



國立臺灣大學工學院應用力學研究所

碩士論文

Institute of Applied Mechanics

College of Engineering

National Taiwan University

Master Thesis

合成噴流之三維大渦流模式模擬

Three-dimensional Large-Eddy Simulation of the
Turbulent Synthetic Jet

黃郁誠

Yu-Cheng Huang

指導教授：周逸儒 博士

Advisor: Yi-Ju Chou, Ph.D.

中華民國 104 年 10 月

October , 2015

致謝



在人生中最終的求學階段也已經到了尾聲，回想當初剛進入實驗室懵懵懂懂的對於未來充滿不確定性與不安全感，經過研究所的兩年訓練後，我已經準備好對於未來更困難的挑戰了。

在研究所這兩年間，最感謝我的指導教授周逸儒老師，在這裡我學到獨立思考的重要性，與大學時期最不相同的部分就是研究所面對到的問題往往是沒有答案的，要如何去尋找並思考問題背後的物理意義才是最有價值的部分，也謝謝我的口試委員，牛仰堯教授與曾建洲教授，願意幫忙修正論文上的疏失以及提供寶貴的建議。

也感謝實驗室的同學與助理們，小光、鈴雍、為傑與帝嶠，在研究與修課期間遇到的問題，因為有你們這些問題才能夠迎刃而解，如果沒有大家的幫忙，必修課一定會修得更加辛苦，以及實驗室的學弟們，毅豪、繼儒、韋宏、若天，對我來說能夠認識大家就是我這兩年來最大的收穫，也預祝你們研究順利。

最後，感謝我的家人在我的求學階段並沒有給我太大的壓力，一直以來都是讓我自由發展並適時的給予我很大的鼓勵，雖然在形式上的求學階段已經結束，但是人生中更大的挑戰才正要開始，希望我能牢記這段時間的訓練，在未來面對問題時，能夠面對並解決它。



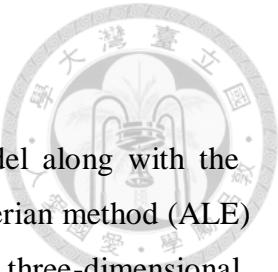
摘要

本研究使用大渦流模式結合沉浸邊界法與移動網格法，模擬流體經過一具有圓孔的板子對圓孔下方靜止流體的混合效果，大渦流模式(Large eddy simulation)為三維的動力模式，較能捕捉到在高雷諾數下的紊流現象，在高雷諾數的流場中紊流現象特別重要，在卡氏座標系統即可很有效率的處理複雜幾何形狀或是移動網格的問題，另外在上方邊界移動的部分則使用移動網格法(Arbitrary Lagrangian-Eulerian scheme) 計算網格座標速度後模擬紊流現象，我們改變雷諾數與行程比模擬紊流流況，觀察出口速度隨時間的變化，確認邊界與流場速度符合 Jennifer, et al.(2007)所做的實驗配置，設定邊界條件進行模擬，並且討論因邊界移動造成的流場變化與渦度的形成過程，以及紊流動能在流場中所扮演的角色。

為了觀測最單純的流場流況，並分析紊流動能在流場中的影響，模擬情況依照 Z. Travnic'ek et al(2015)的模擬配置，將噴嘴出口速度當成模擬的邊界條件，不加入移動網格法與沉浸邊界法。

關鍵字:大渦流模式、沉浸邊界法、移動網格法、合成噴流、紊流動能

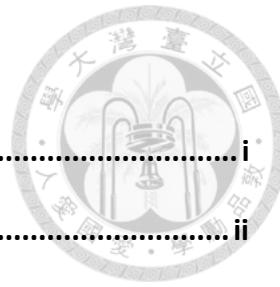
ABSTRACT



In this study, we apply the large eddy simulation (LES) model along with the immersed boundary method (IBM) and the arbitrary Lagrangian-Eulerian method (ALE) to simulate the evolution of the synthetic round jet. The model is a three-dimensional incompressible flow simulator, which is capable of resolving the detailed turbulent flow field. We use the IBM to capture the effect of the solid surface. Compared to the traditional body-fitting methods, IBM applies the body force to satisfy the desired boundary conditions. It can efficiently handle the complex geometry in Cartesian coordinate system. In addition, we apply the ALE method which calculates the grid velocity of the moving boundary. The present numerical model is then validated against the experimental results. In addition, another simulation case that directly applies the measured velocity field at the jet orifice as the inlet boundary condition is conducted for a detailed numerical observation of the turbulent synthetic jet. Aspects in numerical setup to obtain the agreement with the experimental data are discussed. Moreover, simulated turbulent flow fields are carefully examined.

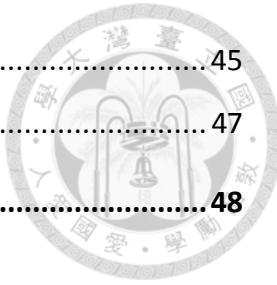
Keywords: large-eddy simulation, immersed boundary method, arbitrary Lagrangian-Eulerian method, synthetic jet, turbulence kinetic energy

總目錄



致謝	i
摘要	ii
ABSTRACT	iii
圖目錄	vi
表目錄	viii
Chapter 1 緒論	1
1.1 前言	1
1.2 研究動機	1
1.3 文獻回顧	2
1.4 研究方法	5
Chapter 2 理論背景與方法	6
2.1 統御方程式	6
2.2 大渦流模式	7
2.3 沉浸邊界法	10
2.4 移動網格法	14
Chapter 3 活塞驅動流場	18
3.1 模擬配置	18
3.2 實驗結果比較與驗證	19
3.3 流場分析	26
3.4 紊流動能分析	34
Chapter 4 薄膜驅動流場	36
4.1 模擬配置	36
4.2 流場分析與實驗結果比較	37
4.3 紊流動能分析	44
Chapter 5 結論與未來工作	45

5.1	結論.....	45
5.2	未來工作.....	47
參考文獻		48



圖目錄



圖 1-1 合成噴流示意圖	2
圖 1-2 噴流流場隨時間的變化(Jennifer et al,2007)	4
圖 1-3 數值模擬一個循環的速度與壓力分布隨時間的變化(Manu et al,2011)	4
圖 2-1 卡氏座標方向	7
圖 2-2 (a)網格分類表示圖與(b)內插點示意圖	11
圖 2-3 具有一圓孔的邊界	13
圖 2-4 y 方向中心剖面垂直速度	14
圖 2-5 邊界隨時間變化的示意圖	15
圖 2-6 網格移動前後比較圖	16
圖 2-7 流場比較圖	17
圖 3-1 活塞驅動流場的模擬配置圖	18
圖 3-2 實驗配置與流況觀察(Jennifer et al,2007)	19
圖 3-3 座標轉換後剖面圖	21
圖 3-4 雷諾數 2500 $L_0 / D_0 = 2$ (case 1)	23
圖 3-5 雷諾數 2500 $L_0 / D_0 = 3$ (case 2)	24
圖 3-6 雷諾數 10000 $L_0 / D_0 = 3$ (case 3)	25
圖 3-7 平均後垂直速度隨時間的變化(Case 1)	26
圖 3-8 平均後徑向速度隨時間的變化(Case 1)	27
圖 3-9 平均後渦度隨時間的變化(Case 1)	27
圖 3-10 平均後垂直速度隨時間的變化(Case 2)	28
圖 3-11 平均後徑向速度隨時間的變化(Case 2)	29
圖 3-12 平均後渦度隨時間的變化(Case 2)	29
圖 3-13 平均後垂直速度隨時間的變化(Case 3)	30
圖 3-14 平均後徑向速度隨時間的變化(Case 3)	31
圖 3-15 平均後渦度隨時間的變化(Case 3)	31
圖 3-16 Case2 三維渦度變化圖	32
圖 3-17 Case 1 級流動能隨時間變化	34

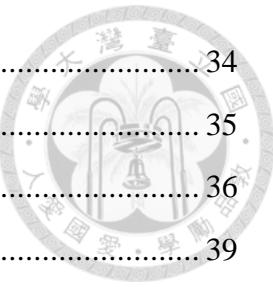


圖 3-18 Case 2 級流動能隨時間變化.....	34
圖 3-19 Case 3 級流動能隨時間變化.....	35
圖 4-1 薄膜驅動流場的模擬配置圖	36
圖 4-2 網格解析度測試比較圖	39
圖 4-3 時間間隔測試比較圖	40
圖 4-4 中心線上速度與距離的關係圖	41
圖 4-5 中心線上均方根值的擾動量	41
圖 4-6 平均後垂直速度($dt=1/225000$)	42
圖 4-7 平均後徑向速度($dt=1/225000$)	42
圖 4-8 平均後渦度($dt=1/225000$)	42
圖 4-9 三維渦度變化圖.....	43
圖 4-10 薄膜形式的級流動能變化	44

表目錄

表 3-1 實驗基本參數設定.....	20
表 3-2 模擬配置(Case1)	26
表 3-3 模擬配置(Case2)	28
表 3-4 模擬配置(Case3)	30
表 4-1 網格解析度測試.....	37
表 4-2 時間間隔測試	38



Chapter 1 緒論



1.1 前言

近年來，噴流的機制非常廣泛的應用在很多的工程問題中，像是流場的控制與許多精密儀器中的散熱問題，或是引擎的噴油嘴將汽油噴入汽缸內的混合效果的問題，噴流可以依照流場分成四種，流續噴流(Continuous jet)、合成噴流(Synthetic jet)、混合合成噴流(Hybrid synthetic jet)與混和脈衝噴流(Mixed pulsed jet)，而合成噴流在噴嘴出口處的淨流量為零，混合合成噴流與混和脈衝噴流在推出行程的流量都大於吸入行程的流量，所以在噴嘴出口處的淨流量不為零，本研究主要是先以合成噴流為主的研究主題。

1.2 研究動機

在現代科技越來越進步的時代，許多的精密儀器與加工越來越蓬勃發展，當元件規格越來越小的同時，便會產生高熱密度的問題，當溫度提高會降低儀器的使用壽命，所以散熱的問題就顯得相當得重要，合成噴流的機制被廣泛的應用在此類的問題中。

合成噴流為一種零質量流率的機制，而已經有許多的文獻證明不論在流場的控制[1,2]、在冷卻系統的散熱效率[3]上都有著比流續噴流更好的效果，而在合成噴流中最重要的為渦環的形成，主要可分成領先渦環(leading vortex)和尾跡渦流(trailing jet)，而針對於渦環的研究文獻上，有著許多實驗文獻針對渦環的形成與行為做過許多研究，但在數值模擬上的文獻相對的較少，大部分是使用二維或三維的平均納維爾史托克方程(RANS)解析紊流流場[4]，但是經過時間平均後的納維爾史托克方程會將細微的紊流現象平均掉，但是在合成噴流中由於速度與頻

率的變化非常劇烈，所以細微的紊流現象顯得相當重要，故本研究採用大渦流模式(Large eddy simulation)模擬合成噴流流場，並且與實驗結果比較，找出最佳的網格解析度與時間間隔，藉此模擬出最真實的紊流流況並分析紊流動能隨時間的變化，在之後對於合成噴流的流場設計與參數的設定能夠達到更佳的混合與散熱效果。

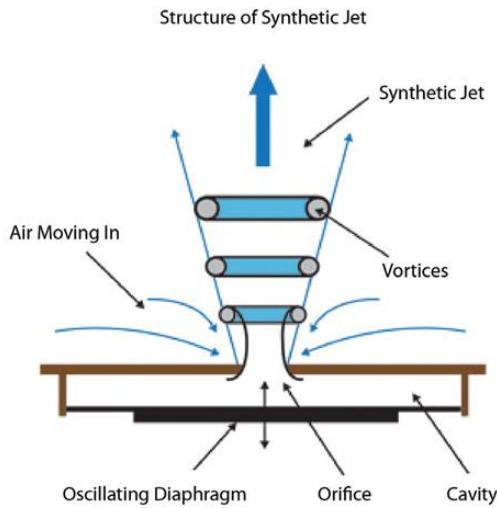


圖 1-1 合成噴流示意圖

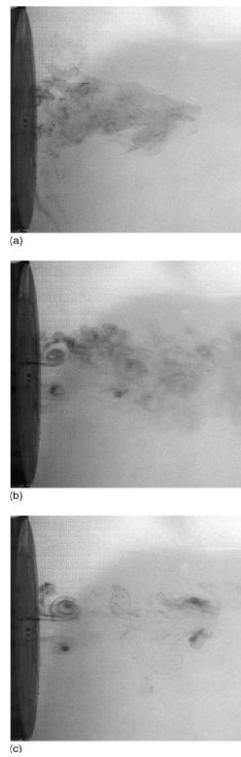
1.3 文獻回顧

合成噴流(synthetic jet)是藉由一連串成對的渦度相互耦合並提供推進動力而成，當腔體內的薄膜或活塞進行週期性的往復運動時，便會產生一連串的渦環向噴嘴外傳遞，如圖 1-1，所繪的流場相似，合成噴流現今大多應用於流場的控制，最早的理論分析是由 Brian Cantwell and Donald Coles et al(1983)提出，利用一成對且具一致性的渦流相互作用而成的紊流剪力流(turbulent shear flow)，而造成紊流剪力流的主要原因是當流體在高速低壓時，被迫產生分離流動形成，在當時大部分的研究都是在邊界層與紊流混合層(turbulent mixing layer)上的應用，最早的數值模擬由 DP Rizzetta et al.(1999)使用 DNS 解三維的合成噴流流場，並且捕捉到在翼展方向的不穩定性導致旋渦結構的碎裂，這是二維模擬無法解出的部分，直至 A. Glezer et al(2002)提出合成噴流可應用在流場的控制，在這之後就

有非常多的應用像是質傳和熱傳[22]、增強噴流的混合效果[7]、引擎入口的分離流動控制[6]。

在合成噴流中，最重要的兩個無因次參數為行程比(Strokes ratio)與雷諾數(Reynolds number)，M. Gharib et al(1998)為第一位觀測出行程比的重要性的學者，而渦環的行為是依據行程比(L_0/D)決定的，流場主要是由成對的渦環控制，會將周圍的流體捲入，而渦環可以分成領先渦環與尾跡渦流，領先渦環(leading vortex ring)產生後跟著一個尾跡渦流(trailing jet)，當領先渦環與尾跡渦流分離時，此現象稱做夾止現象(pinch-off)，Jennifer M. Shuster & Douglas R. Smith et al(2007)的研究中提出當 stroke ratio 小於 1 時，渦環的形成會受到吸入行程的影響，無法形成一完整的渦環如圖 1-2(a)，當 stroke ratio 介於 2~5 之間，靠近噴嘴的流場行為由渦環主導，較遠的流場可看出明顯的一個穩態紊流的噴流，圖 1-3 為 Manu et al(2011)利用 RANS 模擬出的合成噴流隨時間的速度與壓力分布，和改變設定的參數與改變噴嘴出口的形狀對流場的影響。

由於合成噴流是零質量流量的控制元件，混合與散熱的效果的有其限制性，故很多學者發明各種不同種的噴流形式，如前言所介紹的一般，希望提升效率而 Z. Travnic'ek et al(2015)將四種噴流形式做個整理，分別比較散熱效果與物件離噴嘴之間的距離，找出合成噴最佳散熱的位置與噴嘴型式。



$$L_0/D_0 = 1, \quad Re_{U_0} = 1000$$

$$L_0/D_0 = 2, \quad Re_{U_0} = 2500$$

$$L_0/D_0 = 3, \quad Re_{U_0} = 2000$$

圖 1-2 噴流流場隨時間的變化(Jennifer et al,2007)

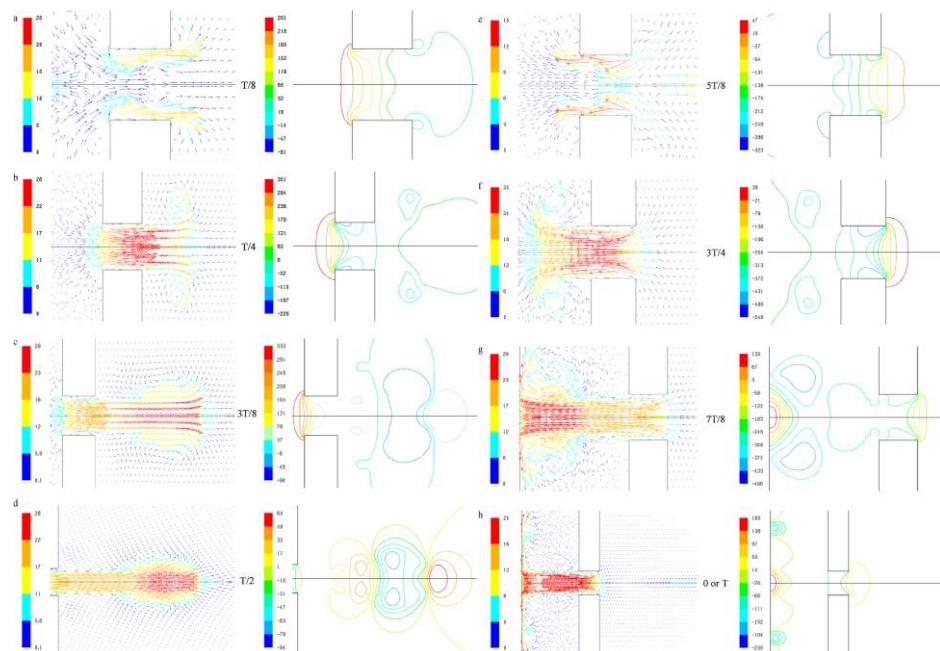


圖 1-3 數值模擬一個循環的速度與壓力分布隨時間的變化(Manu et al,2011)



1.4 研究方法

本研究利用大渦流模式(Large eddy simulation)解析合成噴流的紊流流況，針對兩種不同的噴流形式所做的研究，第一種為活塞驅動的合成噴流流場，使用的是 Jennifer M.Shuster et al (2007)所做的實驗配置，為了完整的模擬出活塞在汽缸內的移動造成流體從噴嘴流出的流場變化，模擬活塞位移的部分使用移動網格法，針對噴嘴的形狀使用沉浸邊界法，藉由結合這兩種方法達到與實驗相同配置的效果，而沉浸邊界法與移動網格法會在第二章做詳細的介紹。

由於以往所做的模擬或是實驗的結果中，對於邊界上的速度是用一正弦函數取代，但是在真實的流場流況中會因為很多的因素導致活塞或是薄膜的速度分布並不會為正弦函數，像是活塞表面的粗糙度不均勻或是薄膜因彈性疲勞變形等，都會影響到流場的變化，故第二種薄膜驅動的合成噴流流場依照 Z. Travnic'ek et al(2015)所做的噴流實驗量測到噴嘴出口處的速度分布，把這些數據內插到邊界上用來取代以前常用的正弦函數速度分布，所以在此模擬配置中並不需要沉浸邊界法與移動網格法，直接將實驗中量測到的數據給入邊界中，便可觀察合成噴流的流況與紊流動能的變化情形。



Chapter 2 理論背景與方法

2.1 統御方程式

為了要滿足三維、非穩態，密度為定值的不可壓縮流我們列出了不可壓縮流的質量守恆方程式、納維爾-史托克方程式。

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j u_i) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} \delta_{ij} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2.2)$$

而靜壓部分會與大氣壓力平衡，故壓力項可改寫為下式

$$p = P / \rho_0 + g x_2 \quad (2.1)$$

其中 $i, j = 1, 2, 3$

u_i 為卡氏座標速度

P 為全壓

μ 為動力黏滯係數

ρ_0 為空氣密度

重力加速度的方向為 x_2 (-y) 的方向，如下圖所示

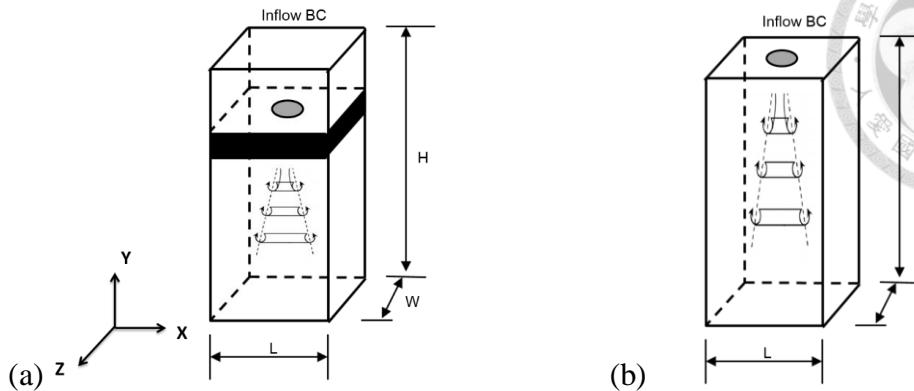


圖 2-1 卡氏座標方向

2.2 大渦流模式

一般計算流體力學中，依照離散方法可分為三種不同的模型。

第一種為直接數值模擬(Direct Numerical Simulation)，直接解出納維爾史托克方程式(Navier-Stokes equation)，可以捕捉到流場中所有相關尺度的運動，故結果是最為準確的，但是為了解出最細微的流場變化，所需要的網格精度需要滿足柯爾莫哥羅夫消散特徵長度(Kolmogorov's dissipation length scale)，所以較常在低雷諾數的情況，對於較高的雷諾數所需的計算量太大，極耗費計算資源。

第二種為雷諾平均納維爾史托克方程(Reynolds Averaged Navier-Stokes)，該方式是假設流場中的物理量該方式是假設流場中的物理量可以表示為一個時間平均值與變動量的和，將此物理量帶入時間平均的納維爾史托克方程式，可得到統計平均物理量的統御方程式，即為 RANS 方程式，其中動量方程式裡的非線性項會產生一個雷諾應力(Reynolds Stress)，為了要模擬這個二階張量，通常是使用 $k-\varepsilon$ 模型求解，但由於時間平均假設的關係，RANS 模型求得的為時間平均物理量，當雷諾數變大，流場中的擾動性變強時，許多紊流現象 RANS 模型並不能捕捉到。

第三種為大渦流模式(Large-eddy Simulation)，一開始是以所設的網格尺度對渦流去做過濾，分成主要網格與次網格(subgrid scale)，LES 模式計算主要網

格，次網格的部分是使用動態混合模型(Dynamic Mixed Model)去做模擬，在代入其方程式中求解，由於大渦流模式並沒有作時間平均，故在高雷諾數中，比起 RANS 更能夠捕捉到細微的現象。



我們想關注的部分在於合成噴流造成的流況和細微的變化情形，但是使用直接數值模擬法(Direct Numerical Simulation)會耗費大量的計算資源，故我們使用大渦流模式(Large-eddy Simulation)來計算流體的部分，該 LES 模式原是由 Zang(1993)在美國史丹福大學環境流體力學實驗室所發展出來，此模型為一個三維的動力模式，支援平行運算，且可以應用移動網格法模擬活塞的移動。

在上方邊界的部分使用移動網格法(Arbitrary Lagrangian-Eulerian)模擬活塞移動，該模式是由 Chou & Fringer(2010)建立，原先的目的是用於底床經由流體沖刷造成高度變化，由於我的研究部份並沒有泥沙掏刷的部分，只需運用到網格變形和計算出網格的相對速度，我們會在 2-4 節說明移動網格法和高度方程式。

在處理噴嘴邊界的部份是使用了沉浸邊界法(immersed boundary method)，好處是能夠處理複雜邊界且不需要增加太多的計算量，我們在 2-3 節會介紹所使用的沉浸邊界法與計算流程，並且觀察在噴嘴下方的流場在第三章與實驗結果做一個比較。

在大渦流模式中，我們將物理量對網格尺度過濾分成主要網格 (large-scale) 與次要網格(subgrid-scale)兩個不同項去做處理， \bar{f} 為網格所過濾出的流場變數， f' 為網格沒有辦法解析到的部分。

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.4)$$

其中經過濾波函數 G 過濾後的主要網格物理量定義為

$$\bar{f}(x_1, x_2, x_3) = \int_D \prod_{i=1}^3 G_i(x_i, x'_i) f(x'_1, x'_2, x'_3) dx'_1 dx'_2 dx'_3 \quad (2.5)$$



將前式帶入連續方程式(2.4)與動量方程式(2.5)可得到濾波後的統御方程式

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{u}_i) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \delta_{ij} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.7)$$

其中 \bar{u}_j 表示在 j 方向的過濾後速度分量

\bar{p} 為修正後的壓力項

從濾波後的統御方程式，會發現多了一項物理量，為次網格應力(SGS)

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad \text{為次網格尺度的雷諾應力(subgrid-scale stress)}$$

次網格尺度的雷諾應力項中，包含了被過濾掉的局部小尺度渦流，會根據局部速度場所調整其所受到的影響，我們是使用動態混合模型(dynamic mixed model)去模擬次網格應力(SGS)。

在傳統的 Smagorinsky model 中，假設能量的傳遞只能從大渦流傳至小渦流且流場為等向性，這樣的假設會導致在靠近壁面的流場的紊流會很弱，但是我們使用的是動態混合模型(DMM)，利用了紊流尺度中自我相似(self-similarity)的特性，較不會產生過度消散(dissusive)的效應。



2.3 沉浸邊界法

在一般的計算流體力學中，處理複雜的幾何邊界一直以來是個很大的問題，一般常見的兩種處理邊界的方式為貼體法(body-fitting method)和沉浸邊界法(immersed boundary method)，而這兩種方式都有其優缺點。

貼體法(body-fitting method)產生符合複雜邊界的曲面網格或非結構性的網格，或是切割得很高解析度的卡式座標網格去貼近複雜的邊界型狀，再修改邊界使其滿足無滑移(no-slip)及無穿透(no-penetration)的邊界條件，但缺點主要是當邊界太過於複雜或是邊界會隨時間變動時，所需要的計算量太過於龐大，故對於此研究不使用貼體法。

沉浸邊界法(immersed boundary method)在處理較複雜的邊界時，主要在動量方程式中加入一個人工外力項，使其滿足邊界無滑移條件，故無需增加網格精度或是對於網格作座標轉換，可直接在卡式座標網格中模擬複雜邊界或移動邊界之流場問題。

我們所使用的沉浸邊界法，是由 Tseng&Ferziger(2003)提出的虛擬網格沉浸邊界法(ghost cell immersed boundary method)，在邊界的處理上，是利用多項式以內插的方式找出虛擬點(ghost point)上的速度方程式，在代入該點座標中求出速度，而此研究中使用的是一階線性內插模型，但是在沉浸邊界法中對於邊界僅滿足無滑移條件，並沒有加入無穿透邊界條件，故當流場方向與邊界垂直時，會造成邊界上有流體穿越並有一些跳動的現象發生，故為了解決這個問題，在此研究中會在流場與邊界垂直的部分加入無穿透條件。



假想力為一個位置與速度的函數，主要是用來平衡邊界速度，為了定義出所須施加的網格座標點，我們將網格分成三類如圖 2-2(a)，第一類為固體網格(inner point)，第二類為固液網格(ghost point)，第三類為液體網格(outer point)，在固液網格中我們加入假想力去對其速度做修正，使其邊界滿足無滑移條件如圖 2-2(b)

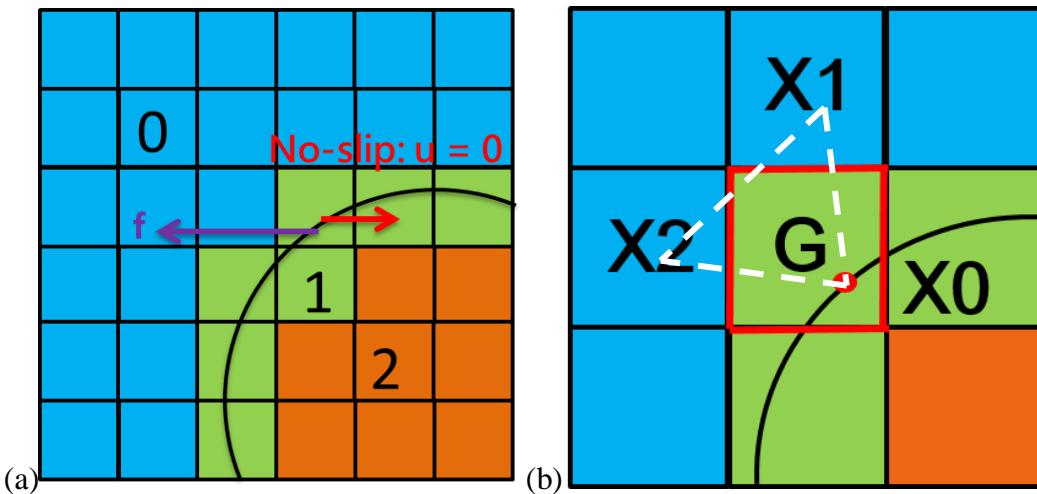


圖 2-2 (a)網格分類表示圖與(b)內插點示意圖

(a) 點 1 (咖啡色區域)代表為固體網格(inner point)，點 2 也就是綠色(固體)與藍色(液體)區域代表為固液網格(ghost point)，點 0(藍色區域)代表為液體網格(outer point)

(b) x_1 為離 ghost point 最近的 z 方向座標液體網格點(網格中心)， x_2 為離 ghost point 最近的 x 方向座標液體網格點(網格中心)， x_0 為該 ghost point 上的邊界座標切點(紅點)，有了這三個點後即可內插出 ghost point 上的速度(網格中心)

定義出所需外插速度的網格後，我們可將座標上的物理量視為一階線性分布，

表示為



$$\phi = a_0 + a_1 x + a_2 y \quad (2.8)$$

其中 ϕ 可代表座標點上的任意物理量

$$B a = \phi \quad (2.9)$$

$$a = B^{-1} \phi \quad (2.10)$$

在這裡我們是使用最簡易的一階線性內插方式，並且以二維的形式表示，先找出 ghost point 最鄰近的兩個液態網格座標點(不同方向)，以及該網格固體液體邊界切點，如圖 2-2(b)的 x_1 、 x_2 與 x_0 ，即可列出矩陣 B 之值。

$$B = \begin{bmatrix} 1 & x_0 & y_0 \\ 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

對 B 取反矩陣後代入方程式(2.10)，求得該流場中的線性內插參數 a，帶回方程式(2.9)即可求得該網格中心所代表的速度 V_i^{n+1} (由於我們的網格是屬於非交錯性網格(non-staggered)，故速度是分布在網格中心，即圖 2-2(b)的中心 G 點)。

在傳統的 GCIBM 中，壓力項是分成兩步來做，求完預估式(predictor)之後，直接內插出速度 V^{n+1} ，改變 ghost point 的速度後，再帶入修正式解波松方程式(Poisson's equation)以滿足質量守恆定理。

我們使用的計算流程與傳統的 GCIBM 不太一樣，我們的模型中壓力項是一次求解，為了要滿足沉浸邊界法的核心，也就是用下一秒的速度資料內插進 ghost point 上的速度，將 fraction step 分兩次求解，計算第一次的速度資料內插出 ghost point 速度再將其儲存，重新返回該時階的初始速度，但 ghost point 上的速度則用先前求出的內插速度取代，改變了 ghost point 上的速度後，再繼續對其對流項、黏滯項與壓力項做平衡，第二次求得的才是真正的速度，兩次解完後才進入下一個時階，而傳統的方法只考慮到在邊界上的無滑移條件，故當邊界與流場方向垂直時，在邊界上會有滲漏與跳動的現象發生，在我的研究中當邊界與流場垂直的部分就會有流體穿越的問題，故為了解決在邊界上會有流體穿越的問題，我在邊



界上加入無穿透(no-penetration)條件，在解壓力的同時，讓邊界上的壓力梯度強制為零($\frac{\partial p}{\partial y} = 0$)。

沉浸邊界法的計算流程

1. 將網格分成三類，找出需施加假想力，也就是固體與液體交會的網格區域(ghost point)。
2. 計算出第一次求出的流場速度 (corrector)，並讓邊界上壓力梯度為零。
3. 取得 ghost point 外部的網格座標、座標上的速度以及邊界切點座標資料，再將每個 ghost point 上的內插速度給求出。
4. 回到一開始的速度，將第 3 步求出的內插速度帶進 ghost point 中。
5. 再次計算流場速度(corrector)

更新速度場，進行下一個時階

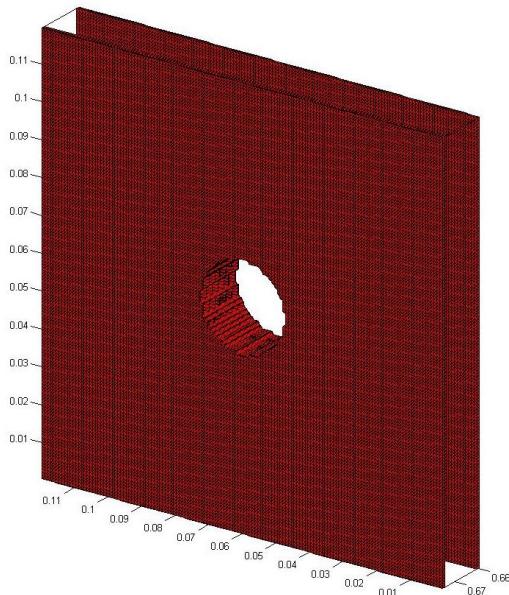


圖 2-3 具有一圓孔的邊界

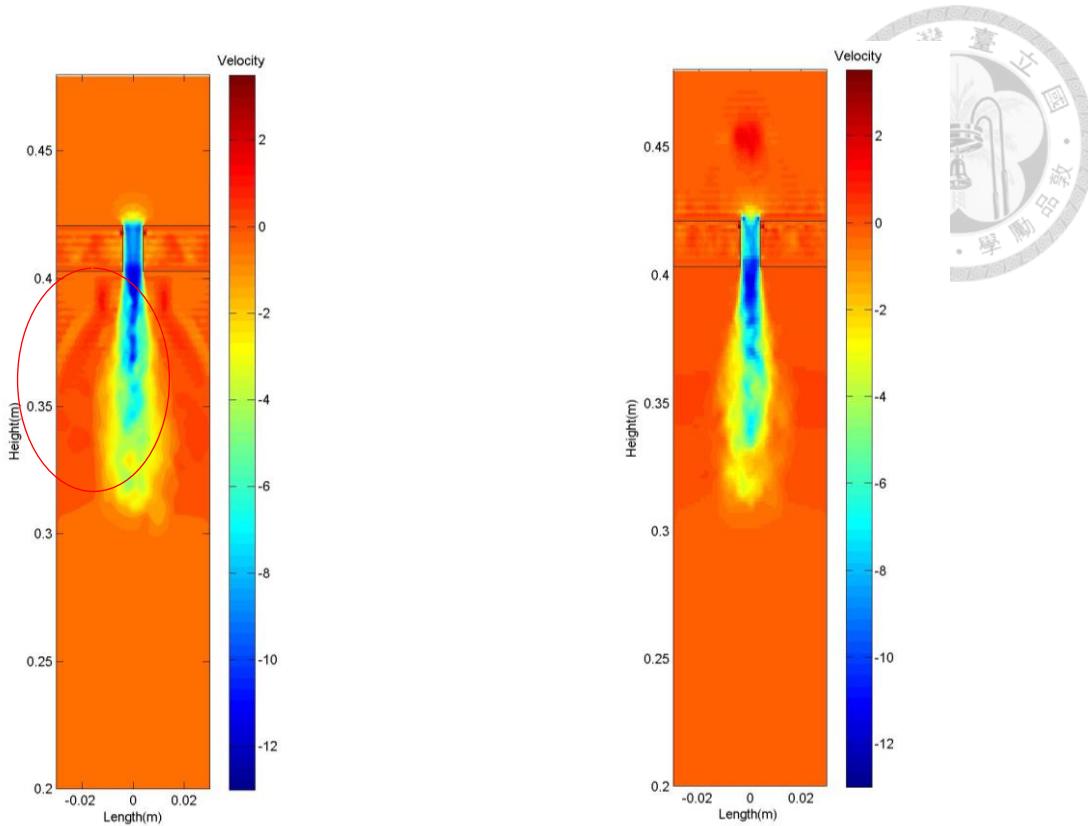


圖 2-4 y 方向中心剖面垂直速度

在圖 2-4 中，右邊是垂直速度的中心剖面圖，在相同的入流條件中可明顯的看出來流體穿越邊界的情況有良好的改善。

2.4 移動網格法

我們所使用的移動網格法是由 Chou(2010)所建立，將濃度守恆與傳輸方程式結合大渦流模式，將網格移動後的相對速度計算出，並模擬底床受到流體沖刷或是堆積所造成形貌變化的過程，但是我的研究並沒有討論泥沙傳輸的部分，僅有高度隨時間的變化，所以我修改了高度方程式，在沉浸邊界法上方的區域網格給訂一個隨時間的高度變化，而高度變化會產生一邊界速度，將速度給入流場中，藉此模擬出一般實驗中的活塞的位移量以及速度，在沉浸邊界法下方的網格為均勻網格並不會隨時間變化。

在合成噴流的問題中，流場是因為活塞移動而造成的，為了模擬出更接近真實流況的流場，故我們希望模擬的流場內的網格能夠自由移動，故我們使用由 Chou(2010)建立的移動網格法(Arbitrary Lagrangian-Eulerian scheme)，計算出流場因網格形變產生的相對速度並給予座標中的網格速度。



由於我們模擬實驗室的合成噴流的流場，而一般合成噴流的驅動源通常是活塞或是薄膜的震動，而不論是哪種方式作為驅動源，位移量都可以從速度部分推導而出，接著將注意力放在上方邊界，我們希望上方邊界能夠隨著時間而變，可以列出高度方程式。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = u_{p,top} \sin(2\pi f t) \quad (2.12)$$

h 隨時間變化的高度

$u_{p,top}$ 在上方邊界一個週期的最大速度

f 頻率

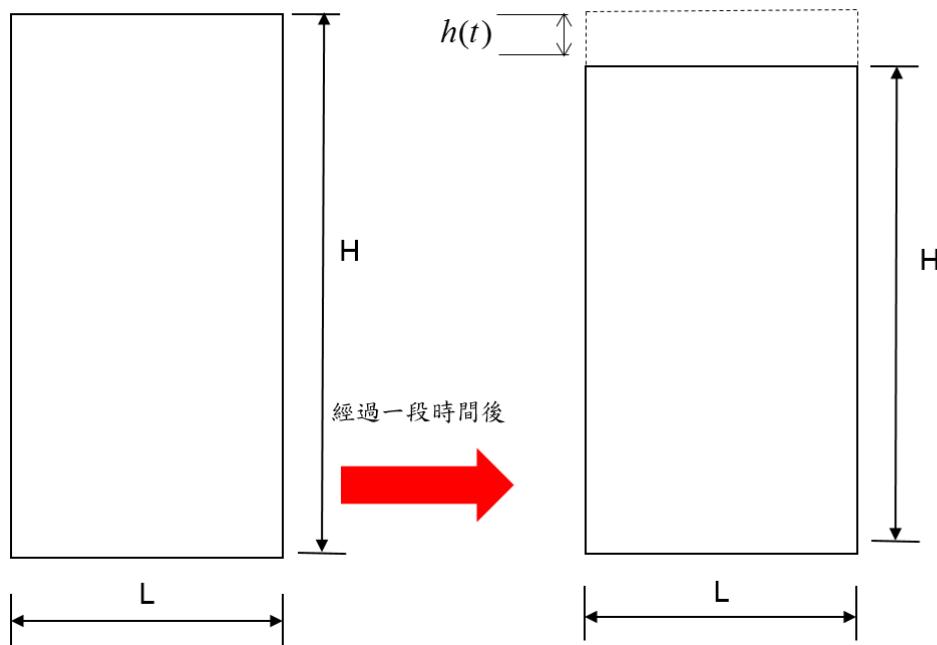


圖 2-5 邊界隨時間變化的示意圖

在真實流場的變化主要是由活塞移動或是薄膜震盪造成的，但是在數值模擬上，通常是在邊界上給定一個震盪的速度分布，但是這樣與真實情況不符，所以加入了移動網格法(Arbitrary Lagrangian-Eulerian scheme)讓上方邊界移動，藉此模擬出真實流場中活塞移動的情形，圖 2-6 僅表示移動網格法隨時間的變化情形，在整個區域內並無流場，由圖 2-7 可以比較出有加入移動網格法和沒加入移動網格法的差異，由方程式(2.12)可以得知邊界的位移量與雷諾數大小有關，而我們模擬的雷諾數並不高所以邊界(活塞)的位移量不大，但是仍然有顯著的差異，並且與實驗結果做驗證。

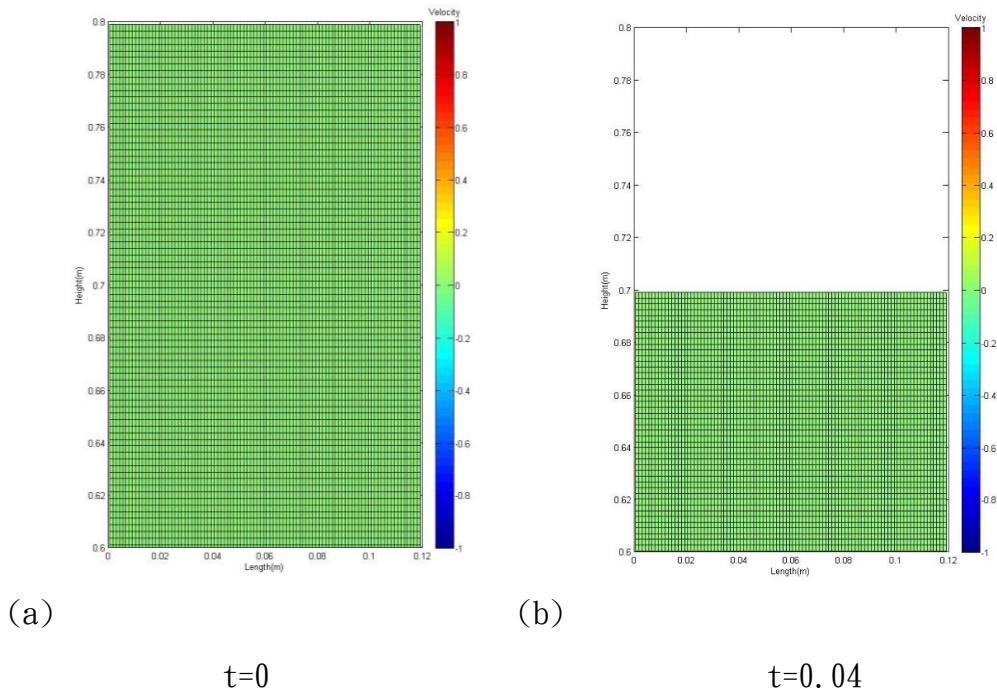


圖 2-6 網格移動前後比較圖

圖 2-6(a)與圖 2-6(b) 表示經過一段時間後網格隨時間被壓縮後的情況，並無流場變化。

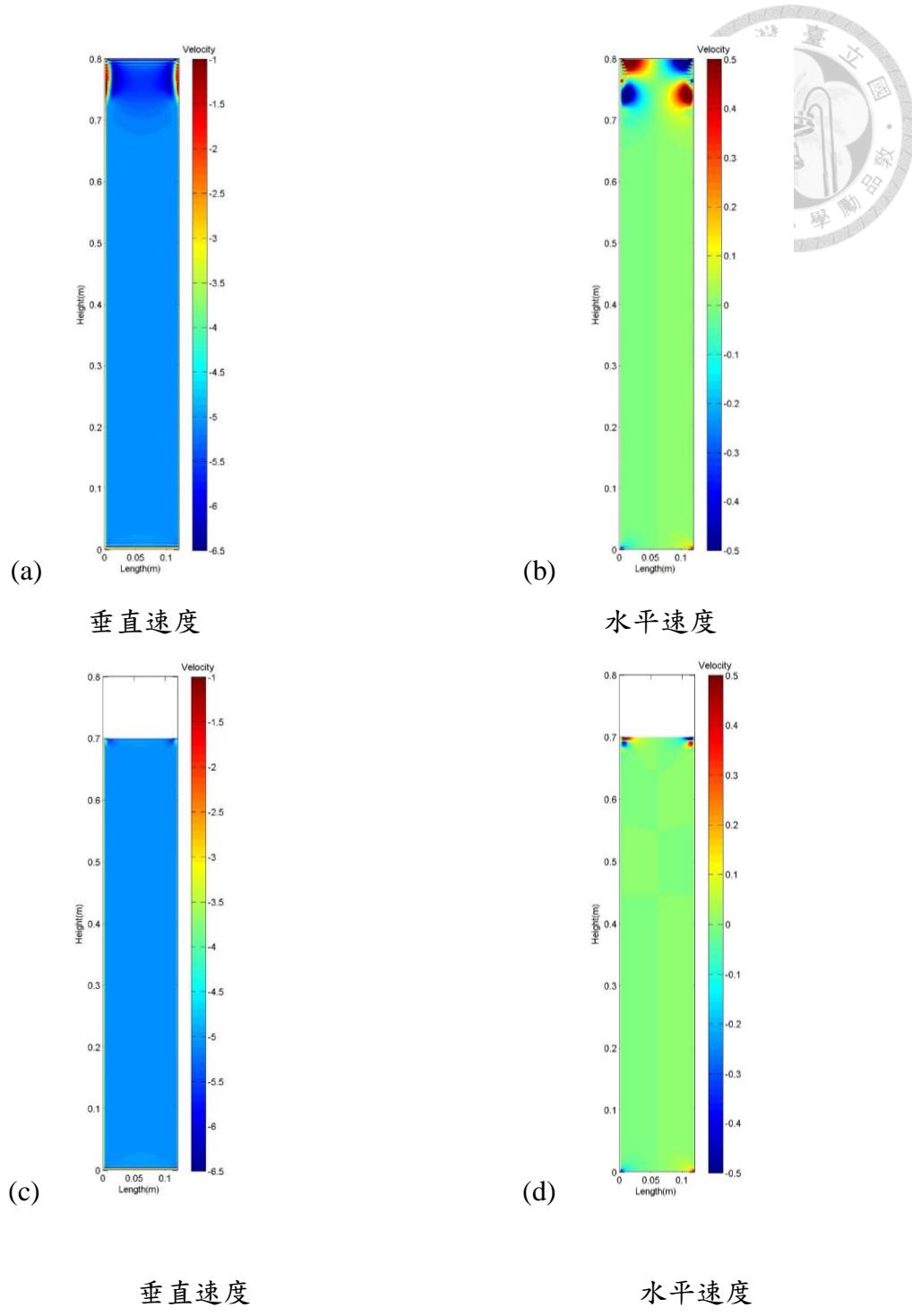


圖 2-7 流場比較圖

圖 2-7(a)與圖 2-7(b) 並未加入移動網格法，當入流條件給入 -5 (m/s) 的速度後，經過 0.02 秒後的結果，圖 2-7(c)與圖 2-7(d) 為加入移動網格法且相同條件設定的結果，可以看出流場有很明顯的不同，是因為加入移動網格法後邊界層發生的位置會隨時間改變造成的。



Chapter 3 活塞驅動流場

3.1 模擬配置

我們依照 Jennifer M.Shuster, et al (2007)所做的噴流實驗做相同的配置，其中流場尺寸為 $0.106\text{m} \times 0.8\text{m} \times 0.106\text{m}$ ，座標軸方向如圖 2-1，板子的配置如圖 3-1，圓孔中心位於 x-z 軸上座標 $(0.053, 0.053)$ 的位置，圓孔直徑為 0.0254 m ，網格解析度為 $96 \times 320 \times 96$ ，我們使用移動網格法(Arbitrary Lagrangian-Eulerian scheme)去處理 y 方向板子上方的區域，在板子與板子下方的部分，使用一般的卡氏網格，為了要完整模擬流體紊流現象混合效應與邊界移動的影響，在板子上方的四周邊界是使用無滑移邊界，在板子下方的四周邊界是使用自由液面邊界(free-slip)，為了滿足質量守恆所以底部的邊界條件有一出流速度，模擬的流體為空氣，密度為 $1.23\text{ kg} - \text{m}^3$ ，動力黏滯係數為 $2 \times 10^{-5}\text{ N} - \text{s}/\text{m}$ ，其餘個別細部的詳細配置如表 3-2。

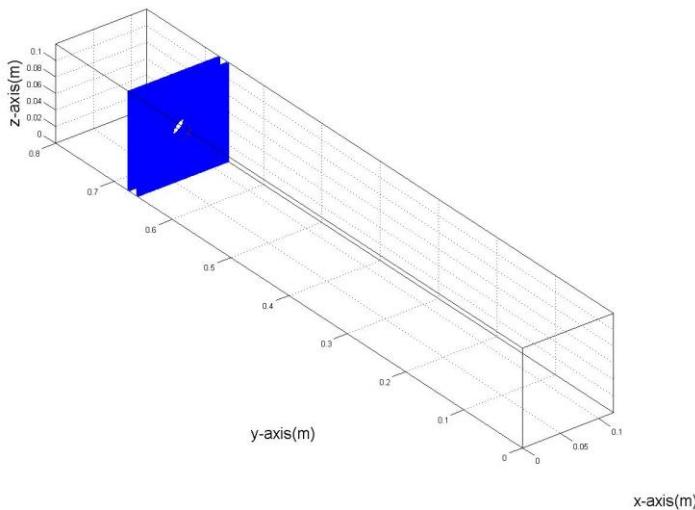


圖 3-1 活塞驅動流場的模擬配置圖



3.2 實驗結果比較與驗證

在之前有介紹過造成合成噴流(synthetic jets)的主要有兩種方式，一種為活塞在汽缸內的往復運動造成的，另外一種為薄膜的震動造成的，而對於這兩種方式我分別找了兩篇文章來做驗證。

第一種活塞驅動的形式，我將沉浸邊界法與移動網格法結合後與 Jennifer M.Shuster(2007)的實驗結果比較，整個模擬的配置與實驗的配置相同，圖 3-2(a)所表示的為此實驗的配置是在汽缸的底部裝上一個直徑為 0.254 公分圓且厚度 1.27 公分的板子，汽缸內部有一活塞運動使空氣從圓孔流出，圖 3-2(b)為實驗觀察到的流場變化，而使用的參數以及一些基本的設定會在表 3-1 說明。

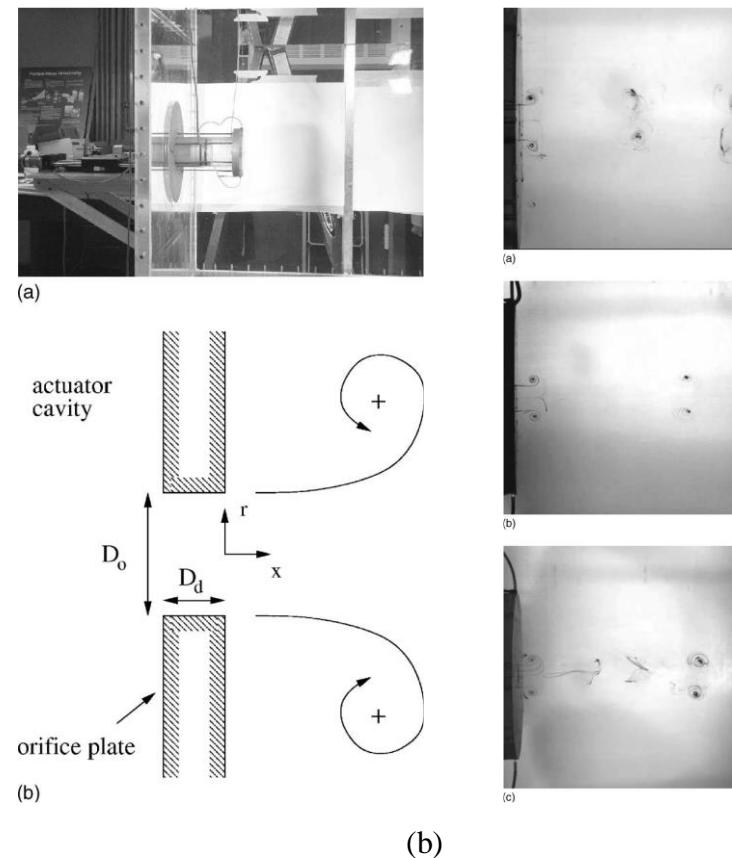


圖 3-2 實驗配置與流況觀察(Jennifer et al,2007)



接下來介紹一些實驗基本參數。

Reynolds number (Re_{U_0})	Strokes ratio (L_0/D_0)	圓孔直徑(D_0)	板子厚度(D_d)
2500	2	2.54cm	1.27cm
2500	3	2.54cm	1.27cm
10000	3	2.54cm	1.27cm

表 3-1 實驗基本參數設定

$$L_0 = \int_0^{1/2f} U_p \sin(2\pi ft) dt \quad (3.1)$$

$$U_0 = L_0 * 2f \quad (3.2)$$

$$\text{Re}_{U_0} = \frac{U_0 D_0}{\nu} \quad (3.3)$$

其中 U_p 為一個循環中最大速度

L_0 為推出行程的位移量

U_0 為平均速度

f 為頻率

ν 為運動黏滯係數

D_0 為出口直徑

當流場達到一個擬穩態(quasi-steady-state)的情形後，由 Mittal, Simmons & Najjar(2003)提出對於流場的變數 $f(\mathbf{x}, t)$ 的翼展方向和經過 M 個循環的平均可以推導成方程式(3.4)，而紊流的擾動量可表示為方程式(3.5)。

$$F(r, y, t) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{M} \sum_{n=0}^{M-1} \int_{\theta=0}^{\theta=2\pi} f(\mathbf{x}, t + nT) d\theta \quad (3.4)$$

$$f'(\mathbf{x}, t) = f(\mathbf{x}, t) - F \quad (3.5)$$

F 為相位平均後的結果，表示流場隨著時間變化的運動情形， f' 為模擬計算出來的結果減去平均值，表示因流場的不穩定造成的擾動現象。

我們所計算流場的整個區域為一個長方體，而圓孔都設置在正中心的位置，在本節的分析中都有對整個區域的流場作平均，本研究是一個軸對稱的合成噴流問題，故翼展方向為 θ 方向，所以在分析上是採用圓柱座標的方式，先將計算出來的每個網格資訊，以座標轉換的方式得到每個網格所對應到徑向速度與垂直速度，再將 θ 由 0 度至 360 度切成 20 層後，將速度內插進每一平面中，得到的數值加總後除以所切的層數就是翼展方向的平均值，再取幾個循環後平均便是相位平均值。

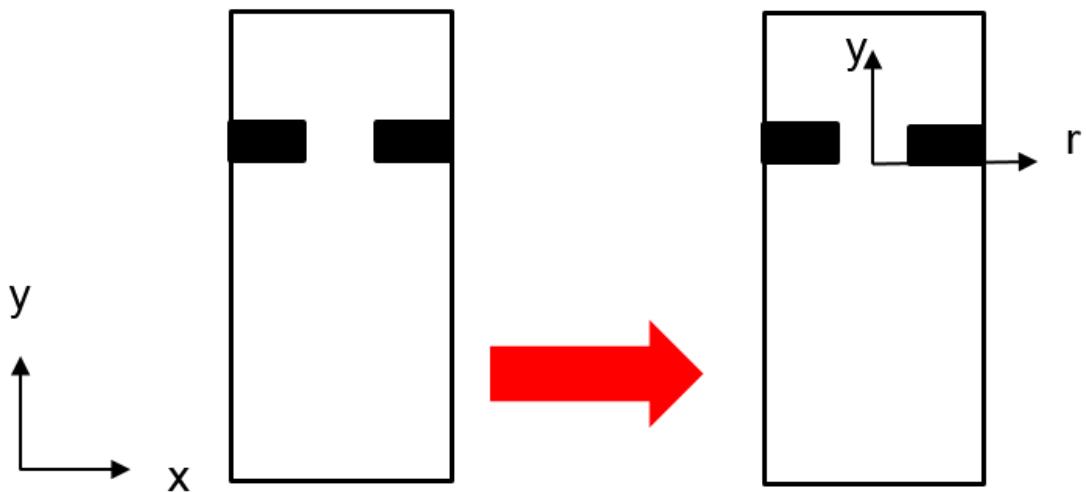


圖 3-3 座標轉換後剖面圖

圖 3-3 為整個區域的剖面圖，黑色填滿的部分為使用沉浸邊界法的區域，在進行座標轉換後，噴嘴的出口處在 $r = 0, y = 0$ 的位置，在 r 方向上速度向外為正向內為負，導致渦度 ω_θ 在 $r - y$ 右半平面上朝向紙內順時針為正，在 $r - x$ 左半平面上朝向紙外逆時針為正。



在圖 3-4 至圖 3-6 的模擬結果都是相位平均後的結果，表示噴嘴出口速度隨著時間的變化，而黑色實線部分為實驗結果，灰色部分為模擬結果，由於我們整個流場的設計是依照 Jennifer M.Shuster(2007)的實驗架構，活塞的部分距離噴嘴的出口處有 10 公分的距離，板子的厚度為 1.27 公分圓孔的直徑為 2.54 公分，而這樣的距離會造成一個相位差的情況發生，而這相位差約莫 4.5 度，當我把這個相位差做個補償後，這三種不同的參數設定都會與實驗結果更為相近，圖 3-4 與圖 3-5 在行程比不同而雷諾數相對較低的情況下，模擬出的結果與實驗蠻吻合的，圖 3-5 與圖 3-6 在行程比相同而雷諾數不同的情況下，模擬出的結果與實驗會比較不准，而在這三個不同的模擬中推出的行程時計算出的速度都大於實驗的結果，原因因為網格在 y 方向的解析度不夠高導致雷諾應力的貢獻太強導致，所以在雷諾數越高的情況下速度隨時間的變化會較為不准。

針對噴嘴出口處的速度分布與實驗結果不准的原因有三項：

- 一、 活塞的部分距離噴嘴的出口處有一段距離，會導致一個相位差的產生。
- 二、 若網格在 y 方向的解析度不夠高會使得噴嘴出口的流速較大，靠近噴嘴出口處流場變化劇烈，需要相對較高的解析度。
- 三、 在實驗中具有一圓孔的板子厚度為 1.27 公分，使用沉浸邊界法當作固體邊界時，固體邊界是定義在網格的中心點，所以當網格在 y 方向的解析度不夠高，板子的厚度會與實驗使用的板子厚度有些微的差距，而板子的厚度會影響到噴嘴出口出的速度分布。

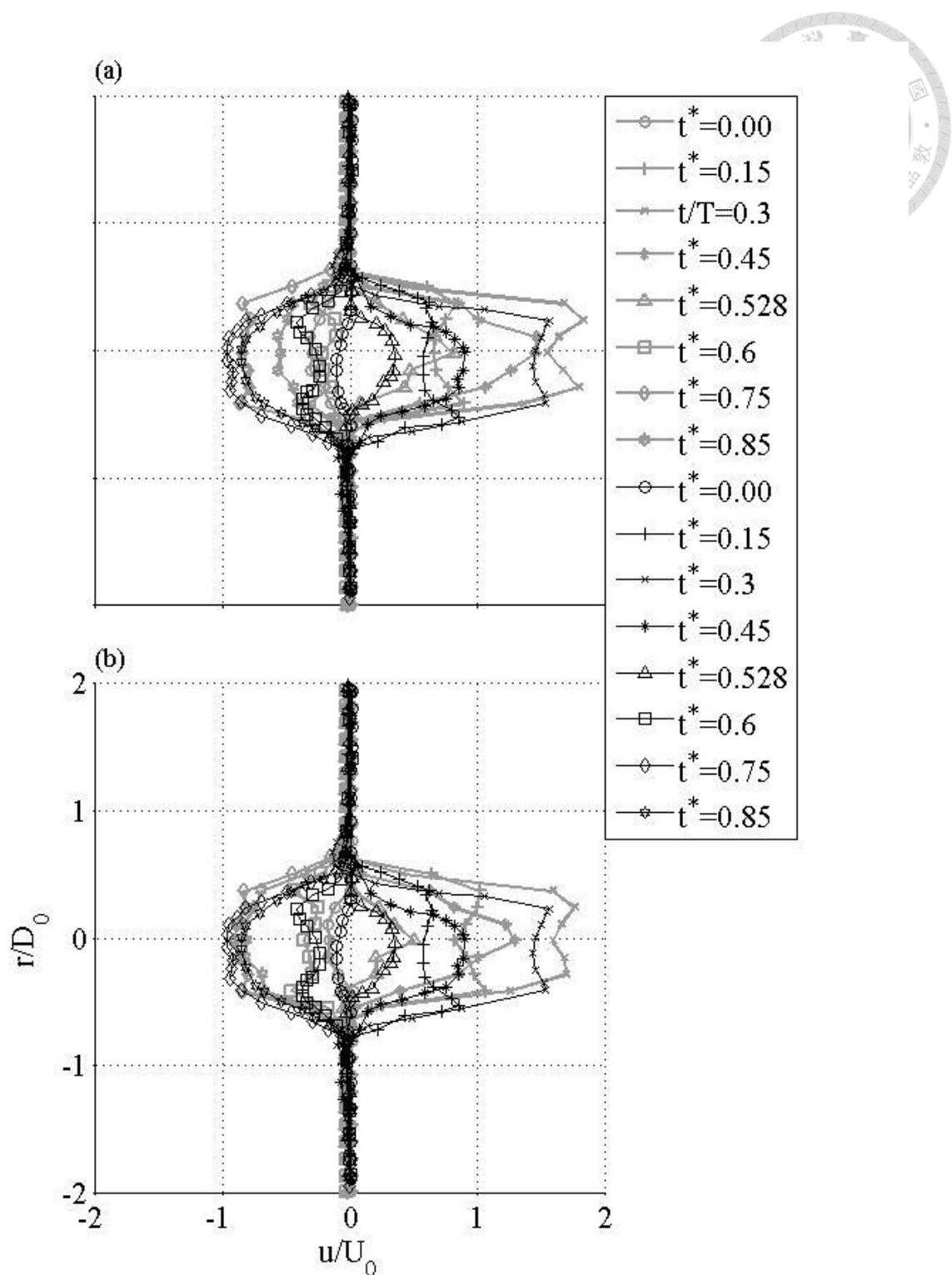


圖 3-4 雷諾數 2500 $L_0 / D_0 = 2$ (case 1)

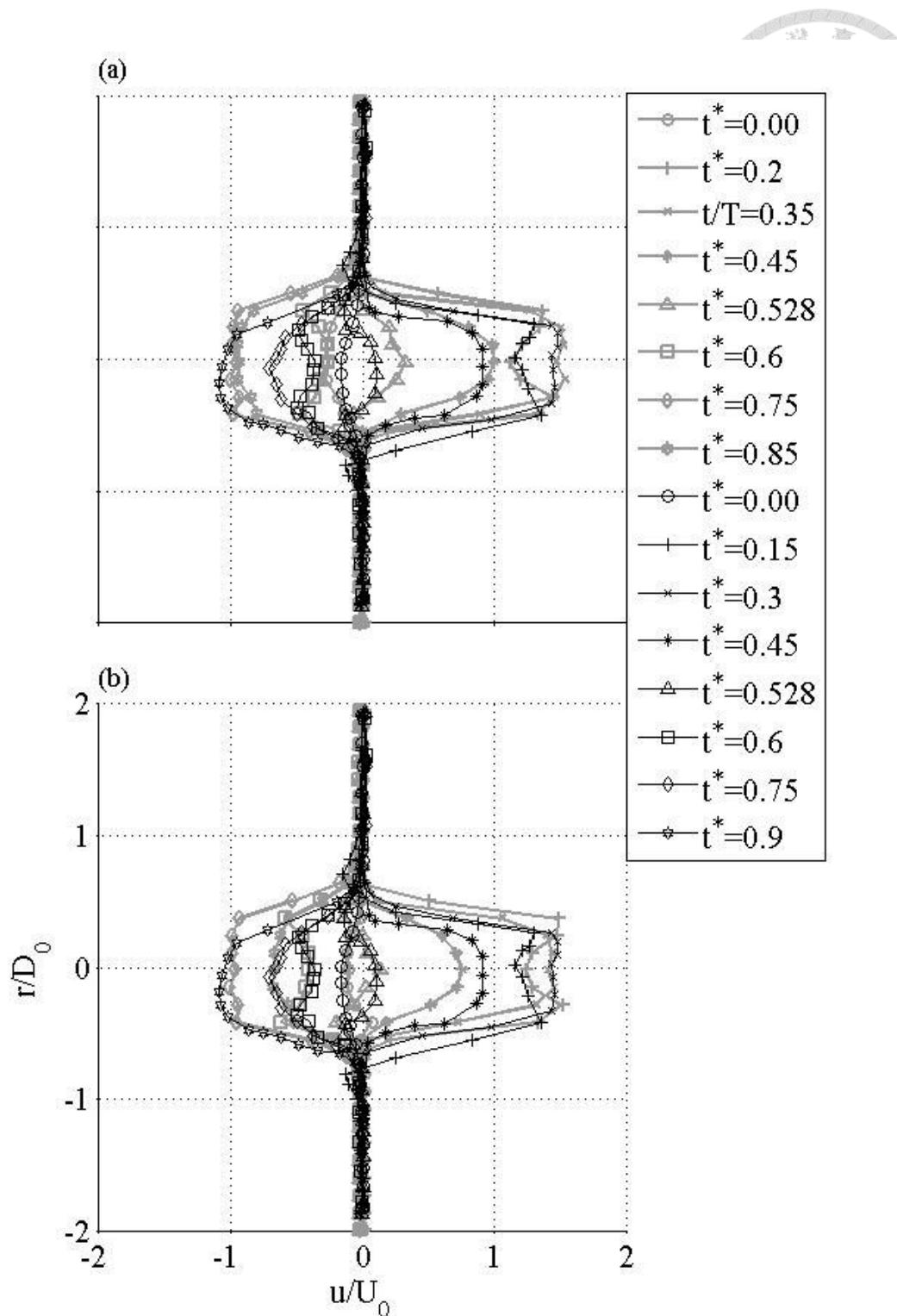


圖 3-5 雷諾數 2500 $L_0 / D_0 = 3$ (case 2)

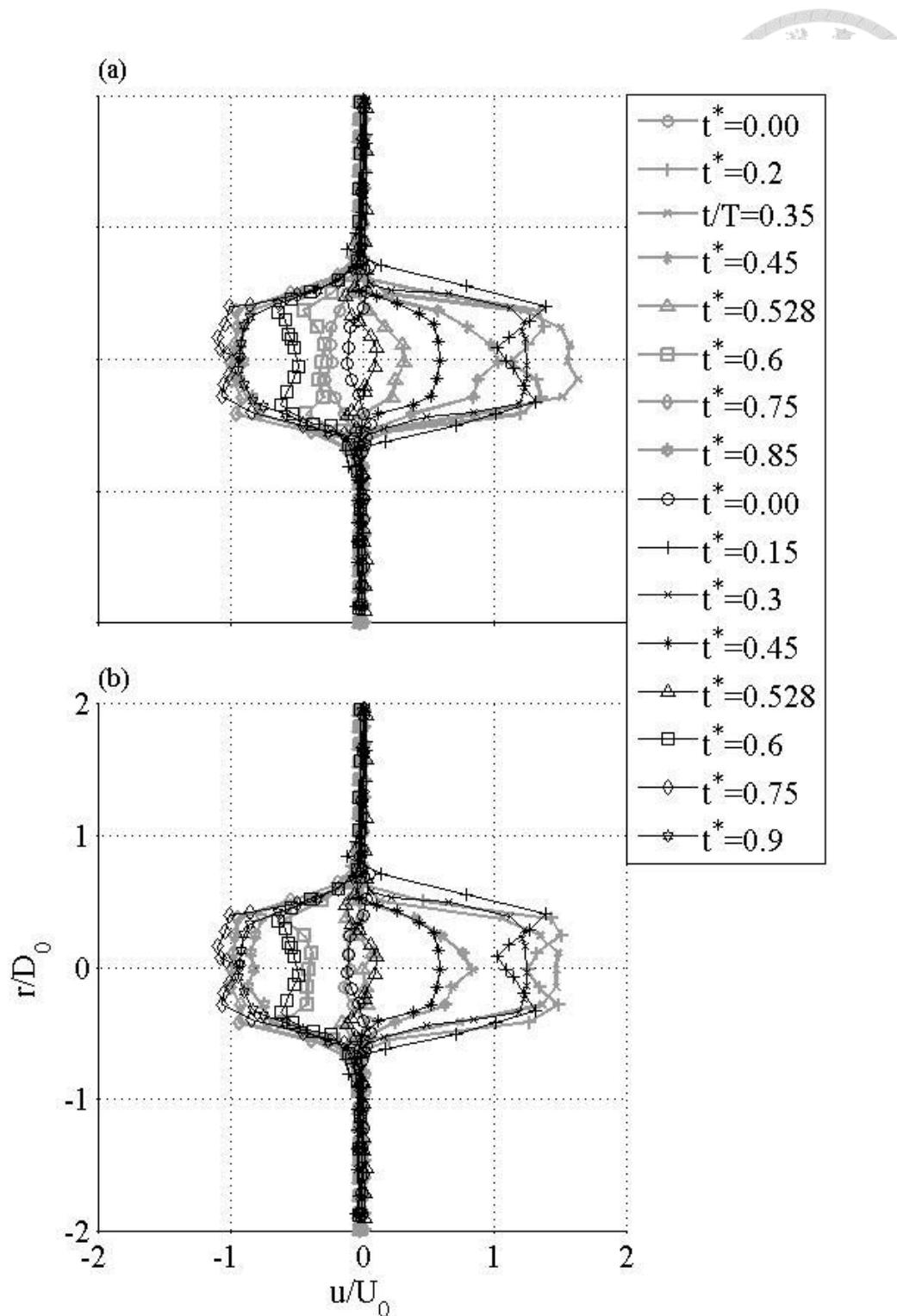


圖 3-6 雷諾數 10000 $L_0 / D_0 = 3$ (case 3)



3.3 流場分析

Case 1:

雷諾數 Re	2500
行程數(L_0/D_0)	2
流場尺寸 $L \times H \times W$	0.106 m \times 0.8 m \times 0.106 m
網格解析度 $N_x \times N_y \times N_z$	96 \times 320 \times 96
圓孔直徑 D	0.0254 (m)
圓柱中心座標	(0.053, 0.6872~0.6995, 0.053)
運動黏滯係數(ν)	0.00001626

表 3-2 模擬配置(Case1)

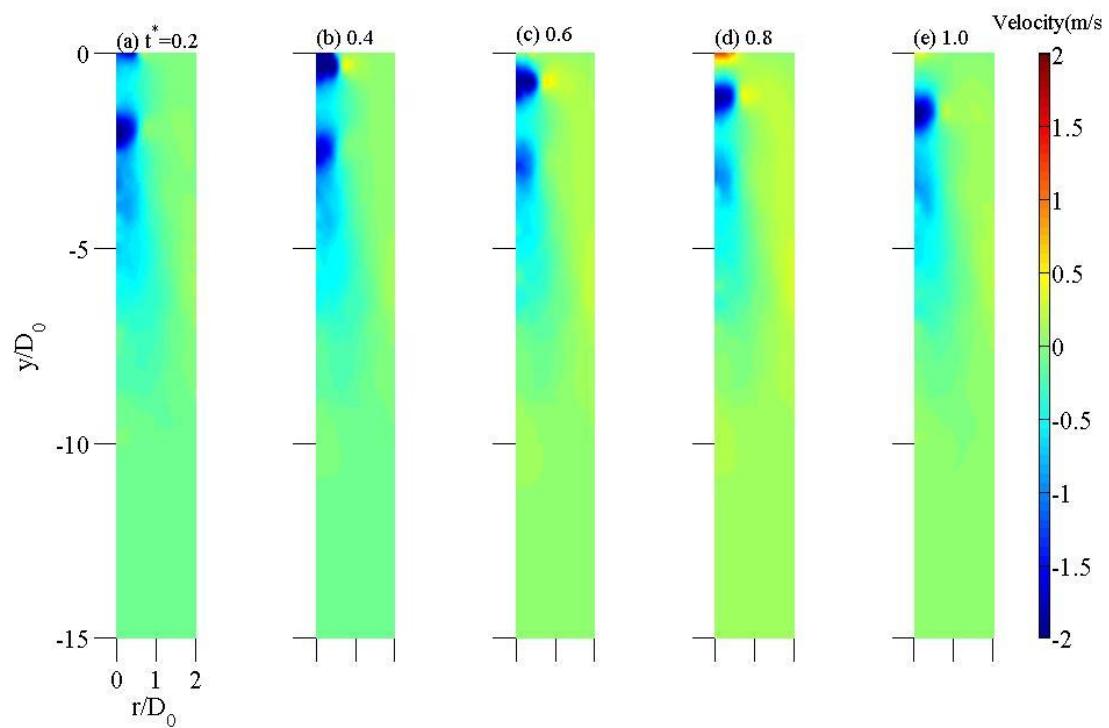


圖 3-7 平均後垂直速度隨時間的變化(Case 1)

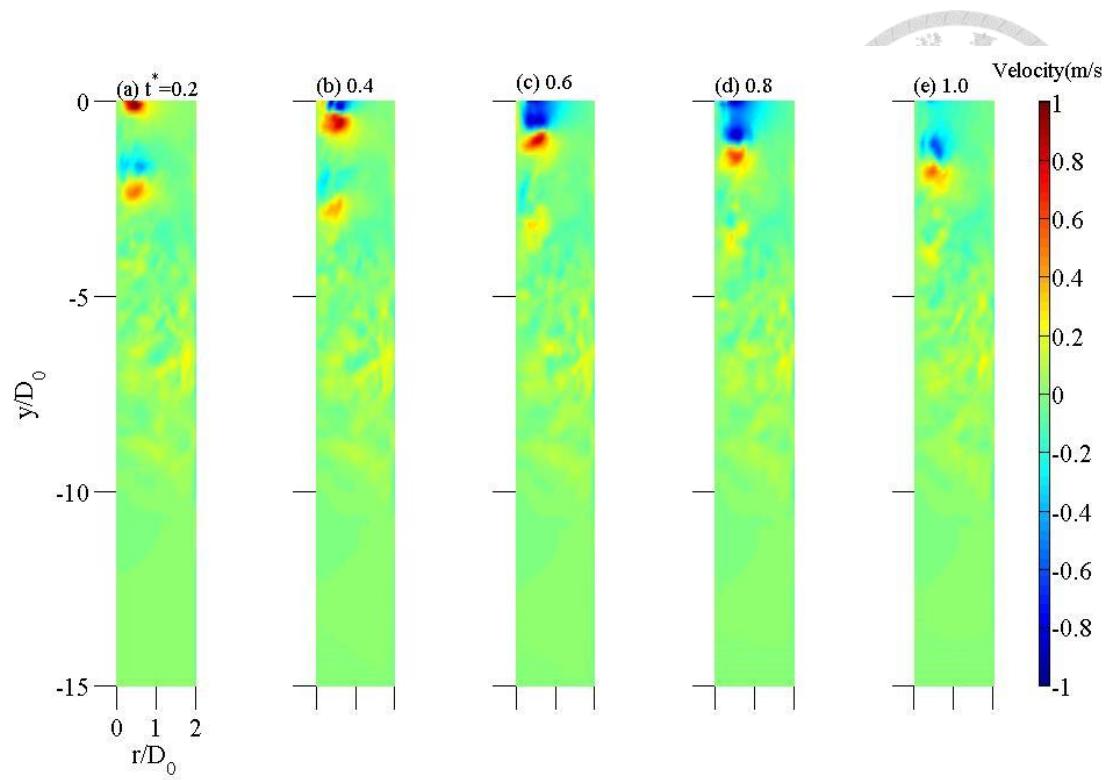


圖 3-8 平均後徑向速度隨時間的變化(Case 1)

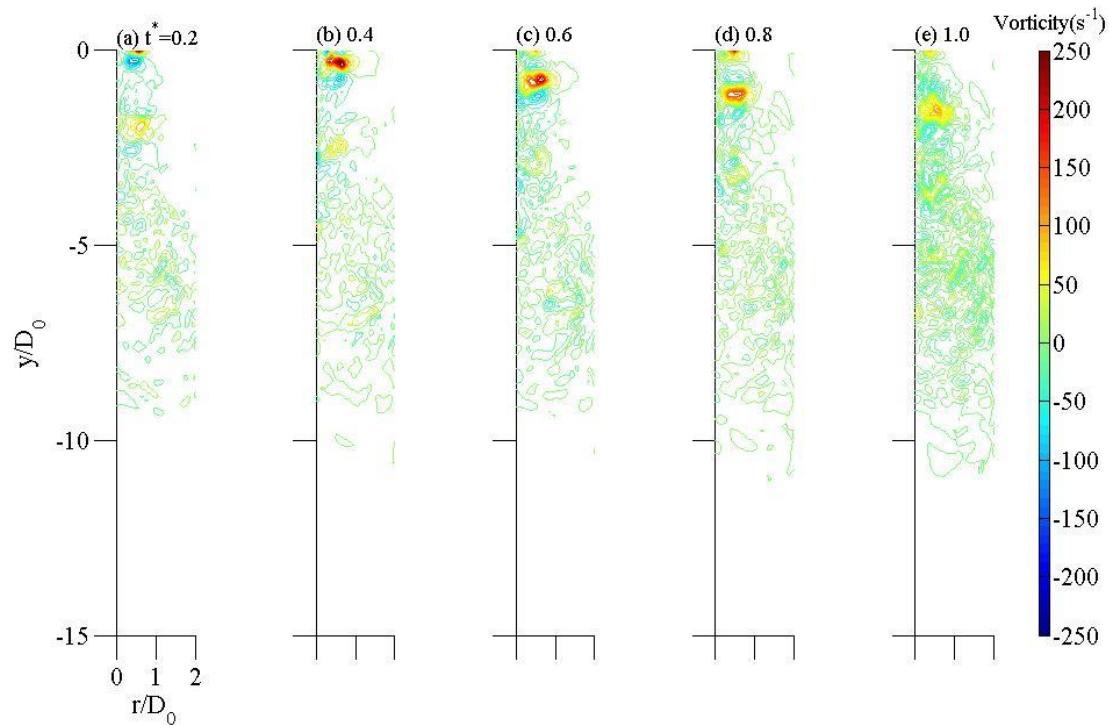
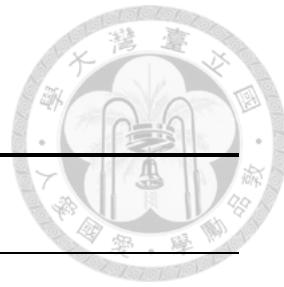


圖 3-9 平均後渦度隨時間的變化(Case 1)



Case2:

雷諾數 Re	2500
行程數(L_0/D_0)	3
流場尺寸 $L \times H \times W$	0.106 m \times 0.8 m \times 0.106 m
網格解析度 $N_x \times N_y \times N_z$	96 \times 320 \times 96
圓孔直徑 D	0.0254 (m)
圓柱中心座標	(0.053, 0.6872~0.6995, 0.053)
運動黏滯係數(ν)	0.00001626

表 3-3 模擬配置(Case2)

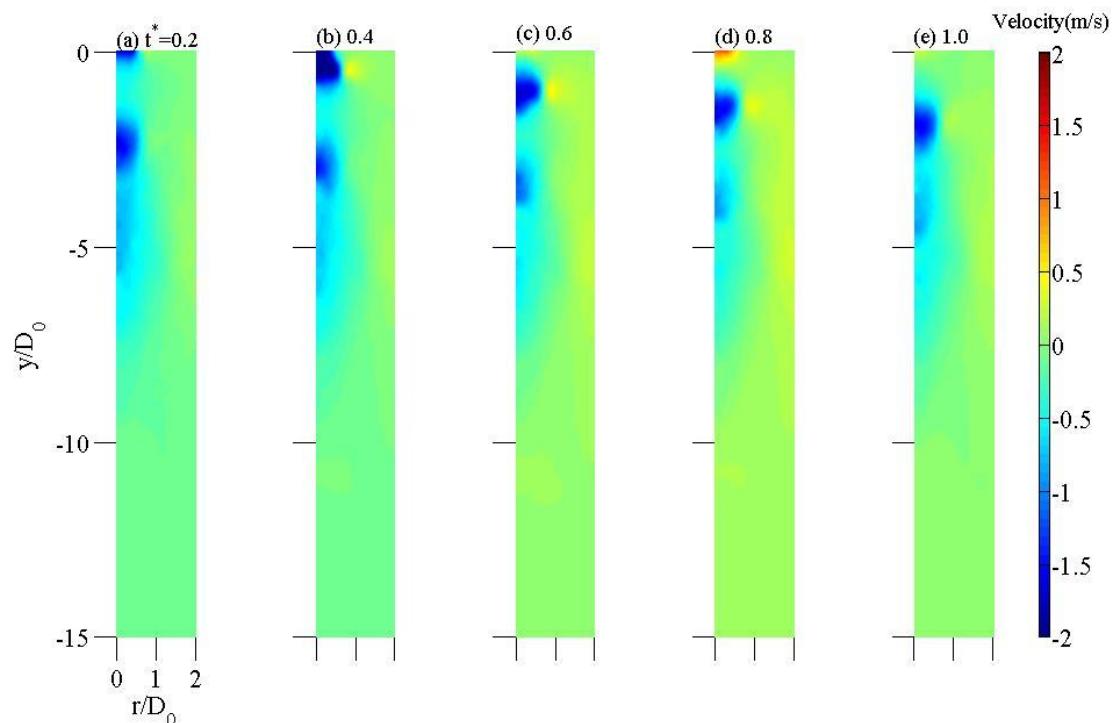


圖 3-10 平均後垂直速度隨時間的變化(Case 2)

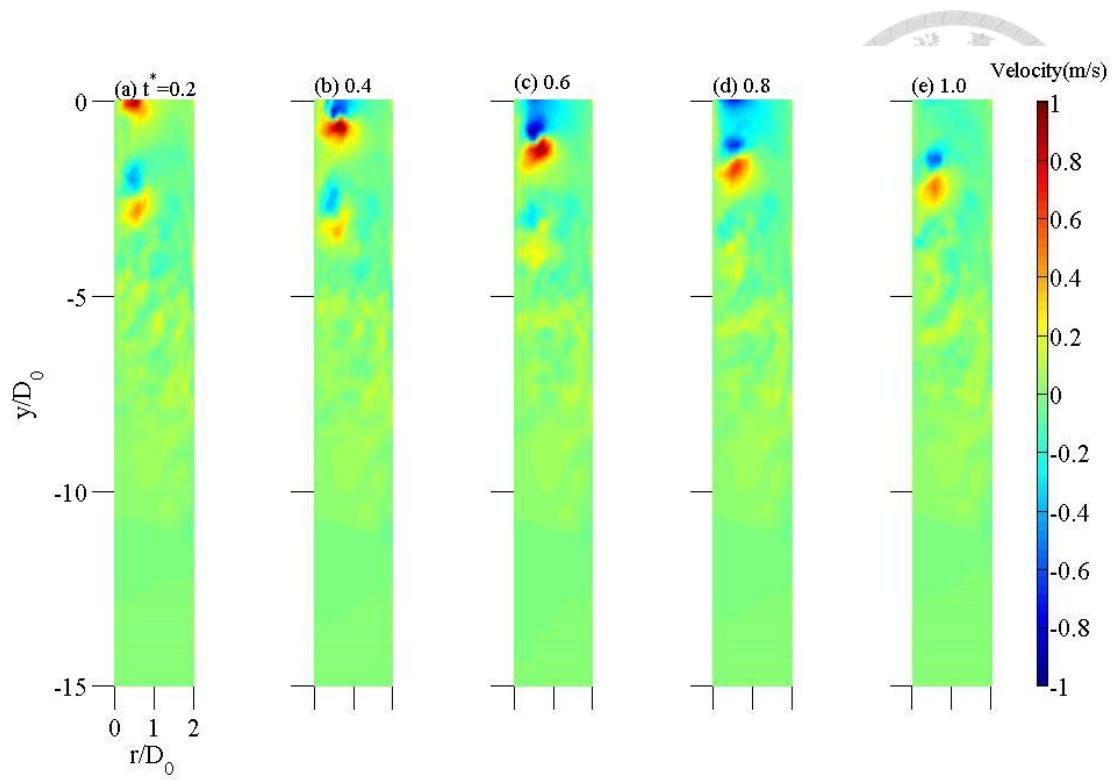


圖 3-11 平均後徑向速度隨時間的變化(Case 2)

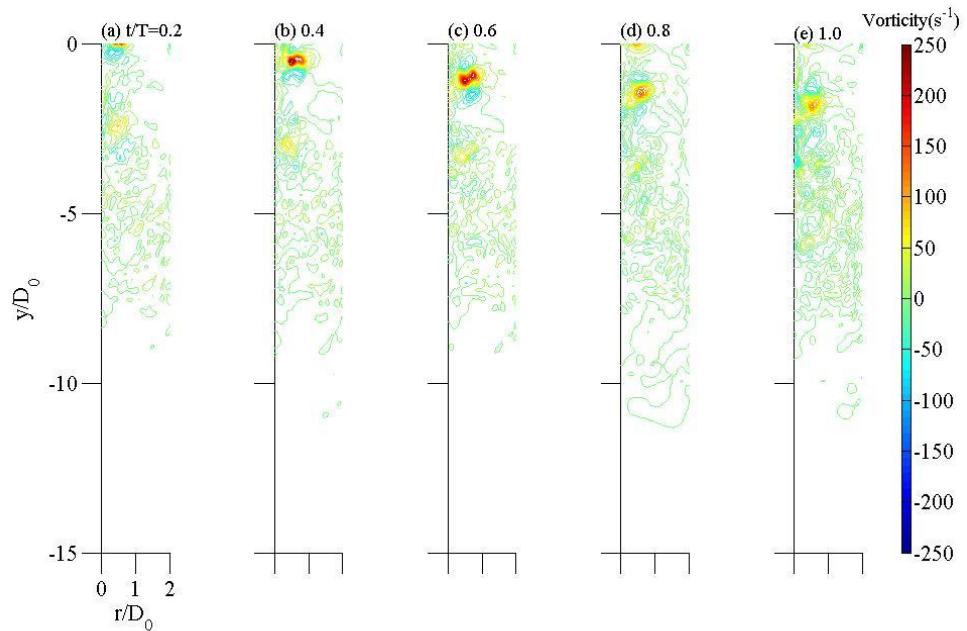
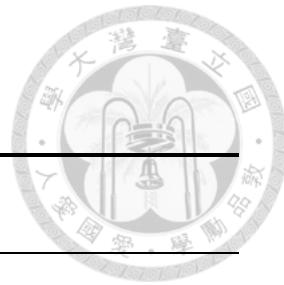


圖 3-12 平均後渦度隨時間的變化(Case 2)



Case3:

雷諾數 Re	10000
行程數(L_0/D_0)	3
流場尺寸 $L \times H \times W$	0.106 m \times 0.8 m \times 0.106 m
網格解析度 $N_x \times N_y \times N_z$	96 \times 320 \times 96
圓孔直徑 D	0.0254 (m)
圓柱中心座標	(0.053, 0.6872~0.6995, 0.053)
運動黏滯係數(ν)	0.00001626

表 3-4 模擬配置(Case3)

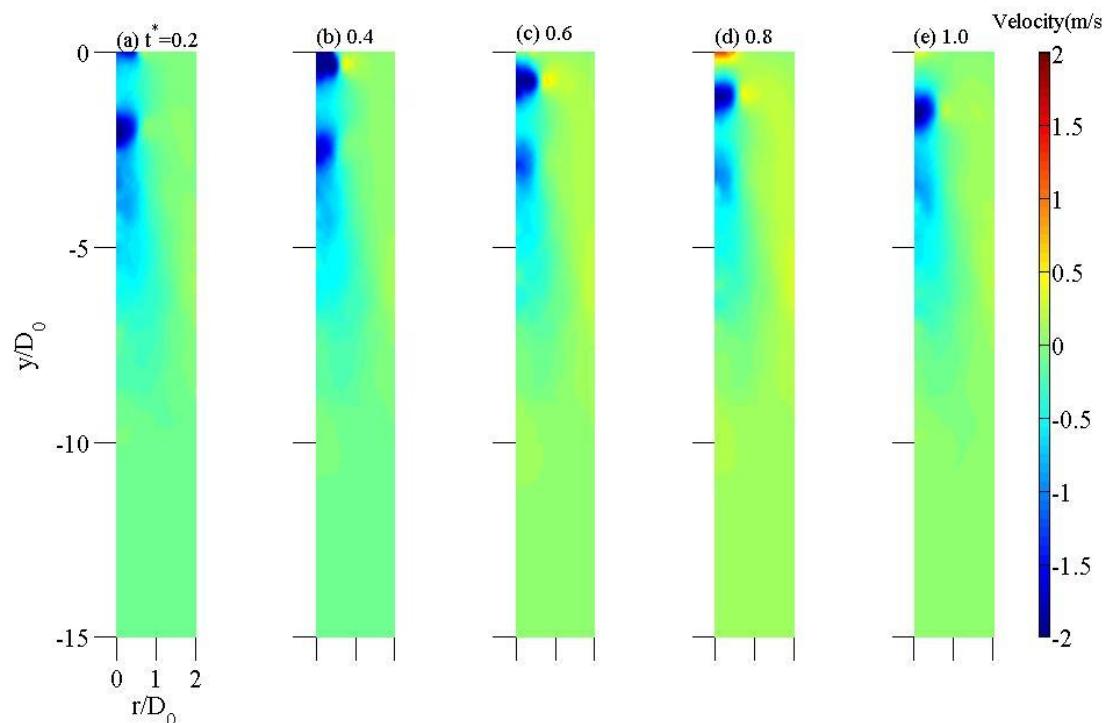


圖 3-13 平均後垂直速度隨時間的變化(Case 3)

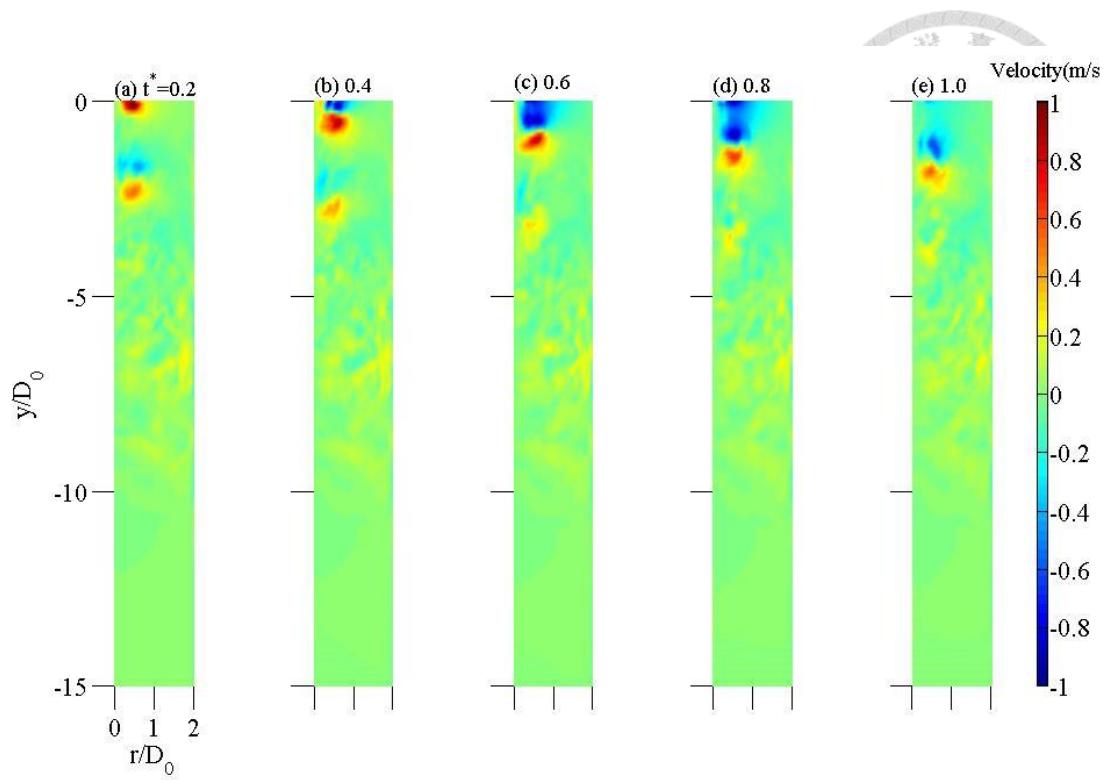


圖 3-14 平均後徑向速度隨時間的變化(Case 3)

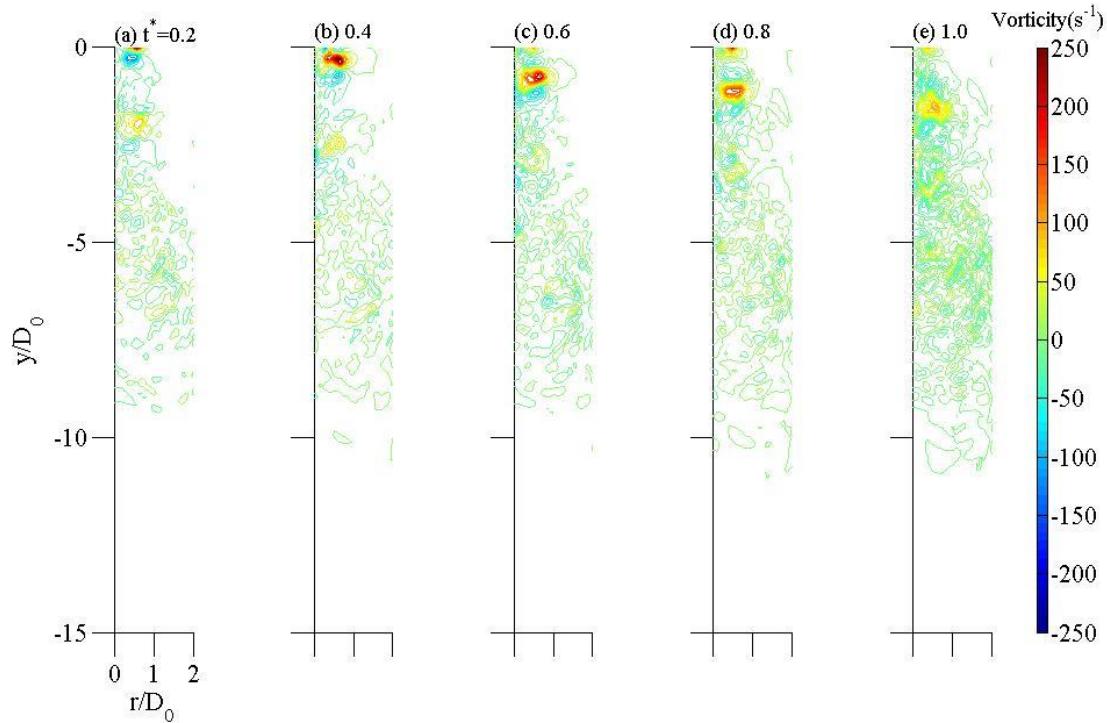


圖 3-15 平均後渦度隨時間的變化(Case 3)

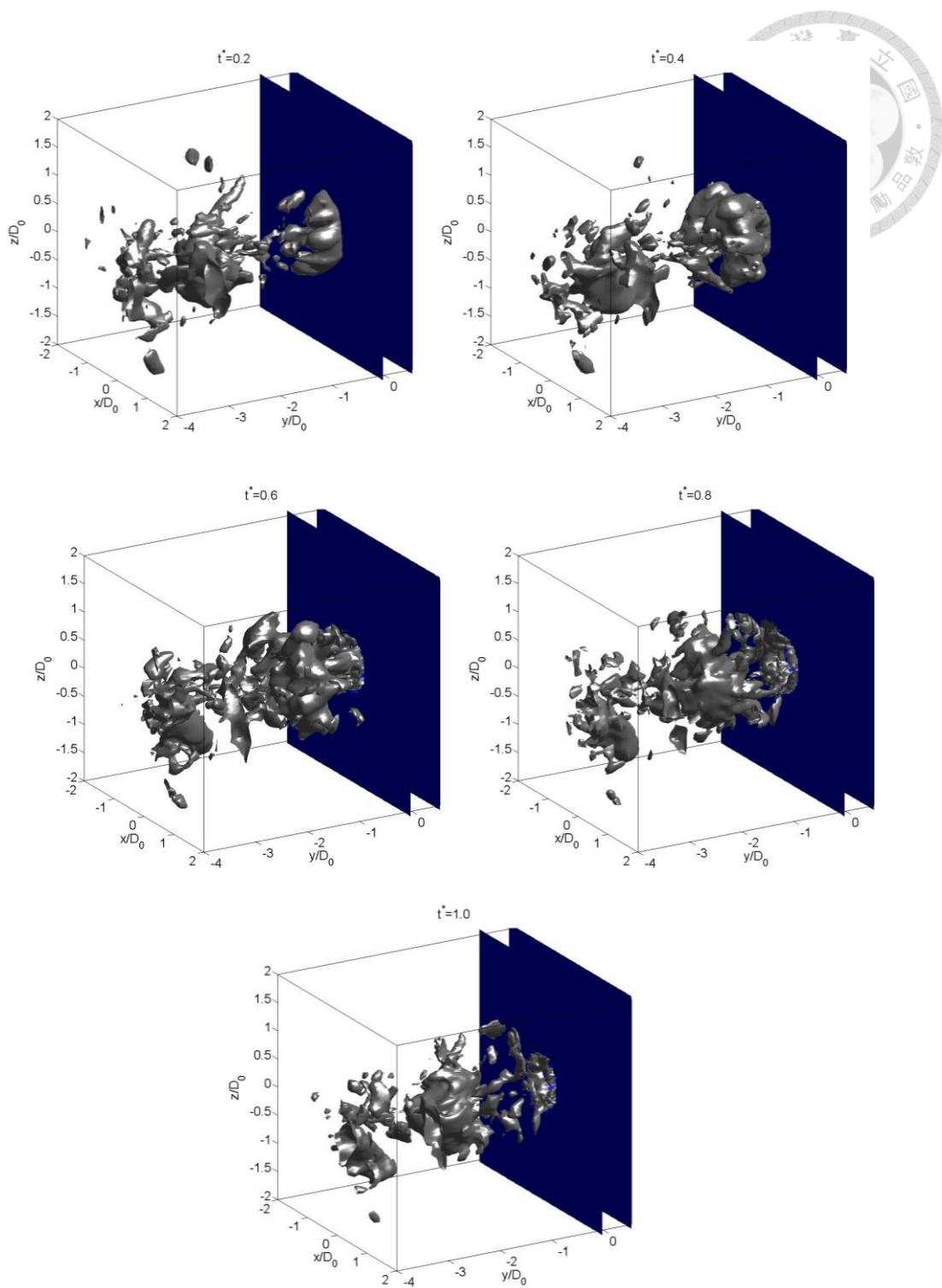


圖 3-16 Case2 三維渦度變化圖

分別對於實驗中的三種不同設定進行模擬並畫出流場的速度分布以及渦度分布情形，觀察在不同的雷諾數或不同行程比流場的變化，由於本研究為一軸對稱的問題，故平均後的結果與 θ 方向無關，僅呈現 $r - y$ 平面上的模擬結果，在 Case 1 與 Case 2 的設定中雷諾數相同但行程比不同，由方程式(3.1)與行程比的定義可得到在相同雷諾數的狀況下，渦環前進的位移量僅與頻率大小有關，所以行程比越大表示渦環行進的位移量越大，在 Case 2 與 Case 3 的設定中雷諾數不同但行程比相同，由圖 3-10 與圖 3-13 中看出雷諾數只影響速度場的強度，圖 3-12 與圖 3-15 中看出渦環行走的位移量並沒有受到雷諾數的影響，而由圖 3-9、圖 3-12、圖 3-15 可以看出在不同設定的渦度隨時間變化情形，當渦度行經的距離小於 $y/L_0 = 1$ 時，渦度形狀很明顯，但當渦度行經的距離大於 $y/L_0 = 1$ 時消散的特別快，圖 3-16 為 Case 2 的三維渦度隨時間的變化情形，藍色的部分為使用沉浸邊界法模擬實驗中的圓板部分， $t^* = t/T$ 為時間的無因次參數， t 為模擬時間而 T 為週期，由此圖可清楚的看出渦環形成的過程，當活塞進行推出行程($t^* < 0.5$)時，渦環漸漸形成且流場的結構較完整，當進行吸入行程($t^* > 0.5$)時，渦環也向外捲入周圍的流體造成渦環結構漸漸碎成較小的渦流。



3.4 紊流動能分析

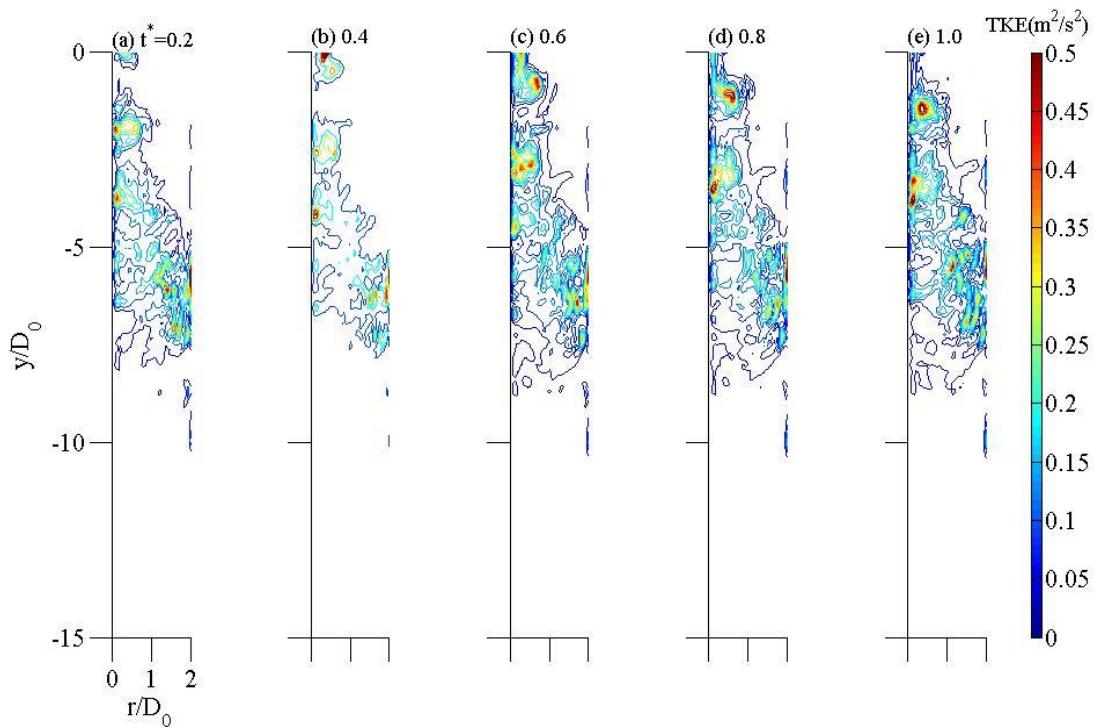


圖 3-17 Case 1 紊流動能隨時間變化

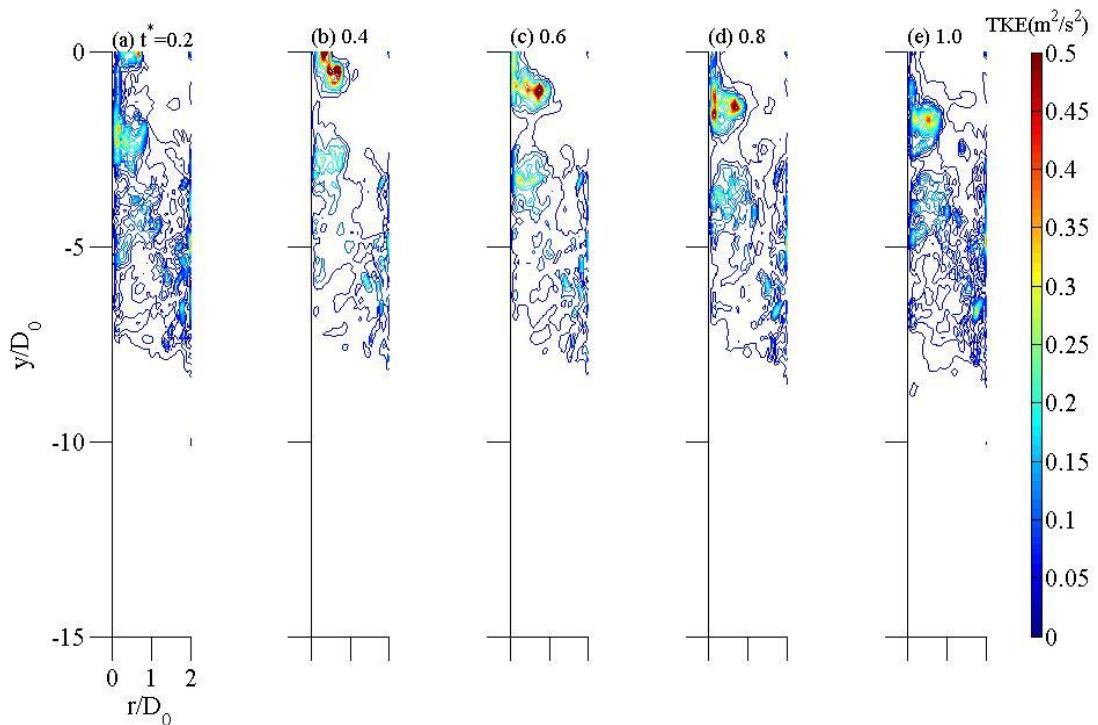


圖 3-18 Case 2 紊流動能隨時間變化

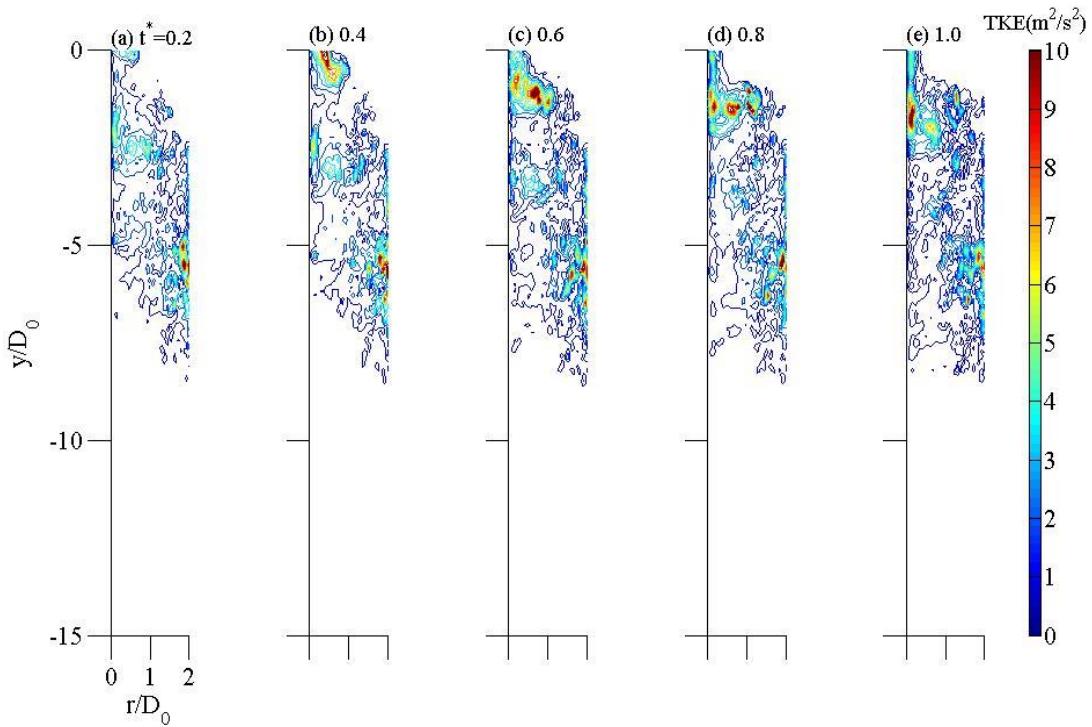


圖 3-19 Case 3 紊流動能隨時間變化

圖 3-17 至圖 3-19 為實驗中的三種不同設定的紊流動能隨時間變化情形，與 Case 1 至 Case 3 的渦度圖比較後會發現紊流動能最強的部分為渦度中心的位置，離中心位置越遠能量越弱，當渦度行經的距離小於 $y/L_0 = 1$ 時，紊流動能分布較集中，但當渦度行經的距離大於 $y/L_0 = 1$ 時能量消散的特別快，但是邊界部分會有能量聚集，原因是因為邊界距離圓心並不夠遠，會影響到內部流場的變化，當進行推出行程($t^* < 0.5$)時，紊流動能的強度是最高的而流場的結構較完整，當進行吸入行程($t^* > 0.5$)時，因為向外捲入周圍的流體導致紊流動能的強度漸漸變弱，能量的分布也越來越平均，當一個循環的末端($t^* = 1$)紊流動能的強度幾乎都已趨近為零，由圖 3-17 至圖 3-19 可以看出紊流動能因噴流與周圍流體的交換而變弱的過程。



Chapter 4 薄膜驅動流場

4.1 模擬配置

第二種噴流形式，我們依照 Z. Travnic'ek et al(2015)所做的噴流實驗量測到真實流場的數據，把這些數據內插到邊界上用來取代以前常用的正弦函數速度分布，在圖 4-1 藍色圓形的部分為實驗量測的數據給入流場當做邊界條件的地方，其中流場尺寸為 $0.16\text{m} \times 0.4\text{m} \times 0.16\text{m}$ ，座標軸方向如圖 2-1(b)，流場的配置如圖 4-1，藍色的部分為噴嘴出口，圓孔中心位於 $x-z$ 軸上座標 $(0.08, 0.08)$ 的位置，圓孔直徑為 0.008 m ，網格解析度為 $192 \times 128 \times 192$ ，四周邊界是使用自由液面邊界(free-slip)，底部為無滑移邊界條件，模擬的流體為空氣，其餘個別細部的詳細配置如表 4-1 與表 4-2。

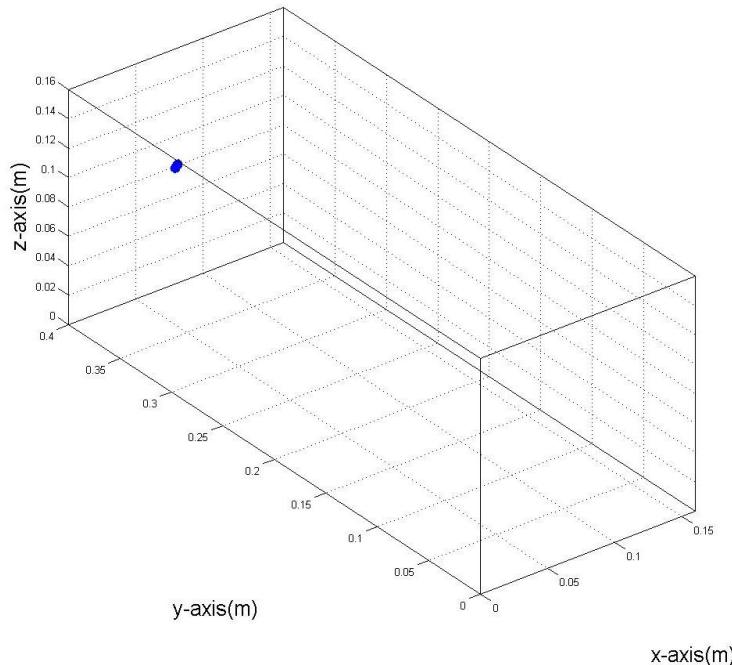


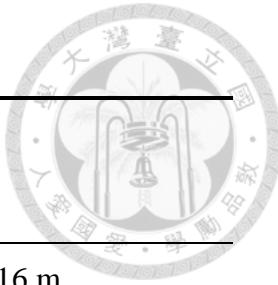
圖 4-1 薄膜驅動流場的模擬配置圖



4.2 流場分析與實驗結果比較

雷諾數 Re	4120
流場尺寸 $L \times H \times W$	0.16 m \times 0.24 m \times 0.16 m
網格解析度 $N_x \times N_y \times N_z$	$192 \times 160 \times 192$ (case1) $192 \times 192 \times 192$ (case2) $192 \times 256 \times 192$ (case3) $192 \times 320 \times 192$ (case4)
每步時間間隔(dt)	0.00001
圓孔直徑 D	0.008 (m)
圓柱中心座標	(0.08,0.4,0.08)
運動黏滯係數(ν)	0.00001626
頻率	75(Hz)

表 4-1 網格解析度測試



雷諾數 Re	4120
流場尺寸 $L \times H \times W$	0.16 m \times 0.4 m \times 0.16 m
網格解析度 $N_x \times N_y \times N_z$	192 \times 128 \times 192
每步時間間隔(dt)	1/75000 (case5) 1/150000 (case6) 1/225000 (case7)
圓孔直徑 D	0.008 (m)
圓柱中心座標	(0.08,0.4,0.08)
運動黏滯係數(ν)	0.00001626
頻率	75(Hz)

表 4-2 時間間隔測試

在第二種形式中，總共有七種不同的模擬配置，而這些模擬配置是為了找出針對此類合成噴流的問題中，找出最佳的網格解析度與每一步的時間間隔，在表 4-1 的配置中，使用的網格為均勻網格，為了找出網格解析度對模擬結果的影響，從圖 4-2 可以看出在相同的時間間隔下， N_y 為 y 方向所切的層數，若 y 方向的解析度太低，在噴嘴的出口處會有一不連續的現象發生，此不連續的現象會造成噴嘴出口處的速度突然增加，而增加的幅度會隨著網格解析度越低而往上的速度增加越大，當網格解析越高的時候，噴嘴出口處的速度會更接近一平滑曲線，也與實驗量測的結果更為接近，故可以發現到在解此問題時，在噴嘴的出口處需把 y 方向的解析度至少要在 1mm 以內才不會有跳動的現象發生。

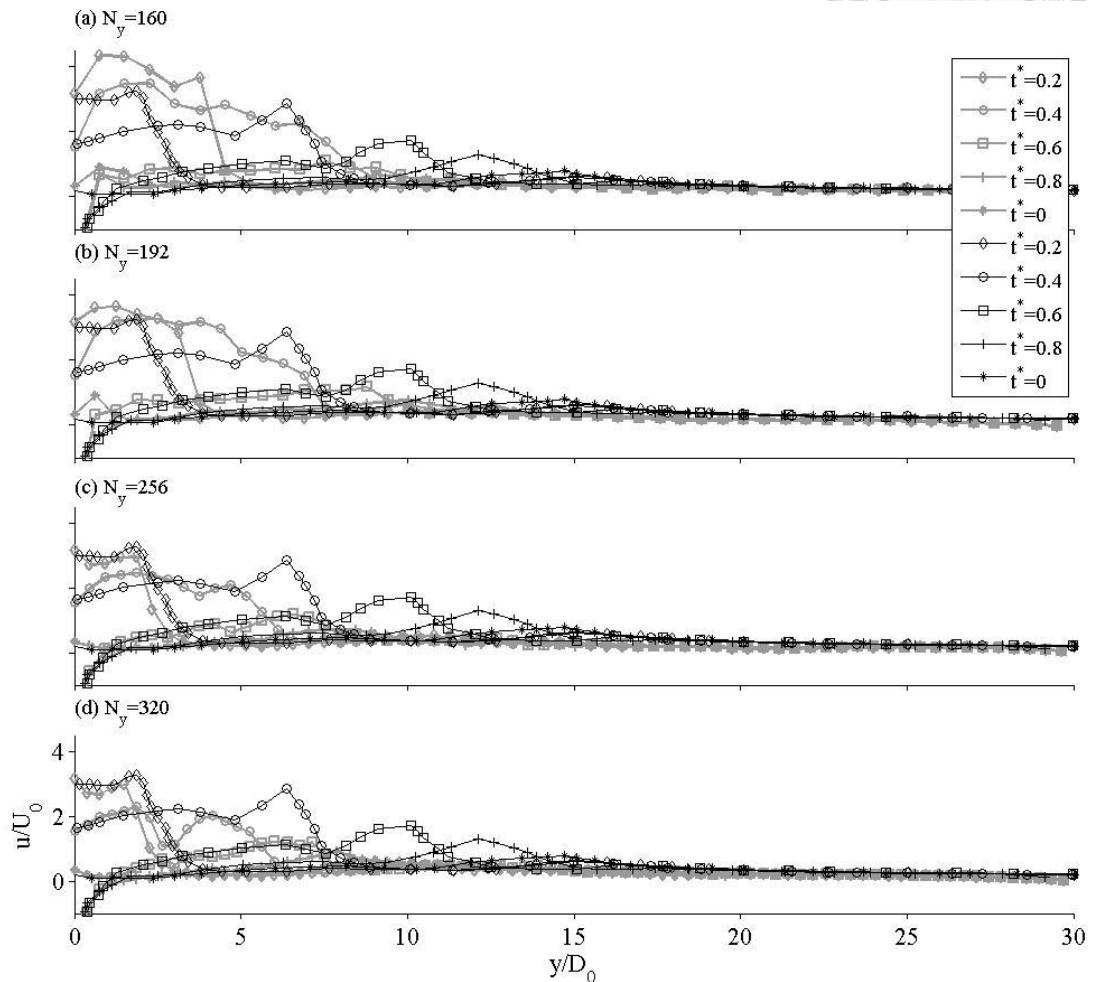


圖 4-2 網格解析度測試比較圖

在圖 4-3 模擬的配置僅有每一步時間間隔不同，在垂直方向使用的是展寬網格(stretch grid)，為了完整的模擬出流體的紊流現象與周圍流體的混合故越靠近噴嘴的部分網格越密，遠離噴嘴的部分對於流場的影響較不大，所以網格使用的較粗，網格解析度約 0.86mm~5mm 之間。

由圖 4-3(a)~(c)可以發現當時間間隔越小的時候，與實驗的比較會越接近，原因為在大渦流模式中，對於時間的離散方式為 Adams-Bashforth(AB2) method 為二階近似，故當時間間隔越大時造成流場速度的衰退會比較大，為了降低離散時產生的誤差，所以時間間隔要越小越好。

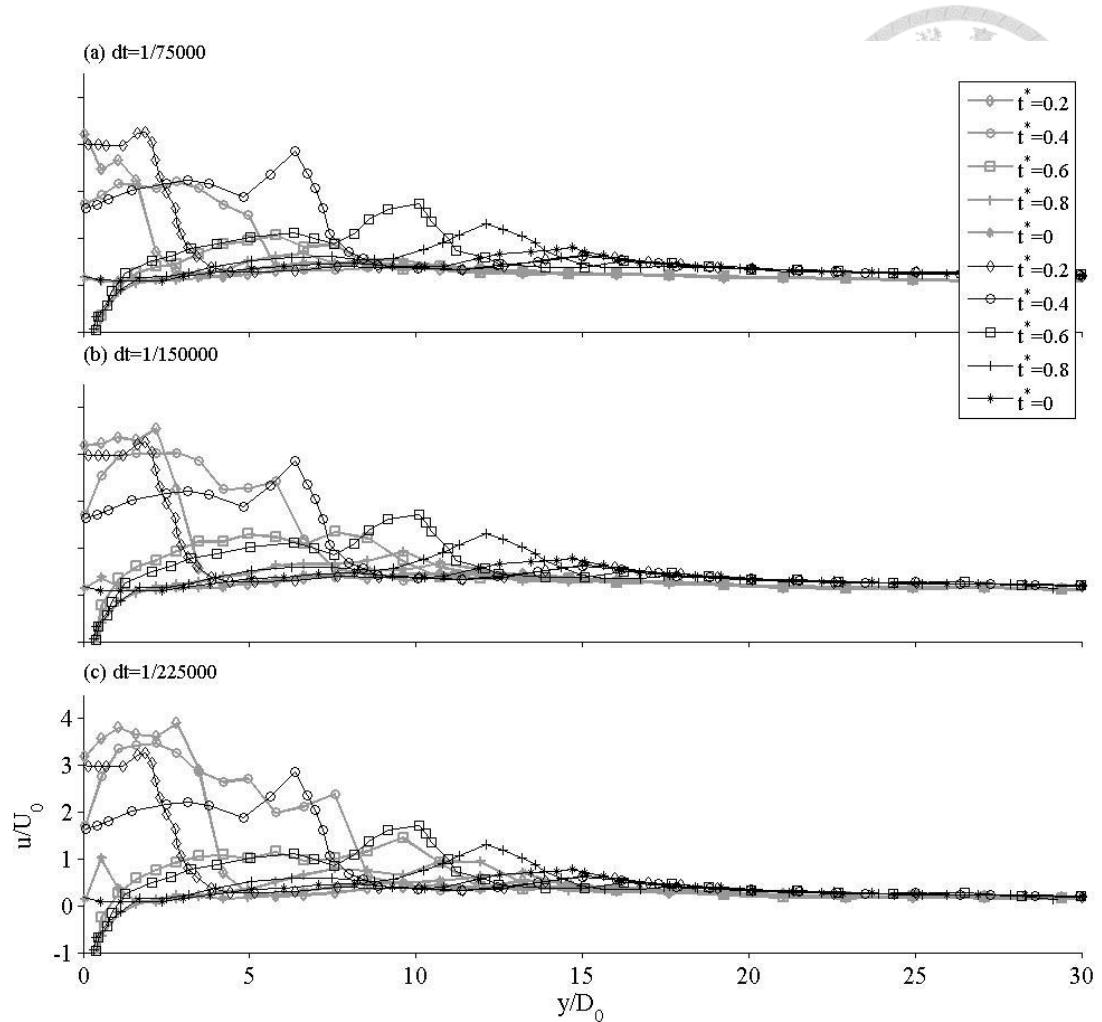


圖 4-3 時間間隔測試比較圖

在經過了以上的測試後，比較 Z. Travnic'ek et al(2015)在中心線上速度分布結果在較遠的區域還是不夠準確，由於此實驗配置行程比比較高，表示渦環位移量較遠，所以遠離噴嘴的流場也相當重要，在圖 4-4 則採用更高的解析度且不使用展寬網格，將網格解析度提高到 $288 \times 512 \times 288$ ，約莫 0.5mm 左右，時間間隔為 1/225000，與實驗的結果更為相近，圖 4-5 為相位平均後的均方根值擾動量，黑線部分為實驗結果，灰線部分為模擬結果，但是模擬的曲線不夠平滑，是因為曲的循環數不夠多導致而成，所以由這兩張圖表示網格的解析度至少要達到 0.5mm 且取的循環數要夠多可以達到更相近的結果。

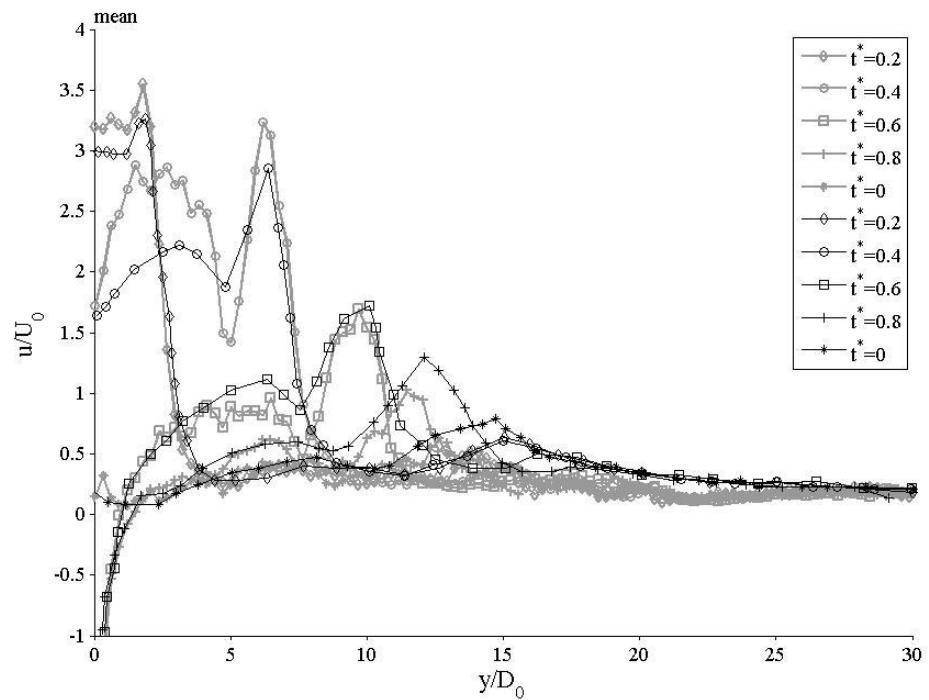
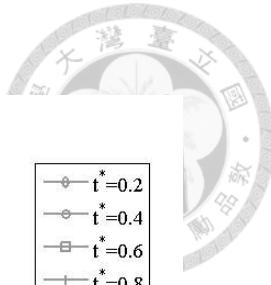


圖 4-4 中心線上速度與距離的關係圖

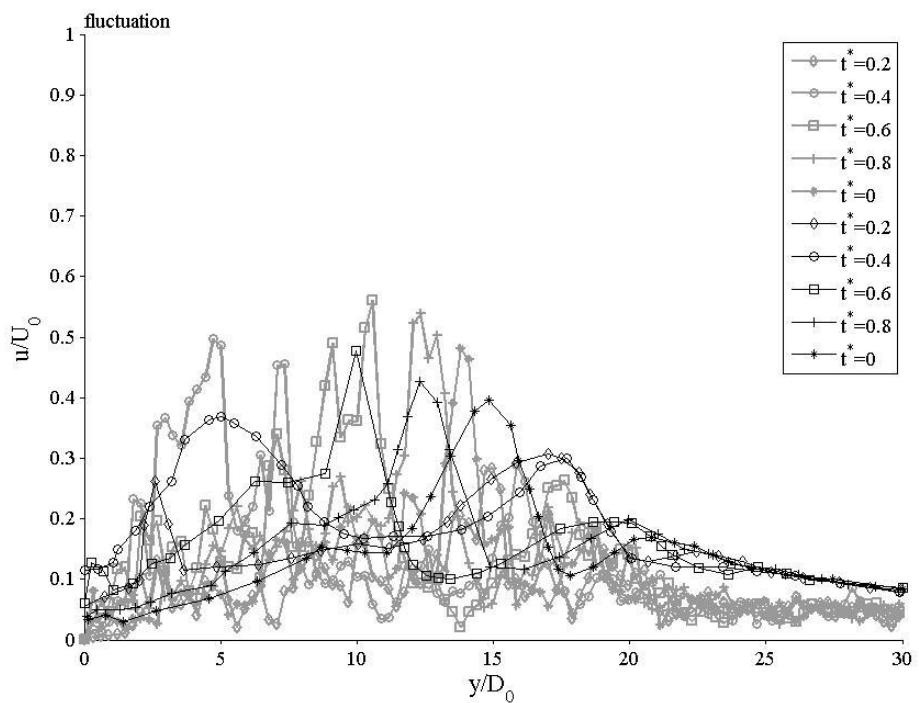


圖 4-5 中心線上均方根值的擾動量

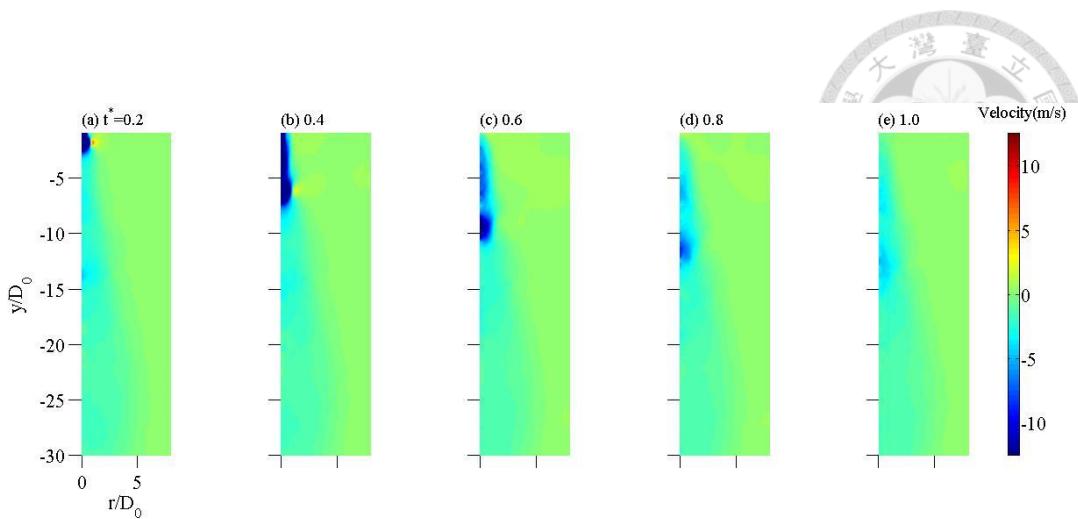


圖 4-6 平均後垂直速度($dt=1/225000$)

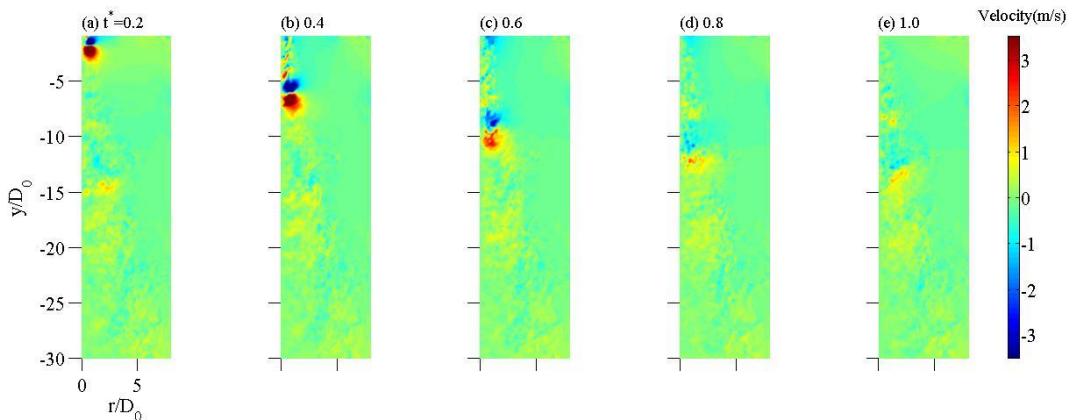


圖 4-7 平均後徑向速度($dt=1/225000$)

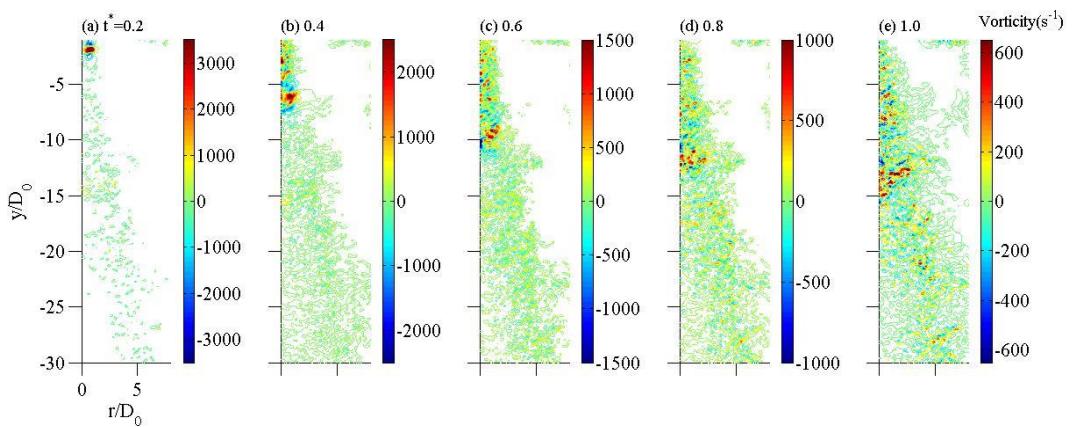


圖 4-8 平均後渦度($dt=1/225000$)

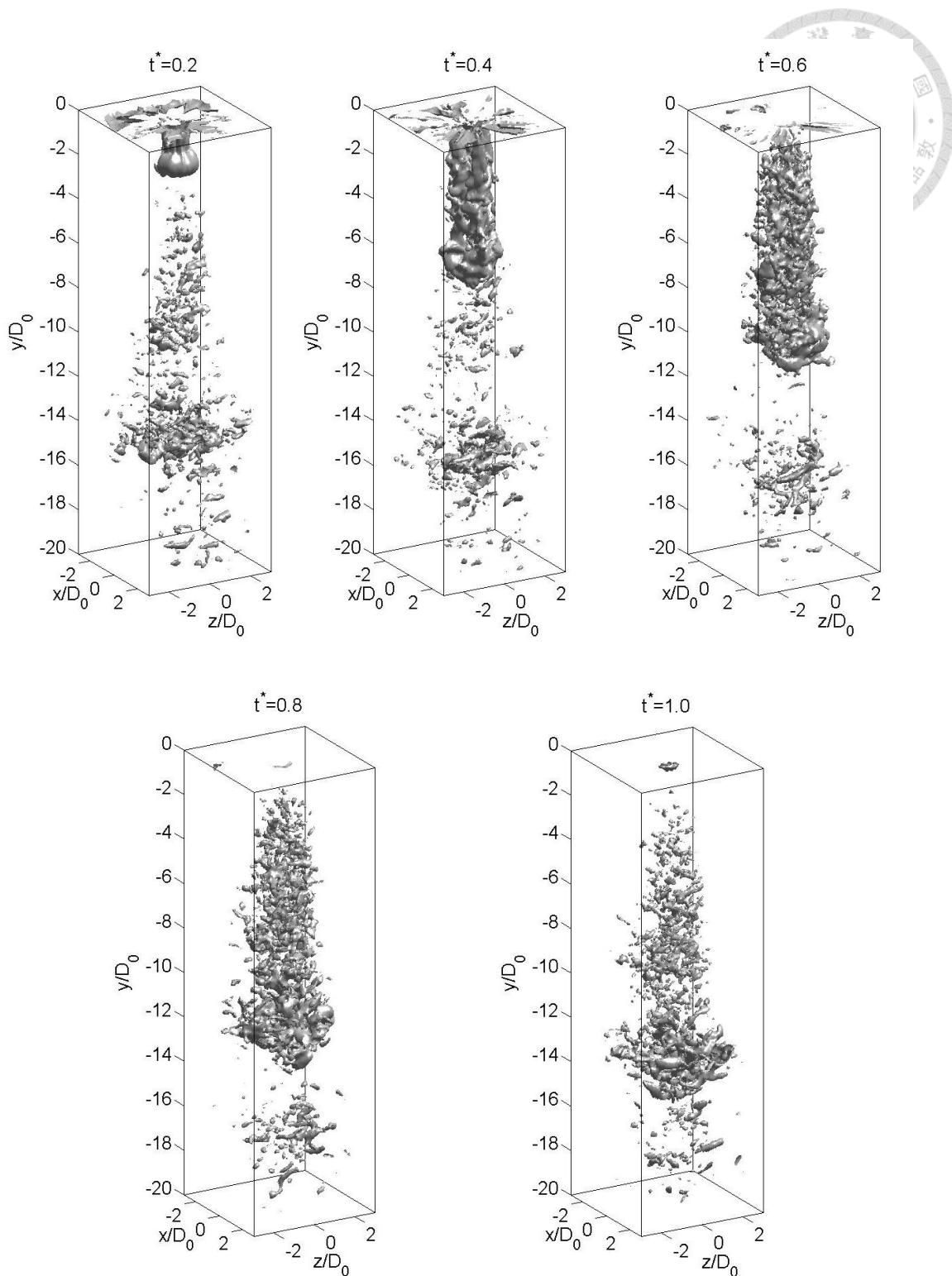


圖 4-9 三維渦度變化圖



由於此問題的雷諾數和行程比都比較高，所以流場的變化非常快速，需要用到非常的高的解析度才可解析此類的流場，由圖 4-6 至圖 4-8 為平均後的流場結果，可以看出流場隨時間的變化很劇烈，因為行程比太高在圖 4-8 涡度的變化量太大，為了清楚的看到渦度隨時間的變化情形，所以沒有固定渦度的範圍。

由圖 4-9 可清楚的看出渦環形成的過程，當活塞進行推出行程($t^* < 0.5$)時，渦環漸漸形成且流場的結構較完整，當進行吸入行程($t^* > 0.5$)時，渦環也因向外捲入周圍的流體造成渦環結構漸漸碎成較小的渦流，當一個循環的末端($t^* = 1$)渦環的結構已經完全消失，都已消散成許多小的渦流。

4.3 紊流動能分析

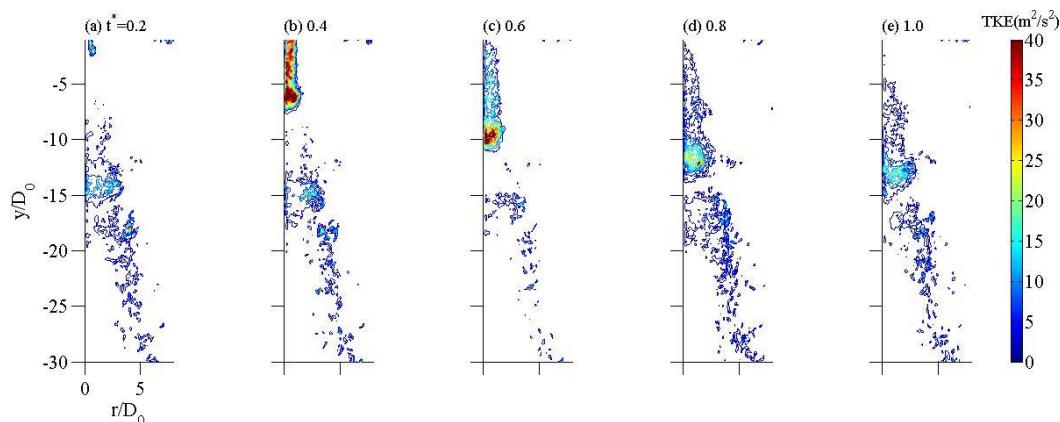


圖 4-10 薄膜形式的紊流動能變化

圖 4-10 為薄膜驅動形式的紊流動能隨時間變化情形，與渦度圖比較後會發現紊流動能最強的部分為渦度中心的位置，當進行推出行程($t^* < 0.5$)時，紊流動能的強度是最高的而流場的結構較完整，當進行吸入行程($t^* > 0.5$)時，紊流動能的強度漸漸變弱而渦度也向外捲入周圍的流體，當一個循環的末端($t^* = 1$)不論在渦度或是紊流動能的結果上強度都大幅的降低，當渦度行經的距離大於 $y/L_0 = 1$ 時能量的分布幾乎已消散掉，完全看不出渦環的形狀。



Chapter 5 結論與未來工作

5.1 結論

本研究探討兩種不同的噴流形式造成的流場與紊流動能隨時間的變化，空氣從噴嘴流出後對於周圍靜止狀態的空氣混合效應與影響，建立了一套結合沉浸邊界法、移動網格法與大渦流模式的三維動力模式，模擬噴流與周圍流體的混合過程，並且分析紊流動能影響流場細微的局部現象，由模擬結果我們可以得到以下結論：

1. 對於一般使用的沉浸邊界法中，其最主要的問題就是當流場的流線方向與邊界垂直時，單以無滑移條件給入邊界中並無法確保邊界上不會有流體元素穿越，而我在與流線方向上垂直的邊界加入一無穿透的邊界條件確保不會有流體元素穿越邊界，得到與實驗流場更為近似的結果。
2. 在邊界位移的部分，雖然在此問題中邊界的位移量不會很大，對整體流場的影響並不會太大，但若活塞的位移量較大時，使用移動網格模擬邊界隨時間的變化會變的很重要。
3. 在模擬配置上，雖然周圍的邊界是自由液面的邊界條件，但是流體元素並不會穿越邊界，所以邊界若離噴嘴位置太近，邊界會對內部流場造成影響。
4. 在第一種活塞驅動的形式中，當相同行程比改變雷諾數大小時，渦環的位移量並不會受到影響，當雷諾數越大紊流動能越強，與周圍流體混合效果越好。
5. 在第一種活塞驅動的形式中，當行程比改變雷諾數相同時，紊流動能因雷諾數相同所以強度相同，但渦環的位移量會隨著行程比越大而增加，渦環受到吸入行程的影響造成渦環形成的位置不一樣。



6. 在第二種薄膜驅動的形式中，在 y/D_0 小於 10 的結果與實驗都還吻合，但之後的速度降低的太快，表示在之後的網格解析度也不能太差，在計算這種高雷諾數與高頻率的問題中，流線方向的解析度至少要在 0.5mm 左右。
7. 紊流動能強度的分布與渦度強度的分布類似，在經過一個循環後，渦環的形狀已不明顯，能量隨著距離增加消散掉。
8. 利用三維大渦流模式(LES)解析出渦環的形成，跟流場經歷一個循環後細微的紊流變化，當進行吸入行程(t^* 介於 0.5~1)時，紊流動能的強度漸漸變弱而渦度也向外捲入到周圍的流體，也是混合效果最好的時候。

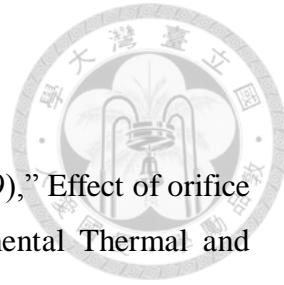


5.2 未來工作

本文將移動網格以及沉浸邊界法做結合，成功的模擬出流體流出噴嘴後，整體流況改變影響周圍流體變化的過程，且與實驗相比，的確能捕捉到流場中的紊流現象，在未來我們可以延續這套模式進行以下的研究：

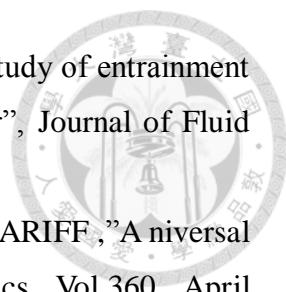
1. 將沉浸邊界法模擬出的噴嘴邊界改成以貼體法(body fitting)模擬，這是由於沉浸邊界法可能較不適用流場速度變化較劇烈的流場，可能會產生一些失真，若能使用正交網格模擬出圓形的邊界，以貼體法直接進行模擬，所得到的結果會更準確。
2. 在第一種形式的合成噴流中，將邊界距離圓孔部分加長，不要讓邊界影響到內部的流動情況。
3. 在大渦流模式中，對於速度變化較劇烈的流場中，要將網格的解析度提高，再跟實驗結果比對。
4. 延長的模擬的時間，取更多的循環再做相位平均，能讓平均值更接近一平滑曲線，分離出的擾動量再計算紊流動能，會更接近真實的流場流況。
5. 對於紊流動能的傳輸方程式中各項的分析結果還不夠完整，在噴嘴出口下方的流場如何從紊流轉變成層流的過程。
6. 加入傳輸方程式，研究不同流體的混合情形。

參考文獻



- [1] Mangesh Chaudhari, Bhalchandra Puranik, Amit Agrawal (2009), "Effect of orifice shape in synthetic jet based impingement cooling", *Experimental Thermal and Fluid Science*. 34, 246–256.
- [2] Mangesh Chaudhari, Bhalchandra Puranik, Amit Agrawal (2010), "Heat transfer characteristics of synthetic jet impingement cooling", *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 53, 1057–1069.
- [3] A. Lee, G.H. Yeoh, V. Timchenko, J.A. Reizes (2012), "Heat transfer enhancement in micro-channel with multiple synthetic jets", *Applied Thermal Engineering*, 48, 275-288.
- [4] S.-S. Hsua, Y.-J. Chou, Z. Trávníček, C.-F. Lin, A.-B. Wang, R.-H. Yen (2015), "Numerical study of nozzle design for the hybrid synthetic jet actuator", *Sensors and Actuators A*, 232, 172–182.
- [5] Conrad Y. Lee and David B. Goldstein(2002), "Two-Dimensional Synthetic Jet Simulation," *AIAA JOURNAL*, vol. 40, No. 3.
- [6] M. Amitay, D. Pitt, and A. Glezer(2002), "Separation control in duct flows," *J.Aircr.* 39, 616.
- [7] S. Davis and A. Glezer(2000), "The manipulation of large- and small-scales in coaxial jets using synthetic jet actuators," *AIAA Paper 2000-0403*.
- [8] Donald P. Rizzetta, Miguel R. Visbal, and Michael J. Stanek(1999), "Numerical Investigation of Synthetic-Jet Flowfields," *AIAA JOURNAL*, vol. 37, No. 8.
- [9] Soulsby, R. (1997), "Dynamics of Marine Sands: A Manual for Practical Applications", Telford, London.
- [10] E.A. Fadlun, R. Verzicco, P. Orlandi, and J. Mohd-Yusof (2000), "Combined Immersed-Boundary Finite-Difference Methods for Three-Dimensional Complex Flow Simulations", *Journal of Computational Physics*, 161(1):35-60
- [11] Y.H. Tseng and J.H. Ferziger (2003), "A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry", *Journal of Computational Physics*, 192(2):593-623
- [12] Chou, Y., and O. B. Fringer (2010), "Consistent discretization for simulations of flows with moving generalized curvilinear coordinates", *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 62, 802–826.

- [13] Yong Wang, Guang Yuan, Youg-Kyu Yoon, Mark G. Allen, Sue Ann Bidstrup(2006), "Large eddy simulation(LES) for synthetic jet thermal management", International Journal of Heat and Mass Transfer 49 2173-2179.
- [14] A. Lee, V. Timchenko, G.H. Yeoh, J.A. Reizes(2012), "Three-dimensional modelling of fluid flow and heat transfer in micro-channels with synthetic jet", International Journal of Heat and Mass Transfer 55 198-213.
- [15] Manu Jain, Bhalchandra Puranik, Amit Agrawal(2011), "A numerical investigation of effects of cavity and orifice parameters on the characteristics of a synthetic jet flow", Sensors and Actuators A 165 351-366.
- [16] Jennifer M. Shuster and Douglas R. Smith(2007), "Experimental study of the formation and scaling of a round synthetic jet", PHYSICS OF FLUID 19, 045109.
- [17] J. M. Lawson and J.R. Dawson(2013), "The formation of turbulent vortex rings by synthetics", PHYSICS OF FLUID 25,105113.
- [18] E. Aydemir and N. A. Worth and J. R. Dawson(2012), "The formation of vortex rings in a strongly forced round jet", Exp Fluids 52:729-742.
- [19] Oliver R. Heynes and Mark A. Cotton and Tim J. Craft(2013), "Eddy-Viscosity and Stress-Transport Turbulence Models in Application to a Plane Synthetic Jet", Flow Turbulence Combust 91:931-947.
- [20] J. Kordik and Z. Travnicek(2013), "Axisymmetric Synthetic Jet Actuators with Large Streamwise Dimensions", AIAA JOURNAL, vol. 51,No. 12.
- [21] Shu-Shen, Hsu,Zdenek Travnicek, Chi-Cheng Chou, Cha-Chih Chen, An-Bang Wang(2013), "Comparison of double-acting and single-acting synthetic jets", Sensors and Actuators A 203 291-299.
- [22] Z. Travnic'ek, T. Vit(2015), "Impingement heat/mass transfer to hybrid synthetic jets and other reversible pulsating jets", International Journal of Heat and Mass Transfer 85 473-487.
- [23] C. BOGEY and C. BAILLY(2009), "Turbulence and energy budget in a self-preserving round jet: direct evaluation using large eddy simulation", J. Fluid Mech. Vol. 627, pp. 129-160.
- [24] Donald P.Rizzetta(1999) , "Numerical Investigation of Synthetic-Jet Flowfields", AIAA Journal, Vol. 37, No. 8 , pp. 919-927.
- [25] Ari Glezer and Michael Amitay (2002), "Synthetic jets", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 34: 503-529.

- 
- [26] Brian Cantwell and Donald Coles(1983)," An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder", Journal of Fluid Mechanics ,Vol 136, November 1983, pp 321- 374.
 - [27] MORTEZA GHARIB , EDMOND RAMBOD and KARIM SHARIFF , "A niversal time scale for vortex ring formation", Journal of Fluid Mechanics , Vol 360 , April 1998, pp 121- 140