。

首先定義一函數 $H(X_i)$ (Heaviside function)

$$H(X_i) = \begin{cases} 1.0 & \text{若 } X_i \text{ 在流體內} \\ 0.0 & \text{若 } X_i \text{ 在障礙物內} \end{cases}$$

因流場大部份之晶格內皆充滿流體，僅部份為障礙物，當晶格位於兩者邊界上時，會產生不連續現象，故此時即將控制方程式乘上函數 $H(X_i)$ 作修正，便可避免此現象之產生。(3-1) 及 (3-2) 式可修正為：

連續方程式 (continuity equation)

$$\frac{\partial(\rho H(X_i))}{\partial t} + \frac{\partial(\rho H(X_i)V_i)}{\partial X_i} - \rho \frac{\partial H(X_i)}{\partial t} - \rho V_i \frac{\partial H(X_i)}{\partial X_i} = 0 \quad (3-3)$$

動量方程式 (momentum equation)

$$H(X_i) \frac{\partial V_i}{\partial X_i} + H(X_i) \frac{\partial(V_i V_j)}{\partial X_j} = -H(X_i) \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X_i} + H(X_i) \nu \frac{\partial^2 V_i}{\partial X_i \partial X_i} \quad (3-4)$$

經過簡化，可得最終控制方程式：

本研究之控制方程式

$$\frac{\partial(H(X_i)V_i)}{\partial X_i} = 0 \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_j \frac{\partial(V_i)}{\partial X_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X_i} + \nu \frac{\partial^2 V_i}{\partial X_i \partial X_i} \quad (3-6)$$

再利用無因次化 (dimensionless) 方法，來簡化上述控制方程式中之變數：選擇障礙物在 Y 軸之投影長度為特徵 B ，上游均勻流流速 U_0 為特徵流速，而特徵時間 t_0 是以特徵流速通過特徵長度之時間。

$$X_i = \frac{X_i}{B}, \quad X_j = \frac{X_j}{B}, \quad V_i = \frac{V_i}{U_0}, \quad V_j = \frac{V_j}{U_0}, \\ t = \frac{t}{t_0}, \quad t_0 = \frac{B}{U_0} \quad (3-7)$$

並選擇 ρU_0 為壓力 P 之特徵量：

$$P = \frac{P}{\rho U_0^2} \quad (3-8)$$

將上述各無因次化之參數，代入 (3-5) 及 (3-6) 式，可得本研究之無因次化之控制方程式，

$$\frac{\partial(H(X_i)V_i)}{\partial X_i} = 0 \quad (3-9)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_j \frac{\partial(V_i)}{\partial X_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial X_i} + \nu \frac{\partial^2 V_i}{\partial X_i \partial X_i} \quad (3-10)$$

$$\text{其中 } Re = \frac{\rho U_0 B}{\mu} = \frac{U_0 B}{\nu}$$

此即為本研究之求解方程式。

3-1-2 邊界條件及初始條件

由前節所得之控制方程式中，動量方程式屬於拋物線型之偏微方程式，其邊界問題必須定出三面的邊界條件，隨着時間向下游區發展。流場之邊界條件如下：

$$1. \text{ 上游入口: } U = U_0, \quad V = 0, \quad t = 0 \quad (3-11)$$

為一均勻流，流速為 U_0 ，流向與 X 軸平行，且不隨時間改變。

$$2. \text{ 下游出口: 速度梯度為零。 } \frac{\partial V_i}{\partial X_i} = 0 \quad (3-12)$$

當時間凍結時，動量方程式以橢圓型偏微方程式處理，可在一封閉區域內求解。故下游邊界以速度梯度為零。當時間改變時，則以拋物線型偏微方程式處理，下游區視為連續流況，不再設定邊界。

3. 流場兩側：為理想流況，不受黏滯性影響。

$$4. \text{ 障礙物之四周邊界: } U = 0, \quad V = 0 \quad (3-13)$$

障礙物四周邊界屬不可流動性邊界 (no slip)，其切線方向的速度皆為零。

而流場之初始條件：

當 $t = 0$ 時，整個流場除障礙物外，為一均勻流流場 (uniform flow)。

3-2 差分方程式⁽⁸⁾

由前一節所得本研究之控制方程式，於數值求解過程中，須將偏微分方程式，應用有限差分法 (finite difference) 改寫成差分方程式。

本研究採用 MAC (marker and cells) 方法來進行求解。主要步驟：第一、以顯性法 (explicit method) 解出動量差分方程式中之速度值。第二、再用隱性法 (implicit method) 修正速度值。

3-2-1 網格建立

流場中之晶格為交錯格網，(如圖 3-1)，其優點有：

- (1) 交錯格網不會產生壓力振動之現象。
- (2) 在該晶格中，均能滿足質量守恆之要求。
- (3) 靠近質量邊界，容易處理。
- (4) 類似控制體積，收斂性較好，編寫程式亦方便。

整個計算格網，設定：

- (1) 壓力 P 在控制晶格之中心位置。
- (2) 速度 U, V ，位於控制晶格的四個邊上。其中 U 表 X 方向速度， V 表 Y 方向速度。

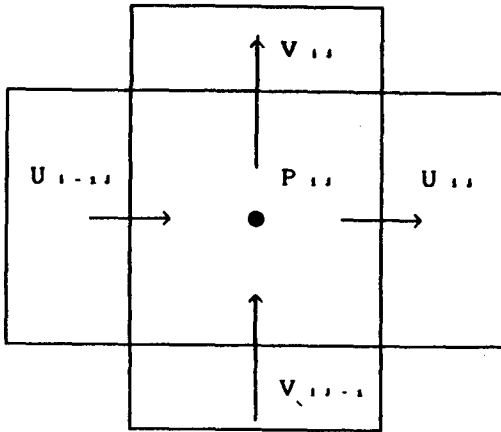


圖3-1 控制晶格內 P 與 UV 配置圖

3-2-2 動量差分方程式⁽⁸⁾

由 (3-10) 式得其中 X 方向以 U 表示， U 方向晶格之動量方程式，各項之差分法如下

- (a) 時間項：採前時間差分法。
- (b) 對流項：採用 QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) 方法。

U 晶格 X 方向：

$$U \frac{\partial U}{\partial X} = FUX^n = U_{i,j}^n * \frac{URW - ULW}{DXM_i} \quad (3-14)$$

Y 方向：

$$V \frac{\partial U}{\partial Y} = FUY^n = VMEAN * \frac{URW - ULW}{DXM_i} \quad (3-15)$$

其中 $U_{i,j}$ ： U 晶格中心點之速度

URW ： U 晶格右邊流出速度

ULW ： U 晶格左邊流入速度

UTW ： U 晶格上方 X 方向出流速度

UBW ： U 晶格下方 X 方向入流速度

DXM ：為 $U_{i,j}$ 晶格中心點至 $U_{i+1,j}$ 晶格中心點之距離

$Vmean$ ： $(V_{i,j}^n + V_{i+1,j}^n + V_{i,j-1}^n + V_{i+1,j-1}^n)/4$

(c) 壓力項 (DPX^n)：採中央差分法。

(d) 黏滯項：採中央差分法。

$$\frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) = VISX^n$$

$$= \frac{1}{Re} 2 \left\{ \left[\frac{(\tau U_{i+1,j} + U_{i-1,j}) / (\Delta X_{i+1} \Delta X_i) - U_{i,j}^n}{\Delta X_{i+1} \Delta X_i} \right] + \left[\frac{(k U_{i,j+1} + U_{i,j-1}) / (1+k) - U_{i,j}^n}{DYM_j DYM_{j-1}} \right] \right\} \quad (3-16)$$

其中 $r = \frac{\Delta X_i}{\Delta X_{i+1}}$, $k = \frac{DYM_{j-1}}{DYM_j}$

$$U^{n+1,j} = U_{i,j}^n + \Delta t (-DPX^n - FUX^n - FUY^n - VISX^n) \quad (3-17)$$

得 U 晶格之動量方程式

同理， Y 方向速度以 V 表示， V 晶格動量方程式各項差分式：

- (a) 時間項：採前時間差分法。
- (b) 對流項：採用 QUICK 方法。

V 晶格 X 方向：

$$U \frac{\partial V}{\partial X} = FVX^n = UMEAN * \frac{VRW - VLW}{DXM_i} \quad (3-18)$$

Y 方向：

$$V \frac{\partial V}{\partial Y} = FVY^n = V_{i,j}^n * \frac{VTW - VBW}{DYM_j} \quad (3-19)$$

其中 $V_{i,j}$ ： V 晶格中心點之速度

VTW ： V 晶格上方 Y 方向出流速度

VBW ： V 晶格下方 Y 方向入流速度

VRW ： V 晶格右邊 Y 軸之流出速度

VLW ： V 晶格左邊 Y 軸之流入速度

$Vmean$ ： $(U_{i,j}^n + U_{i+1,j}^n + U_{i,j-1}^n + U_{i+1,j-1}^n)/4$

(c) 壓力項 (DPYⁿ) : 採中央差分法。

(d) 黏滯項 : 採中央差分法。

$$\frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) = \text{VISY}^n$$

$$= \frac{1}{\text{Re}} 2 \left\{ \left[\frac{(\gamma V_{i+1,j}^n + V_{i-1,j}^n)/(1+\gamma) - V_{i,j}^n}{\text{DXM}_i \text{DXM}_{i-1}} \right] + \left[\frac{(k V_{i,j+1}^n + V_{i,j-1}^n)/(1+k) - V_{i,j}^n}{\Delta Y_{j+1} \Delta Y_j} \right] \right\} \quad (3-20)$$

其中 $k = \frac{\Delta Y_i}{\Delta Y_{j+1}}$, $\gamma = \frac{\text{DXM}_{i-1}}{\text{DXM}_i}$

$$V^{n+1,i,j} = V^{n,i,j} + \Delta t (-\text{DPY}^n - \text{FVX}^n - \text{FVY}^n - \text{VISY}^n) \quad (3-21)$$

而 $\text{DXM}_i = (\Delta X_i + \Delta X_{i+1})/2$

$$\text{DYM}_j = (\Delta Y_j + \Delta Y_{j+1})/2 \quad (3-22)$$

3-2-3 連續差分方程式

由 (3-9) 式

$$\frac{\partial (H(X_i) V_i)}{\partial X_i} = 0 \quad (3-9)$$

寫成差分式

$$\frac{1}{\text{AC}_{i,j}} \left\{ \frac{U_{i,j} \text{AR}_{i,j} - U_{i-1,j} \text{AR}_{i-1,j}}{\Delta X_i} + \frac{V_{i,j} \text{AT}_{i,j} - V_{i,j-1} \text{AT}_{i,j-1}}{\Delta Y_j} \right\} = 0 \quad (3-23)$$

如圖 3-2 所示：

$\text{AC}_{i,j}$: 每一晶格內流體所佔之體積

$\text{AR}_{i,j}$: 每一晶格內能使流體流通之右方面積

$\text{AT}_{i,j}$: 每一晶格內能使流體流通之左方面積

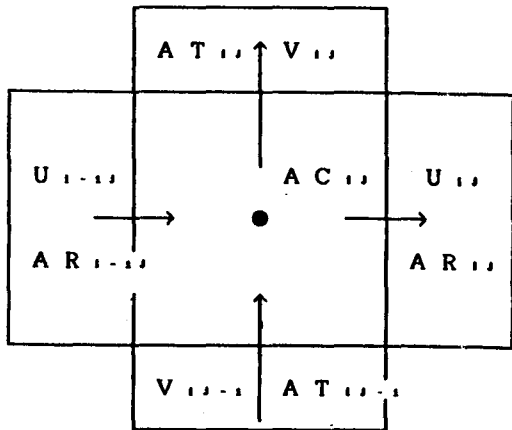


圖 3-2 控制晶格內 AC, AR, AT 示意圖

3-2-4 疊代法則及時間間隔之選取

(3-17) 與 (3-21) 式所得之新時間速度值，

必須同時滿足連續差分式才是真正的新時間速度值。否則，必須採用壓力差加以修正，直到滿足連續差分式為止。取相鄰兩晶格間的壓力差作為修正之準則。由連續差分式改寫成

$$D = \frac{1}{\text{AC}_{i,j}} \left\{ \frac{U_{i,j} \text{AR}_{i,j} - U_{i-1,j} \text{AR}_{i-1,j}}{\Delta X_i} + \frac{V_{i,j} \text{AT}_{i,j} - V_{i,j-1} \text{AT}_{i,j-1}}{\Delta Y_j} \right\} \quad (3-24)$$

選取適當之 P 值，即能使 $D(P) = 0$ 成立；由 Newton-Raphson Scheme，將壓力修正數為 $D(P) = 0$

即

$$D^{n+1} = D^n + \Delta P \left(\frac{\partial D}{\partial P} \right) = 0$$

$$\Delta P = - \frac{D}{\frac{\partial D}{\partial P}} \quad (3-25)$$

當 $D > 0$ 時，表有流量流出晶格，故減少兩晶格間之壓力差可使流出量變小，晶格內速度漸趨穩定。當 $D < 0$ 時，表有流量流入晶格，故加大兩晶格間之壓力差可使流入量變小，晶格內速度漸趨穩定。當 $D \rightarrow 0$ 時，此時之 U、V 及 P 值即為新時間之值。

疊代過程中，所有格點皆要能滿足所允許之容忍誤差值內，即視為滿足連續方程式，本研究採用之容忍誤差值為 < 0.005 。

時間隔之選取，基於兩大限制：

(1) 在每一次時間間距內，質點移動不超過一個晶格之寬度，故

$$\Delta t < \min \left(\frac{\Delta X_i}{|V_{i,j}|}, \frac{\Delta Y_j}{|V_{i,j}|} \right) \quad (3-26)$$

為增加其穩定，於選取最小值後，再以其三分之一或四分之一為真正使用之時間間距。

(2) 若有運動黏滯係數不等於零時，每個時間間距其動量擴散不得超過一個晶格寬度。

$$\nu \Delta t < \frac{1}{2} \frac{(\Delta X_i)^2 (\Delta Y_j)^2}{(\Delta X_i)^2 + (\Delta Y_j)^2} \quad (3-27)$$

(3-26) 及 (3-27) 式須同時考慮，選取其中較小者為時間間距。由於 (3-26) 比 (3-27) 式較嚴密，故直接使用 (3-26) 式作為本研究之選取法制。所選取之間距為 0.003。

3-2-5 求解步驟

求解過程步驟如下：

- (1) 輸入流量的各種參數。
- (2) 由輸入之參數值將整個計算流場劃分成格網。

(3) 計算出障礙物所佔用之格點，以及其 AR, AT, AC。

(4) 設定流場中的邊界條件及起始條件。

(5) 以動量差分方程式，得到下一時刻之預測值。

(6) 判斷預測值是否符合連續方程式，若未符合，則利用壓力差和速度相互修正直到滿足連續方程式為止。

(7) 每增加一新時間之前，先判斷是否產生圖形檔。

(8) 重覆(4)~(8)，直到最後設定終止之時間。

3-3 流場阻力之計算⁽²⁾

因黏滯性流體的分離效應 (separation effect)；流體的流經障礙物對障礙物本身產生形狀阻力 (form drag)。

如圖 3-3 所示，作用在控制體積上的力，分別是淨壓力 (F_p) 剪應力 (F_s) 拖曳力 ($F_{d/cv}$)。

$$F_x = \frac{d(mU)}{dt} \quad (3-28)$$

又

$$F_x = \Sigma F_p + \Sigma F_s + \Sigma F_{d/cv} \quad (3-29)$$

(4-32) 式可改寫成

$$\frac{d(mU)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \iiint \rho dR + \iint \rho U (VdA) \quad (3-30)$$

其中 R：控制體積 (有因次)

A：進出控制體積之表面積 (有因次)

於整個分析過程中，依據下列假設：

(1) 控制體積不隨時間而變化，故 $\frac{\partial}{\partial t} \iiint \rho dR = 0$

(2) 流體本身為不可壓縮流， $\rho = \text{constant}$ 。

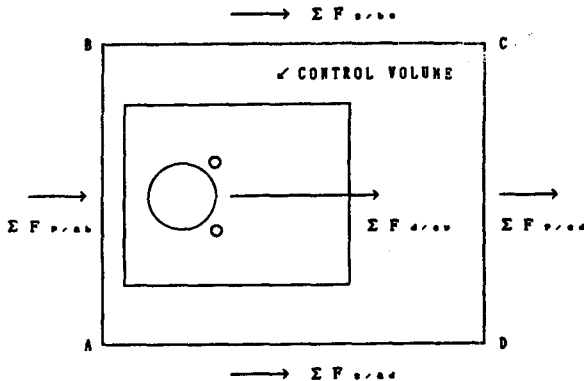


圖 3-3 控制體積受力分佈圖

(3) 二維流場，Z 軸方向為一單位長。

(4) 流體滿足牛頓流體之特性。

則 X 方向動量變化大小，各項力的表示如下：

1. 作用在控制體積 AB 面及 CD 面之淨壓力： F_p

$$\Sigma F_p = \Sigma F_{p/a,b} - \Sigma F_{p/c,d} = \int_a^b P dY - \int_d^c P dY \quad (3-31)$$

2. 作用在控制體積 BC 面及 AD 面之剪應力： F_s

$$\Sigma F_s = \Sigma F_{s/b,c} - \Sigma F_{s/a,d} = \int_b^c \mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) dX - \int_a^d \mu \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) dX \quad (3-32)$$

3. 作用在控制體積上之拖曳力： $F_{d/cv}$

$$F_{d/cv} = Cd * \frac{1}{2} * \rho U^2 * B \quad (3-33)$$

4. 離開控制體積的線動量淨流出率

$$\iint_{cs} \rho U (VdA) = \int_d^c \rho U^2 dY + \int_b^c \rho U V dY - \int_a^b \rho U^2 dY - \int_a^d \rho U V dY \quad (3-34)$$

將控制體積動量方程寫成無因次型式。則 (3-31)

(3-32) (3-33) 和 (3-34) 式可改寫成

$$\Sigma F_p = \rho U^2 * B * \left(\int_a^b P dY - \int_d^c P dY \right) \quad (3-35)$$

$$\Sigma F_s = \rho U^2 * B * \left(\int_b^c \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) dX - \int_a^d \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) dX \right) \quad (3-36)$$

$$\iint_{cs} \rho U (VdA) = \rho U^2 * B * \left(\int_d^c U (VdA) \right)$$

$$= \rho U^2 * B * \left(\int_d^c \rho U^2 dY + \int_b^c \rho U V dY - \int_a^b \rho U^2 dY - \int_a^d \rho U V dY \right) \quad (3-37)$$

將 (3-35) - (3-37) 式代入 (3-28)，(3-29)

和 (3-30) 式，可得

$$Cd = 2 * \left(\int_a^b P dY - \int_d^c P dY + \int_b^c \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) dX - \int_a^d \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial U}{\partial Y} \right) dX + \int_d^c \rho U^2 dY + \int_b^c \rho U V dY - \int_a^b \rho U^2 dY - \int_a^d \rho U V dY \right) \quad (3-38)$$

故由 (3-38) 式阻力係數關係式可知，配合流場控制方程式計算所得之速度和壓力值，即可得阻力係

數值。

3-4 流場渦度值之計算

由渦度 (Vorticity) 之定義：

$$\zeta = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial Y} \quad (3-39)$$

由圖 3-2 可知，要求得 (3-40) 式中各分項的值，必須先求得圖 3-2 中，AC 左右兩側之 V 值，和上下兩面之 U 值。

因本研究之網格架構乃是採用交錯網格，故分別由 U 方向晶格和 V 方向晶格來討論渦度之差分式。

如圖 3-4 所示，於晶格羣中，X 方向的 V 值變化，因受到 X 方向流速 U 的影響，於計算方式上，採取權重法 (weighted method) 來估算：(見圖 3-4)

(1) 先計算 Y 方向之 V 值變化：採中央差分法。

$$\begin{aligned} V_r &= \frac{V_{i+j} + V_{i+j-1}}{2} \\ V_m &= \frac{V_{ij} + V_{ij-1}}{2} \\ V_l &= \frac{V_{i-1j} + V_{i-1j-1}}{2} \end{aligned} \quad (3-40)$$

(2) 再以權重法取 X 方向 V 值變化之中間值。

$$\begin{aligned} V_{mr} &= \frac{V_r * \Delta X_{i+1} + V_m * \Delta X_{i+2}}{\Delta X_{i+1} * \Delta X_{i+2}} \\ V_{ml} &= \frac{V_m * \Delta X_i + V_l * \Delta X_{i+1}}{\Delta X_i * \Delta X_{i+1}} \end{aligned} \quad (3-41)$$

(3) 最後得沿 X 軸方向 V 值變化。

$$\frac{\partial V}{\partial X} = \frac{V_{mr} - V_{ml}}{\Delta X_{i+1}} \quad (3-42)$$

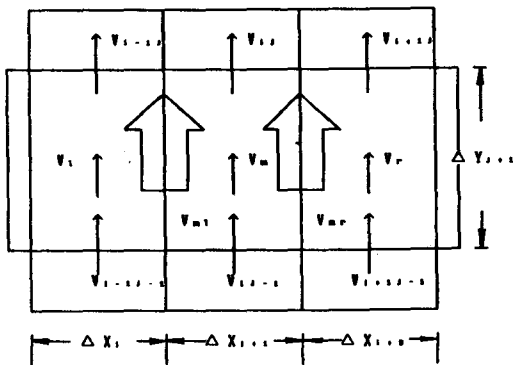


圖3-4 晶格中 X 方向的 V 值變化

相同地，Y 方向之 U 值變化，亦受到 Y 方向流速 V 值之影響，其估算過程與上述步驟相仿。(見圖 3-5)

(1) 首先計算 X 方向之 U 值變化：採中央差分法。

$$\begin{aligned} U_t &= \frac{U_{ij+1} + U_{i-1j+1}}{2} \\ U_m &= \frac{U_{ij} + U_{i-1j}}{2} \\ U_b &= \frac{U_{ij-1} + U_{i-1j-1}}{2} \end{aligned} \quad (3-43)$$

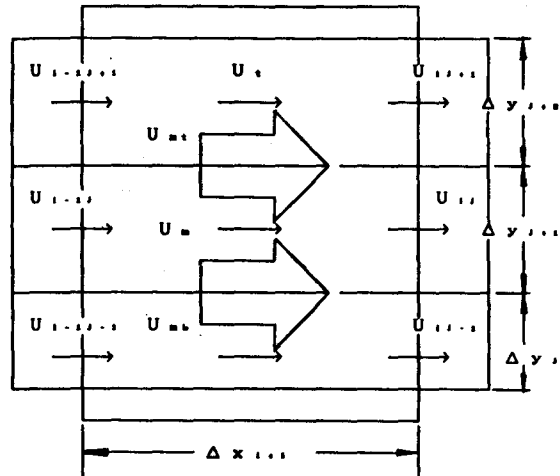


圖3-5 晶格中 Y 方向的 U 值變化

(2) 以權重法求取 Y 方向 U 值變化之中間值。

$$\begin{aligned} U_{mt} &= \frac{U_t * \Delta Y_{j+1} + U_m * \Delta Y_{j+2}}{\Delta Y_{j+1} * \Delta Y_{j+2}} \\ U_{mb} &= \frac{U_m * \Delta Y_j + U_b * \Delta Y_{j+1}}{\Delta Y_j * \Delta Y_{j+1}} \end{aligned} \quad (3-44)$$

(3) 終得沿 Y 軸方向 U 值之變化。

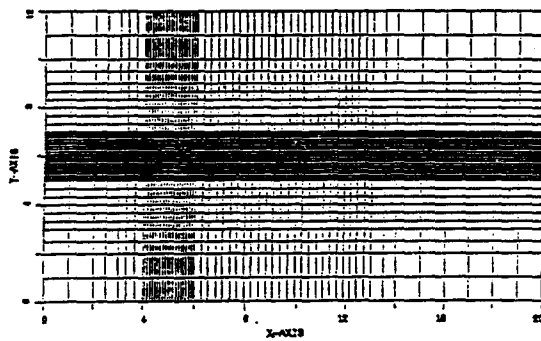
$$\frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{U_{mt} - U_{mb}}{\Delta Y_{j+1}} \quad (3-45)$$

由 (3-43) 與 (3-46) 式，可求取流場中任一點的渦度值 (vorticity)。

四、結果與討論

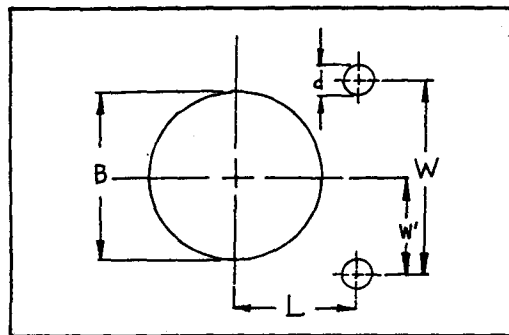
研究過程以數值分析進行流場之模擬；消除渦羣的方法：選定直徑遠小於前圓柱體的「控制圓柱」，將其放置於本研究消除渦列假說中所推估的「最佳位置」……本研究之假說推論位於圓柱體邊界剪力層在分離點上速度剖面的重心位置，可解除

邊界剪力層回捲 (roll-up) 的力量。測試並找尋最佳位置為主要研究步驟，為簡化問題，本研究主要以雷諾數90進行流場模擬，而障礙物以圓柱體為模擬對象，並選取控制圓柱有直徑 $d=0.25B$ 和 $d=0.1B$ 兩種，但經測試過程中， $d=0.25B$ 者與前圓柱障礙物直徑倍數相去不大，模擬效果不甚理想，又因每一次模擬所需之計算機時間相當長，故最終乃選定 $d=0.1B$ 者為本研究之控制圓柱；變換控制圓柱之位置，探討最佳位置之所在，以印證本研究假設推論的正確性。顯示局部模擬的結果，模擬之流場晶格中障礙物位置圖如圖 4-1 所示：上游入口距障礙物前緣 $4.5B$ ；下游出口距障礙物後緣為 $14.5B$ ；上下邊界距上下兩側均為 $5.5B$ 。此處 B 為障礙物在 Y 軸所投影之寬度，為了方便計算起見，取 $B=1$ ；時間間距為 0.03 秒。



(A) 流場晶格分佈圖

圖4-1 流場晶格分佈與障礙物位置示意圖



(B) 障礙物位置示意圖

圖4-1 流場晶格分佈與障礙物位置示意圖

4-1 流場模擬結果

本章以速度場圖、等壓力圖、等渦度圖和煙線圖所提供之模擬結果，作為物理現象解釋之依據。

4-1-1 放置一個小直徑之控制圓柱 ($N=1$)

($L=0.5B$; $W'=0.8B$; $d=0.1B$; $Re=90$)

(圖4-2)

Strykowski (1986年)⁽⁴⁴⁾ 曾於雷諾數 $Re=90$ 流況下，置入直徑 $d=0.1B$ 之一控制圓柱 (control cylinder) 於流場中，實驗結果顯示流場中無卡門漩渦羣形成；亦即置入一個極小的控制圓柱可抑制卡門漩渦羣之產生及漩渦之擺動。相同情況條件下的數值模擬結果由⁽⁴⁵⁾ Strykowski 和 Sreenivasanan 於1989年提出，再度證實了控制圓柱對漩渦擺動尾流流場之抑制效果。故吾人嘗試以相同之條件再作一次流況之模擬：選取一個小直徑之控制圓柱， $d=0.1B$ ；位置位於前圓柱障礙物後方下緣，距前圓柱心距 $L=0.5B$ ，及距 X 方向中心軸 $W=0.8B$ 處，流場雷諾數 $Re=90$ 流況進行模擬：當 $T=15$ 秒時，顯示整個尾流區內已有漩渦擺動之現象產生，因控制圓柱於前圓柱障礙物後方下緣，故抑制了下來漩渦列之產生，使得前圓柱後方下緣呈現較平直之流線，但上緣仍存在一漩渦；自 $T=15$ 秒之後的圖形顯示可看出，雖下緣漩渦因控制圓柱的置入而受到抑制，但上緣漩渦仍繼續規則地形成、脫離，猶如卡門漩渦羣的上半部份；僅形成長度增加。

4-1-2 放置兩個小直徑之控制圓柱 ($N=2$)

置入一個控制圓柱，只能對其中一股產生抑制且消除的功能。故以下，嘗試置入兩個相同大小，且對稱於流場的控制圓柱，並求其擺入流場中的「最佳位置」。

a.) $W=1.2B$; $L=1B$; $d=0.25B$; $Re=100$;

(圖4-3)

選取直徑 $d=0.25B$; $W=1.2B$; 當 $T=1.5$ 秒時，流體自前圓柱分離後，即形成一剪力層，於前一圓柱後緣形成一對上下對稱之附著漩渦，剪力層經控制圓柱羣時，亦產生兩股自控制圓柱分離之邊界剪力層，此時剪力層內部漩渦仍對稱，尚未完全展開；當 $T=15$ 秒，因間距小之故，前圓柱與控制圓柱之間有一對上下對稱之漩渦，逐漸向下游展開。 $T=30$ 秒時，前圓柱與控制圓柱間的流況不變，仍是上下對稱的漩渦，而控制圓柱後方尾流則是一對上下對稱的漩渦，且向下游延伸， $T=45$ 秒，流況與30秒相仿，上緣漩渦已有開始擴大的趨勢，尾流區亦開始向上擺動； $T=120$ 秒時，可較明顯

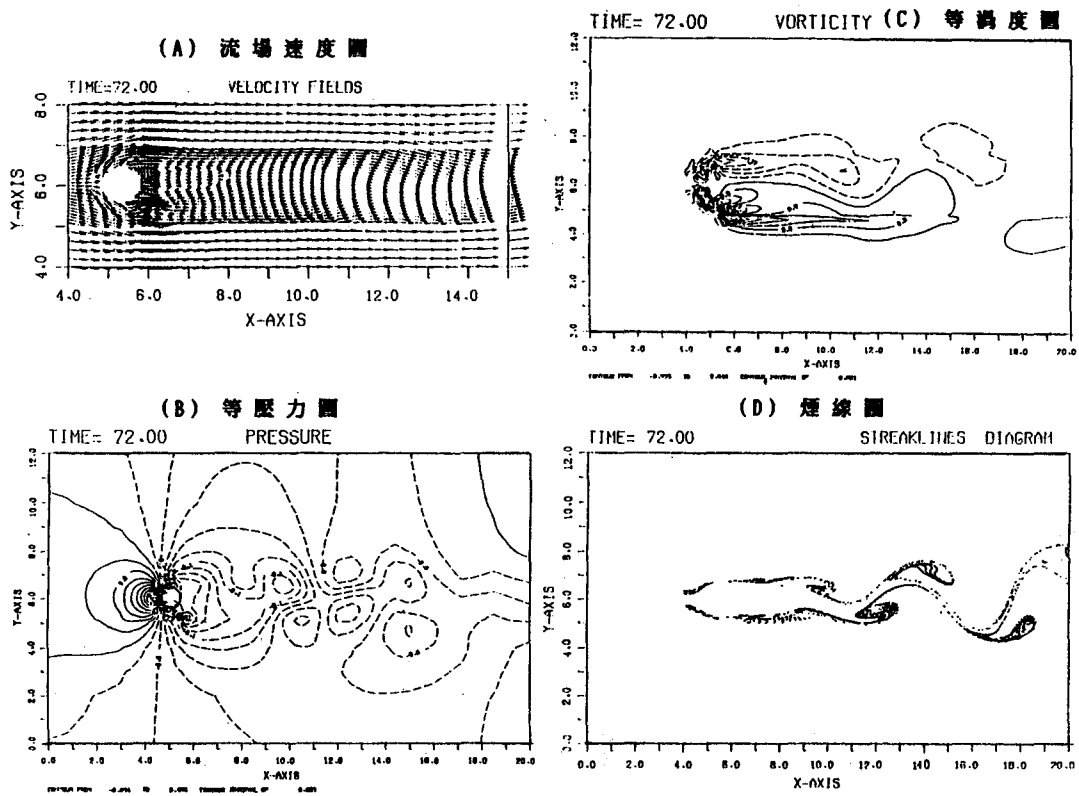


圖4-2 放置單一控制圓柱之流場速度圖 (N=1)
(L=0.5B ; W=0.8B ; d=0.1B ; Re=90)

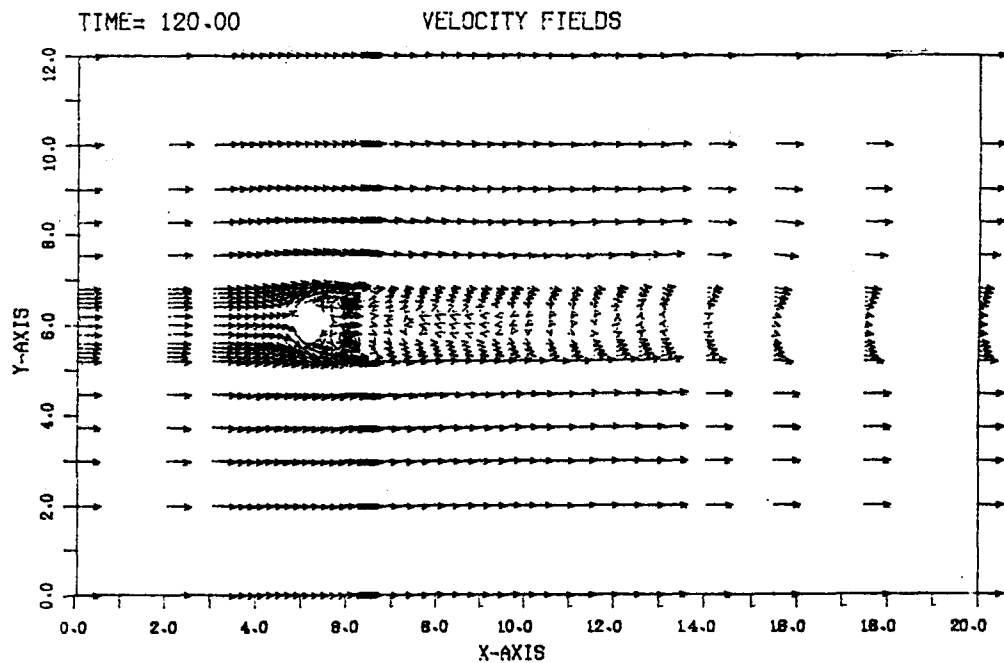


圖4-3 放置兩個控制圓柱之流場 (N=2)
(L=1B ; W=1.2B ; d=0.25B ; Re=100)

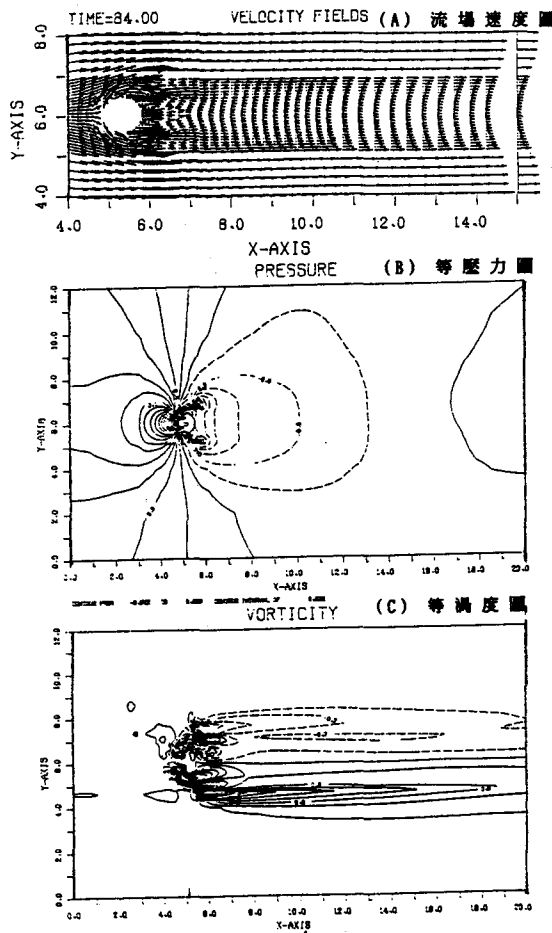


圖4-4 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.5B$; $W=1.6B$; $d=0.1B$;
 $Re=90$)

看出尾流區有向上擺動的流況。

控制圓柱若不夠小，其形狀因素反而大過其功能因素；亦即使流體感受其體積存在，只是前圓柱上的另一圓柱，而非作為消除渦列的控制圓柱，因邊界層厚度很小，控制圓柱的大小相形之下顯得非常重要，故下列測試，吾人改選直徑 $d=0.1B$ 的控制圓柱。

b.) $W=1.6B$; $L=0.5B$; $d=0.1B$; $Re=90$;
(圖4-4)

選取兩個小直徑的控制圓柱， $d=0.1B$ ；置於前圓柱後方距前圓柱圓心距約 $0.5B$ 之流場內，

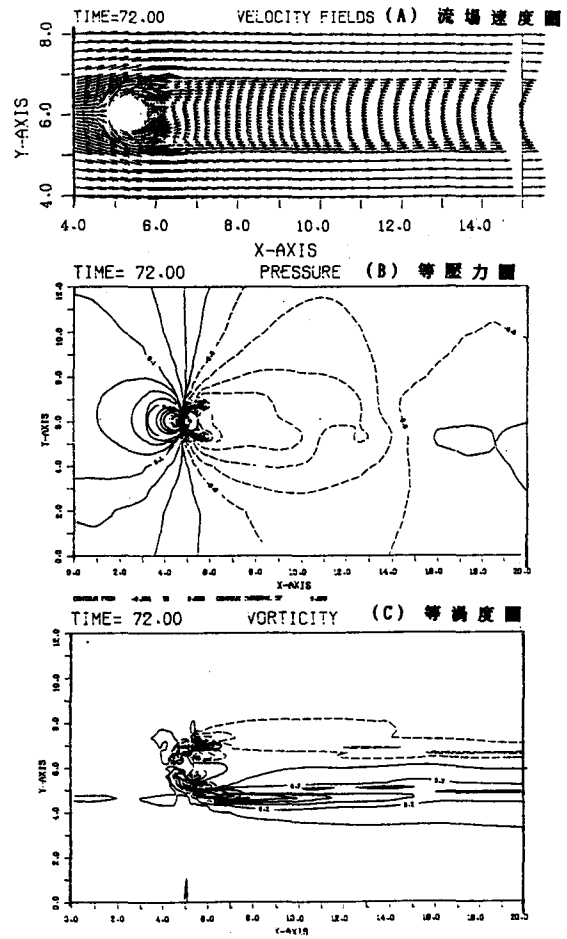


圖4-5 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.5B$; $W=1.4B$; $d=0.1B$;
 $Re=90$)

兩控制圓柱對稱於X軸中心軸，間距 $W=1.6D$ ，於雷諾數 $Re=90$ 之流況下進行模擬；結果圖形顯示， $T=15$ 秒時，前圓柱後緣有一對回捲的相反方向速度剖面，受制於控制圓柱，而形成類似附著漩渦，緊接於前圓柱之後緣；控制圓柱後方，則成功地抑制了漩渦的產生，呈現平直的流線；直到 150 秒，其流況亦與 $T=30$ 秒時之流場流況相仿。由此可知，於此位置之控制圓柱，已成功地消除尾流區內漩渦羣的產生及漩渦尾流之擺動。

c.) $W=1.4B$; $L=0.5B$; $d=0.1B$; $Re=90$;
(圖4-5)

選取兩控制圓柱， $d=0.1B$ ； $L=0.5B$ ，縮短間距 $W=1.4B$ ，於流場雷諾數 $Re=90$ 流況下進行模擬：結果圖形顯示： $T=36$ 秒時，尾流區上下呈現不對稱的趨勢，有初始擺動的現象； $T=60$ 秒時，尾流的擺動已非常明顯，唯擺幅寬極小，漩渦擺動呈現動態平衡穩定狀態。

d.) $W=1.2B$ ； $L=0.5B$ ； $d=0.1B$ ； $Re=90$ ；
(圖4-6)

繼 $W=1.4B$ 之流場之後，吾人再次縮短流場中控制圓柱之間距， $W=1.2B$ ；位置 $L=0.5B$ ， $d=0.1B$ ，於流場雷諾數 $Re=90$ 流況下進行模擬：結果由圖形顯示： $T=12$ 秒時，狹長的漩渦對已向下游延伸至流場 $9B$ 的位置，且下方漩渦有擴大的趨勢，呈不對稱狀，尾端亦已開始小幅度擺動； $T=30$ 秒時，上方漩渦脫離向下游移動，下方漩渦已漸擴大；自 $T=36$ 秒後，漩渦對的交替產生和擺動已趨穩定， $T=48$ 秒，擺幅的增加亦達動態穩定。

e.) $W=1.7B$ ； $L=0.5B$ ； $d=0.1B$ ； $Re=90$ ；
(圖4-7)

繼 $W=1.2B$ 之後，已知當 $W=1.2B$ 及 $W=1.4B$ 兩情況皆已有漩渦擺動的現象，明顯的該位置已超過最佳位置圖；接下來，吾人嘗試增加兩控制圓柱之間距；選取兩對稱 X 方向中心軸的控制圓柱，間距 $W=1.5$ 秒時，兩控制圓柱間存在一對附着漩渦，尾端正逐漸向下游展開； $T=6$ 秒時，附着漩渦對尾流已展開至下游 $10B$ 位置； $T=42$ 秒後，流況趨動態穩定，巨觀上，可說與 $W=1.6B$ 的流況相似。

由前一種位置； $W=1.7B$ 的流況中，可以清楚看出該位置的控制圓柱已成功消除漩渦羣的產生，明顯的，該位置正位於「最佳位置」的容許範圍之內，為瞭解該範圍的大小，嘗試再加大控制圓柱間距。

f.) $W=1.8B$ ； $L=0.5B$ ； $d=0.1B$ ； $Re=90$ ；
(圖4-8)

選取控制圓柱間距 $W=1.8B$ ； $L=0.5B$ 的位置進行模擬。結果顯示：當 $T=36$ 秒時，速度場已有擺動的流況，上緣漩渦已脫離向下游移動，而下緣漩渦正形成擴大中，但擺幅不大；當 $T=72$ 秒時，流況已然完全達到動態穩定，此時上緣漩渦正值脫離，下緣漩渦正產生一新漩渦，整個渦列的擺動幅寬比 $T=36$ 秒時大，與單一圓柱之擺幅相當。

由模擬結果得知，該位置並未能有效攔阻回捲的力量，致使渦列產生且有明顯的擺動振幅，表示已超過「最佳位置」的容許範圍。經過前述幾種位置的測試，大致可定出在 $L=0.5B$ 的垂直流向直線方向上，控制圓柱的「最佳位置容許範圍」。

接下來，嘗試將兩側控制圓柱以平行流向的方向，向上游移動，以瞭解在橫向位移中，控制圓柱的抑制渦列效果。前述模擬中，以 $W=1.6B$ 和 $W=1.7B$ 之消除渦列最佳，而 $W=1.7B$ 又較 $W=1.6B$ 穩定（見討論，以 C_d 值來判斷），故在橫向位移中，控制圓柱之間距以 $W=1.7B$ 為主要間距來進行模擬。

g.) $W=1.7B$ ； $L=0.25B$ ； $d=0.1B$ ； $Re=90$ ；
(圖4-9)

將控制圓柱兩側對稱地向上游移動 $0.25B$ ；選取位置 $W=1.7B$ ， $L=0.25B$ ， $Re=90$ 進行流場模擬，結果顯示：當 $T=48$ 秒時，速度場圖（見圖4-9）顯示其尾流區已有擺動產生，且在控制圓柱後方有一對極狹長的附着漩渦，延伸至流場中 $8B$ 的位置，下緣漩渦正脫離向下游移動，上緣亦已形成一大形史戴荷漩渦， $T=60$ 秒時，後緣附着漩渦尾流較短，擺幅較 48 秒大，下緣正形成一史戴荷漩渦。

h.) $W=1.5B$ ； $L=0.25B$ ； $d=0.1B$ ； $Re=90$ ；
(圖4-10)

選取間距 $1.5B$ ，因此處邊界層厚度較小，速度剖面的重心位置可能較靠障礙物表面，並以 $Re=90$ ， $L=0.25B$ 進行模擬，結果顯示：於後緣有一對極狹長的附着漩渦，延伸至 $10B$ 處。 $T=36$ 秒前之流況無大幅擺動， 36 秒時上緣已形成一漩渦欲脫離且向下游移動； $T=48$ 秒，附着漩渦長度縮至 $9B$ ，擺動加劇； $T=60$ 秒已呈動態平衡穩定。

由g.和h.可知 $L=0.25B$ 已在分離點之前，雖置入控制圓柱，渦列仍形成，唯有 $W=1.5B$ 時，其進入穩定狀態的時間較 $W=1.7B$ 長，顯然 $W=1.5B$ 較 $W=1.7B$ 更接近該點速度剖面的重心位置，因此處邊界層厚度亦較薄的緣故，為合理之結果。

i.) $W=1.7B$ ； $L=0.4B$ ； $Re=90$ ；(圖4-11)

選取控制圓柱間距 $W=1.7B$ ， X 軸方向距離 $L=0.4B$ ，欲瞭解分離點確實位置，及該位置消除渦列之效果。結果顯示：於 $T=24$ 秒，後緣渦對已開始擺動； $T=60$ 秒之後呈動態穩定，流況與前

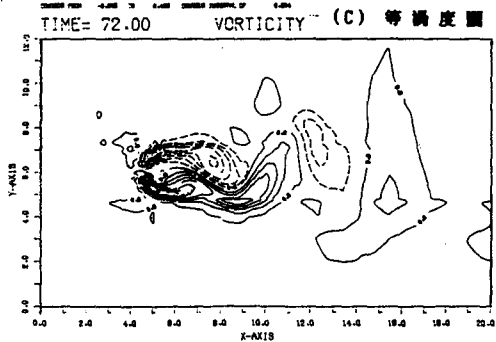
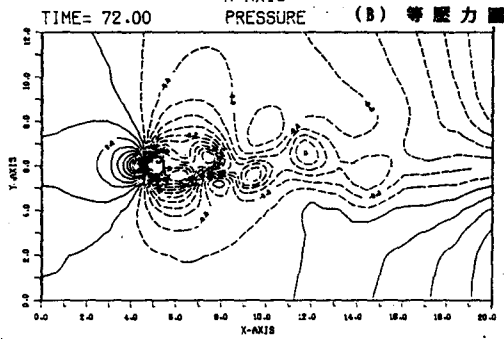
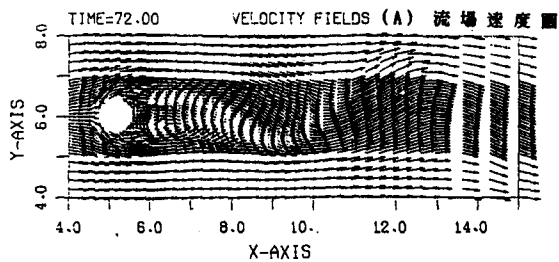


圖4-6 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.5B$; $W=1.2B$; $d=0.1B$;
 $Re=90$)

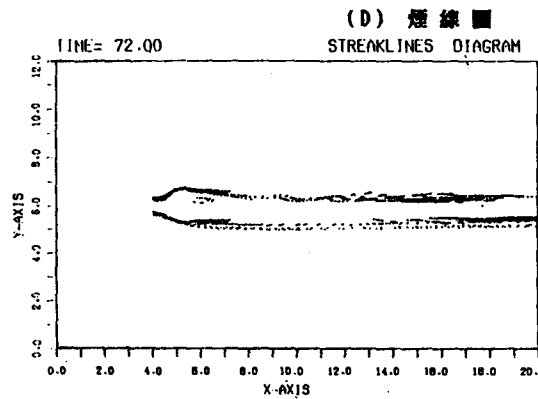
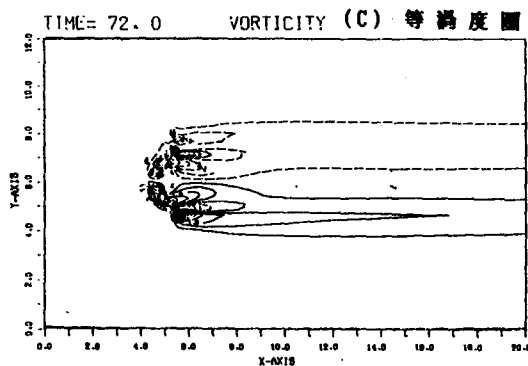
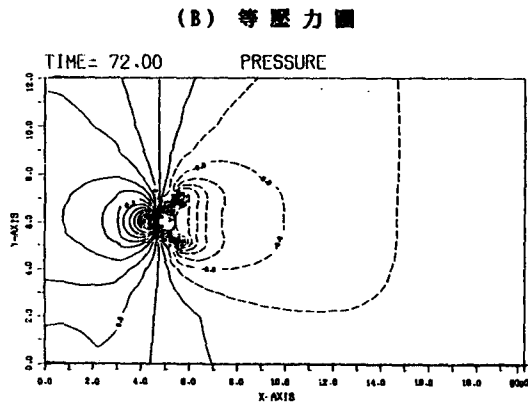
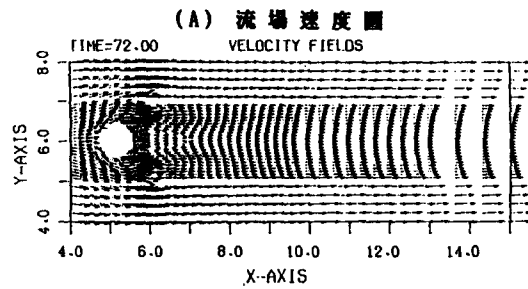


圖4-7 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.5B$; $W=1.7B$; $d=0.1B$;
 $Re=90$)

(如右圖)

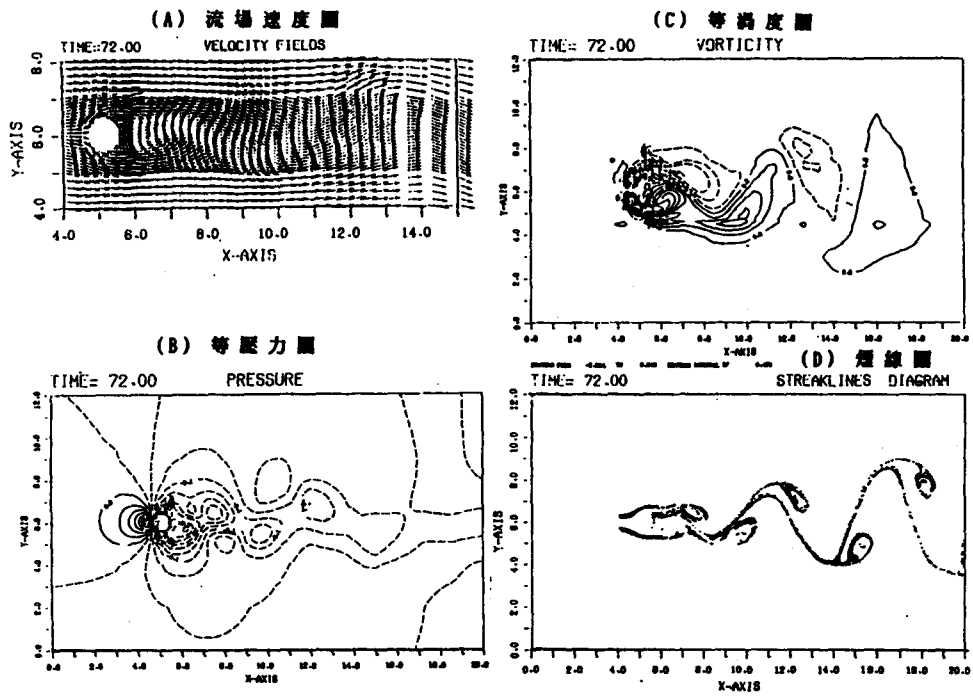


圖4-8 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.5B$; $W=1.8B$; $d=0.1B$; $Re=90$)

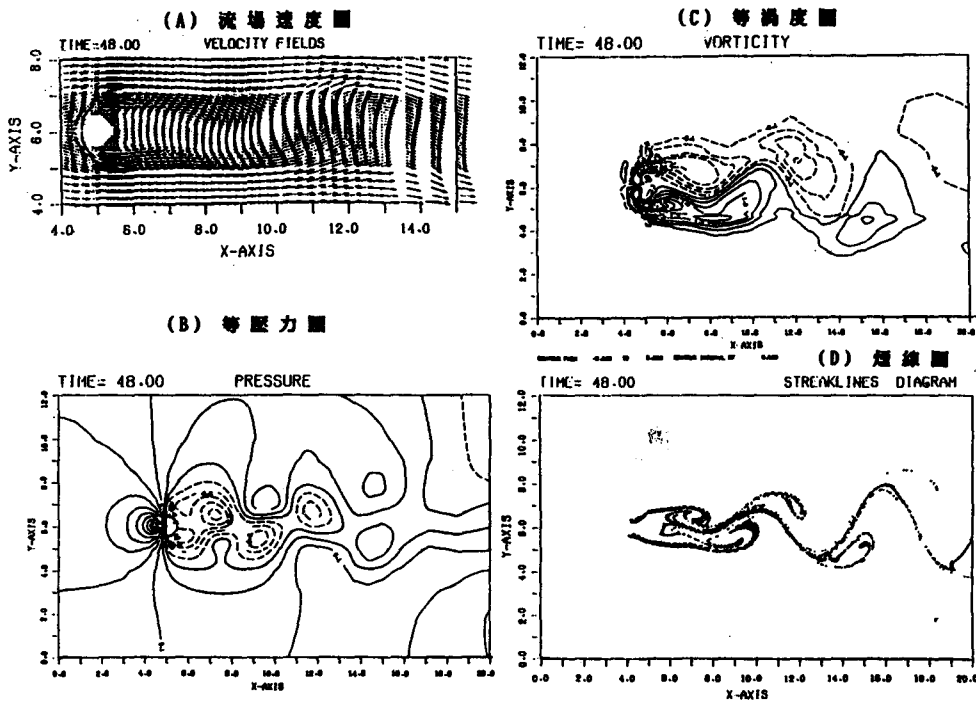


圖4-9 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.25B$; $W=1.7B$; $d=0.1B$; $Re=90$)

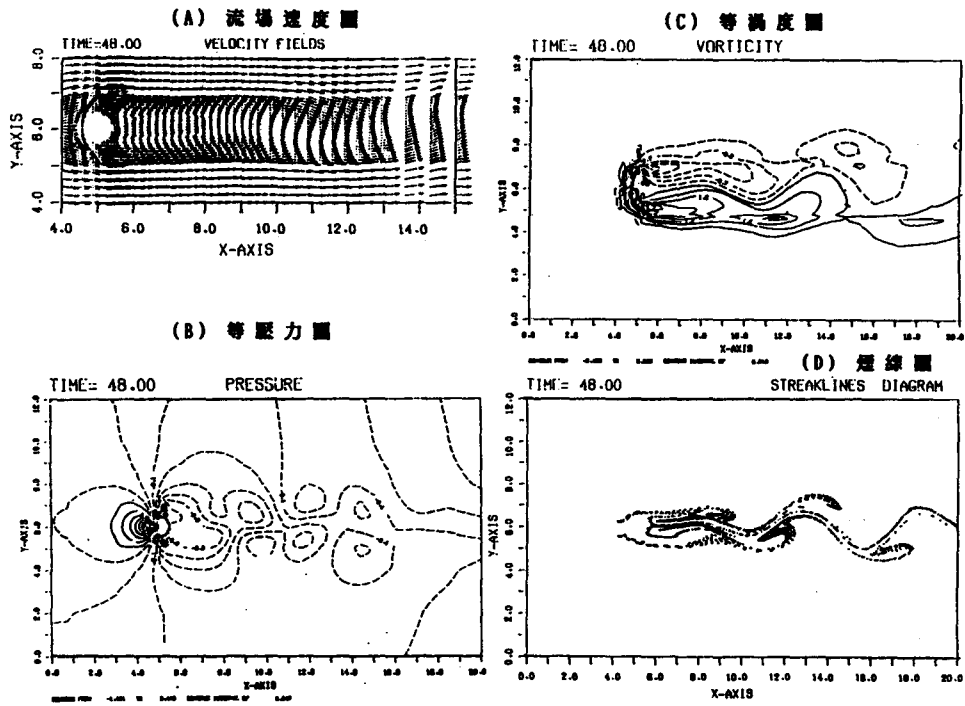


圖4-10 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.25B$; $W=1.5B$; $d=0.1B$; $Re=90$)

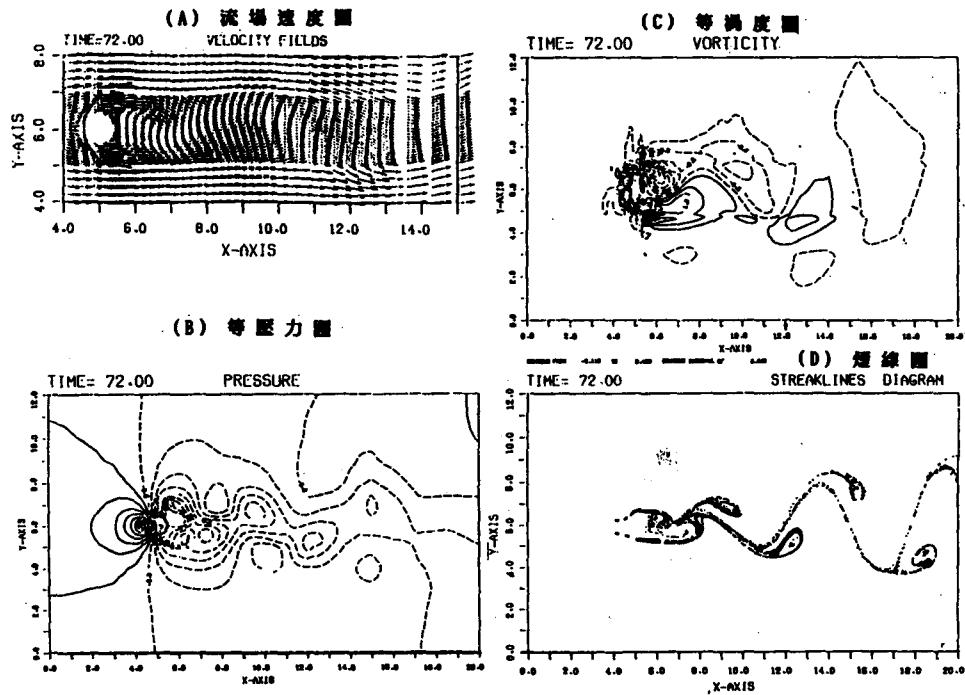


圖4-11 放置兩個控制圓柱之流場 ($N=2$)
($L=0.4B$; $W=1.7B$; $d=0.1B$; $Re=90$)

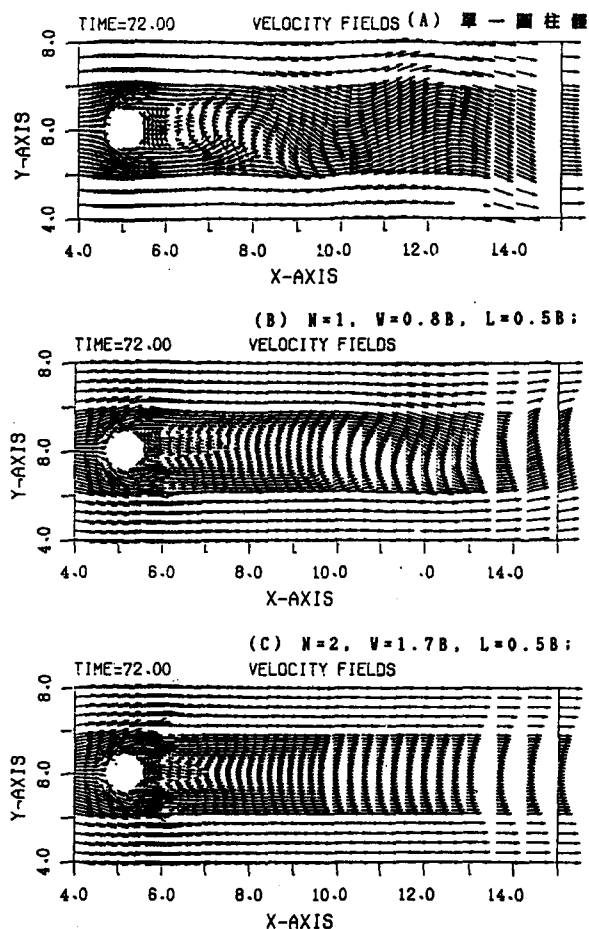


圖4-12 單一圓柱體障礙物，置入一個控制圓柱 ($N=1$) 與置入二個控制圓柱 ($N=2, W=1.7B, L=0.5B$) 於 $T=72$ 秒之尾流速度場圖之比較。

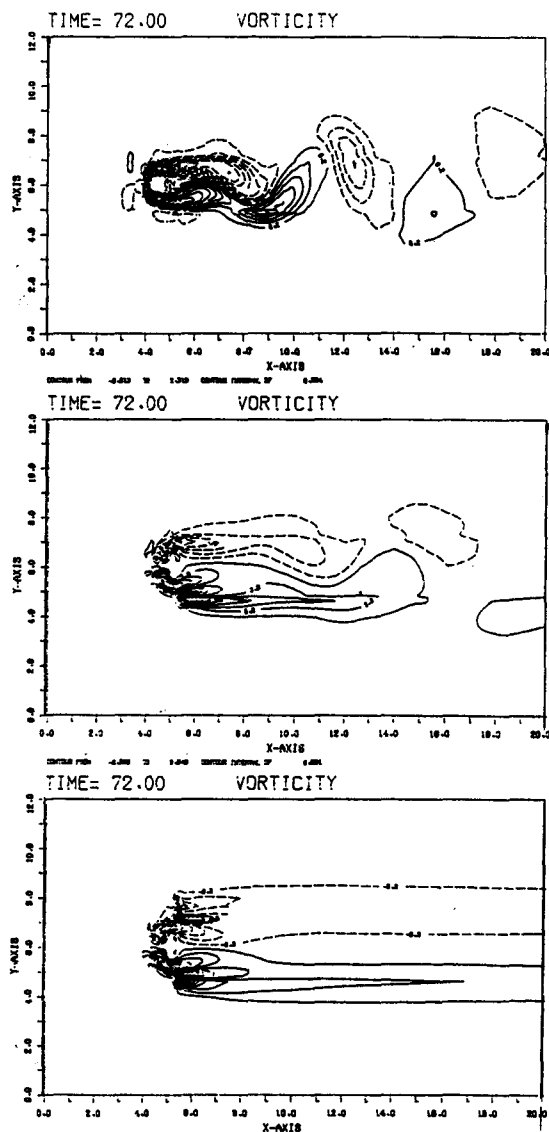


圖4-13 單一圓柱體障礙物，置入一個控制圓柱 ($N=1$) 與置入二個控制圓柱 ($N=2, W=1.7B, L=0.5B$) 於 $T=72$ 秒之尾流速度場圖之比較。

一小節所述者相仿。

由 g. h. i. 三種位置得知，當 $L \leq 0.4B$ 時，未能有效地消除渦列的產生，顯然在分離點之前，非最佳位置之範圍。

4-1-3 阻力模擬結果

分析阻力係數的方法已於 3-3 節陳述，採取控制體積法，配合數值方法求得之速度和壓力的結果。

由分析結果(圖4-15)，阻力係數與時間關係圖中，可以得知每一組位置流況中，達到動態穩定流況之時間，結果顯示， $T=60$ 至 70 秒之後，每一組位置之流況皆已達動態平衡，且阻力係數亦隨着時間呈上下振盪，具有週期特徵，結果表示於表 4-1，表 4-2。

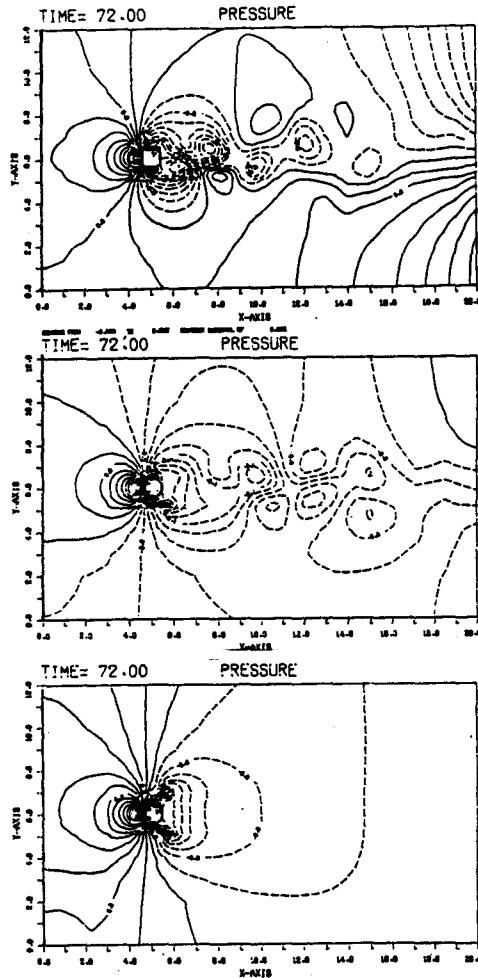


圖4-14 單一圓柱體障礙物，置入一個控制圓柱 ($N=1$) 與置入二個控制圓柱 ($N=2, W=1.7B, L=0.5B$) 於 $T=72$ 秒之尾流速度場圖之比較。

4-2 討論

由漩渦形成的理論，可以知道邊界層在分離點上分離之後，因速度梯度與壓力造成分離邊界剪力層的不穩定，速度剖面因速度梯度為負值，終至在後緣尾流中回捲而形成漩渦。而本研究即以置入直徑極小的控制圓柱，企圖找出位於分離點上速度剖面的重心位置，用以阻滯瓦解回捲形成第一個漩渦

的力量，因為該重心位置於本研究的假說中被認為：存在一個點或一個區域，是邊界剪力層由不穩定過渡至形成二次漩渦和第一個大型史戴荷漩渦的關鍵位置。

在前一節結果的陳述中，可以發現本研究的假說已初步地被獲得證實，在 a. 至 i. 等位置流況的模擬中，可以清楚地得到一個區間，為置入控制圓柱的最佳位置。

本研究僅將流場模擬結果，藉由速度場圖、等壓力圖、等渦度圖和煙線圖表現出來，而流場中受阻力情形，本文以阻力係數與時間關係圖作一說明。以下則分別就網路格間距選取、計算區間內層邊界之修改、漩渦形成與消除、最佳位置分析和流場受力情形等進行討論。

4-2-1 網路格間距選取

採用數值方法模擬流場流況，格點間距相配合，才能符合穩定法則。本研究目的在於研究控制圓柱消除渦列之效果，故圓柱障礙物與控制圓柱後方尾流為重要觀測區間，網路選取作以下考量：

- 1) 本研究採非均勻格點，於前圓柱與控制圓柱位置區間，安排較密的格點；又因為控制圓柱極小，其直徑僅 $0.1B$ ，倘若該區間最小之格點間距不夠小，易導致數值運算中無法察覺控制圓柱之存在，就與所要求之流場流況相去甚遠；但若網路過小，又與穩定法則無法配合，易導致數值結果無法收斂，於 4-1-3 節中 a. 最小間距 $0.1B$ ，與 b. 至 i. 中最小間距 $0.75B$ ，使控制圓柱內至少有三個控制格點，且又符合穩定法則。
- 2) 下游尾流區，於第一組渦列形成之後，下游採較疏之網路，最大網路間距為 $2B$ 。

4-2-2 計算區間內層邊界之修改

計算區間內層邊界，尤其在下流邊界上，必須為干擾消失處。不適當之下游邊界將影響模擬結果，導致強迫截取流況，造成上游之受力及擺動加大，本研究於內層邊界以權重上風差分法作為判斷之準則，使流況受擠壓截取之情況，獲得改善。

4-2-3 漩渦形成與消除

在未置入控制圓柱，即單一圓柱體，依其理論位於漩渦中心是渦度值最大的所在，由本文依計算結果所得之渦度圖顯示在該中心位置確能得最大渦度絕對值。當置入控制圓柱後，在 4-1-3 節中 b. 和 e.，即 $W=1.6B$ 和 $1.7B$ 兩個成功消除渦列的位置，由渦度圖中可看出，消除的方式乃是延長了

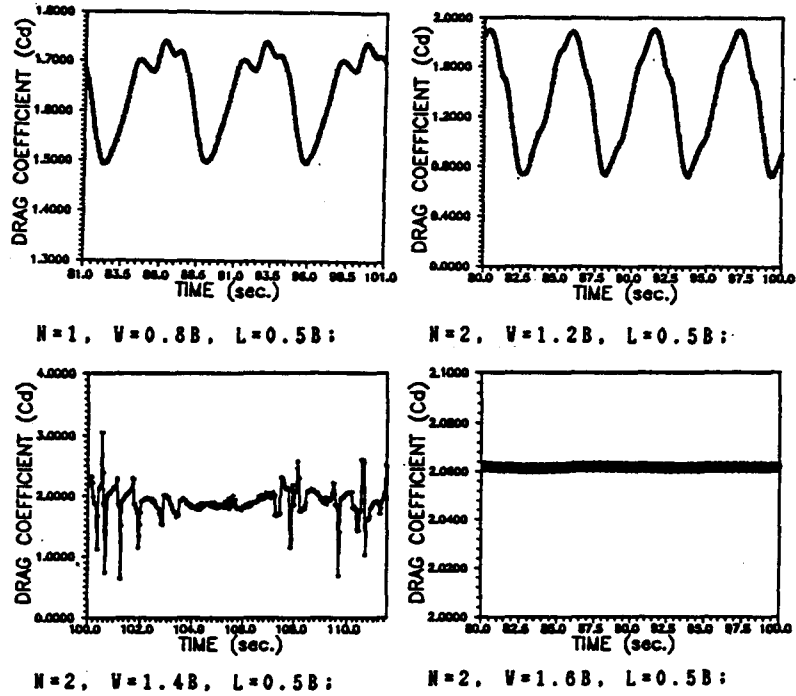


圖4-15a. 控制圓柱不同位置阻力係數圖

- (A) $N=1, W=0.8B, L=0.5B$; (B) $N=2, W=1.2B, L=0.5B$;
 (C) $N=2, W=1.4B, L=0.5B$; (D) $N=2, W=1.6B, L=0.5B$;

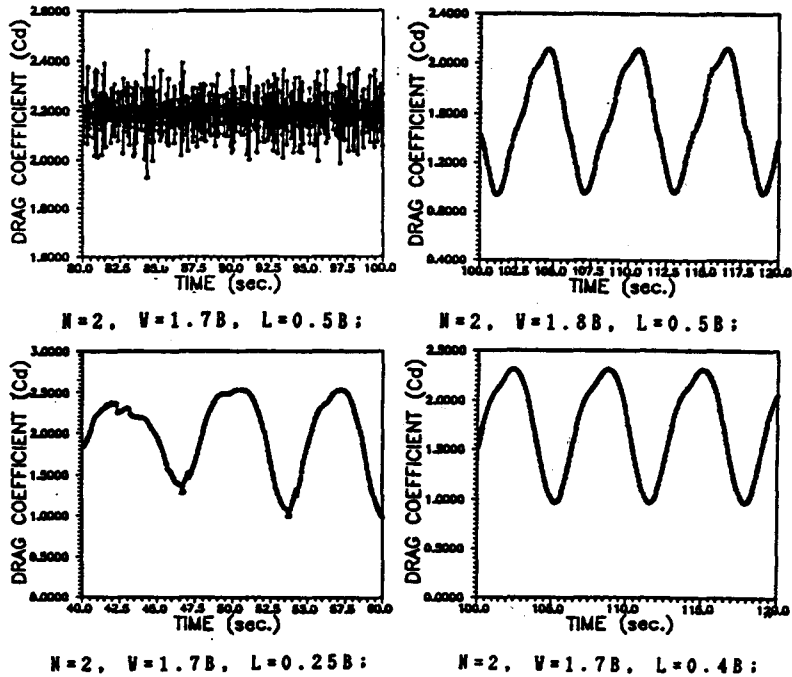


圖4-15b. 控制圓柱不同位置阻力係數圖

- (E) $N=2, W=1.7B, L=0.5B$; (F) $N=2, W=1.8B, L=0.5B$;
 (G) $N=2, W=1.7B, L=0.25B$; (H) $N=2, W=1.7B, L=0.4B$;

其渦度，使週期變得無限大；相對的，其渦流產生振動的頻率，即史戴荷數 (Strouhal number)，其值幾乎趨於零。

再者由等壓力圖知，於障礙物前緣為壓力值最大之處，於漩渦中心壓力最小，於壓力為零處，可依稀看出分離點的所在位置。在 $W=1.6B$ 和 $1.7B$ 流況中，其等壓力圖所呈現的，幾近於均勻流之流況，表示已達到消除渦列之效果。

同時由模擬之結果可歸納出一結論：即當控制圓柱愈接近速度剖面重心位置，其擺動週期愈長，史戴荷數隨之愈小，且當位於重心位置，其擺動週期趨近無限大，而史戴荷數趨近於零。

4-2-4 最佳位置之分析

由 2-4-3 節中，依據 Dennis 和 Chang⁽¹²⁾ 1970年提出之資料中得到當 $Re=90$ 時，分離點之角度約 65 度，我們所推估之最佳位置範圍： $L > 0.43B$ ； $0.453B \leq W' \leq 0.931B$ 。由數值模擬顯示：以 $L=0.5B$ 即 $X=5.5B$ ， $W=1.6B$ 和 $1.7B$ 之消除效果最佳；當 $L \leq 0.4B$ 時，不論 Y 軸方向之間距如何，顯示皆已產生卡門渦列。故由模擬結果可得一範圍：即 $L > 0.4B$ ； $1.6B \leq W \leq 1.7B$ ，取對稱 X 方向中心軸的一半流場，則 $0.8B \leq W' \leq 0.85B$ 。此正位於假設推估之範圍內，與假說推估區間相吻合，且由推估值算出之重心位置為 $0.73B$ ，以 $W=1.7B$ 穩定之結果看來，亦符合該重心位置。故本研究之假說已獲得印證其正確性。

4-2-5 阻力分析

本研究之阻力計算，採取控制體積動量方程式，計算由數值運算所得之速度與壓力值所得之結果。由 Sucker 和 Brauer 於 1975 年⁽⁴⁷⁾ 之資料顯示：流體通過圓柱體，當 $Re=90$ 時，平均阻力係數約為 1.3。由表 4-1，可看出所有位置之平均 C_d 值，均較 1.3 大，且可得一趨勢：當控制圓柱所在位置愈接近重心位置 ($W=1.7B$)， C_d 值愈大， $W=1.7B$ 位置之 C_d 值為所測試中最大者，而 $W=1.2B$ 為最接近 Sucker 的 1.3。故此可得一解釋為：位於重心位置的控制圓柱，當速度剖面外圍回捲力量為其阻擋而破碎，部份力量被擠向控制圓柱與障礙物表面之間，增加作用於障礙物表面之剪應力，故 C_d 值較單一圓柱之 C_d 值為高。當控制圓柱向重心位置上方或下方移動， C_d 值隨移動距離增加而減小，係因回捲力量未被分散之

故。

由控制圓柱在重心位置範圍之外的流場模擬所得之 C_d 值可知， C_d 值隨時間上下振盪，且具有規則性週期。於動態穩定之後，其 C_d 值上下振盪之週期恰為卡門渦列振盪週期的一半。(見表 4-2)

五、結論與建議

本研究以數值方法模擬二維度黏滯性層流之流場，採置入控制圓柱體之方式，以期消除尾流中之卡門渦列。模擬結果與討論，綜合所得下列結論。

- 1) 本研究所作之假設推論：擬消除尾流區之渦列，因依據過去文獻歸納得知，渦列係由分離後之邊界剪力層，其不穩定之結果所形成，且於速度剖面因速度梯度小於零而逐漸向內側回捲，若置入一直徑極小之控制圓柱於該回捲力量之重心位置，以破碎該力量，便可達到消除渦列之目的。模擬結果，初步證實本假說為正確。
- 2) 模擬消除渦列所選取之控制圓柱，本研究採 $d = 0.1B$ ，確實達到消除渦列，破碎回捲力量 (roll-up) 之要求。
- 3) 置入控制圓柱後之流場，其尾流渦列的擺動週期，均較單一圓柱時之擺動週期為長，且由等渦度圖可知，因週期的延長，亦促使漩渦同側中心距的加長。
- 4) 由等渦度圖觀測，發現消除渦列之實質，乃是渦度被延長至下游無限遠處，週期無限大，則史戴荷數 $S = 0$ 。
- 5) 由等壓力圖得知，消除渦列後之流況，近似於均勻流況。由 Dennis 和 Chang⁽¹²⁾ 於 1970 年提出之分離點角度之資料所推估分離點上速度剖面之重心位置，與本研究所模擬之結果，兩者極為吻合。
- 6) 阻力係數於重心位置時最大，逐漸向上下兩側減小，置入控制圓柱後之流場阻力係數值大於單一圓柱之阻力係數值，此係因回捲力量被破碎分散，加強作用於障礙物表面之剪應力所致。
- 7) 分離點 (separation point) 於本研究中之極重要的地位，瞭解分離點前後流況，實為正確消除漩渦列，印證本假說之要因。
- 8) 期待以實驗方式驗證本假說，使立論之資料組更加完全。

(Re=90 ; b=0.1B)

(N=2)	Cd _{mean}	週 期
W=1.7B ; L=0.5B	2.180	~∞
W=1.6B ; L=0.5B	2.055	~∞
W=1.8B ; L=0.5B	1.575	6.2
W=1.4B ; L=0.5B	1.945	—
W=1.2B ; L=0.5B	1.320	5.4
W=1.5B ; L=0.25B	1.520	5.8
W=1.7B ; L=0.25B	1.750	6.1
W=1.7B ; L=0.4B	1.650	5.8
(N=1) W=0.8B ; L=0.5B	1.615	6.6

表4-1 控制圓柱不同位置之平均阻力係數表

	(Cd) 週 期	(卡門渦列) 週 期
W=1.8B ; L=0.5B	6.2	12.6
W=1.2B ; L=0.5B	5.4	11.2
W=1.5B ; L=0.25B	5.8	11.4
W=1.7B ; L=0.25B	6.1	12.1
W=1.7B ; L=0.4B	5.8	11.5
(N=1) W=0.8B ; L=0.5B	6.6	13.2

表4-2 阻力係數週期與卡門渦列擺動週期比較表

參 考 文 獻

- (1) 曾振遠, 「黏性尾流之渦流運動預測模式」, 中國農業工程學報第34卷第3期, 77年9月1日。
- (2) 曾振遠, 劉佳興, 「黏滯流通過方形障礙物之流場模擬」, 中國農業工程學報第35卷第3期, 78年9月1日。
- (3) 許敏能, 「黏滯性層流通過不同幾何形狀障礙物尾流區之數值模擬」, 私立淡江大學水資源與環境工程研究所碩士畢業論文, 79年6月。
- (4) 莊岳勳, 「消除尾流區漩渦羣形成之數值模擬研究」, 私立淡江大學水資源與環境工程研究所碩士畢業論文, 80年6月。
- (5) Bearman, P. W. & A. F. Wodcock. "The Interaction between A pair of Circular Cylinders Normal to a Stream," J. F. M., 1973, Vol. 61, part 3, pp. 499-511.
- (6) Blevins, "Flow-Induced Vibration", Van Nostr and Retnhojd Company, 1977.
- (7) Bloor, M. S. "The Transition to Turbulence in the Wake of a Circular Cylinder." J. F. M., 1964, Vol. 19, pp. 290-304.
- (8) Cheer, A. Y., "Unsteady Separated Wake behind an Impulsively Started Cylinder in Slightly Viscous Fluid". J. F. M., 1989, Vol. 201, pp. 485-505.
- (9) Churchill Stuart Winston, "Viscous Flows: the practical use of theory", Butterworth Publishers, a Division of Reed Publishing (USA) Inc., 1988.
- (10) Coutanceau Madeleine, Roger Bouard, "Experimental Determination of the Main Features of the Viscous Flow in the Wake of a Circular Cylinder in Uniform Translation. Part 1. Steady Flow & Part 2. Unsteady Flow." J. F. M., 1977, Vol. 79, part 2, pp. 231-272.
- (11) Davis, R. W., E. F. Moore, L. P. Purtell, "Numerical-Experimental Study of Confined Flow around Rectangular Cylinder". Physics of Fluids, Vol. 27 (1), January 1984, pp. 46-59.
- (12) Dennis, S. C. R., and G. Z. Chang, "Numerical Solution for steady Flow Past a Circular Cylinder at Reynolds Numbers up to 100" J. F. M., 1970. Vol. 42, pp. 471.
- (13) Gerich Detlev & Helmut Eckelmann, "Influence of End Plates and Free Ends on the Shedding Frequency of Circular Cylinders". J. F. M., 1982, Vol. 122, pp. 109-121.

- (14) Goodman Wesley L., "Modification of the Karman-Vortex Street in the Freestream". AIAA Journal, Vol. 24, No. 9, 1986, pp. 1556-1557.
- (15) Hannemann, K., H. Oertel Jr, "Numerical Simulation of the Absolutely and Convectively Unstable Wake", J. F. M., 1989, Vol. 199, pp. 55-88.
- (16) Harlow Francis H. & Jacob E. Fromm, "Computer Experiments in Fluid Dynamics". Scientific American, Vol. 212, 3, 1965, pp. 104-110.
- (17) Hirt, C. W., B. D. Nichols, N. C. Romero, "Sola-A Numerical Solution Algorithm for Transient Fluid Flows". Los Alamos Scientific Laboratory Report LA-5852 and "Addendum", LA-5852, add., 1975.
- (18) Hirt, C. W., J. M. Sicilian, "A Porosity Technique for the Definition Obstacles in Rectangular Cell Meshes". Flow Science, Inc. Los Alamos, New Mexico August 1985, pp. 450-486.
- (19) Huerre, P., P. A. Monkewitz, "Absolute and Convective Instabilities in Free Shear Layers". J. F. M., 1985, Vol. 159, pp. 151-168.
- (20) Huerre Patrick, Peter A. Monkewitz, "Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows", Annu. Rev. Fluid Mech. 1990, 22, pp. 473-537.
- (21) Hwang Robert R., Te-Pu Chiang. Mau-Tse chiao, "Time-Dependent Incompressible Viscous Flow past a Circular Cylinder". Journal of the Chinese Institute of Engineers, Vol. 9, No6, pp. 617-631.
- (22) Ishigai, S., E. Nishikawa, K. Nishimura, and K. Cho, "Experimental Study on Structure of Gas Flow in Tube Banks with Tube Axes Normal to Flow: Part 1: Karman Vortex Flow around Two Tubes at Various Spacings". Bull of JSME, Vol. 15, No. 86, 1972, pp. 949-956.
- (23) Jackson, C. P., "A Finite-Element Study of the Onset of Vortex Shedding in the Flow Past Various Shaped Bodies". J. F. M., 1987, Vol. 182, pp. 23-45.
- (24) Jordan Stanley K., Jacob E. Froom, "Oscillatory Drag, Lift, and Torque on a Circular Cylinder in a Uniform flow". Physics of Fluids, Vol. 15, No. 3, MARCH 1972, pp. 371-376.
- (25) Karman, T. Von, and H. Rubach, "Uber den Mechanismus des Flussigkeits und Luftwiderstandes," Physikalische Zeitschrift, Vol. 13, No. 2, Jan. 1912 (English translation available from the National Aeronautics and Space Administration.) pp. 49-59.
- (26) Kawai, H., "Discrete Vortex Simulation For Flow Around A Circular Cylinder With A Splitter plate", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 33, 1990, pp. 153-160.
- (27) Kaykayoglu Rohi & Donald Rockwell, "Vortices Incident Upon a Leading Edges: Instantaneous Pressure Fields". J. F. M., 1985, Vol. 156 pp. 439-461.
- (28) Kiya, M., M. Arie, H. Tamura, H. Mori, "Vortex Shedding From Two Circular Cylinders in Staggered Arrangement." Transaction of the ASME, Vol. 102, JUNE 1980, pp. 166-173.
- (29) Laird Alan D. K., "Eddy Formation Behind Circular Cylinders." Journal of the Hydraulics Division, 1971, JUNE HY6, pp. 763-775.
- (30) Milne-Thomson L. M., "Theoretical Hydrodynamics", 5th edition, 1969. (31) Nataf, F., "An Open Boundary Condition for the Computation of the Steady


- Incompressible Navier-Stokes Equation". Journal of Computational Physics, 85, 1989, pp. 104-129.
- (32) Nishioka Michio & Hiroshi Sato, "Mechanism of Determination of the Shedding Frequency of Vortices Behind a Cylinder at Low Reynolds Numbers." J. F. M., 1978, Vol. 89, Part 1, pp. 49-60.
- (33) Oertel, Jr. H., "Wakes behind Blunt Bodies". Annu: Rev. Fluid Mech, 1990, Vol. 22, pp. 539-564.
- (34) Panton, "Incompressible Flow", John Wiley & Sons Inc., 1984.
- (35) Perry, A. E., M. S. Chong, T. T. Lin, "The Vortex-Shedding Process behind Two-Dimensional Bluff Bodies", J. F. M., 1982, Vol. 116, pp. 77-90.
- (36) Poulos Petros Anagnosto, "Numerical Solution for Laminar Two-Dimensional Flow about a Fixed and Transversely Oscillating Cylinder in a Uniform Stream" Journal of Computational Physics, Vol. 85, 1989, pp. 434-456.
- (37) Rockwell Donald, "Oscillation of Impinging Shear Layers." AIAA JOURNAL, Vol. 21, No. 5, MAY 1983, pp. 645-664.
- (38) Roshko, A., "On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets." National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) Report 1191, 1954. (Technical Note, 1953.) pp. 801-825.
- (39) Sakamoto Hiroshi Miko Arie, "Vortex Shedding from a rectangular prism and a circular cylinder placed vertically in a turbulent boundary layer", J. F. M., 1983, Vol. 126, pp. 147-165.
- (40) Sarpkaya T., "Vortex-Induced Oscillations" Journal of Applied Mechanics, Transactions of the ASME, JUNE 1979, Vol. 46, pp. 241-258.
- (41) Schaefer, J. W., and S. Eskinazi, "An Analysis of the Vortex Street Generated in a Viscous Fluid", J. F. M., 1959, Vol. 6, pp. 241-260.
- (42) Schlichting H., "Boundary Layer Theory", 7th ed. McGraw-Hill, New York, 1979, pp. 408-448.
- (43) Sharif M. A. R. & Ahmed A. Busnaina. "Assessment of Finite Difference Approximations for the Advection Terms in the Simulation of Partial Flow Problems." Journal of Computational Physics, 74, 1988, pp. 143-176.
- (44) Sherman Frederick S., "Viscous Flow", McGraw-Hill Publishing Company, 1990.
- (45) Strykowski, P. J., "The Control of Absolutely and Convectively Unstable Shear Flow". Ph. D. thesis, Yale University, New Haven, 1986.
- (46) Strykowski, P. J., K. R. Sreenivasan, "On the Formation and Suppression of Vortex-Shedding at Low Reynolds Numbers". Submitted for publication, 1989.
- (47) Sucker, D., and H. Brauer, "Fluiddynamik bei der angestromten Zylindern" Wärme-und Stoffübertragung, 8. 1975, pp. 149.
- (48) Ta Phouc Loc, "Numerical Analysis Unsteady Secondary Vortices, Generated by an Impulsively Started Circular Cylinder" J. F. M., 1980, Vol. 100, part 1, pp. 111-128.
- (49) Ta Phouc Loc & R. Bouard, "Numerical Solutions of the Early Stage of the Unsteady Viscous Flow Around a Circular Cylinder: a Comparison with Experimental Visualization and Measurements" J. F. M., 1985, Vol. 160, pp. 93-117.
- (50) Thomas David G. & Kurt A. Draus, "Interaction of Vortex Streets," Journal

- of Applied Physics, DECEMBER 1964, Vol. 35, No. 12, pp. 3458-3459.
- (51) Triantafyllou George S., & Michael S. Triantafyllou, & C. Chryssostomidis, "On the Formation of Vortex Streets behind Stationary. Cylinders." J. F. M., 1986, Vol. 170, pp. 461-477.
- (52) Tseng C. Y., "Velocity Field of Viscous Vortex Street in the Wake of a Cylinder", Ph. D. thesis, Washington State University, 1989.
- (53) Unal M. F. & D. Rockwell, "On vortex formation from Cylinder. [Part 1: The initial in-stability, Part 2: Control by splitter-plate interference." J. F. M., 1988, Vol. 189, pp. 491-529.
- (54) Wei, T. & C. R. Smith, "Secondary Vortices in the Wake of Circular Cylinders." J. F. M., 1986, Vol. 169, pp. 513-533.
- (55) White Frank M., "Viscous Fluid Flow", J. & R. Technical Services, Inc.
- (56) Williamson, C. H. K., "Evolution of a Single Wake behind a Pair of Bluff Bodies." J. F. M., 1985, Vol. 159, pp. 1-18.
- (57) Zdravkovich, M. M., "Smoke Observations of the Wake of a Group of Three Cylinders at Low Reynolds Number." J. F. M., 1968, Vol. 32, part 2, pp. 339-351.
- (58) Zdravkovich, M. M., "REVIEW-Review of Flow Interference Between Two Circular Cylinders in Various Arrangements." Transaction of the ASME. DECEMBER 1977, pp. 618-633.
- (59) Zdravkovich, M. M., "Discussion" Journal of Fluids Engineering, SEPTEMBER 1986, Vol. 108, pp. 383-385.
- (60) Ziada Samir & Donald Rockwell, "Vortex-Leading-Edge Interaction." J. F. M., 1982, Vol. 118, pp. 79-107.
- (61) Ziada Samir & Donald Rockwell, "Generation of Higher Harmonics in a Self-Oscillating Mixing Layer Wedge System." AIAA. Journal Vol. 20, No. 2, 1982, pp. 196-202.

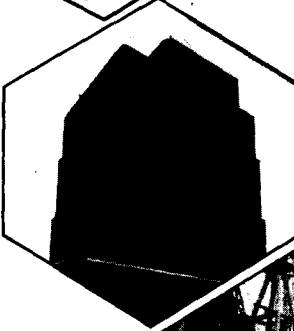
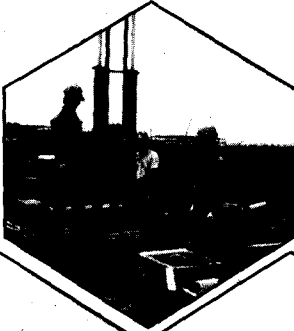

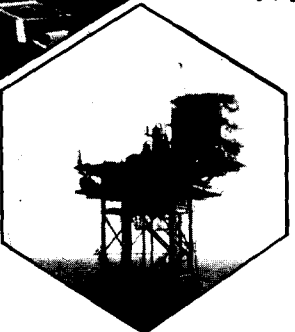
收稿日期：民國80年 7月17日

修正日期：民國80年 7月29日

接受日期：民國80年 8月28日



萬鼎工程服務股份有限公司

- 環境工程之規劃、設計及監造
- 廠房、土木、交通工程之規劃、設計及監造
- 大地工程、基礎工程、土壤試驗分析及改良
- 油氣、地熱、礦產探勘及開發工程
- 地下工程包括儲油(氣)窖、隧道等工程之規劃、設計及監造

台北市忠孝東路四段300號8樓

電話：(02)776-0150

傳真：(02)776-0508