

行政院國家科學委員會專題研究計畫成果報告

三維穴流場 TGL 渦漩的探討 (I) 側向尺度比對 TGL 渦漩運動的影響 TGL Vortices in the Three-Dimensional Cavity Flows (I) SAR Effects

計畫編號：NSC88-2611-E002-027

執行期限：87 年 8 月 1 日至 88 年 7 月 31 日

主持人：蔣 德 普 國立台灣大學造船及海洋工程學系 教授

一、中文摘要

本計畫屬流場本質的基礎研究：以有限容積數值方法求解三維穴流流場，探討側向尺度比 SAR(=1,2,3,5,10)對 TGL 渦漩運動之影響，雷諾數 $1000 < Re < 2500$ 。

關鍵詞：穴流、TGL 渦漩、側向尺度比

Abstract

This paper applies a finite volume method to solve the three dimensional cavity flows. Projects aim is to discuss the SAR effect on the span-wise motion of TGL vortices for Reynolds numbers in the range $1000 < Re < 2500$.

Keywords: cavity flow, TGL vortices, SAR

二、緣由與目的

穴流 (cavity flow) 為封閉性流場的典型範例，其常見於自然界及工程應用上。二維流場的流動結構如圖 1 之 y 平面，流場肇因於頂板的曳動於中央生成一大尺度的主渦環 (primary circulation)，及折角處分流生成小尺度的下游二次渦漩 DSE (Downstream Secondary Eddy)、上游二次渦漩 USE (Upstream Secondary Eddy)。以計算流體力學觀點，其流形單純、無複雜邊界條件，為測試非線性數值模擬的良好題材。

如圖 1：幾何尺度比 L:D:B 的矩形箱盒內盛密度 ρ 、動力滯度 μ 的均質流體，在頂板以等速度 U_c 曳動下所形成的流場，謂

之三維穴流；方形斷面 $B=D$ ，側向尺度比 (Span-wise Aspect Ratio) $SAR= L/B$ ，流場雷諾數 $Re=\rho U_c B/\mu$ 。1980 年至 1985 年期間，Street、Koseff 等 Stanford 大學學者進行實驗研究[1-4]，觀測到側壁面與箱底壁面折角之角渦漩 (corner vortex)，及沿箱底散佈著成對渦性流動結構 TGL 渦漩 (Taylor-Goertler-Like vortices)，如圖 1 之 x 平面。Street 等對散佈於箱底壁面的 TGL 渦性流動闡釋為：穴流主渦環順沿箱壁的流動可視為凹形固體界面的邊界層流，當粘滯力無法克服離心力所衍生側向不穩定流動，其生成機制和流動型態與 Taylor Vortices、Goertler Vortices 類似因而命名。

Stanford 研究群的研究重心在於高雷諾數紊流以應用為導向；筆者與許文翰、黃榮鑑[5-9] 探索流場本質，就 $SAR=3, 1 < Re < 1500$ 流場，探討『三維層流不穩定』：(1)揭櫫側壁面所扮演的角色，角渦漩的生成，描繪流體質點的運動路徑，USE/DSE 迥異的側壁捲入方式。(2)論証主渦環流場較不穩定的區域，並非文獻中所言的在臨下游壁面的 DSE，而是在臨上游壁面的 USE。(3)以擾動為觀點：提出流場傾向不穩定的物理啟因，說明擾動如何引發、傳播、累積先後形成旋性相反的自由剪力 (free-shear) 與壁剪力 (wall-shear) 兩個獨立渦漩，進而茁長、結合、引爆出 TGL 渦漩組，如圖 2。(4)以主流為觀點：構建主渦環繞行箱壁的 concave stream-surface，闡述主渦環平面的諸渦漩結構如何變化因應，藉在側方向生成 TGL 渦漩之二次流動，來化解流場之擾動以維持主要流場的穩定性。(5)發現觀測 TGL 渦漩的 $x=0.525$ 最佳斷面，唯有在此位置才能得見流場擾動之微

量變化；展現 TGL 渦漩成對且不對稱的渦性結構，檢視其衍生的時變性歷程，及其後的定週期性傳輸現象，如圖 3。(6) 界定流場在 steady、disturb waving、flow unstable、TGL vortex bursting 等各階段變化之臨界雷諾數，其分別為： $(Re)_{critical} = 1000, 1200, 1250, 1300$ 。

筆者對三維穴流流場 TGL 渦漩之傳輸現象有濃厚探索興致，本計畫延續前期研究探討較小尺度比(SAR=2,1)、及較大尺度比(SAR=5,10)，TGL 渦漩之時變性傳輸運動。

三、研究方法

數學模式：

以原始變數(primary variable) 形態列立，對於不可壓縮、粘滯性流動之流場控制方程式，以穴流壁頂曳動速度 U_c ，曳動方向幾何尺度 B ，作無因次化處理後為

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial T} + U_m \frac{\partial U_i}{\partial X_m} = - \frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial U_i}{\partial X_m \partial X_m}$$

式中：自變數 T 表時間， X_i 表座標，應變數 U_i 表 X_i 方向速度分量， P 表壓力（已扣除重力場之靜水壓力）； T 、 X_i 、 U_i 與 P 之無因次因子分別為 B/U_c 、 B 、 U_c 、與 ρU_c^2 。由流場控制方程式看出， Re 為流動之動力控制參數。

啟始條件與邊界條件：

(1) 速度場：流場內部質點於時間 $T=0$ 時，速度 $U, V, W=0$ ；於 $T>0$ 以後， U, V, W 為待求解之有限值。流場邊界質點於任意 T 時間，滿足無滑動(non-slip) 條件；箱頂曳動壁面 $U=1, V=W=0$ ，其餘各壁面均為 $U=V=W=0$ 。

(2) 壓力場：壓力為運動方程式的條件性參數，藉由壓力場的調整迫使速度場滿足連續方程式。基於運動方程式的描述，流場壓力的影響來自壓力「梯度」，而非壓力「自身」；再加上 MAC 交錯數值網格與

SIMPLE[10]數值體制的配合，在計算上不設定壓力的邊界。方程式中壓力不為時間的函數，是以無須啟始條件。

數值方法：

(1) 離散網格：變數於計算網格中的佈置，是採用向量變數 U, V, W 與純量變數 P 安設於不同位置相互交錯的 MAC 網格，網格間距如表一。

(2) 運動方程式數值化：採用對控制體積積分的有限容積法離散化，時變項以全隱式差分格點化(時間間距如表二)，擴散項、壓力項以二階精確中項差分處理，對流項以三階精確 QUICK [11] 差分近似。

(3) 連續方程式數值化：採用 SIMPLE-C[12] 方法，經由連續方程式求解「壓力校正量」方程式，校正既有之速度場與壓力場；隨著計算疊代過程，流場速度將漸次滿足連續方程式。

(4) 代數方程式求解：以 ADI-TDMA 演算法，配合 Gauss-Seidel 疊代，逐步求解離散後的代數方程式。 U, V, W 代數方程為非線性，施以 E 係數法壓抑性(under)鬆弛處理。 P 校正量方程為線性，施以 θ 係數法超越性(over)鬆弛處理[12]。

四、結果與討論

(1) SAR=3、 $Re=1500$ 流場，如圖 3：TGL 渦漩衍生於箱體對稱面($y=1.5$)之二側，向左、右側壁面($y=3, y=0$)前進、茁長，而沒於角渦漩；此一時變性歷程為 $T=72$ 定週期之傳輸運動，TGL 渦漩對數為 5。

(2) SAR=2、 $Re=1000 \sim 2000$ 流場，如圖 4： $Re=1000$ 流場為非時變性，不會引發 TGL 渦漩； $Re=1250$ 流場維持非時變性，箱體對稱面位置有 1 對 TGL 渦漩。 Re 續增至 1500、1750、2000 為時變性流場，於箱體中央分別有 1、2、3 對輕微擺盪不會遷移之 TGL 渦漩； $Re=2000$ 流場於近左、右側壁處，另有 2 對尺度較小強度較弱的 TGL 渦漩，以週期 $T \sim 30$ 在極狹窄的距離裡，衍生、朝側壁運動、沒於角渦漩。

(3) SAR=1、Re=1500~2500 流場，如圖 5：Re=1500 流場為非時變性，不會引發 TGL 渦旋。Re=2000、2500 為時變性流場，分別有 1-2、1-2-3 對原地此消彼長、能量移轉之 TGL 渦旋，輪替引爆週期 $T \sim 15$ ；Re=2000 流場幾何對稱性漸失，當 $t > 500$ 。

(4) SAR=5、Re=1500 流場，如圖 6：於 $t < 600$ 有兩個幾何對稱傳輸期，前後分別有 5 對、3 對原地踏步 TGL 渦旋，及 4 對、5 對以 $T \sim 55$ 定週期傳輸運動 TGL 渦旋；當 $t > 600$ TGL 渦旋群波運動分散、各行其是、衍生無常，流場幾何對稱性漸失。

(5) SAR=5、Re=1500 流場，如圖 7： $t \sim 200$ 流場即無法維持幾何對稱性，中間各 10 對 TGL 渦旋作緩慢週期 $T \sim 70-110$ 運動，兩側各 4 對 TGL 渦旋作週期 $T \sim 35$ 運動、沒於角渦旋。

五、參考文獻

- [1] Koseff, J. R. and Street, R. L., Visualization Studies of a Shear Driven Three-Dimensional Re-circulating Flow, Three Dimensional Turbulent Shear Driven Flows, ASME, pp. 23-31, 1982.
- [2] Koseff, J. R. and Street, R. L., Visualization Studies of a Shear Driven Three-Dimensional Re-circulating Flow, ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol. 106, pp. 21-29, 1984.
- [3] Koseff, J. R., Street, R. L., On End Wall Effects in a Lid-Driven Cavity Flow, ASME, Journal of Fluids Engineering,, Vol.106, pp. 358-389, 1984.
- [4] Koseff, J. R. and Street, R. L., The Lid-Driven Cavity Flow: A Synthesis of Qualitative and Quantitative Observations, ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.106, pp. 390-398, 1984.
- [5] T. P. Chiang, Robert R. Hwang and W. H. Sheu, Finite Volume Analysis of Spiral Motion in a Rectangular Lid-Driven Cavity, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.23, pp.325-346, 1996.
- [6] T. P. Chiang, W. H. Sheu and Robert R. Hwang,

Three-Dimensional Vortex Dynamics in a Shear-Driven Rectangular Cavity, International Journal of Computational Fluid Dynamics, Vol.8, pp.201-214, 1997.

- [7] T. P. Chiang, Robert R. Hwang and W. H. Sheu, On End-Wall Corner Vortices in a Lid-Driven Cavity, ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.119(1), pp.201-214, 1997.
- [8] T. P. Chiang and W. H. Sheu, Numerical Prediction of Eddy Structure in a Shear-Driven Cavity, Computational Mechanics, Vol.20(4), pp.379-396, 1997.
- [9] T. P. Chiang, and W. H. Sheu and Robert R. Hwang, Effect of Reynolds Number on the Eddy Structure in a Lid-Driven Cavity, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.26, pp.557-579, 1998.
- [10] Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill, New York, 1980.
- [11] Leonard, B. P., A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 19, pp. 59-98, 1979.
- [12] Van-Doormaal, J. P., and Raithby, G. D., Enhancements of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows, Numerical Heat Transfer, Vol. 7, pp. 147-163, 1984.

六、附表

表一：數值計算之網格

SAR	x 平面與 z 平面		y 平面	
	Nx	dx(min,max)	Ny	dy(min,max)
1	46	(0.003,0.05)	58	(0.002,0.04)
2	34	(0.003,0.11)	73	(0.002,0.04)
3	34	(0.003,0.11)	91	(0.002,0.05)
5	44	(0.003,0.05)	124	(0.003,0.05)
10	44	(0.003,0.05)	44	(0.003,0.05)

表二：數值計算之時距

時間 t	時間間距 dt
0.0 - 0.5	0.05
0.5 - 2.0	0.1
2.0 - 10.0	0.25
10.0 - 50.0	0.5
> 50.0	1.0

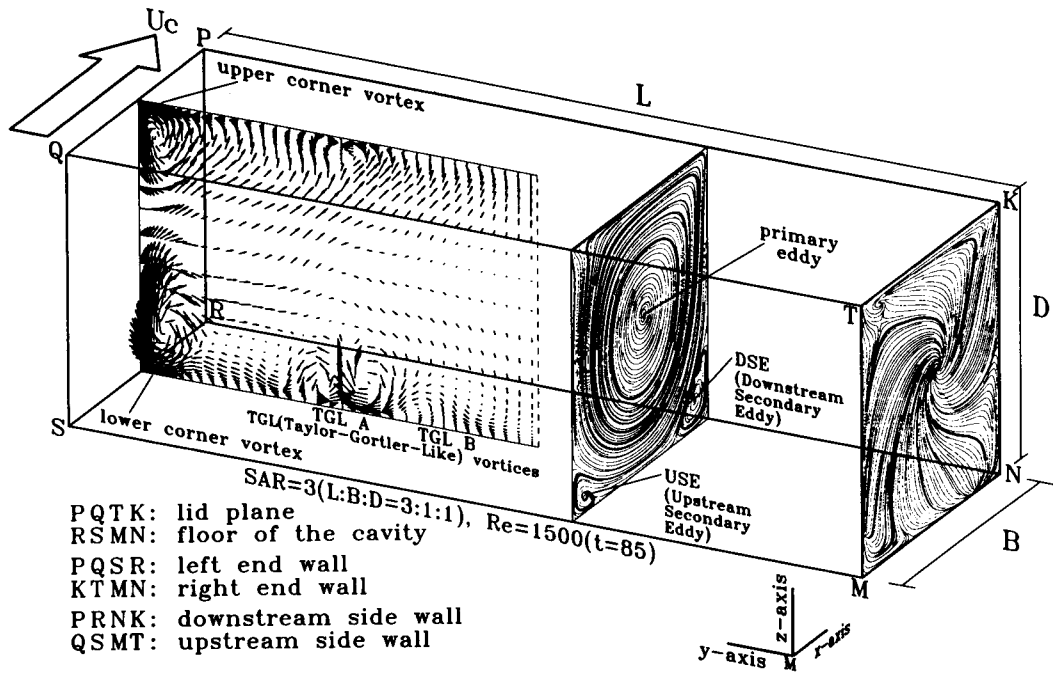


圖 1. 三維穴流之流場結構示意圖

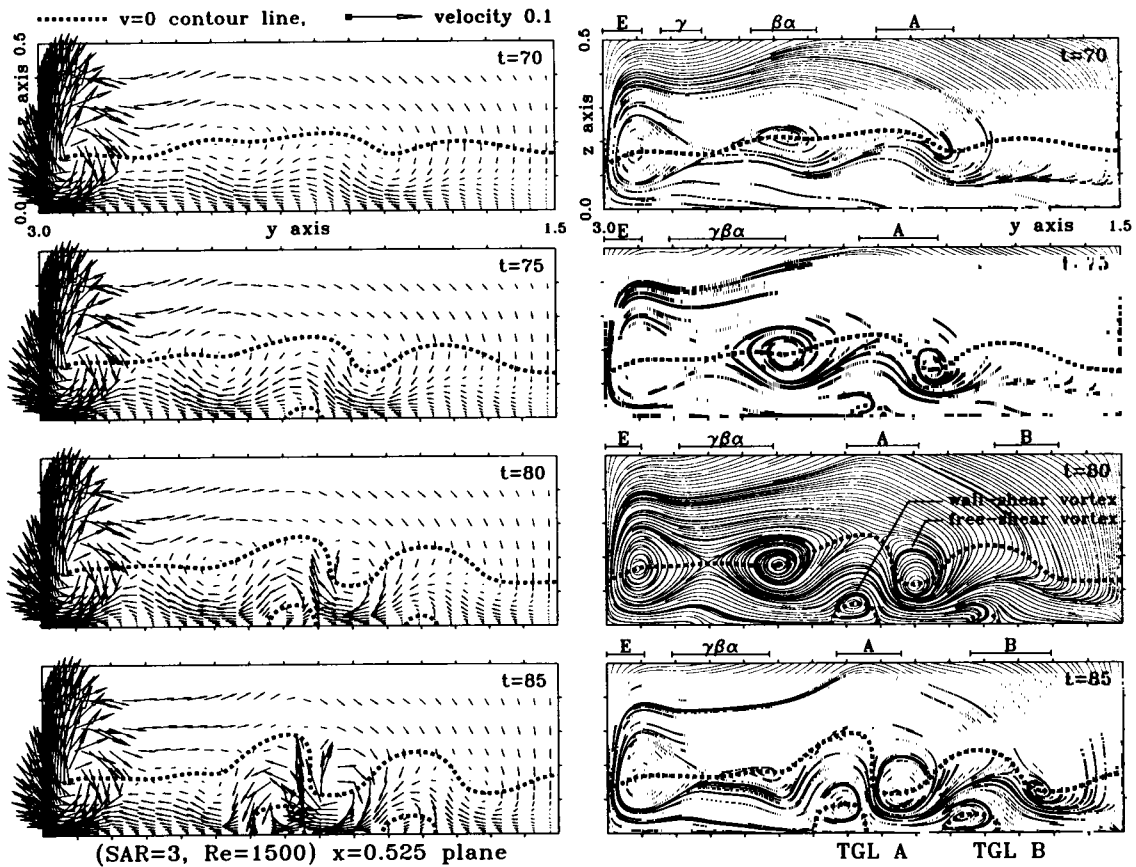


圖 2. 自由剪力渦旋與壁剪力渦旋引爆 TGL 渦旋

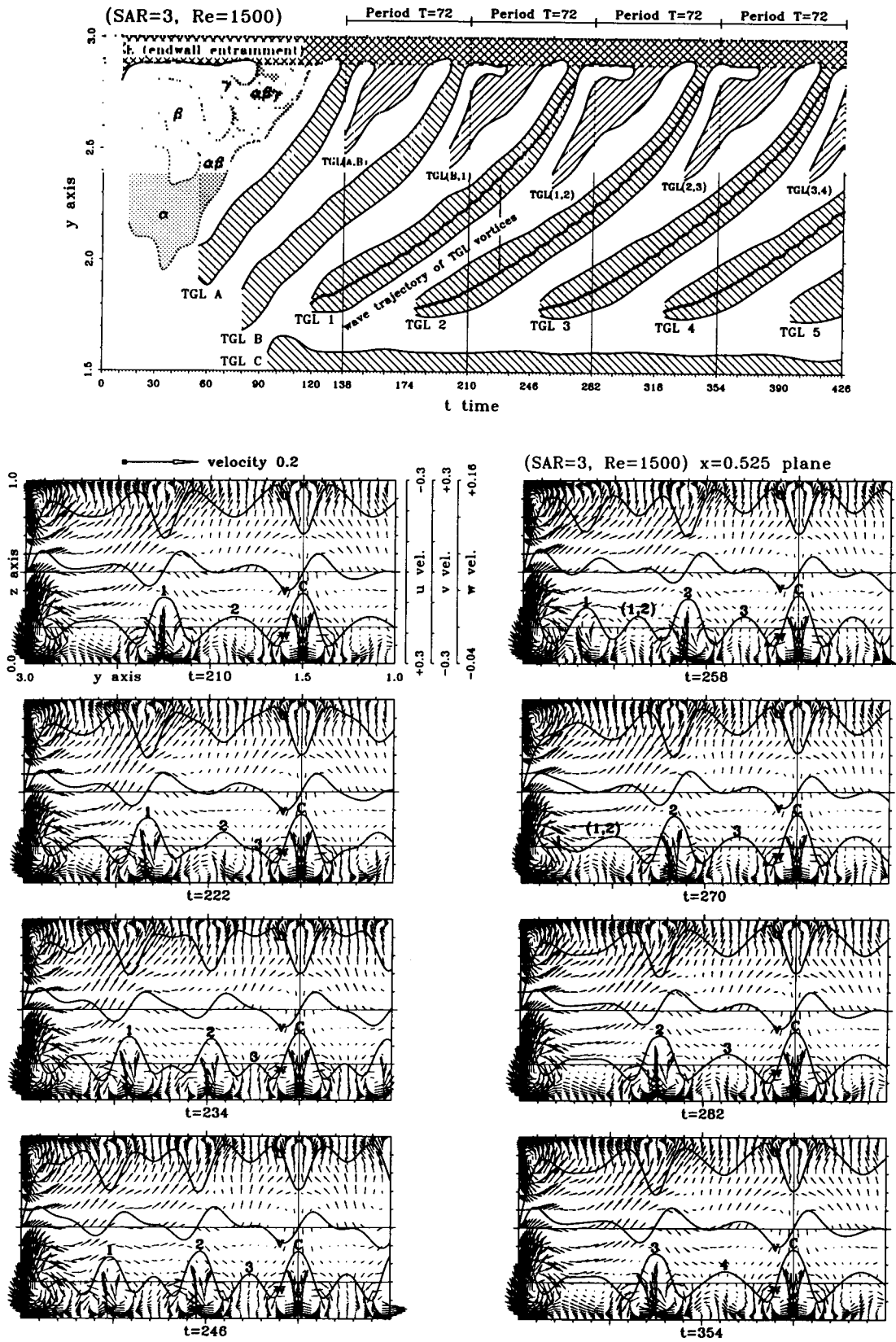


圖 3. SAR=3, Re=1500 流場之 TGL 渦旋定週期(T=72)傳輸現象

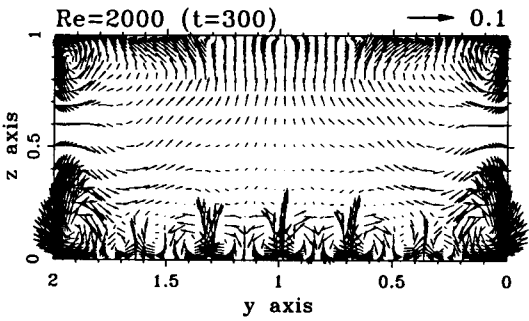
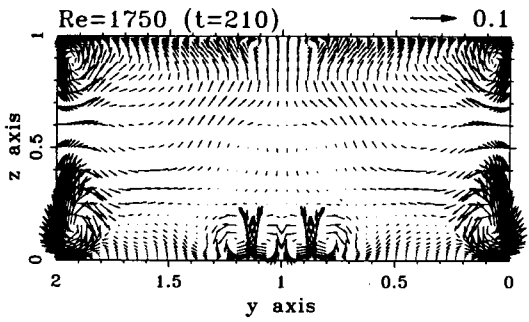
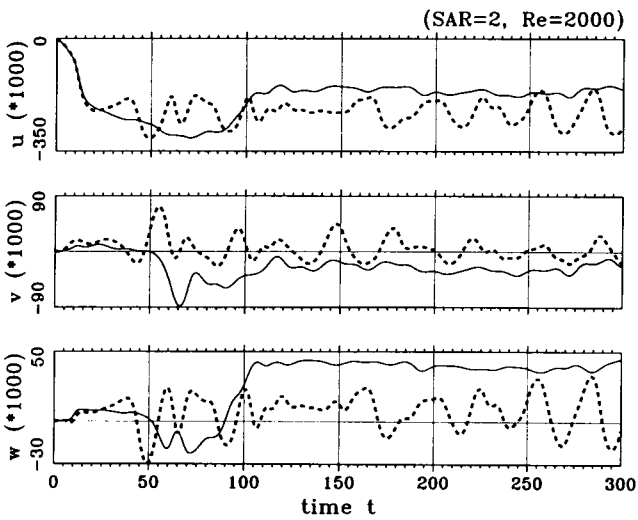
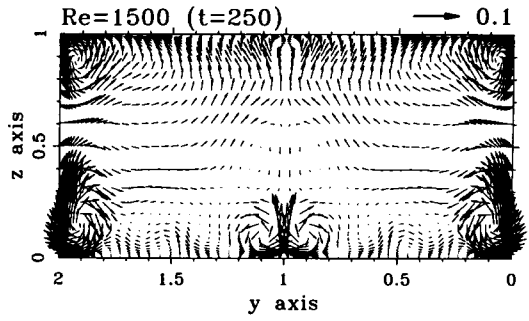
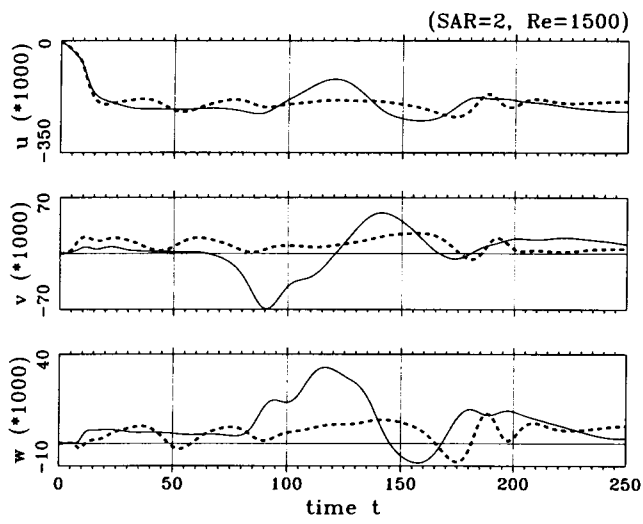
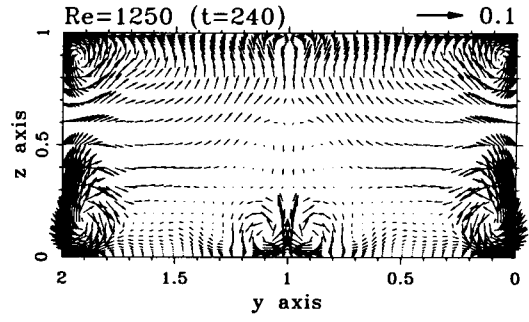
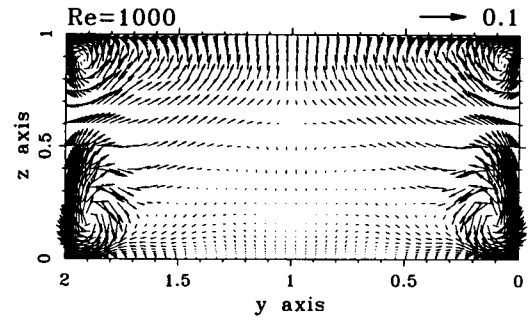
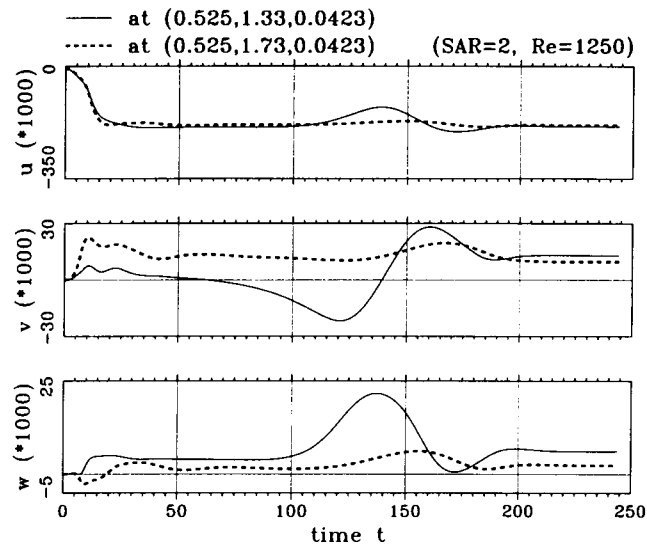


圖 4. SAR=2, Re=1000~2000 流場之 TGL 渦旋傳輸現象

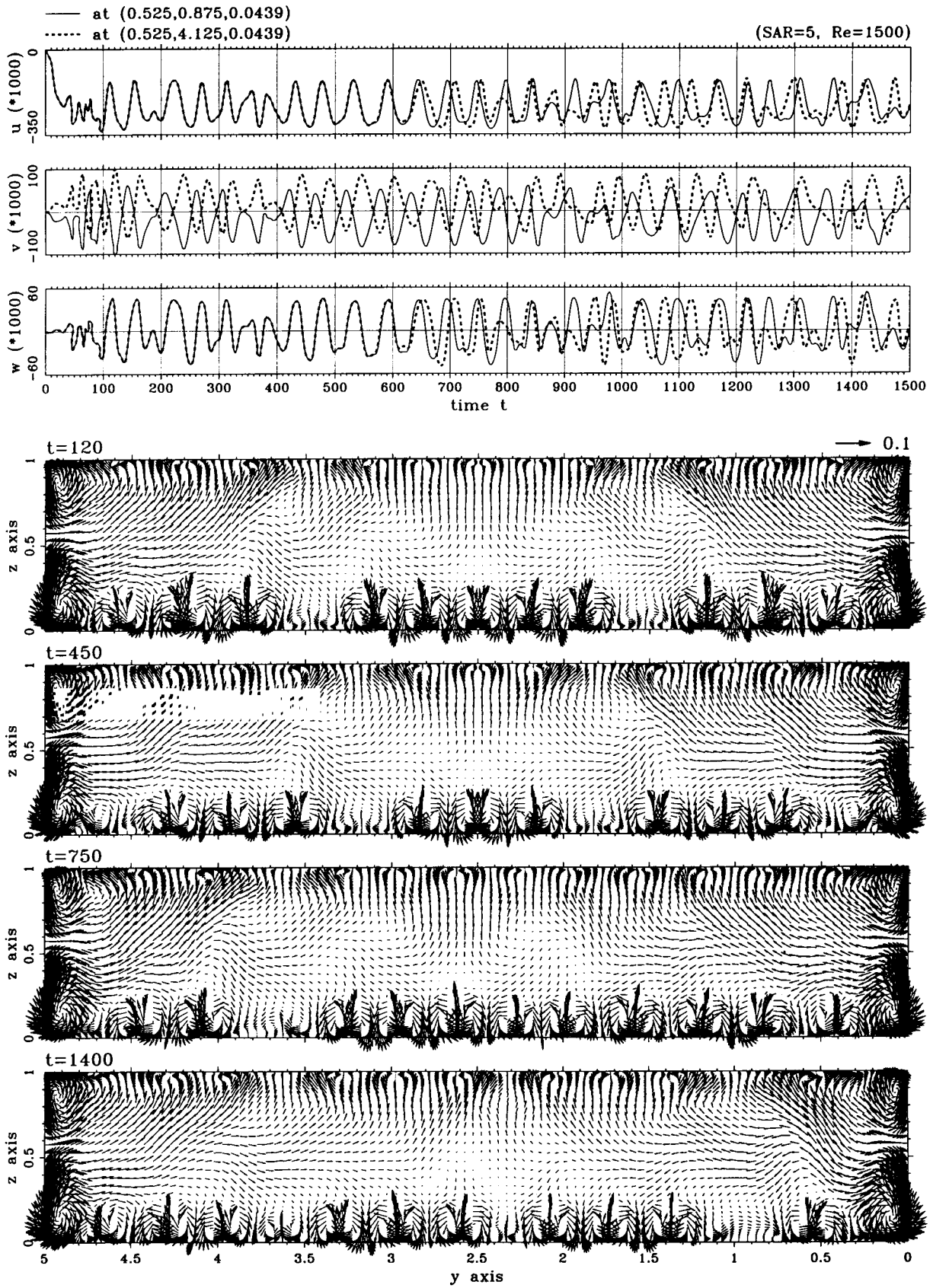


圖 6. SAR=5, Re=1500 流場之 TGL 渦旋傳輸現象

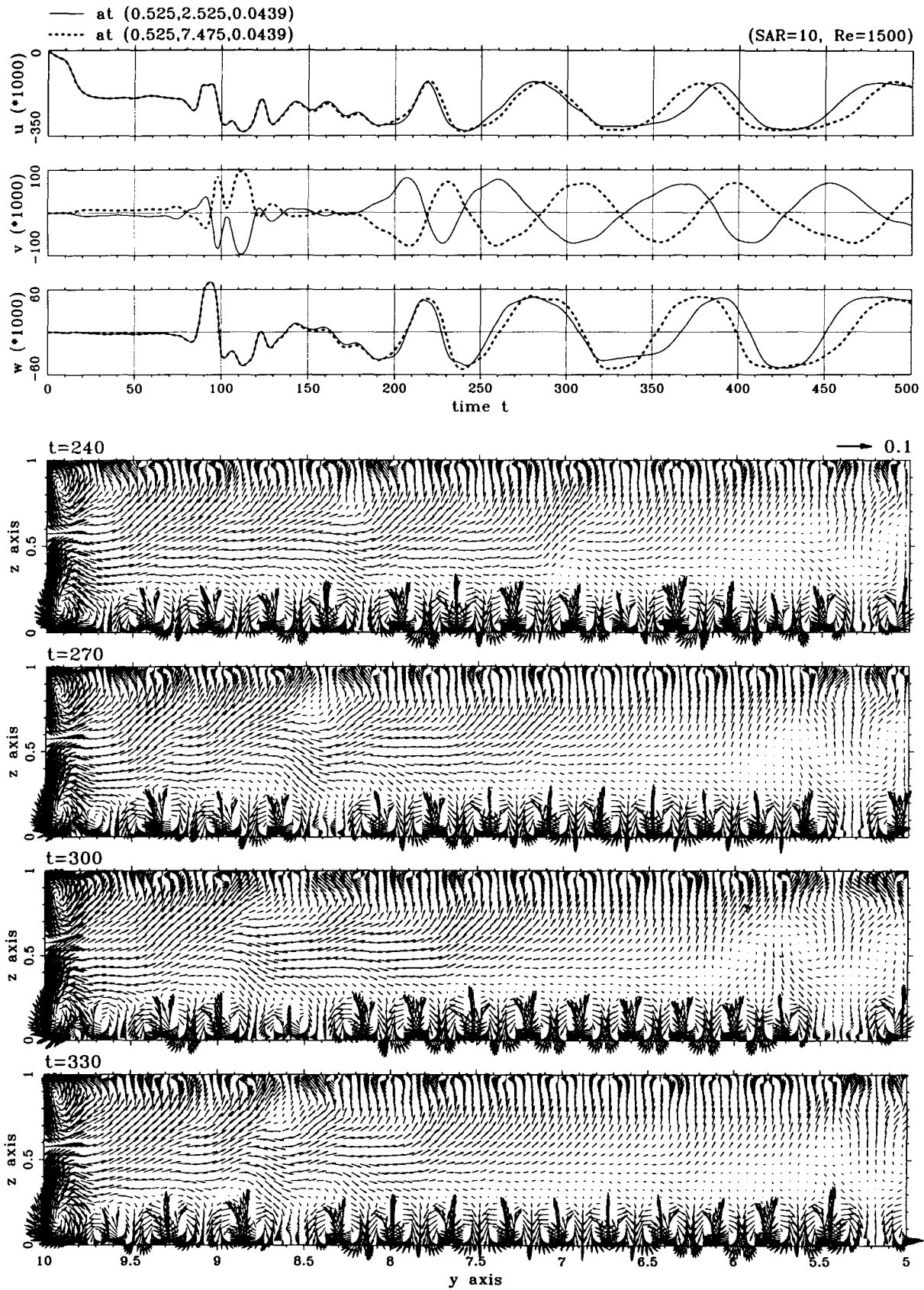


圖 7. SAR=10, Re=1500 流場之 TGL 渦漩傳輸現象