

國立交通大學土木工程研究所

碩士學位論文

風驅動水面下紊流邊界層流場

與其分子次層之流場結構

The Flow Structures Within the Turbulent Boundary Layer and
the Molecular Sublayer Beneath a Wind-Driven Water Surface

研究生: 陳世明

指導教授: 蔡武廷

中華民國九十二年七月

風驅動水面下紊流邊界層流場
與其分子次層之流場結構

The Flow Structures Within the Turbulent Boundary Layer and the
Molecular Sublayer Beneath a Wind-Driven Water Surface

研究生: 陳世明

Student: Shi-Ming Chen

指導教授: 蔡武廷

Adviser: Wu-Ting Tsai

國立交通大學

土木工程研究所

碩士學位論文

A Thesis

Submitted to Department of Civil Engineering

College of Engineering

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Civil Engineering

July 2003

Hsinchu, Taiwan

中華民國九十二年七月

摘要

本研究分析數值模擬風趨動水面下紊流邊界層之三維流場資料，以驗證氣-水傳輸「界面更新模式」中更新渦漩之存在，並進而探討更新過程之流場結構。論文首先推導以界面更新模式為基礎之分子次層流場平均分佈（包括速度、溫度與氣體濃度），此理論分佈呈現指數函數形態，異於傳統無滑移牆面邊界分子次層流場之線性分佈。數值模擬與實驗量測結果之比較亦呈現此指數函數分佈形態，故間接驗證界面更新過程之存在。論文之第二部分為數值模擬流場之視覺化，以探討更新過程之流場結構。比較數值模擬與實驗觀測之水面流場，兩者呈現相同之水面特徵流場結構：高速、低溫之沿流向條痕，以及阻擋條痕並使其分歧之低速、高溫水面發散局部區域。視覺化水面下三維流場發現，水面上發散區域乃自水下混合紊流湧升至水面之低速、高溫水流所造成。自水下三維流場之觀察，我們成功描述更新過程之流場結構，並進而解釋形成此流場之更新渦漩的產生與演化。然而對於分子次層內高速且低溫之沿流向條痕的生成，本研究僅討論其與冷表面效應之關聯性，其生成的動力機制仍有待進一步研究。

ABSTRACT

The three-dimensional field data from direct numerical simulations of the turbulent boundary layer beneath a wind-driven water surface is analyzed to validate the surface renewal model in air-water flux parameterization. The emphasis is on visualizing the surface renewal eddies as well as on elucidating the flow structures associated with the renewal process. In the first part of the thesis, we reappraise the theoretical mean field distributions within the molecular sublayer, which is derived based on the conceptual surface renewal model. Both the theoretical distributions and the numerical results reveal that the mean velocity, temperature and gas concentration all exhibit exponential distributions across the sublayers beneath an air-water interface, which are different from the traditional linear profiles next to a no-slip wall boundary. By fitting the numerical data to the exponential profiles, and also by comparing the results with the experiment measurements, we validate indirectly the existence of the surface renewal process. We then further investigate the transport process through two- and three-dimensional visualizations of the simulated field data. Cross examinations of the two- and three-dimensional flow visualizations reveal two major characteristic structures associated with the renewal process: the streamwise-elongated, high-speed, cool streaks within the sublayer, and the intermittent, low-speed, warm upwellings arising from the mixed turbulent regime. From the observations of these two coherent flow structures, we depict the formation and evolution of the renewal eddies in the transport process. We also discuss the correlation between the cold streaks within the thermal sublayer and the well-known cool skin effect.

誌謝

終於，作為學生的生涯結束了。在這一連串的求學過程中，使我成長最多的一段時光，就是和指導老師蔡武廷教授相處的這段時間。由老師作研究的方法和態度，我學到了很多東西，也或多或少改變了我原本的生活態度，其中最重要的就是作事實在，不眼高手低。如果之後的人生因為這個態度而有所受益，這都要感謝蔡武廷老師給我的典範。另外，感謝口試委員葉克家教授、朱佳仁教授、王治平博士對本論文的建議以及斧正。除此之外，在研究生的生涯中，無論共同修課、討論問題，甚至在遭受挫折的時候，都有同學葉孟剛、劉俐鈺和溫國暉的陪伴。也感謝學姊洪立萍、林嫩瑛對於研究與生活上問題的建議，以及學弟葉君喬在生活上的幫忙。

最後，要感謝父親、母親、妹妹以及女友美又對我的支持與鼓勵，謝謝你們。

目錄

1	前言	1
1.1	海洋與大氣的垂直交換過程	1
1.2	界面更新模式	2
1.3	水面下邊界層流場的實驗觀測	3
1.4	數值模擬數據之產生	6
1.5	論文架構	9
2	紊流邊界層之平均流場分佈	13
2.1	分子次層之熱量、動量與氣體之傳輸	13
2.2	以更新模式推導分子次層平均分佈函數	16
2.3	對數層平均分佈函數	24
2.4	分子次層指數分佈函數與對數層對數分佈函數之交會	25
2.5	數值模擬與理論平均分佈之比較	26
3	三維流場結構與更新過程	36
3.1	水面特徵結構	36
3.2	三維流場結構	41

3.3	流場結構與更新過程之關係	46
4	結論與討論	59

表目錄

1.1	數值模擬初始時間相對應的實驗進行時間與初始水面平均速度 . . .	7
2.1	最小平方差曲線擬合所選取之對數層深度範圍	27

圖目錄

- 1.1 湧升水流擠壓分子次層, 使分子次層的厚度呈現消長的情況。 3
- 1.2 Melville 等 (1998) 實驗中風速 5 m s^{-1} 之水面影像。從 (a) 到 (h) 為實驗開始後 21.5 到 25 s 的照片, 間隔 0.5 s。水流為由左往右流, 每張影像所拍攝之區域長 85 cm, 寬 57 cm。白色部分為散佈之質點聚集處, 即條痕。質點散佈後即迅速聚集至流速較快的區域, 發展為條痕結構且有分歧之現象。 5
- 1.3 Melville 等 (1998) 的實驗接近水面之流速、風速與均方根斜率之時變圖。因為 DPIV 只能量測深度 2.7 mm 以下的流速, 故這裡所示接近水面之流速為深度 2.7 mm 之流速。三張圖風速分別為 (a) 3 m s^{-1} ; (b) 4 m s^{-1} ; (c) 5 m s^{-1} 。圖中實線為接近水面之流速, 點線為風速, 虛線為均方根斜率。底下兩個實心倒三角形所包含之時段為條痕演化過程, 此演化過程如圖 1.2 所示。大略可看出風速愈快, 條痕演化之時間愈短。垂直虛線標示出數值模擬開始的時間。 . . . 8

1.4	水面平均沿流向速度與平均擾動強度時變圖。(a)、(c) 與 (e) 分別為風速 $U_a = 3, 4$ 與 5 m s^{-1} 之平均流速時變圖。(b)、(d) 與 (f) 分別為風速 $U_a = 3, 4$ 與 5 m s^{-1} 之平均擾動強度時變圖。圖中之虛線代表在此時間後平均值和擾動強度皆趨於穩定。	10
1.5	水面平均溫度與平均擾動強度時變圖。(a)、(c) 與 (e) 分別為風速 $U_a = 3, 4$ 與 5 m s^{-1} 之平均溫度時變圖。(b)、(d) 與 (f) 分別為風速 $U_a = 3, 4$ 與 5 m s^{-1} 之平均擾動強度時變圖。圖中之虛線代表在此時間後平均值和擾動強度皆趨於穩定。	11
1.6	接近水面處平均氣體濃度與平均擾動強度時變圖。(a)、(c) 與 (e) 分別為風速 $U_a = 3, 4$ 與 5 m s^{-1} 之平均氣體濃度時變圖。(b)、(d) 與 (f) 分別為風速 $U_a = 3, 4$ 與 5 m s^{-1} 之平均擾動強度時變圖。圖中之虛線代表在此時間後平均值和擾動強度皆趨於穩定。因為氣體濃度在水面維持不變, 所以取約水下 0.06 cm 處的值。	12
2.1	熱次層內平均溫度縱剖面示意圖, 原 z 軸右移 θ_0 成爲新軸線 (虛線處)。	19
2.2	黏滯次層內平均沿流向速度縱剖面示意圖, 原 z 軸右移 u_0 成爲新軸線 (虛線處)。	21
2.3	ζ_u^+ 、 ξ_u 與 κ 隨時間變化圖。圖中的實線代表 ζ_u^+ , 虛線代表 ξ_u , 虛-點線代表 κ 。垂直的點線所標示之時間爲人工初給流場轉換爲自然流場的時間 (如圖 1.4)。三張圖的風速分別爲: (a) 3 m s^{-1} ; (b) 4 m s^{-1} ; (c) 5 m s^{-1} 。	30

- 2.4 ζ_{θ}^+ 、 ξ_{θ} 與 κ_{θ} 隨時間變化圖。圖中的實線代表 ζ_{θ}^+ ，虛線代表 ξ_{θ} ，虛-點線代表 κ_{θ} 。垂直的點線所標示之時間為人工初給流場轉換為自然流場的時間 (如圖 1.5)。三張圖的風速分別為: (a) 3 m s^{-1} ; (b) 4 m s^{-1} ; (c) 5 m s^{-1} 。 31
- 2.5 ζ_c^+ 、 ξ_c 與 κ_c 隨時間變化圖。圖中的實線代表 ζ_c^+ ，虛線代表 ξ_c ，虛-點線代表 κ_c 。垂直的點線所標示之時間為人工初給流場轉換為自然流場的時間 (如圖 1.6)。三張圖的風速分別為: (a) 3 m s^{-1} ; (b) 4 m s^{-1} ; (c) 5 m s^{-1} 。 32
- 2.6 平均沿流向速度在水深方向之分佈。三張圖的風速 (U_a) 與數值模擬之時間分別為: (a) 3 m s^{-1} , 21.5 s; (b) 4 m s^{-1} , 12.8 s; (c) 5 m s^{-1} , 9.6 s。圖中的實線代表數值模擬結果。虛-點線代表黏滯次層內的指數分佈函數, 由式 (2.27) 而來。虛-點-點線代表黏滯次層內的傳統線性分佈。虛線代表對數層內的對數分佈函數, 由式 (2.36) 而來。符號代表 Wu (1984) 的實驗資料, 在三張圖其實驗風速分別為 (a) 3 m s^{-1} ; (b) 4 m s^{-1} ; (c) 4.8 m s^{-1} 。 33
- 2.7 平均溫度在水深方向之分佈。三張圖的風速 (U_a) 與數值模擬之時間分別為: (a) 3 m s^{-1} , 21.5 s; (b) 4 m s^{-1} , 12.8 s; (c) 5 m s^{-1} , 9.6 s。圖中的實線代表數值模擬結果。虛-點線代表熱次層內的指數分佈函數, 由式 (2.20) 而來。虛-點-點線代表熱次層內的傳統線性分佈。虛線代表對數層內的對數分佈函數, 由式 (2.38) 而來。 . . . 34

2.8	平均氣體濃度在水深方向之分佈。三張圖的風速 (U_a) 與數值模擬之時間分別為: (a) 3 m s^{-1} , 21.5 s; (b) 4 m s^{-1} , 12.8 s; (c) 5 m s^{-1} , 9.6 s。圖中的實線代表數值模擬結果。虛-點線代表擴散次層內的指數分佈函數, 由式 (2.35) 而來。虛-點-點線代表擴散次層內的傳統線性分佈。虛線代表對數層內的對數分佈函數, 由式 (2.39) 而來。	35
3.1	Melville 等 (1998) 實驗中風速分別為 (a) 3; (b) 4; (c) 5 m s^{-1} 之水面影像。每張影像所拍攝之區域長 85 cm, 寬 57 cm。白色部分為質點聚集處, 即條痕。風速愈快, 條痕之間距愈小。	38
3.2	於數值模擬之水面放置的 LPs 分佈圖, 黑色的點代表 LPs。此為風速 5 m s^{-1} 的數值模擬, 長與寬皆為 21.4 cm。時間分別為 (a) 9 s; (b) 9.5 s; (c) 10 s; (d) 10.5 s, (e) 11 s; (f) 11.5 s; (g) 12 s; (h) 12.5 s。	39
3.3	水面 LPs 位置圖與流向速度等值線圖之比較。三張圖的風速 (U_a) 與時間分別為 (a) 3 m s^{-1} , 15.8 s; (b) 4 m s^{-1} , 11 s; (c) 5 m s^{-1} , 10 s。圖中特別以白色圓圈標示出條痕分歧的例子, 白色虛線則為以下圖 3.4、圖 3.5 與圖 3.6 縱剖面等值圖之位置。	40
3.4	風速 3 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和垂直向速度 (w) 等值線圖之比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 15.8 s, 擷取的剖面位於沿流向方向 1.5 cm 處 (圖 3.3 (a) 白色虛線處)。兩張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 垂直向速度。兩張圖之箭號位置相同 (圖 3.3 (a) 白色圓圈處)。	42

- 3.5 風速 4 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和垂直向速度 (w) 等值線圖之比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 11 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -3 cm 處 (圖 3.3 (b) 白色虛線處)。兩張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 垂直向速度。兩張圖之箭號位置相同 (圖 3.3 (b) 白色圓圈處)。 43
- 3.6 風速 5 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和垂直向速度 (w) 等值線圖之比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 10 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -5.8 cm 處 (圖 3.3 (c) 白色虛線處)。兩張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 垂直向速度。兩張圖之箭號位置相同 (圖 3.3 (c) 白色圓圈處)。 44
- 3.7 風速為 3 m s^{-1} 水面沿流向速度 (u)、溫度 (θ) 與氣體濃度 (c) 等值圖之比較。水流方向為向右方, 時間為 15.8 s 。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度。因為水面的氣體濃度為一定值, 故圖 (c) 為水面下約 0.06 cm 處之氣體濃度分佈。白色圓圈與白色虛線的位置與圖 3.3 (a) 的相同。 48
- 3.8 風速為 4 m s^{-1} 水面沿流向速度 (u)、溫度 (θ) 與氣體濃度 (c) 等值圖之比較。水流方向為向右方, 時間為 11 s 。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度。因為水面的氣體濃度為一定值, 故圖 (c) 為水面下約 0.06 cm 處之氣體濃度分佈。白色圓圈與白色虛線的位置與圖 3.3 (b) 的相同。 49

- 3.9 風速為 5 m s^{-1} 水面沿流向速度 (u)、溫度 (θ) 與氣體濃度 (c) 等值圖之比較。水流方向為向右方, 時間為 10 s 。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度。因為水面的氣體濃度為一定值, 故圖 (c) 為水面下約 0.06 cm 處之氣體濃度分佈。白色圓圈與白色虛線的位置與圖 3.3 (c) 的相同。 50
- 3.10 風速 3 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和溫度 (θ) 以及氣體濃度 (c) 縱剖面等值圖比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 15.8 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 1.5 cm 處 (圖 3.7 之白色虛線處)。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度, 且箭號位置皆相同 (圖 3.7 之白色圓圈處)。 51
- 3.11 風速 4 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和溫度 (θ) 以及氣體濃度 (c) 縱剖面等值圖比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 11 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -3 cm 處 (圖 3.8 之白色虛線處)。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度, 且箭號位置皆相同 (圖 3.8 之白色圓圈處)。 52
- 3.12 風速 5 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和溫度 (θ) 以及氣體濃度 (c) 縱剖面等值圖比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 10 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -5.8 cm 處 (圖 3.9 之白色虛線處)。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度, 且箭號位置皆相同 (圖 3.9 之白色圓圈處)。 53

- 3.13 風速 3 m s^{-1} 溫度與流速等值面圖之比較, 水流方向為正 x 方向, 時間為 15.8 s 。兩張圖分別為 (a) 溫度等值面圖, 藍色部分的溫度約為 60% 水下混合水體的溫度, 橘色部分的溫度約為 90% 水下混合水體的溫度; (b) 流速等值面圖, 藍色部分為高速水流, 其值約為 115% 水面平均沿流向速度, 橘色部分為上升之水流, 垂直向速度略大於零, 其值約為 5% 水面平均沿流向速度, 並且扣除溫度低於約 85% 水下混合水體溫度的部分。 54
- 3.14 風速 4 m s^{-1} 溫度與流速等值面圖之比較, 水流方向為正 x 方向, 時間為 11 s 。兩張圖分別為 (a) 溫度等值面圖, 藍色部分的溫度約為 60% 水下混合水體的溫度, 橘色部分的溫度約為 90% 水下混合水體的溫度; (b) 流速等值面圖, 藍色部分為高速水流, 其值約為 115% 水面平均沿流向速度, 橘色部分為上升之水流, 垂直向速度略大於零, 其值約為 5% 水面平均沿流向速度, 並且扣除溫度低於約 85% 水下混合水體溫度的部分。 55
- 3.15 風速 5 m s^{-1} 溫度與流速等值面圖之比較, 水流方向為正 x 方向, 時間為 10 s 。兩張圖分別為 (a) 溫度等值面圖, 藍色部分的溫度約為 60% 水下混合水體的溫度, 橘色部分的溫度約為 90% 水下混合水體的溫度; (b) 流速等值面圖, 藍色部分為高速水流, 其值約為 115% 水面平均沿流向速度, 橘色部分為上升之水流, 垂直向速度略大於零, 其值約為 5% 水面平均沿流向速度, 並且扣除溫度低於約 85% 水下混合水體溫度的部分。 56

3.16 二維流場高速噴流遭遇一發散點源形成噴流分歧之示意圖, (a) 遭遇 之前; (b) 遭遇之後。	57
3.17 馬蹄型渦漩演化與湧升水流相關性示意圖。	58

前言

1.1 海洋與大氣的垂直交換過程

大氣中空氣的運動在海面上形成風剪力，帶動海面下一有限厚度海洋水層的運動，形成一邊界層流場，海洋與大氣間的交換過程（包括熱量、氣體、水汽等）主要受此邊界層流場之控制。此邊界層流場中遠離海面的流場主要為紊流場，然而由於海面對於垂直運動的阻擋效應，因此垂直向的紊流運動在接近海面時亦急遽減弱，使得邊界層流場在極接近海面的部分形成一層以分子運動為主的流場，稱為分子次層（molecular sublayer），其厚度僅數公釐。動量在分子次層中的垂直傳輸主要由流體之黏滯性控制，不若其以下的均勻混合紊流場由紊流運動的平流（convection）作用傳輸有效率，故亦稱為黏滯次層（viscous sublayer）。分子次層與均勻混合紊流場之間有一過渡區域，在其中流體黏滯性與紊流平流作用對於動量垂直傳輸具有同等重要性，此結構在邊界層效應影響的範圍以內，但離海面有一段距離，因其平均流速在水深方向呈對數分佈函數，故稱為對數層。

黏滯次層對於流場的效應亦影響流場中熱量與氣體的垂直傳輸，形成熱次層（thermal sublayer）與擴散次層（diffusion sublayer）。在熱次層中熱量的垂直傳輸主要

為熱傳導 (heat conduction); 一般海洋與大氣間熱量的交換, 其淨熱通量為自海洋向大氣傳輸。為維持此向上的熱通量, 海面之溫度 (即溫度次層之上緣) 需低於溫度次層下緣之溫度, 因而形成所謂的冷表面效應 (cool skin effect), 使海表面之平均溫度較數公釐以下之水溫低約 0.1–0.5 K (Katsaros, 1980)。同樣的, 由於擴散次層的存在, 阻礙氣體的垂直傳輸, 因此海洋和大氣間的氣體交換, 尤其是如二氧化碳之微溶性氣體, 其交換速率主要受此擴散次層之控制。

1.2 界面更新模式

早期有關水面下分子次層流場性質之描述都假設此分子次層流場與無滑移牆面紊流邊界層流場相似。Brutsaert (1975) 以及 Liu 和 Businger (1975) 則率先以所謂的界面更新模式 (surface renewal model) 推導分子次層流場性質, 開創了一個新的研究方向。所謂界面更新模式假設流場中隨著時間和空間變化, 會持續而隨機性地有更新渦漩 (renewal eddy) 自底下均勻混合的紊流場產生。此更新渦漩產生局部性之湧升水流, 輸送更新水團進入分子次層並擠壓分子次層, 使其厚度呈現消長之情況 (見圖 1.1)。更新渦漩所輸送之更新水團在分子次層停留一段時間後, 又會被其他由底下湧升而來的更新水團推擠回下層水中, 此停留的時間稱為駐留期 (residence time)。每個更新水團的駐留期都不相同, 所以需要一個函數來代表全部更新水團之駐留期分佈。Liu 和 Businger (1975) 以及 Liu (1978) 採用 Danckwerts (1951) 的理論, 假設更新水團湧升至分子次層中取代掉已經存在於分子次層的更新水團是一個隨機的高斯過程, 以此來推導得到平均溫度在水深方向呈指數分佈函數, 而不是傳統無滑移牆面紊流邊界層流場的線性分佈。

界面更新模式的基礎建立在更新渦漩的確認並進而量化其生成頻率與強度。目前更

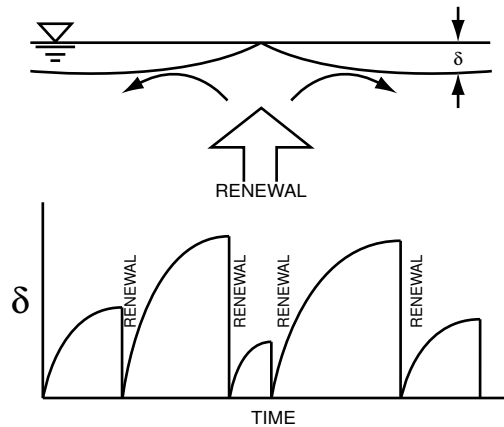


圖 1.1: 湧升水流擠壓分子次層, 使分子次層的厚度呈現消長的情況。

新渦漩的觀測仍以間接的方法為主, 亦即以水面的影像來辨識水面下更新渦漩活動情況。Jessup 等 (1997), Zappa 等 (1998) 以及 Haussecker 等 (2002) 使用紅外線熱影像攝影機, 量測水面的溫度分佈情形以辨識水面下更新渦漩之存在與特徵。到目前為止, 尚未有關於水面下邊界層流場中更新渦漩與湧升水流的直接觀察與量測。

1.3 水面下邊界層流場的實驗觀測

關於水面下邊界層流場的現場觀測與水槽實驗, 因為流場會隨時間與空間變化, 無論是海上現場或實驗室水槽都是相當困難的實驗, 所以相關的研究亦不多。例如 McLeish 和 Putland (1975), 以及 Wu (1984) 分別在海上與實驗室的水槽量測水深方向的平均流速變化。而 Khundzhua 和 Andreyev (1974), 以及 Mammen 和 von Bosse (1990) 則量測溫度隨水深的分佈。以上的研究皆僅侷限在速度或溫度隨水深方向之變化, 無法對流場中的更新過程進行觀察與量測。一直到最近 Melville 等 (1998) 以先進的實驗儀器, 量測流場剖面的速度分佈與水面的溫度, 方對水面下邊界層中的流場結構有進一步的了解。

Melville 等實驗之水槽長 45 m, 寬 2.39 m, 深 2.44 m, 其中水深 1.17 m, 剩

下的 1.27 m 是風洞。水面的風速是由固定在風洞中的皮托管 (pitot tube) 來量測, 水流速度在水深方向的變化是由架設在水中的數位粒子影像流速儀 (digital particle imaging velocimetry, DPIV) 來量測, 水面的流場視覺化照片則是在水面散佈可以反光且近乎無重量的質點, 再利用攝影機拍攝其隨著水流移動的情況。另外也利用紅外線攝影機來拍攝水面溫度的分佈, 以及使用雷射斜率儀 (laser slope gauge, LSG) 來記錄水面波的斜率變化。

Melville 等實驗之目的原本是爲了觀察水面的條痕結構、波浪之生成與 Langmuir circulations 間的關係, 但從水面流場視覺化的影像中卻發現更新渦漩存在的證據。圖 1.2 爲 Melville 等實驗中水面流場視覺化的影像, 風場之速度爲 5 m s^{-1} 。影像中顯示了原本無任何組織性結構, 隨意散佈的質點 (白色部分) 迅速地 (約 1 至 2 秒內) 聚集成一條條的條痕 (圖 1.2 (e)), 且以較平均水面流速爲快的速度流動。隨著流場發展, 部分之條痕會很明顯地分歧, 形成兩條繼續前進的條痕 (圖 1.2 (d)、(e)、(f)、(g))。Melville 等解釋此分歧現象之發生肇因於高速流動之條痕遇到湧升水流的阻擋, 於是分歧以繞過湧升水流。但是 Melville 等並未繼續探討造成此湧升水流的流場機制, 此造成水面發散 (divergent) 流場的湧升水流極可能爲更新渦漩所造成。

Melville 等的水槽實驗使用很多先進的儀器與量測方法, 但仍有其限制。例如 DPIV 無法量測水面以下至深度 2.7 mm 的流速資料, 以及限於在水深方向的變化, 因此無法探討分子次層之流場。此外雖然能用紅外線攝影機量測整個水面的溫度分佈, 然而水面下流場溫度空間與時間的分佈卻無法量測。近年由於計算機硬體的快速進步, 大幅提升了數值計算的能力, 數值模擬逐漸達到模擬真實流場的要求。且利用數值模擬, 可以得到所需的各種資料, 不若海上現地或水槽實驗需要受限於量測儀器的限制和精度。因此本研究以數值模擬方法進行「數值實驗」得到的數據, 來研究風驅動水面下紊

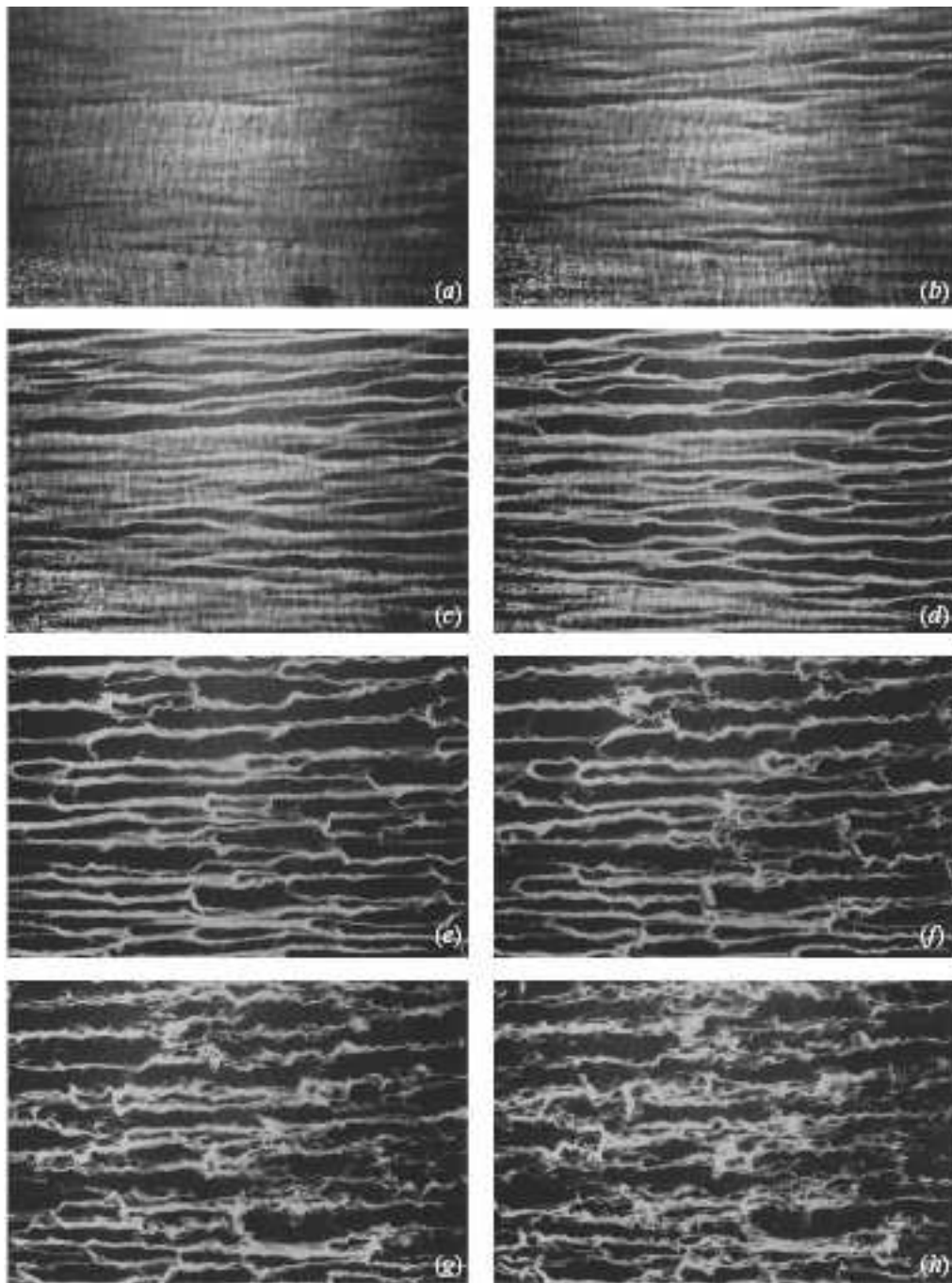


圖 1.2: Melville 等 (1998) 實驗中風速 5 m s^{-1} 之水面影像。從 (a) 到 (h) 為實驗開始後 21.5 到 25 s 的照片, 間隔 0.5 s。水流為由左往右流, 每張影像所拍攝之區域長 85 cm, 寬 57 cm。白色部分為散佈之質點聚集處, 即條痕。質點散佈後即迅速聚集至流速較快的區域, 發展為條痕結構且有分歧之現象。

流邊界層流場以及更新渦漩之結構以及特性。

1.4 數值模擬數據之產生

為探討風場引致水面條痕之可能生成機制，本研究使用 Tsai (2001) 之數值模擬資料來進行分析研究。Tsai (2001) 之數值模擬乃採用 Tsai (1998) 發展之數值模式，引入 Melville 等 (1998) 水槽實驗之物理參數進行數值模擬。此數值模式為直接數值模擬 (direct numerical simulation)，亦即求解流場的過程中，未使用任何紊流模式來參數化小於離散網格尺度之流場運動。模式模擬之流場為一自由液面流場，在不影響水面流場的深度有一水平之自由滑移邊界 (free-slip boundary)，在沿流向 (streamwise) 與跨流向 (spanwise) 分別以垂直之週期邊界構成水平方向之週期性流場，故此模式在水平方向採用偽頻譜法 (pseudospectral method) 近似流場方程式之微分項，而垂直方向則採有限差分法。因所考慮之流場為不可壓縮流，所以 Tsai (1998) 之模式求解非靜壓之 Poisson 方程式，以壓力之修正滿足不可壓縮流之條件。時間積分則採用二階低儲存量 (low-storage) 之 Runge-Kutta 法。為模擬風場驅動之水體邊界層紊流場，故數值模式中於水面上施與一固定風剪力，且水面為自由液面，因此流體可以於水面自由運動。

Melville 等 (1998) 之實驗風速分別為 3、4 與 5 m s^{-1} 。此三風速所造成之接近水面流速、風速與均方根斜率隨時間之變化如圖 1.3 所示，因實驗風場自靜止開始運動，故所驅動的水體流場亦為非穩態。在此非穩態的演化過程中，水面產生一明顯特徵變化，即高速條痕之生成。此特徵演化的時段 (即圖 1.2 所示之時段) 分別以倒三角形標示於圖 1.3 中。為節省數值計算所需之時間，在 Tsai (2001) 的模擬實驗中，乃採水面高速條痕演化開始前數秒之時間為數值模擬開始之時間 (在圖 1.3 中以垂直虛

表 1.1: 數值模擬初始時間相對應的實驗進行時間與初始水面平均速度

風速 (U_a)	數值模擬初始時間相對應的實驗進行時間	數值模擬初始水面平均流速
3 m s^{-1}	50 s	12.5 cm s^{-1}
4 m s^{-1}	30 s	15 cm s^{-1}
5 m s^{-1}	20 s	20 cm s^{-1}

線表示)。因此在以下的結果分析與討論中，數值模擬結果之時間原點相對於實驗進行之時間將隨風場速度而異，如表 1.1 所示。例如風速為 5 m s^{-1} 之實驗中，數值模擬時間 6.5 s 即相當於實驗進行之 26.5 s。數值模擬初始的水面平均流速亦列於表 1.1 中。

風驅動之水體無法達到穩態，但是在數值模擬資料的選取上仍要顧及流場是否已達成熟且穩定發展的狀態。數值模擬結果之無因次水面平均沿流向速度 u_0 、平均溫度 θ_0 與平均氣體濃度 c_0 ，以及平均擾動強度隨時間之變化，如圖 1.4、圖 1.5 與圖 1.6 所示。平均擾動強度之定義為 $\langle (f - \langle f \rangle)^2 \rangle^{1/2} = \langle f'^2 \rangle^{1/2}$ ，其中 $\langle \rangle$ 表示水平面之平均。由圖 1.4 至 1.6 的時變圖可知，在數值模擬開始約 2 s 內，水面的平均與擾動量皆呈現急遽變化，然後經約 5 s 至 10 s 的發展，其變化漸趨緩和。低風速所需的發展時間較高風速長，而溫度與氣體濃度所需之發展時間又較速度長。由以上之觀察可得知在風速為 3、4 與 5 m s^{-1} 時，數值模擬分別在 16、11 與 5 s 之後其水面流場之平均值和擾動強度皆趨於穩定，故本研究乃採用其後之模擬結果以進行分析。

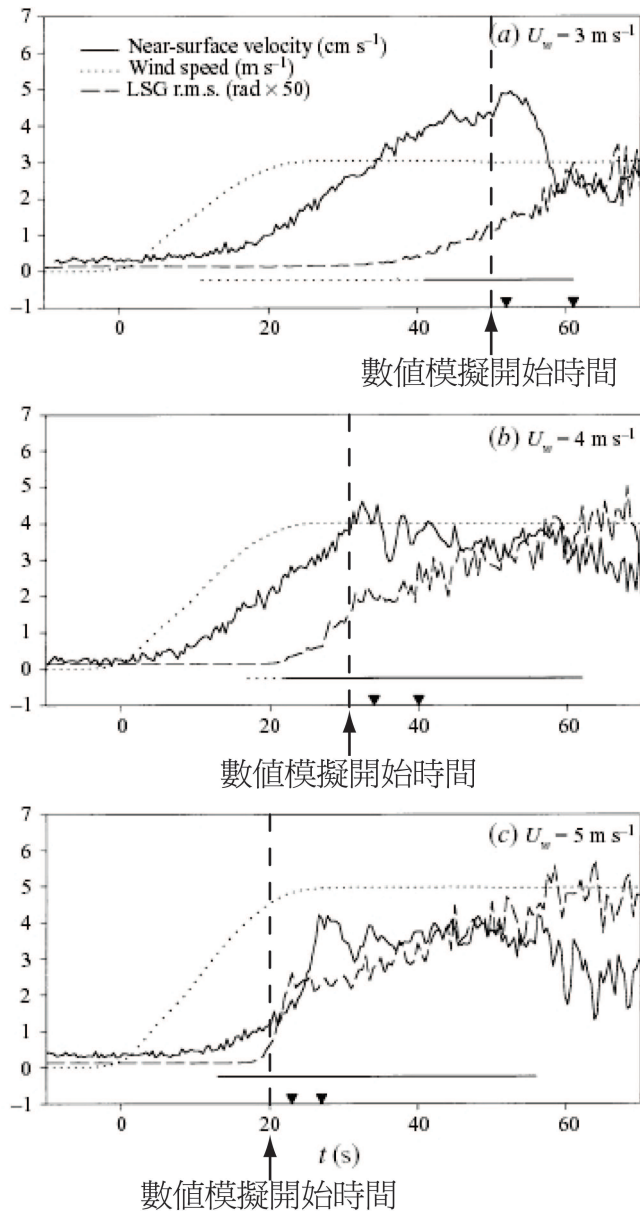


圖 1.3: Melville 等 (1998) 的實驗接近水面之流速、風速與均方根斜率之時變圖。因為 DPIV 只能量測深度 2.7 mm 以下的流速，故這裡所示接近水面之流速為深度 2.7 mm 之流速。三張圖風速分別為 (a) 3 m s^{-1} ; (b) 4 m s^{-1} ; (c) 5 m s^{-1} 。圖中實線為接近水面之流速，點線為風速，虛線為均方根斜率。底下兩個實心倒三角形所包含之時段為條痕演化過程，此演化過程如圖 1.2 所示。大略可看出風速愈快，條痕演化之時間愈短。垂直虛線標示出數值模擬開始的時間。

1.5 論文架構

針對以上有關水下邊界層流場與界面更新模式相關研究之回顧與討論，本研究將應用 Tsai (2001) 之數值模擬結果以探討以下兩個主題：

在第二章中我們將以數值模擬所得之流場速度、溫度與氣體濃度三度空間分佈數值，驗證 Liu 和 Businger (1975) 利用界面更新模式所推導之分子次層內平均分佈。在 2.1 首先推導單一更新水團在分子次層內的熱量、動量與氣體之傳輸，接下來採用一函數表示全部更新水團之駐留期分佈，並求取分子次層內平均溫度、平均沿流向速度與平均氣體濃度分佈函數。在 2.3 則說明位於分子次層下方的對數層平均溫度、平均沿流向速度與平均氣體濃度分佈函數，並在 2.4 將分子次層分佈函數與對數層分佈函數交會於某一深度，以求取相關參數。2.5 討論數值模擬結果與理論平均分佈函數之比較。

為進一步證實更新渦漩之存在以及探討其可能之結構，我們在第三章中敘述如何以二維與三維視覺化流場之方法，分析流場可能之組織性結構，並進而了解更新渦漩之生成機制。在 3.1 首先以水面流體質點分佈和等值圖證實數值模擬結果中存在 Melville 等 (1998) 實驗之水面流場特徵，即高速條痕之生成以及其分歧，並應用水平與垂直剖面等值圖驗證 Melville 等 (1998) 在文章中曾說明 (但並未更深入探討) 條痕分歧之機制，乃因湧升水流之阻擋。在 3.2 由水面的溫度與氣體濃度分佈開始，逐步探尋湧升水流與更新渦漩之可能結構，並於 3.3 整合此章之觀察，描述流場中之湧升水流結構，並說明流場結構與更新渦漩之關係。

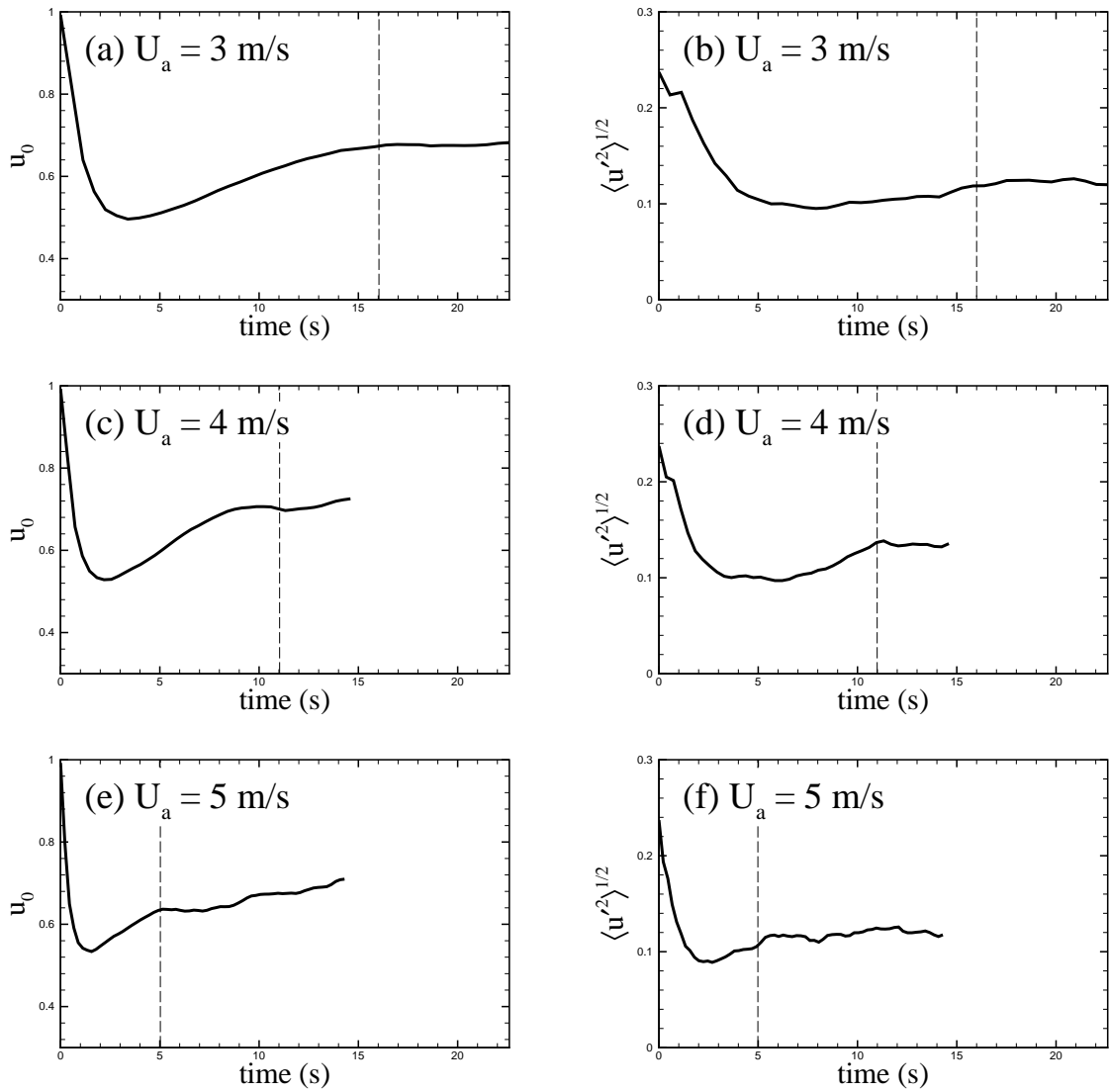


圖 1.4: 水面平均沿流向速度與平均擾動強度時變圖。(a)、(c) 與 (e) 分別為風速 $U_a = 3$ 、4 與 5 m s^{-1} 之平均流速時變圖。(b)、(d) 與 (f) 分別為風速 $U_a = 3$ 、4 與 5 m s^{-1} 之平均擾動強度時變圖。圖中之虛線代表在此時間後平均值和擾動強度皆趨於穩定。

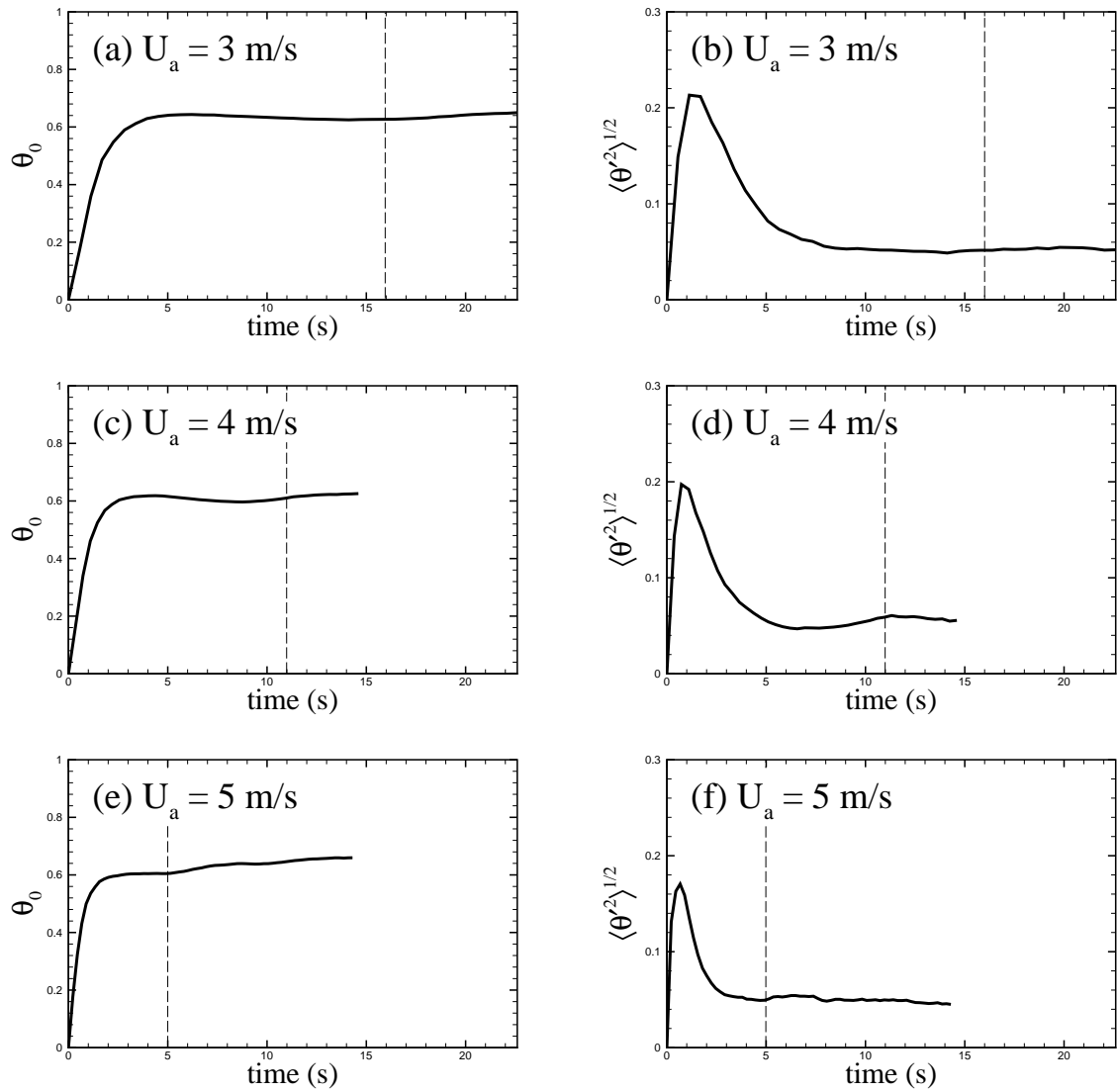


圖 1.5: 水面平均溫度與平均擾動強度時變圖。(a)、(c) 與 (e) 分別為風速 $U_a = 3$ 、4 與 5 m s^{-1} 之平均溫度時變圖。(b)、(d) 與 (f) 分別為風速 $U_a = 3$ 、4 與 5 m s^{-1} 之平均擾動強度時變圖。圖中之虛線代表在此時間後平均值和擾動強度皆趨於穩定。

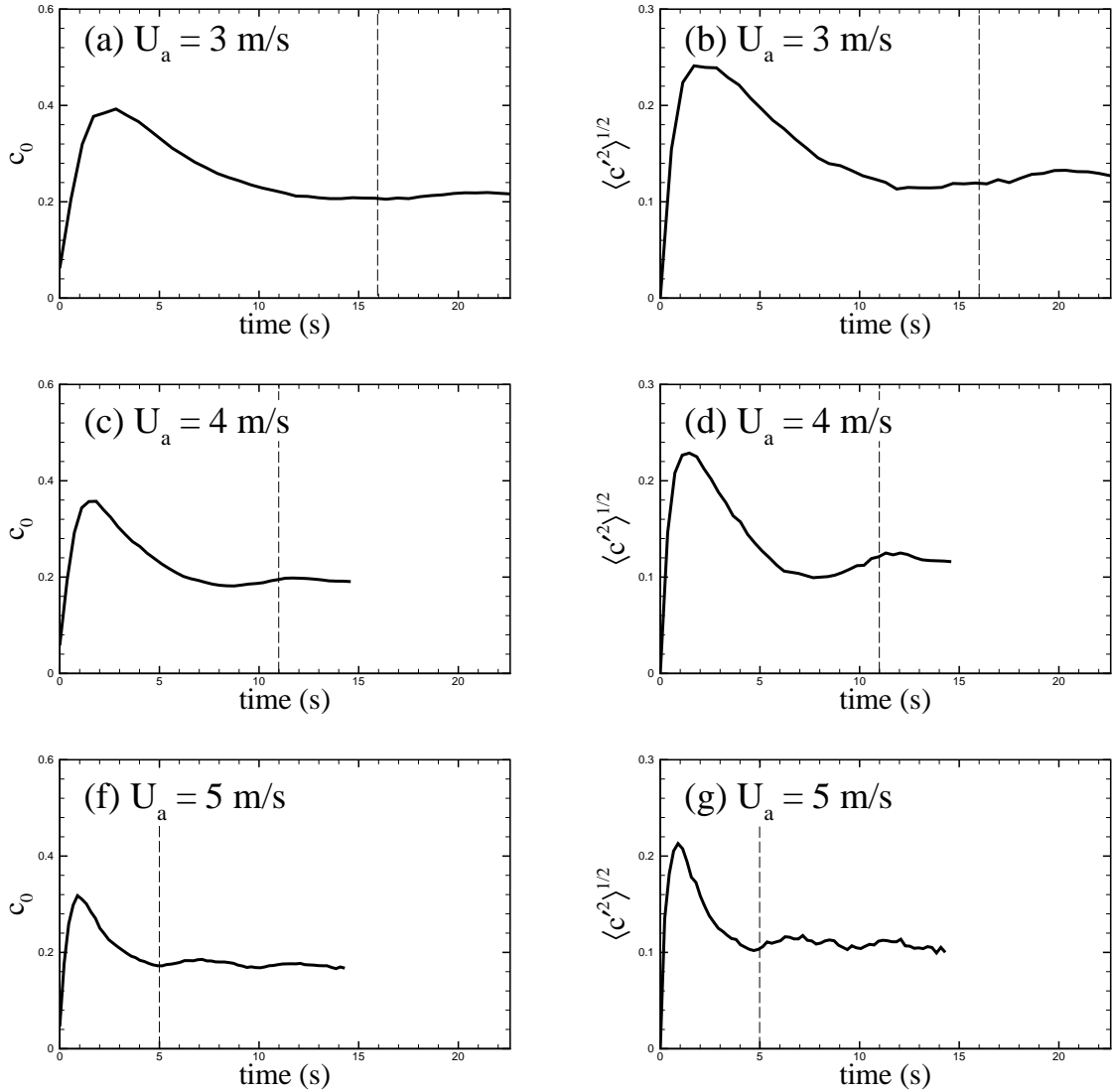


圖 1.6: 接近水面處平均氣體濃度與平均擾動強度時變圖。(a)、(c) 與 (e) 分別為風速 $U_a = 3$ 、 4 與 5 m s^{-1} 之平均氣體濃度時變圖。(b)、(d) 與 (f) 分別為風速 $U_a = 3$ 、 4 與 5 m s^{-1} 之平均擾動強度時變圖。圖中之虛線代表在此時間後平均值和擾動強度皆趨於穩定。因為氣體濃度在水面維持不變，所以取約水下 0.06 cm 處的值。

紊流邊界層之平均流場分佈

對於無滑移牆面紊流邊界層流場，其黏滯次層內平均流速在一般實驗量測與理論推導，皆呈線性分佈型態。因此對於海氣交界面自由液面邊界層紊流場之參數化，先前之研究皆採用與無滑移牆面紊流邊界層流場相同之線性分佈 (Wu, 1975)，亦即假設受風剪力作用之自由液面相當於一無滑移牆面 (Csanady, 1984)。對於分子次層內溫度與氣體濃度分佈亦皆視為線性型態 (Wu, 1984)。但是 Liu 和 Businger (1975) 以及 Liu (1978) 應用界面更新模式推導分子次層內平均溫度之分佈，得到平均溫度在水深方向呈指數分佈函數，而非傳統假設之線性分佈。此指數分佈函數之垂直溫度分佈亦曾被 Khundzhua 和 Andreyev (1974) 於黑海之現場實驗發現。為以數值模擬結果驗證此假設界面更新模式所得之指數分佈函數，在本節中我們將先回顧 Liu 和 Businger (1975) 以及 Liu (1978) 的更新模式理論推導，並將其推廣至平均沿流向速度和平均氣體濃度之分佈。

2.1 分子次層之熱量、動量與氣體之傳輸

想像有一原本位於水下混合水體之水團，其溫度與水下混合水體溫度 (bulk temperature) 相同。此水團經更新過程而取代原本熱次層中之水團，因熱傳導為熱次層之主

要垂直熱傳輸過程，故熱次層內更新水團溫度分佈與時間變化之控制方程式為熱傳導方程式：

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \nu_{\theta} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} , \quad (2.1)$$

其中 θ 為流體之溫度，乃時間 (t) 與深度 (z) 之函數， ν_{θ} 為水的熱傳導率 (thermal conductivity)。因為更新之分子次層水團具有和水下混合水體相同之溫度，故其初始溫度為 $\theta(z, t = 0) = \theta_b$ ，其中 θ_b 為水下混合水體溫度，是一個常數。熱次層之上邊界為水面，下邊界為與對數層之界面。海面因蒸發而降溫，因此若空氣中溼度與風速固定，則通過海面之熱通量亦保持一定值。故水面的邊界條件為：

$$\frac{\partial \theta}{\partial z}(z = 0, t) = -\frac{Q_0}{\rho c_p \nu_{\theta}} , \quad (2.2)$$

其中 Q_0 為水面的熱通量， ρ 為水的密度， c_p 為水的比熱 (specific heat)。至於下邊界之條件，由於無法估量熱次層與對數層明確的界面深度，故熱次層之下邊界假設為無限深度，對於之後的黏性次層和擴散次層也作同樣的假設。

滿足以上之初始條件和邊界條件，得到熱傳導方程式 (2.1) 的解為：

$$\theta(z, t) = \frac{Q_0}{\rho c_p \nu_{\theta}} 2\sqrt{\nu_{\theta} t} \left[-\frac{z}{2\sqrt{\nu_{\theta} t}} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_{\theta} t}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\nu_{\theta} t}\right) \right] + \theta_b , \quad (2.3)$$

其中 complementary error function $\operatorname{erfc}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt$ 。應用 Abramowitz 和 Stegun (1972) 的積分公式：

$$\operatorname{ierfc}(x) = -x \operatorname{erfc}(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-x^2) ,$$

得到

$$-\frac{z}{2\sqrt{\nu_{\theta} t}} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_{\theta} t}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\nu_{\theta} t}\right) = \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_{\theta} t}}\right) ,$$

所以式 (2.3) 可表示為:

$$\theta(z, t) = \frac{Q_0}{\rho c_p \nu_\theta} 2\sqrt{\nu_\theta t} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_\theta t}}\right) + \theta_b, \quad (2.4)$$

此為熱次層內單一更新水團溫度垂直分佈隨時間之變化。

以上為 Liu 和 Businger 根據因界面更新過程而上升之單一更新水團在熱次層的溫度垂直分佈隨時間之變化。我們可以將此理論模式擴及黏滯次層內單一更新水團之沿流向速度與氣體濃度垂直分佈。在沿流向速度方面, 因黏滯效應為黏滯次層內水團水平動量在垂直向傳輸之主要機制, 故黏滯次層內沿流向速度隨時間變化之控制方程式為擴散方程式:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (2.5)$$

其中 u 為沿流向速度, 乃時間 (t) 與深度 (z) 之函數, ν 為水的運動黏滯係數 (kinematic viscosity)。若此水團為自水下混合水體湧升至黏滯次層的更新水團, 水團的沿流向速度和水下混合水體沿流向速度相同, 故其初始沿流向速度為 $u(z, t = 0) = u_b$, 其中 u_b 為水下混合水體的沿流向速度, 是一個常數。黏滯次層之上邊界為水面, 下邊界與平均溫度分佈相同, 假設為無限深度。水面因為存在一固定之風剪力作用, 故水面之邊界條件為:

$$\frac{\partial u}{\partial z}(z = 0, t) = -\frac{\tau_0}{\rho\nu}, \quad (2.6)$$

其中的 τ_0 為水面的風剪力。擴散方程式 (2.5) 滿足以上之初始條件和邊界條件之解為:

$$u(z, t) = \frac{\tau_0}{\rho\nu} 2\sqrt{\nu t} \operatorname{ierfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu t}}\right) + u_b, \quad (2.7)$$

此為黏滯次層內單一更新水團沿流向速度垂直分佈隨時間之變化。

水面下溶解氣體之傳輸亦與熱量和動量相同，在擴散次層內更新水團之氣體濃度垂直分佈隨時間之變化也為擴散作用控制，故更新水團之氣體濃度垂直分佈隨時間之變化的控制方程式也為擴散方程式：

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \nu_c \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} , \quad (2.8)$$

其中 c 為水團之氣體濃度，乃時間 (t) 與深度 (z) 之函數， ν_c 為氣體在水中的擴散係數 (diffusivity)。更新水團中原本的氣體濃度與水下混合水體的氣體濃度相同，故其初始氣體濃度為 $c(z, t = 0) = c_b$ ，其中 c_b 為水下混合水體的氣體濃度，是一個常數。擴散次層之上邊界為水面，下邊界和溫度分佈的情況相同，假設為無限深度。對於微溶性之氣體 (如二氧化碳)，其通過空氣與水體界面之傳輸阻力主要在水體，因此可以將大氣視為氣體之無窮儲存庫，其氣體濃度為均勻之定值，故假設氣體濃度在水面保持一定值，也因此氣體濃度在水面的邊界條件為 $c(z = 0, t) = c_0$ ，其中 c_0 為水面的氣體濃度，是一個常數。滿足以上之初始條件和邊界條件，得到擴散方程式 (2.8) 的解為：

$$c(z, t) = (c_0 - c_b) \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_c t}}\right) + c_b , \quad (2.9)$$

此為擴散次層內之單一更新水團氣體濃度垂直分佈隨時間之變化。

2.2 以更新模式推導分子次層平均分佈函數

以上之推導結果為分子次層中「單一更新水團」之溫度 (θ)、沿流向速度 (u) 及氣體濃度 (c) 隨水深與時間之分佈情況。為考慮自混合水體隨機湧升造成的更新過程，Liu 和 Businger 進一步採用 Danckwerts (1951) 之模式，假設更新水團隨機性地湧升至分子次層內，故定義一生命週期分佈函數 (age distribution function) 來表示分

子次層內整體更新水團之駐留期。生命週期分佈函數 $\phi(t)$ 之意義為在分子次層內，自混合水體湧升且駐留期為 t 之更新水團所占的比例。因此 $\phi(t)dt$ 就表示在駐留期為 t 到 $t + dt$ 的所有更新水團在分子次層內所占的比例。由以上生命週期分佈函數的概念，可以將分子次層中某一性質 $X(z, t)$ 之平均值表示為：

$$\bar{X}(z) = \int_0^{\infty} \phi(t)X(t)dt \quad , \quad (2.10)$$

此 \bar{X} 代表更新水團於時間之平均，所以唯一的變數是深度 z 。Liu 和 Businger 假設分子次層內更新水團被其他湧升而來之更新水團所取代的機率和駐留期長短無關，也就是說每個更新水團都有同樣的機會被其他由下而來的更新水團所取代，因此可以將生命週期分佈函數表示為：

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = -\frac{1}{t_*}\phi(t) \quad , \quad (2.11)$$

其中 t_* 為全部更新水團的平均駐留期。將其積分，得到：

$$\phi(t) = \phi(0) \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) \quad \circ$$

若考慮所有更新水團的駐留期，則將包括駐留期從 0 至 ∞ ，所以 $\int_0^{\infty} \phi(t)dt = 1$ ，即：

$$\phi(0) = \frac{1}{t_*} \quad ,$$

因此生命週期函數可表示為 (Liu 和 Businger, 1975)：

$$\phi(t) = \frac{1}{t_*} \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) \quad \circ \quad (2.12)$$

有了分子次層中更新水團生命週期函數之分佈，我們便可計算出分子次層內平均溫度、平均沿流向速度與平均氣體濃度之垂直分佈。平均溫度分佈之推導，將更新水團之

生命週期分佈式 (2.12) 和單一更新水團之溫度分佈隨時間之變化式 (2.3) 代入熱次層內全部更新水團之積分平均表示式 (2.10):

$$\begin{aligned}\bar{\theta}(z) &= \int_0^\infty \left[\frac{1}{t_*} \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) \right] \\ &\times \left\{ \frac{Q_0}{\rho c_p \nu_\theta} 2\sqrt{\nu_\theta t} \left[-\frac{z}{2\sqrt{\nu_\theta t}} \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_\theta t}}\right) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{z^2}{4\nu_\theta t}\right) \right] \right. \\ &\left. + \theta_b \right\} dt, \quad (2.13)\end{aligned}$$

將其整理後得到:

$$\begin{aligned}\bar{\theta}(z) &= -\frac{1}{t_*} \frac{Q_0 z}{\rho c_p \nu_\theta} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_\theta t}}\right) dt \\ &+ \frac{1}{t_*} \frac{2\sqrt{\nu_\theta} Q_0}{\sqrt{\pi} \rho c_p \nu_\theta} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{4\nu_\theta t}\right) \sqrt{t} dt \\ &+ \frac{\theta_b}{t_*} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) dt, \quad (2.14)\end{aligned}$$

其中

$$\int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_\theta t}}\right) dt = t_* \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\nu_\theta t_*}}\right),$$

且應用 Gradshteyn 和 Ryzhik (1994) 的積分公式:

$$\int_0^\infty x^2 \exp\left(-\frac{a}{x^2} - \mu x^2\right) dx = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\mu^3}} (1 + 2\sqrt{a\mu}) \exp(-2\sqrt{a\mu}),$$

得到

$$\int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{4\nu_\theta t}\right) \sqrt{t} dt = \frac{\sqrt{\pi}}{2} t_*^{3/2} \left(1 + \frac{z}{\sqrt{\nu_\theta t_*}}\right) \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\nu_\theta t_*}}\right).$$

則式 (2.14) 改寫後可以得到平均溫度分佈:

$$\bar{\theta}(z) = \frac{Q_0 \sqrt{\nu_\theta t_*}}{\rho c_p \nu_\theta} \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\nu_\theta t_*}}\right) + \theta_b. \quad (2.15)$$

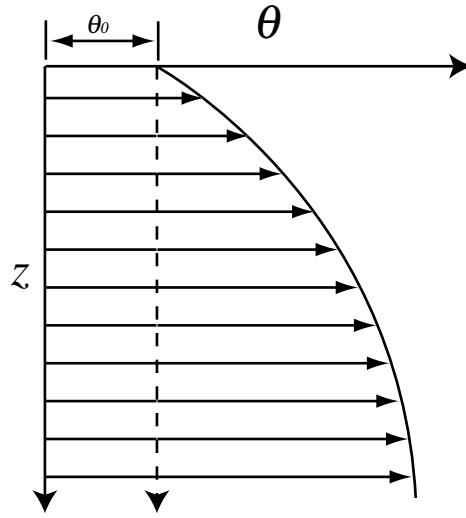


圖 2.1: 熱次層內平均溫度縱剖面示意圖, 原 z 軸右移 θ_0 成爲新軸線 (虛線處)。

在上式中

$$\frac{Q_0 \sqrt{\nu_\theta t_*}}{\rho c_p \nu_\theta} = \bar{\theta}(0) - \theta_b = \theta_0 - \theta_b, \quad (2.16)$$

其中 θ_0 爲水面的平均溫度。所以式 (2.15) 可以進一步表示爲:

$$\frac{\bar{\theta}(z) - \theta_b}{\theta_0 - \theta_b} = \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\nu_\theta t_*}}\right). \quad (2.17)$$

定義熱次層特徵尺度 z_θ 且由式 (2.16) 得知:

$$z_\theta \equiv \sqrt{\nu_\theta t_*} = \frac{\rho c_p \nu_\theta}{Q_0} (\theta_0 - \theta_b),$$

則式 (2.17) 可表示爲:

$$\frac{\bar{\theta}(z) - \theta_b}{\theta_0 - \theta_b} = \exp\left(-\frac{z}{z_\theta}\right). \quad (2.18)$$

由式 (2.18) 所示, 熱次層內平均溫度在水深方向之變化呈現指數分佈函數。圖 2.1 概略描述此分佈。

爲了更清楚地表示平均溫度在水深方向之指數函數分佈, 我們將圖 2.1 之 z 軸右

移 θ_0 並以其為指數函數之新軸線 (虛線處), 則式 (2.18) 可表示為:

$$\frac{\bar{\theta}(z) - \theta_0}{\theta_b - \theta_0} = 1 - \exp\left(-\frac{z}{z_\theta}\right) \quad (2.19)$$

定義無因次的牆面單位 (wall unit) z^+ , 無因次的次層參數 ξ_θ 以及有因次的摩擦溫度 (friction temperature) θ_* 和有因次的摩擦速度 (friction velocity) u_* 如下:

$$\begin{aligned} z^+ &\equiv \frac{zu_*}{\nu} \quad , \\ \xi_\theta &\equiv \frac{u_* z_\theta}{\nu_\theta} = \frac{u_* \rho c_p \nu_\theta}{\nu_\theta Q_0} (\theta_0 - \theta_b) = \frac{\theta_b - \theta_0}{\theta_*} \quad , \\ \theta_* &\equiv -\frac{Q_0}{u_* \rho c_p} \quad , \\ u_* &\equiv \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad , \end{aligned}$$

且將 z 座標表示為牆座標 z^+ :

$$\frac{z}{z_\theta} = \frac{zu_*}{\nu} \frac{\nu_\theta}{u_* z_\theta} \frac{\nu}{\nu_\theta} = z^+ \frac{1}{\xi_\theta} Pr \quad ,$$

其中 $Pr = \nu/\nu_\theta$ 為 Prandtl number。則式 (2.19) 可以改寫成

$$\frac{\bar{\theta}(z) - \theta_0}{\theta_*} = \xi_\theta \left[1 - \exp\left(-Pr \frac{z^+}{\xi_\theta}\right) \right] \quad , \quad (2.20)$$

此為熱次層內牆座標系統之無因次平均溫度分佈。

沿流向速度分佈之推導, 將更新水團之生命週期分佈式 (2.12) 和單一更新水團之沿流向速度分佈隨時間之變化式 (2.7) 代入黏滯次層內所有水團之積分平均表示式 (2.10), 並整理後可得:

$$\bar{u}(z) = \frac{\tau_0 \sqrt{\nu t_*}}{\rho \nu} \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\nu t_*}}\right) + u_b \quad . \quad (2.21)$$

在上式中

$$\frac{\tau_0 \sqrt{\nu t_*}}{\rho \nu} = \bar{u}(0) - u_b = u_0 - u_b \quad , \quad (2.22)$$

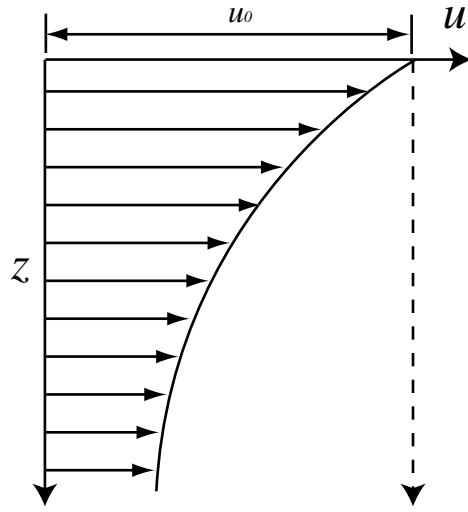


圖 2.2: 黏滯次層內平均沿流向速度縱剖面示意圖, 原 z 軸右移 u_0 成爲新軸線 (虛線處)。

其中 u_0 爲水面的平均沿流向速度。所以式 (2.21) 可進一步表示爲:

$$\frac{\bar{u}(z) - u_b}{u_0 - u_b} = \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\nu t_*}}\right) \quad (2.23)$$

定義黏滯次層特徵尺度 z_u :

$$z_u \equiv \sqrt{\nu t_*} = \frac{\rho\nu}{\tau_0}(u_0 - u_b) \quad (2.24)$$

則上式可表示爲:

$$\frac{\bar{u}(z) - u_b}{u_0 - u_b} = \exp\left(-\frac{z}{z_u}\right) \quad (2.25)$$

上式顯示黏滯次層內平均沿流向速度在水深方向之變化呈指數分佈函數, 圖 2.2 概略描述此分佈。

爲了更清楚地表示平均沿流向速度在水深方向之指數分佈函數, 我們將圖 2.2 之 z 軸右移 u_0 並以其爲指數函數之新軸線 (虛線處), 則式 (2.25) 可表示爲:

$$\frac{u_0 - \bar{u}(z)}{u_0 - u_b} = 1 - \exp\left(-\frac{z}{z_u}\right) \quad (2.26)$$

定義無因次的次層參數 ξ_u :

$$\xi_u \equiv \frac{u_* z_u}{\nu} = \frac{u_* \rho \nu}{\nu \tau_0} (u_0 - u_b) = \frac{u_*}{u_*^2} (u_0 - u_b) = \frac{u_0 - u_b}{u_*} ,$$

且將 z 座標表示為牆座標 z^+ :

$$\frac{z}{z_u} = \frac{z u_*}{\nu} \frac{\nu}{u_* z_u} = z^+ \frac{1}{\xi_u} ,$$

則式 (2.26) 可以進一步表示為:

$$\frac{u_0 - \bar{u}(z)}{u_*} = \xi_u \left[1 - \exp \left(- \frac{z^+}{\xi_u} \right) \right] , \quad (2.27)$$

此為黏滯次層內牆座標系統之無因次平均沿流向速度分佈。

擴散次層內平均氣體濃度分佈之推導與溫度和速度相似, 將更新水團之生命週期分佈式 (2.12) 和單一更新水團的濃度分佈隨時間之變化式 (2.9) 代入擴散次層內所有水團之積分平均表示式 (2.10), 得到:

$$\bar{c}(z) = \int_0^\infty \left[\frac{1}{t_*} \exp \left(- \frac{t}{t_*} \right) \right] \left[(c_0 - c_b) \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_c t}} \right) + c_b \right] dt . \quad (2.28)$$

將其整理後得到:

$$\bar{c}(z) = \frac{c_0 - c_b}{t_*} \int_0^\infty \exp \left(- \frac{t}{t_*} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_c t}} \right) dt + \frac{c_b}{t_*} \int_0^\infty \exp \left(- \frac{t}{t_*} \right) dt , \quad (2.29)$$

應用 Gradshteyn 和 Ryzhik (1994) 的積分公式:

$$\int_0^\infty \operatorname{erfc} \left(\frac{\beta}{x} \right) \exp(-\mu^2 x^2) x dx = \frac{1}{2\mu^2} \exp(-2\beta\mu) ,$$

得到:

$$\int_0^\infty \exp \left(- \frac{t}{t_*} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{z}{2\sqrt{\nu_c t}} \right) dt = t_* \exp \left(- \frac{z}{\sqrt{\nu_c t_*}} \right) .$$

則式 (2.29) 改寫後可以得到擴散次層內平均氣體濃度分佈:

$$\bar{c}(z) = (c_0 - c_b) \exp\left(-\frac{z}{\sqrt{\nu_c t_*}}\right) + c_b \quad (2.30)$$

另外, 考慮一湧升水團在水面之氣體通量:

$$J(z=0, t) = -\rho\nu_c \frac{\partial c}{\partial z}(z=0, t) = \frac{c_0 - c_b}{\sqrt{\pi}} \frac{\rho\nu_c}{\sqrt{\nu_c t}} \quad (2.31)$$

將式 (2.31) 與式 (2.12) 代入式 (2.10) 可得水面之平均氣體通量:

$$\bar{J}(0) \equiv J_0 = \int_0^\infty \left[\frac{1}{t_*} \exp\left(-\frac{t}{t_*}\right)\right] \left[\frac{c_0 - c_b}{\sqrt{\pi}} \frac{\rho\nu_c}{\sqrt{\nu_c t}}\right] dt = \frac{\rho\nu_c(c_0 - c_b)}{\sqrt{\nu_c t_*}} \quad (2.32)$$

定義擴散次層特徵尺度 z_c :

$$z_c \equiv \sqrt{\nu_c t_*} = \frac{\rho\nu_c(c_0 - c_b)}{J_0} \quad (2.33)$$

擴散次層內平均氣體濃度在水深方向之分佈函數與熱次層內平均溫度在水深方向之分佈型態相同 (參見圖 2.1), 故進一步將式 (2.30) 表示為與平均溫度相同之指數函數分佈:

$$\frac{\bar{c}(z) - c_0}{c_b - c_0} = 1 - \exp\left(-\frac{z}{z_c}\right) \quad (2.34)$$

定義無因次的次層參數 ξ_c 以及有因次的摩擦濃度 (friction concentration) c_* :

$$\begin{aligned} \xi_c &\equiv \frac{u_* z_c}{\nu_c} = \frac{u_* \rho\nu_c(c_0 - c_b)}{\nu_c J_0} = \frac{c_b - c_0}{c_*} \quad , \\ c_* &\equiv -\frac{J_0}{u_* \rho} \quad . \end{aligned}$$

所以 z 座標可表示為牆座標系統 z^+ :

$$\frac{z}{z_c} = \frac{z u_*}{\nu} \frac{\nu_c}{u_* z_c \nu_c} = z^+ \frac{1}{\xi_c} Sc \quad ,$$

其中 $Sc = \nu/\nu_c$ 為 Schmidt number, 則式 (2.34) 可表示成:

$$\frac{\bar{c}(z) - c_0}{c_*} = \xi_c \left[1 - \exp \left(- Sc \frac{z^+}{\xi_c} \right) \right] , \quad (2.35)$$

此為擴散次層內牆座標系統之無因次平均氣體濃度分佈。雖然氣體濃度與溫度或速度在水面之邊界條件不同 (氣體濃度之界面邊界條件為 Dirichlet 條件, 溫度與速度則為 Neumann 條件), 然其分子次層內平均分佈函數之形式 (2.35)、(2.20) 與 (2.27) 則相同。

2.3 對數層平均分佈函數

在分子次層與完全混合之紊流場間存在一區域, 在此區域中黏滯與紊流平流效應同等重要, 此過渡區域內平均沿流向速度在水深方向之分佈呈對數分佈函數 (Churchill 和 Csanady, 1983 以及 Wu, 1975, 1984):

$$\frac{u_0 - \bar{u}(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + \psi_u = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} , \quad (2.36)$$

其中 κ 為 Karman 常數, ψ_u 為一粗糙度參數, z_0 為表面粗糙長度 (surface roughness length), 其關係為:

$$\kappa \psi_u = - \ln \left(\frac{z_0 u_*}{\nu} \right) . \quad (2.37)$$

同樣地, 對數層內平均溫度和平均氣體濃度在水深方向之分佈也呈對數分佈函數,

$$\frac{\bar{\theta}(z) - \theta_0}{\theta_*} = \frac{1}{\kappa_\theta} \ln z^+ + \psi_\theta = \frac{1}{\kappa_\theta} \ln \frac{z}{z_{0\theta}} , \quad (2.38)$$

$$\frac{\bar{c}(z) - c_0}{c_*} = \frac{1}{\kappa_c} \ln z^+ + \psi_c = \frac{1}{\kappa_c} \ln \frac{z}{z_{0c}} . \quad (2.39)$$

2.4 分子次層指數分佈函數與對數層對數分佈函數之交會

由上兩節之說明，我們知道在黏滯次層內平均沿流向速度隨水深方向分佈為式 (2.27) 的「指數函數」型態，而在對數層中則為式 (2.36) 的「對數函數」型態，此二分佈函數在一深度需交會 (matching)。爲了比較此理論分佈函數與數值模擬，需進一步求取式 (2.27) 與式 (2.36) 中之相關參數。

定義黏滯次層與對數層在水面下牆面單位 $z^+ = \zeta_u^+$ 處交會。在此交會深度速度和剪力需連續，所以可藉此得到兩個條件等式。因速度連續，故由黏滯次層平均沿流向速度分佈函數式 (2.27) 和對數層平均沿流向速度分佈函數式 (2.36) 可得到等式：

$$\xi_u \left[1 - \exp \left(- \frac{\zeta_u^+}{\xi_u} \right) \right] = \frac{1}{\kappa} \ln \zeta_u^+ + \psi_u , \quad (2.40)$$

因剪力連續，式 (2.27) 和式 (2.36) 之一次導數在 $z^+ = \zeta_u^+$ 需相等，故可得到等式：

$$\exp \left(- \frac{\zeta_u^+}{\xi_u} \right) = \frac{1}{\kappa \zeta_u^+} 。 \quad (2.41)$$

式 (2.40) 與式 (2.41) 二等式描述黏滯次層與對數層之吻合，構成一非線性聯立方程式以求解未知數 ζ_u^+ 和 ξ_u 。

在對數分佈函數式 (2.36) 中 κ 與 ψ_u 爲自由參數，因此在求解 ζ_u^+ 和 ξ_u 前需先決定 Karman 常數 κ 與粗糙度參數 ψ_u 。應用最小平方差曲線擬合自數值模擬結果求取此二參數之過程如下。將數值結果之水平平均沿流向速度以對數層對數分佈函數式 (2.36) 等號左邊之形式計算，並以 \hat{u}_i 表示其值 (i 代表數值模擬之水深方向網格)。 \hat{u}_i 數值和式 (2.36) 等號右邊之理論值之差異爲殘值 (residual) ρ_i ，即

$$\rho_i = \hat{u}_i - \frac{1}{\kappa} \ln z_i^+ - \psi_u , \quad (2.42)$$

定義某深度範圍之殘值平方總合：

$$\sum_{i=n}^N \rho_i^2 = \sum_{i=n}^N \left(\hat{u}_i - \frac{1}{\kappa} \ln z_i^+ - \psi_u \right)^2, \quad (2.43)$$

其中 n 代表此範圍的上邊界網格， N 代表下邊界網格。最佳之 κ 與 ψ_u 值即相當於最小之殘值平方和，故將式 (2.43) 分別對 ψ_u 與 κ 取導數，並且令其導數值為零以決定極小之殘值，得到

$$\psi_u = \frac{1}{N} \sum_{i=n}^N \hat{u}_i - \frac{1}{N} \frac{1}{\kappa} \sum_{i=n}^N (\ln z_i^+), \quad (2.44)$$

和

$$\frac{1}{\kappa} = \frac{\sum_{i=n}^N (\hat{u}_i \ln z_i^+) - \psi_u \sum_{i=n}^N (\ln z_i^+)}{\sum_{i=n}^N (\ln z_i^+)^2}. \quad (2.45)$$

將式 (2.45) 代入式 (2.44)，即可得到 ψ_u 的表示式。此二式皆可直接由數值資料計算得到。得知 ψ_u 與 κ 參數值之後，即可採用牛頓法求解非線性聯立方程式 (2.40) 和 (2.41) 之 ξ_u 與 ζ_u^+ 參數值。平均溫度和平均氣體濃度相關之參數 (溫度: ξ_θ 與 ζ_θ^+ ; 氣體濃度: ξ_c 與 ζ_c^+) 各自可以依上述之方法計算。

2.5 數值模擬與理論平均分佈之比較

Liu 等 (1979) 率先提出以分子次層之指數函數平均分佈式 (2.20)、式 (2.27) 與式 (2.35) 以及對數層之對數函數平均分佈式 (2.36)、式 (2.38) 與式 (2.39) 做為參數化海洋與大氣之動量、熱量以及水汽通量之基礎，此方法至今仍廣泛被採用 (如 Fairall 等, 1996 與 Clayson 等, 1996)。然此以界面更新模式推導所得的理論分佈函數卻一直未被驗證。如 1.5 節所述，本論文研究主要目的之一為應用 Tsai (2001) 數值模擬

表 2.1: 最小平方差曲線擬合所選取之對數層深度範圍

風速 (U_a)	沿流向速度之範圍	溫度之範圍	氣體濃度之範圍
3 m s^{-1}	20 – 60	15 – 50	20 – 100
4 m s^{-1}	20 – 70	15 – 65	25 – 100
5 m s^{-1}	20 – 90	15 – 60	25 – 105

(範圍乃牆面單位 z^+ 的值, 深度愈深值愈大。)

所得的流場速度、溫度與氣體濃度之時間與空間分佈資料, 以驗證 Liu 與 Businger (1975) 以及 Liu 等 (1978) 之理論分佈函數。

為決定對數分佈函數中之積分常數 ψ 以及常數 κ , 需以最小平方差曲線擬合數值計算之數據 (見 2.4 節)。表 2.1 所列為本研究所採用之對數層深度範圍 (以牆座標表示), 其值依風速以及速度、溫度與氣體濃度而異。如 1.4 節所述, 風剪力驅動之水體邊界層流場為一非穩態而持續發展的流場, 其邊界層厚度隨時間增大, 因此對數層深度範圍以及依此所擬合之積分常數 ψ 、常數 κ 與求解之次層厚度參數 ξ 、交會深度 ζ^+ 皆可能隨時間變動。

圖 2.3、圖 2.4 與圖 2.5 分別為速度、溫度與氣體濃度之 ζ^+ 、 ξ 與 κ 在三種風速下隨時間之變化。其結果顯示, 雖然指數層與對數層交會深度隨時間持續變化, 然而對數層常數 κ 與次層厚度參數 ξ 在經過數值模擬初期演化以調整人工之初始流場至自然流場後 (如水面平均擾動強度圖 1.4、圖 1.5 與圖 1.6), 即達到一穩定值。速度對數層常數 κ 之值介於 0.35 與 0.39, 此值與無滑移牆面紊流邊界層流場之 Karman 常數值 0.4 接近, 且不隨風速之大小而改變 (比較圖 2.3 (a)、(b) 與 (c))。溫度與氣體濃度場對數層常數 κ_θ 與 κ_c 之值亦與速度場相同, 不因溫度與濃度場為受主動速

度場影響之被動分佈場而有所差異。

相較於指數層與對數層交會深度 ζ^+ 隨時間與風速而劇烈改變，無因次之次層厚度參數 ξ_u 、 ξ_θ 與 ξ_c 在流場完全發展後即達到一穩定值，約為 10。此值較無滑移牆面之次層厚度 ($\xi_u = 16$) 小 (Liu 等,1979)。因無因次之黏滯次層厚度參數 $\xi_u = u_* z_u / \nu$ ，亦即有因次黏滯次層厚度 $z_u = \xi_u \nu / u_*$ ，隨著風速之增大其摩擦速度 u_* 亦增大，因此高風速之黏滯次層厚度小於低風速之厚度，表示低風速時因黏滯次層造成的垂直傳輸阻力較高風速時大。相同之結論亦可引用至熱量與氣體之傳輸。

已知交會深度 ζ^+ 和次層參數 ξ ，即可自式 (2.20)、式 (2.27)、式 (2.35) 以及式 (2.36)、式 (2.38)、式 (2.39) 得到分子次層內平均速度、溫度與氣體濃度在水深方向的分佈情形。圖 2.6、圖 2.7 與圖 2.8 乃以界面更新模式為基礎的理論分佈函數與數值模擬結果之比較。圖 2.6 為平均沿流向速度在水深方向的分佈情形，圖中含有五分佈曲線：數值模擬結果 (實線)、黏滯次層內的指數分佈函數 (虛-點線)、黏滯次層內的傳統線性分佈 (虛-點-點線)、對數層內的對數分佈函數 (虛線) 以及 Wu (1984) 的實驗資料 (符號)。其中 Wu 沒有風速 5 m s^{-1} 的實驗資料，所以我們取其風速為 4.8 m s^{-1} 的實驗資料近似 5 m s^{-1} 的結果，而其他兩種風速 (4 與 3 m s^{-1}) 都有實驗結果。由圖中之比較明顯可知，數值模擬結果之平均沿流向速度分佈與自界面更新模式所推導之黏滯次層指數分佈函數和對數層對數分佈函數相當吻合，在黏滯次層內 Wu 之實驗值亦與數值模擬結果接近，此吻合之比較一直延伸至黏滯次層與對數層之交界深度。圖 2.7 與圖 2.8 有關平均溫度與氣體濃度之分佈比較亦與平均速度相同，數值結果相當符合 Liu 等 (1979) 之指數-對數「雙層」理論分析。由以上理論、數值與實驗的比較觀察，我們可以推斷 Tsai (2001) 的數值模擬結果與 Liu 和 Businger (1975) 所提出之分子次層指數分佈函數以及對數層對數分佈函數相符，也間接證明更

新渦漩以及界面更新過程的存在。在下一章中我們將進一步以流場視覺化之方法分析數值模擬之流場空間分佈，以直接驗證更新渦漩之存在與其控制傳輸之機制。

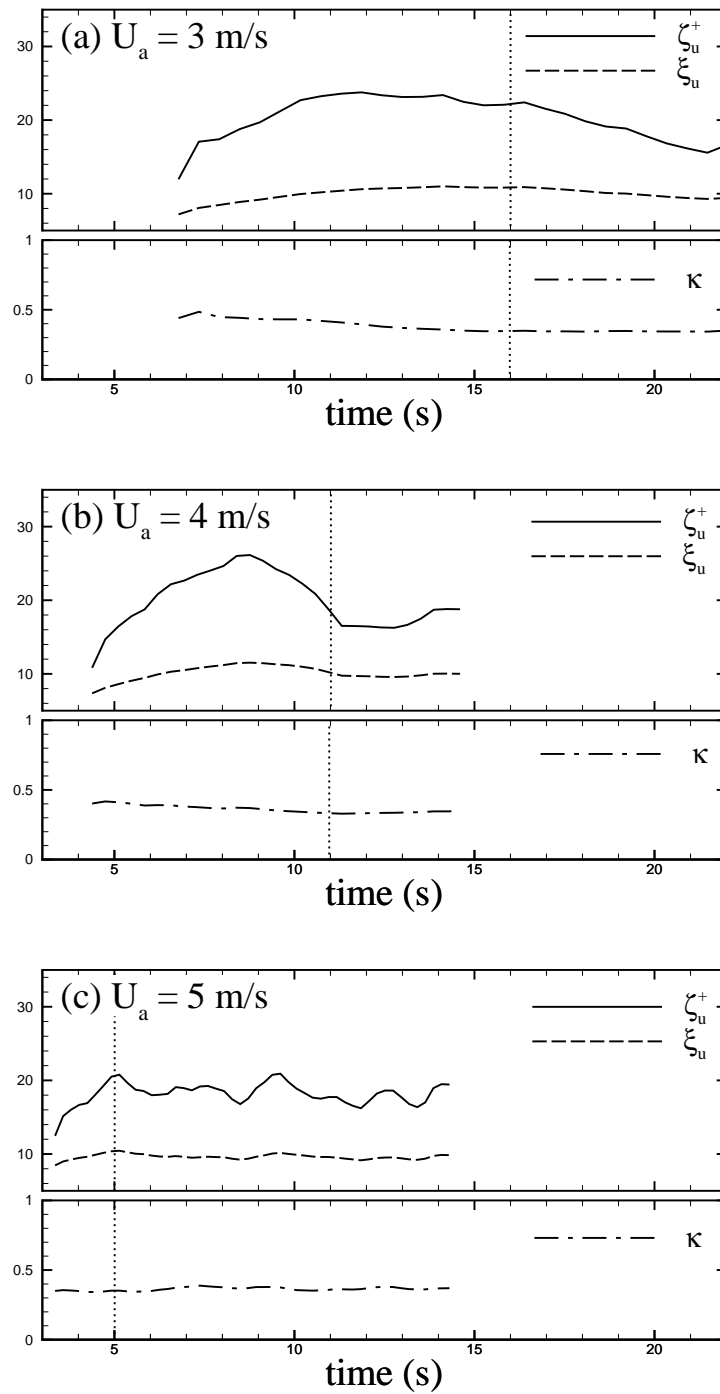


圖 2.3: ζ_u^+ 、 ξ_u 與 κ 隨時間變化圖。圖中的實線代表 ζ_u^+ ，虛線代表 ξ_u ，虛-點線代表 κ 。垂直的點線所標示之時間為人工初給流場轉換為自然流場的時間（如圖 1.4）。三張圖的風速分別為：(a) 3 m s^{-1} ；(b) 4 m s^{-1} ；(c) 5 m s^{-1} 。

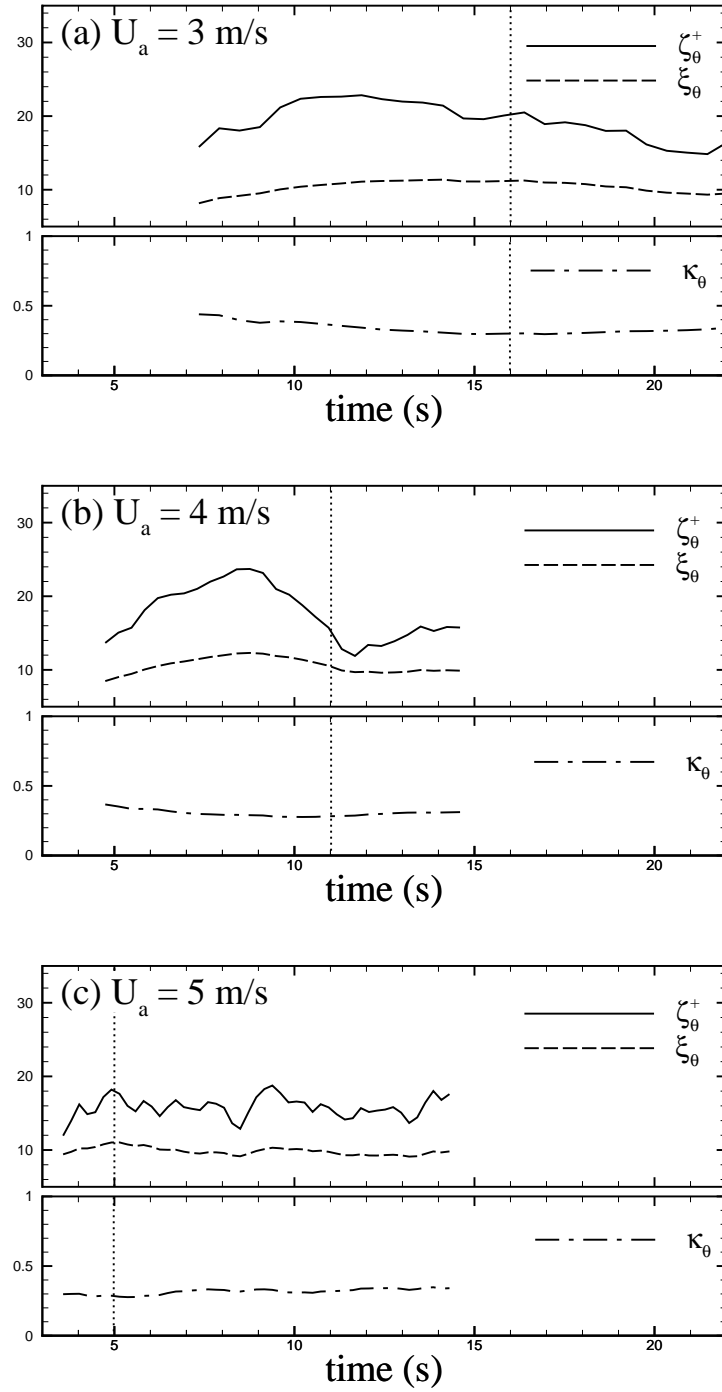


圖 2.4: ζ_θ^+ 、 ξ_θ 與 κ_θ 隨時間變化圖。圖中的實線代表 ζ_θ^+ ，虛線代表 ξ_θ ，虛-點線代表 κ_θ 。垂直的點線所標示之時間為人工初給流場轉換為自然流場的時間（如圖 1.5）。三張圖的風速分別為：(a) 3 m s^{-1} ；(b) 4 m s^{-1} ；(c) 5 m s^{-1} 。

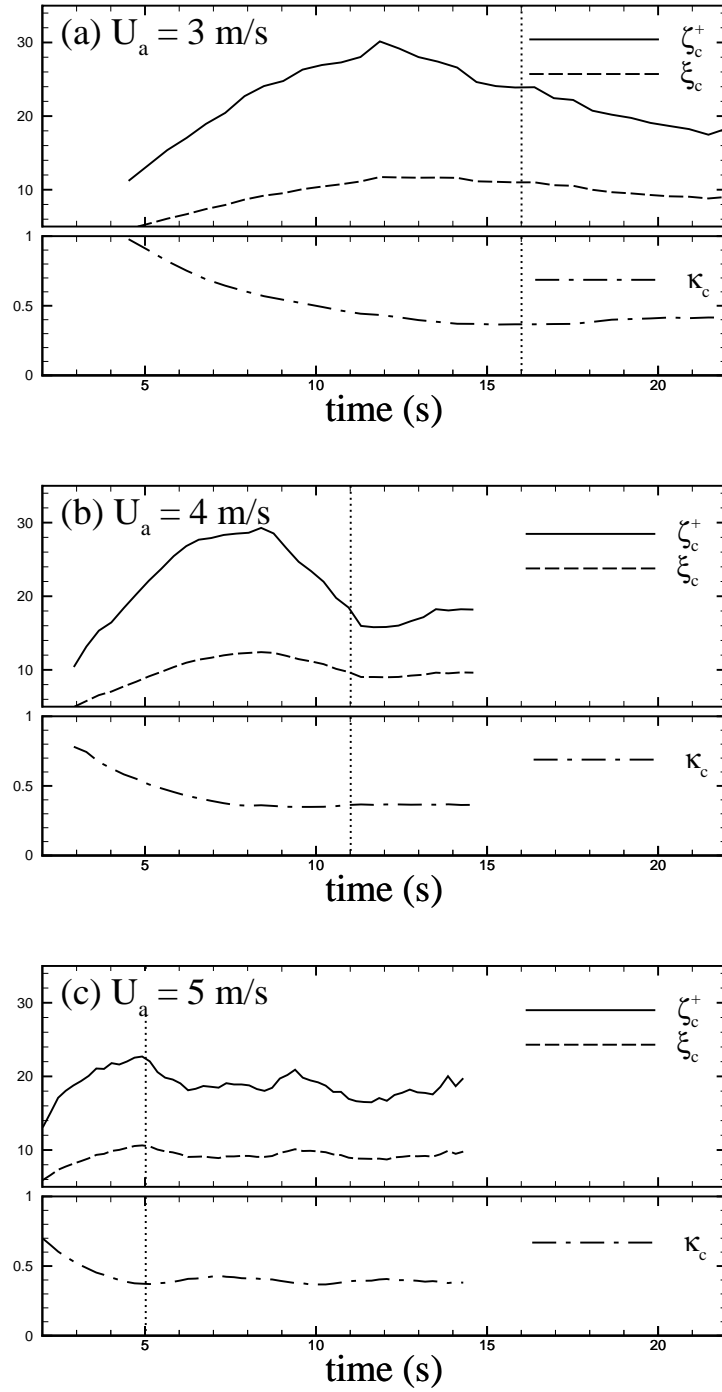


圖 2.5: ζ_c^+ 、 ξ_c 與 κ_c 隨時間變化圖。圖中的實線代表 ζ_c^+ ，虛線代表 ξ_c ，虛-點線代表 κ_c 。垂直的點線所標示之時間為人工初給流場轉換為自然流場的時間（如圖 1.6）。三張圖的風速分別為：(a) 3 m s^{-1} ；(b) 4 m s^{-1} ；(c) 5 m s^{-1} 。

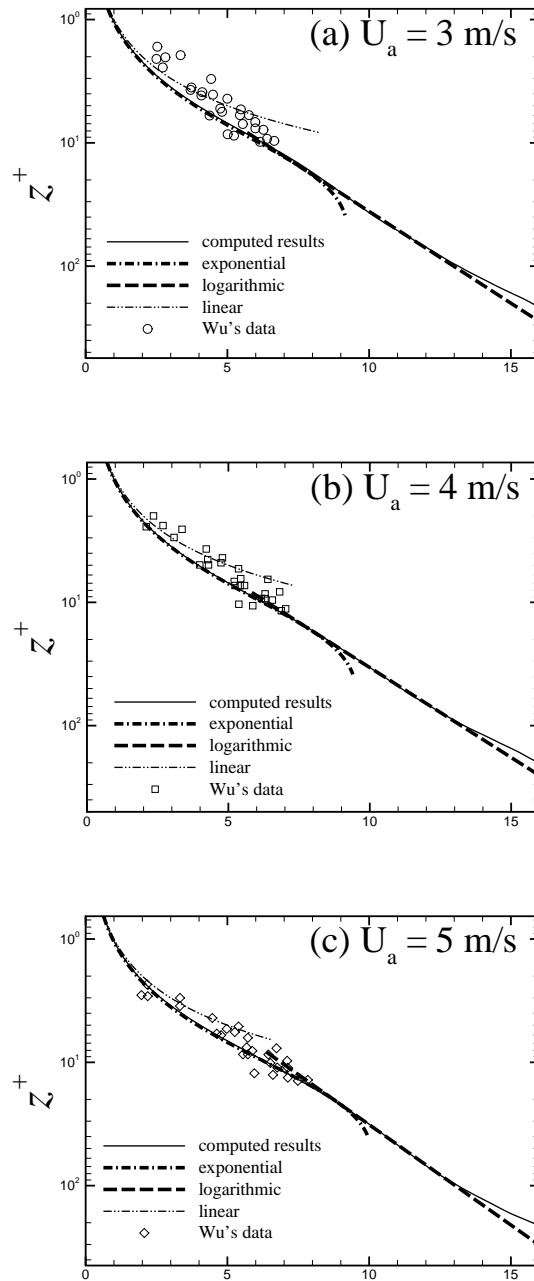


圖 2.6: 平均沿流向速度在水深方向之分佈。三張圖的風速 (U_a) 與數值模擬之時間分別為: (a) 3 m s^{-1} , 21.5 s; (b) 4 m s^{-1} , 12.8 s; (c) 5 m s^{-1} , 9.6 s。圖中的實線代表數值模擬結果。虛-點線代表黏滯次層內的指數分佈函數, 由式 (2.27) 而來。虛-點-點線代表黏滯次層內的傳統線性分佈。虛線代表對數層內的對數分佈函數, 由式 (2.36) 而來。符號代表 Wu (1984) 的實驗資料, 在三張圖其實驗風速分別為 (a) 3 m s^{-1} ; (b) 4 m s^{-1} ; (c) 4.8 m s^{-1} 。

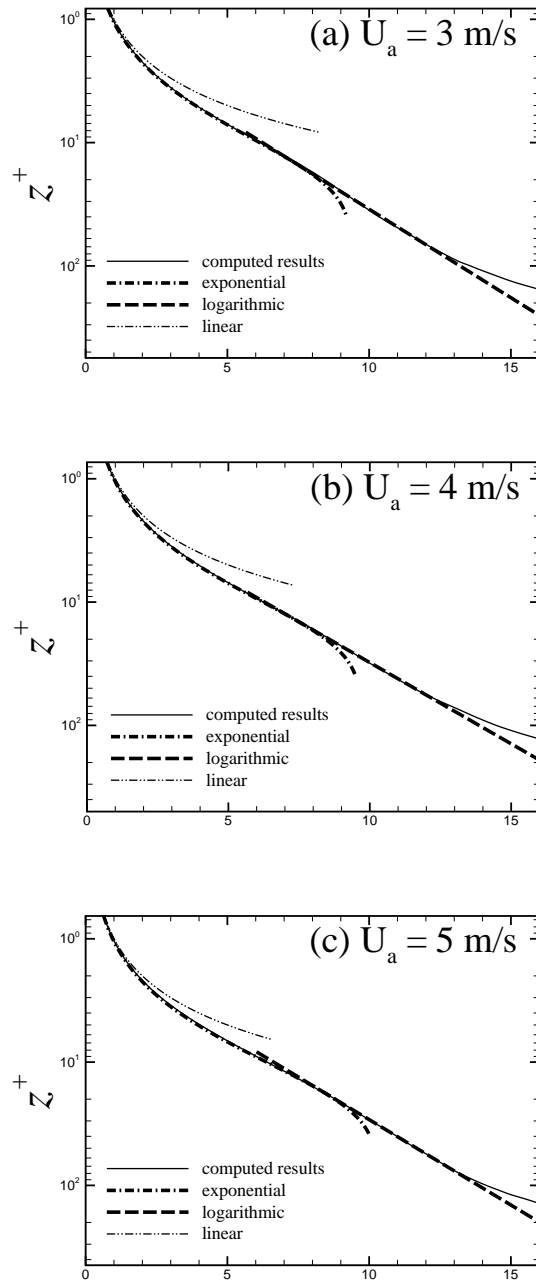


圖 2.7: 平均溫度在水深方向之分佈。三張圖的風速 (U_a) 與數值模擬之時間分別為: (a) 3 m s^{-1} , 21.5 s; (b) 4 m s^{-1} , 12.8 s; (c) 5 m s^{-1} , 9.6 s。圖中的實線代表數值模擬結果。虛-點線代表熱次層內的指數分佈函數, 由式 (2.20) 而來。虛-點-點線代表熱次層內的傳統線性分佈。虛線代表對數層內的對數分佈函數, 由式 (2.38) 而來。

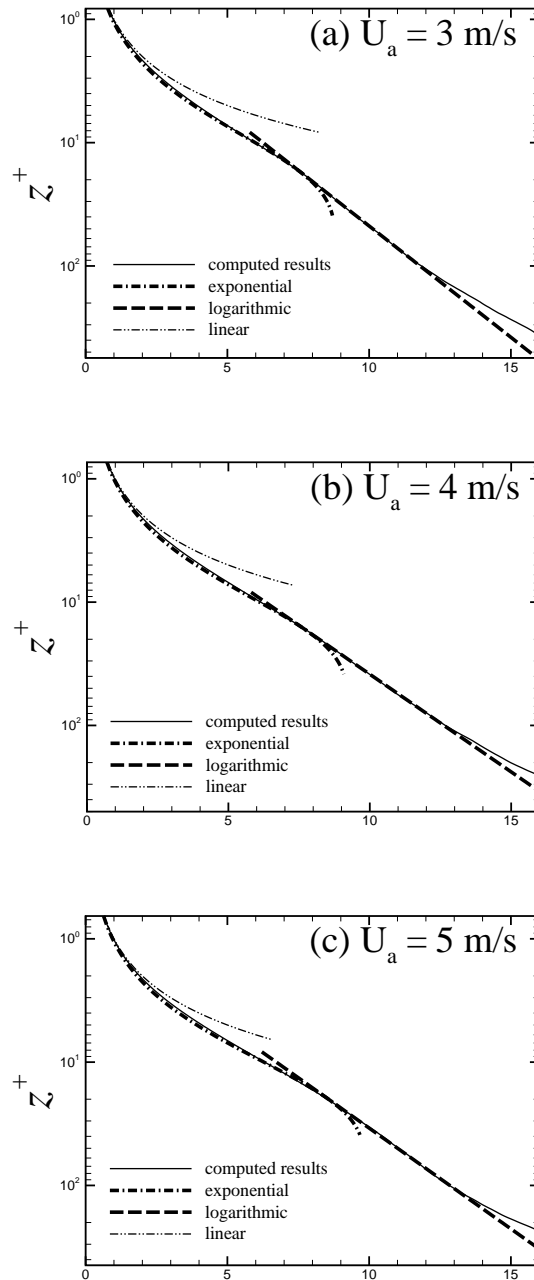


圖 2.8: 平均氣體濃度在水深方向之分佈。三張圖的風速 (U_a) 與數值模擬之時間分別為: (a) 3 m s^{-1} , 21.5 s; (b) 4 m s^{-1} , 12.8 s; (c) 5 m s^{-1} , 9.6 s。圖中的實線代表數值模擬結果。虛-點線代表擴散次層內的指數分佈函數, 由式 (2.35) 而來。虛-點-點線代表擴散次層內的傳統線性分佈。虛線代表對數層內的對數分佈函數, 由式 (2.39) 而來。

三維流場結構與更新過程

上一章中，比較應用 Liu 和 Businger (1975) 之界面更新模式與 Tsai (2001) 之數值模擬所得到淨均勻流場分佈結果，間接驗證界面更新渦漩與界面更新過程之存在。在本章中，我們將採流場視覺化之方法，分析三度空間與時間變化之流場資料，以直接驗證更新渦漩之存在與其控制傳輸的機制。

3.1 水面特徵結構

界面更新模式描述更新渦漩影響風驅動水面下邊界層紊流場之結構。爲了研究更新渦漩之流場結構特徵，我們首先參考 Melville 等 (1998) 所作的水面流場實驗觀測，應用數值模式模擬風驅動水面下邊界層紊流場之數值模擬結果 (Tsai, 2001)，探討更新渦漩在水面所形成的流場特徵，以進一步推論水面下可能的三維渦漩結構。

在 Melville 等實驗室風洞水槽的實驗中，可清楚觀察到兩種水面流場特徵結構：與風場平行之沿流向高速條痕，以及當高速沿流條痕遭遇局部性低速區域時即分歧爲兩條痕。Melville 等觀察條痕之方法爲在水面隨機散佈質點，並拍攝質點隨流場演化之過程。拍攝之影像如圖 1.2 所示，其中白色部分爲質點。隨著流場演化，原本無任何組織之質點在短時間內 (1 至 2 秒) 迅速聚集成一條條的條痕，且以較水面平均流

速為快的速度流動，此為水面高速條痕的組織性結構。在流場前進的過程中，某些條痕會明顯地分歧，形成兩條條痕繼續前進。而且風速愈快，條痕之間距愈小（如圖 3.1）。Melville 等說明條痕分歧現象之產生，乃高速條痕遇到因湧升水流所造成之水面發散而分歧。我們認為引起湧升水流的機制應為更新渦漩作用所引起，於是進一步觀察湧升水流與更新渦漩之關係。

在進一步進行水面下三維流場觀察前，必須先確認 Tsai (2001) 之數值模擬存在 Melville 等實驗之水面流場特徵。我們模擬 Melville 等實驗之水面流場視覺化方法，在數值模擬流場的水面放置 Lagrangian 質點 (Lagrangian particles, 簡稱 LPs), 並觀察其分佈隨流場演化之變動情形。圖 3.2 為風速 5 m s^{-1} 水面 LPs 在不同時間之分佈圖，在數值模擬開始後約 9 s 於水面隨機置入 LPs, 之後間隔 0.5 s 取一張 LPs 圖像。比較圖 1.2 與圖 3.2, 可以清楚發現數值模擬呈現與 Melville 等實驗觀測相同之條痕結構，且條痕亦有分歧之現象。為進一步確認數值模擬所觀察到的條痕結構確實為高速條痕，故將 LPs 分佈圖和水面沿流向速度之等值圖疊合，如圖 3.3。在圖中發現，聚集之條痕大多沿著水面沿流向速度高的水流前進，因此可以印證此條痕為高速條痕。同樣自圖 3.3 不同風速之比較也可以發現風速和條痕間距的關係。圖 3.3 分別顯示風速為 3、4 與 5 m s^{-1} 之不同水面質點分佈，且圖的尺寸範圍相同，因此可明顯地發現風速愈快條痕之間距則愈小。此觀察結果和 Melville 等實驗之觀察所得結論（圖 3.1）相同。

以上的觀察證實我們的數值模擬結果和 Melville 等實驗之觀測具有相同之水面流場結構：高速條痕、條痕分歧，以及條痕間距與風速之反比關係。以下我們將進一步驗證條痕分歧之產生乃肇因於湧升水流阻擋條痕前進所形成。圖 3.3 顯示條痕分歧處的水面沿流向速度皆較低（如白色圓圈所標示處），故須確認水面沿流向速度較慢處為

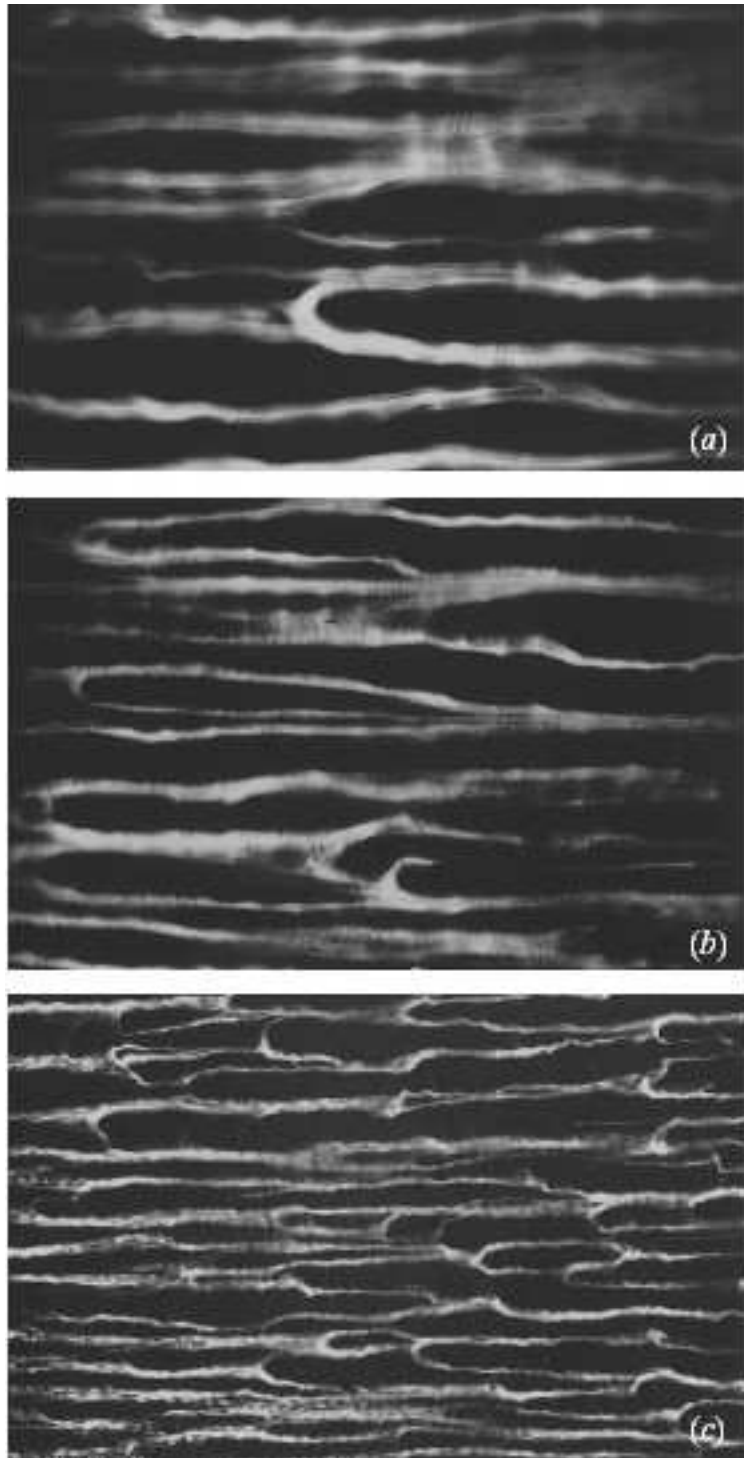


圖 3.1: Melville 等 (1998) 實驗中風速分別為 (a) 3; (b) 4; (c) 5 m s^{-1} 之水面影像。每張影像所拍攝之區域長 85 cm, 寬 57 cm。白色部分為質點聚集處, 即條痕。風速愈快, 條痕之間距愈小。

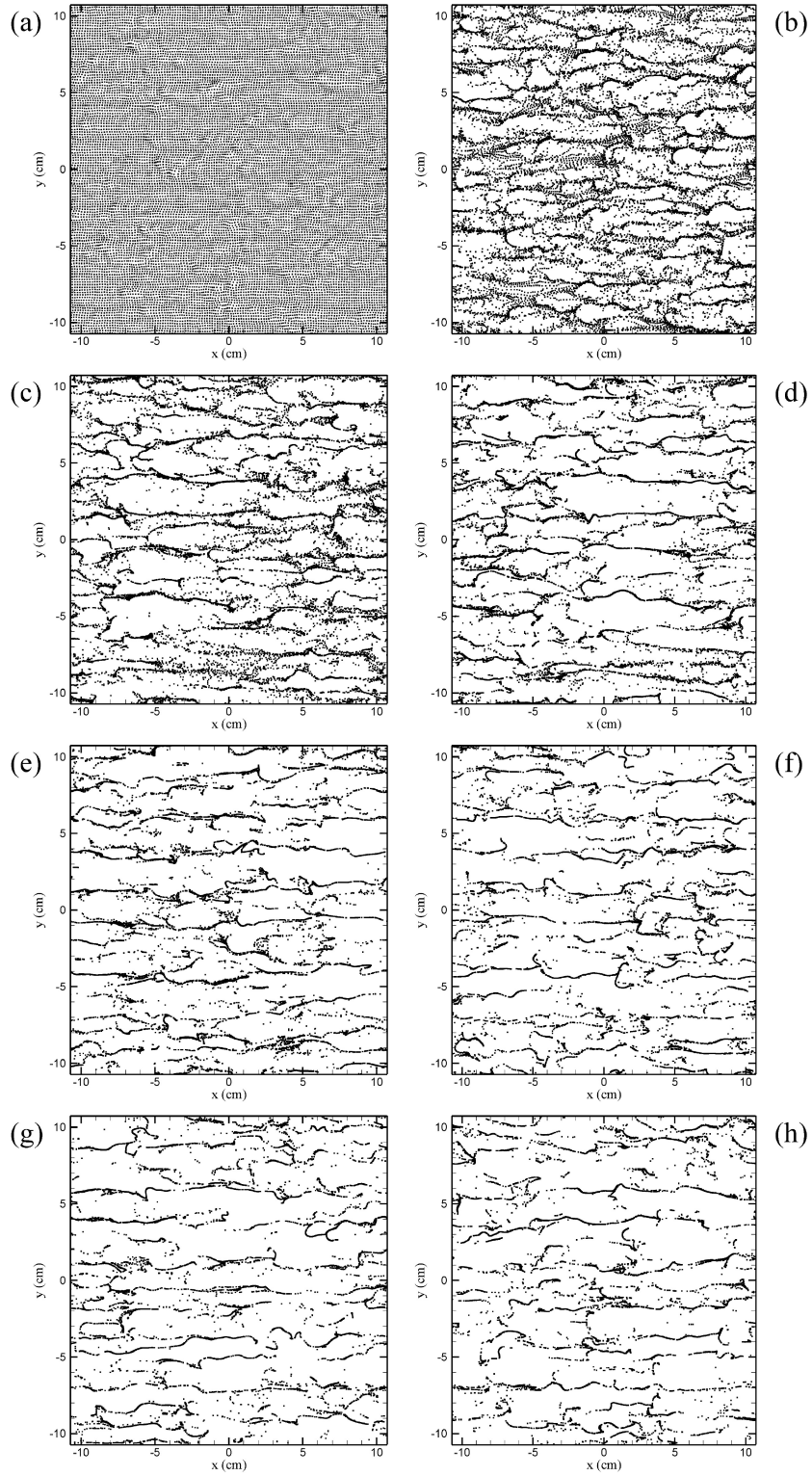


圖 3.2: 於數值模擬之水面放置的 LPs 分佈圖, 黑色的點代表 LPs。此為風速 5 m s^{-1} 的數值模擬, 長與寬皆為 21.4 cm 。時間分別為 (a) 9 s ; (b) 9.5 s ; (c) 10 s ; (d) 10.5 s , (e) 11 s ; (f) 11.5 s ; (g) 12 s ; (h) 12.5 s 。

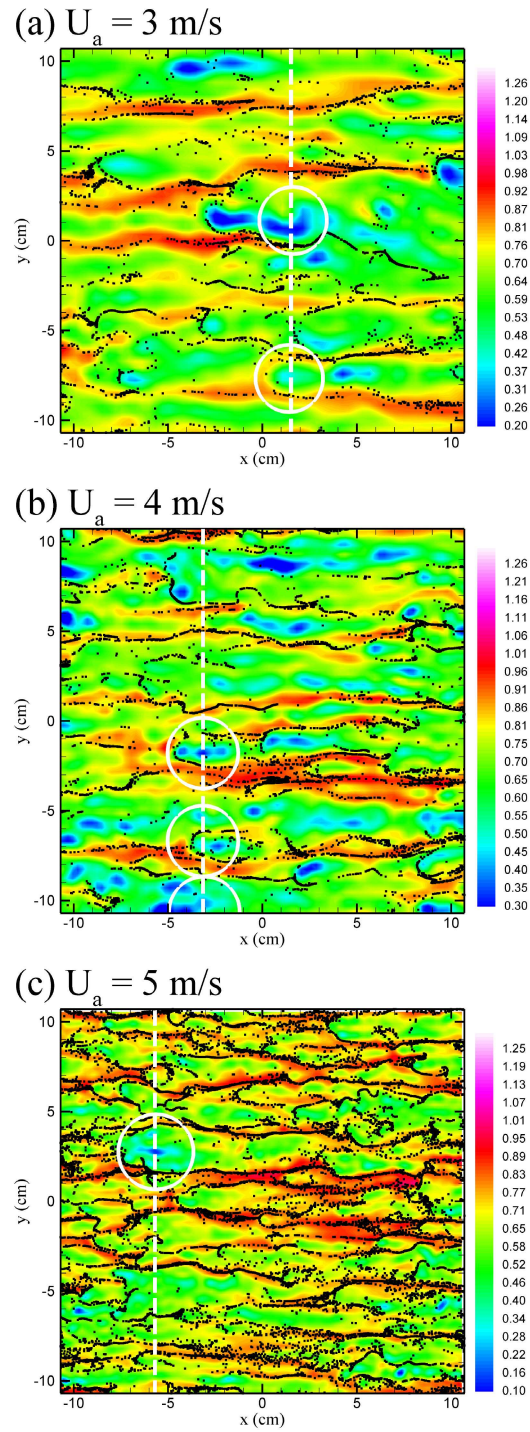


圖 3.3: 水面 LPs 位置圖與流向速度等值線圖之比較。三張圖的風速 (U_a) 與時間分別為 (a) 3 m s^{-1} , 15.8 s; (b) 4 m s^{-1} , 11 s; (c) 5 m s^{-1} , 10 s。圖中特別以白色圓圈標示出條痕分歧的例子, 白色虛線則為以下圖 3.4、圖 3.5 與圖 3.6 縱剖面等值圖之位置。

水流湧升所造成。觀察水流湧升最直覺的方法為垂直向水流速度之空間分佈，如果某處水流垂直向速度較周圍水流之垂直向速度為快，即表示此處水流有明顯之湧升。圖 3.4 為風速 3 m s^{-1} 沿流向速度與垂直向速度之縱剖面等值圖的比較（剖面位於圖 3.3 (a) 白色虛線處）。圖 3.4 (a) 中箭號所標示處為圖 3.3 (a) 白色圓圈處，相對於圖 3.4 (b) 同樣位置的箭號，可得知水流在此位置有較快的垂直向上速度，故此水面之慢速區域其下的水流垂直向上速度較快，即水面慢速區域為湧升水流所造成，也驗證了湧升水流造成條痕分歧。由風速 4 m s^{-1} 等值圖（圖 3.5）與風速 5 m s^{-1} 等值圖（圖 3.6）之觀察也得到同樣的結果。此結論與 Melville 等之說明相同，但是 Melville 等之實驗並無完整的水面下流場資料，故難以繼續深究湧升水流的結構。在下一中，我們將應用數值模擬結果之完整水面下流場資料以更進一步探討湧升水流的結構，並研究流場流速特徵與溫度分佈以及氣體濃度的關聯性。

3.2 三維流場結構

確認湧升水流造成條痕分歧之後，我們更深入探討水面下的湧升水流結構以及湧升水流與溫度分佈以及氣體濃度之關聯性，並進而描繪出整個三維流場之組織性結構。

目前以間接之證據研究更新渦漩的主要方法為藉由水面溫度分佈之情形來辨識更新渦漩的活動（如 Haussecker 等, 2002、Jessup 等, 1997、Zappa 等, 1998），故以下我們將首先研究水面的條痕結構和溫度以及氣體濃度分佈間之關係。之前採用 LPs 分佈代表條痕，但因為 LPs 分佈發展一段時間後會過度集中，反而無法涵蓋到所有存在條痕的區域。而以水面高沿流向速度區域代表條痕是較為客觀的方法，故採用水面沿流向速度等值圖來顯示水面條痕結構。圖 3.7 為風速 3 m s^{-1} 水面沿流向速度等值線圖與溫度以及氣體濃度等值線圖之比較（圖中白色圓圈與白色虛線位置皆

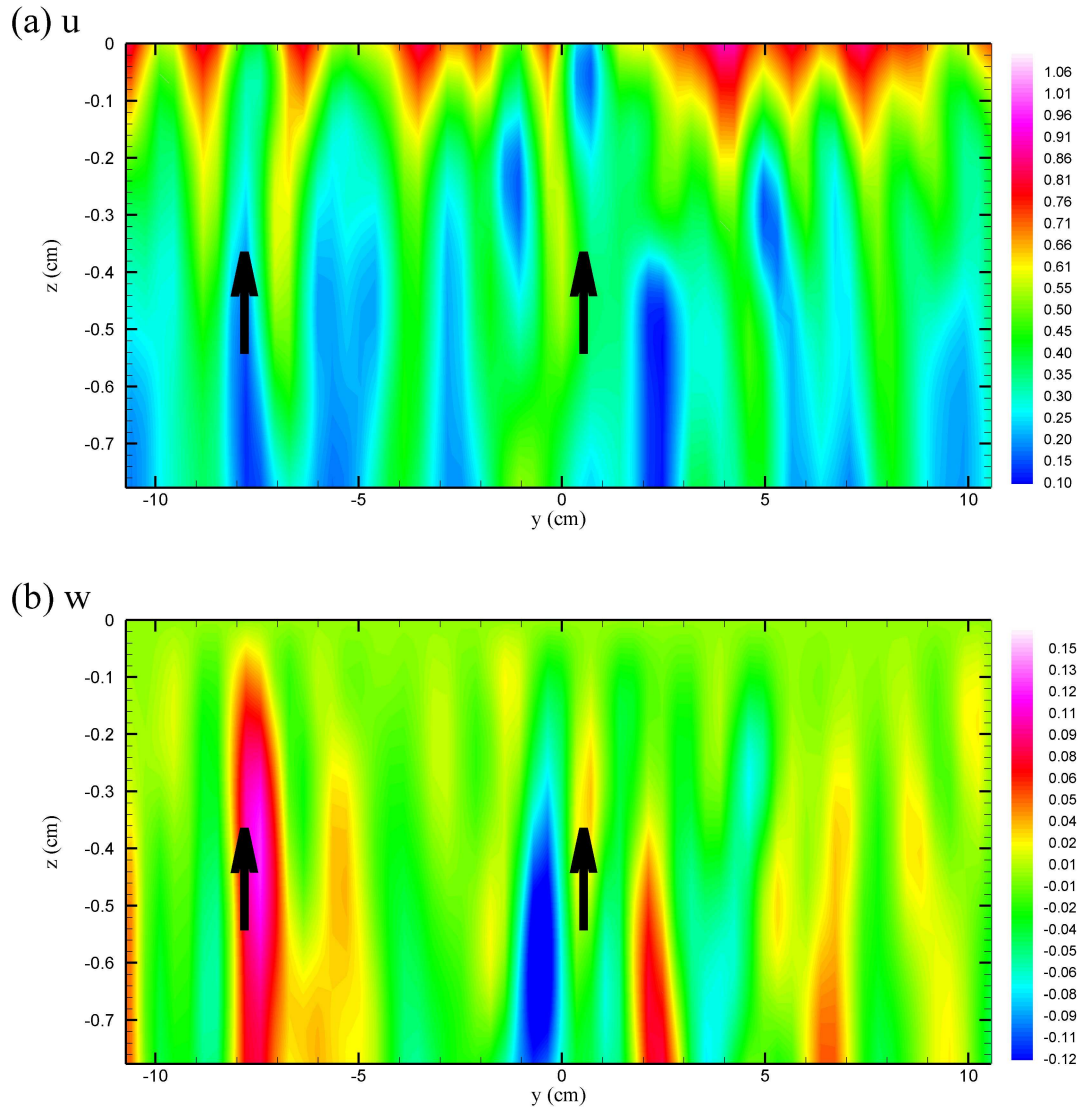


圖 3.4: 風速 3 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和垂直向速度 (w) 等值線圖之比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 15.8 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 1.5 cm 處 (圖 3.3 (a) 白色虛線處)。兩張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 垂直向速度。兩張圖之箭號位置相同 (圖 3.3 (a) 白色圓圈處)。

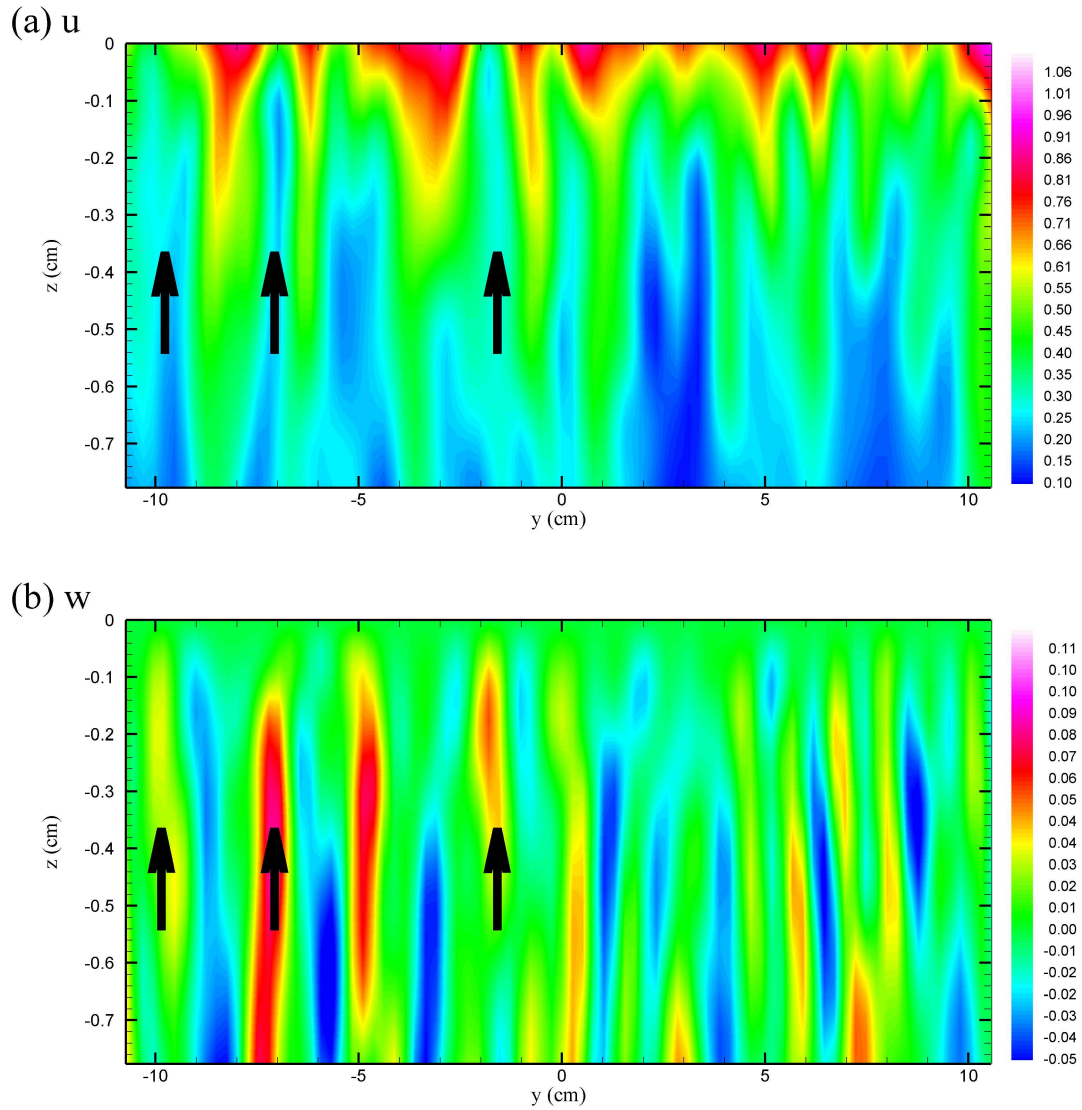


圖 3.5: 風速 4 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和垂直向速度 (w) 等值線圖之比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 11 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -3 cm 處 (圖 3.3 (b) 白色虛線處)。兩張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 垂直向速度。兩張圖之箭號位置相同 (圖 3.3 (b) 白色圓圈處)。

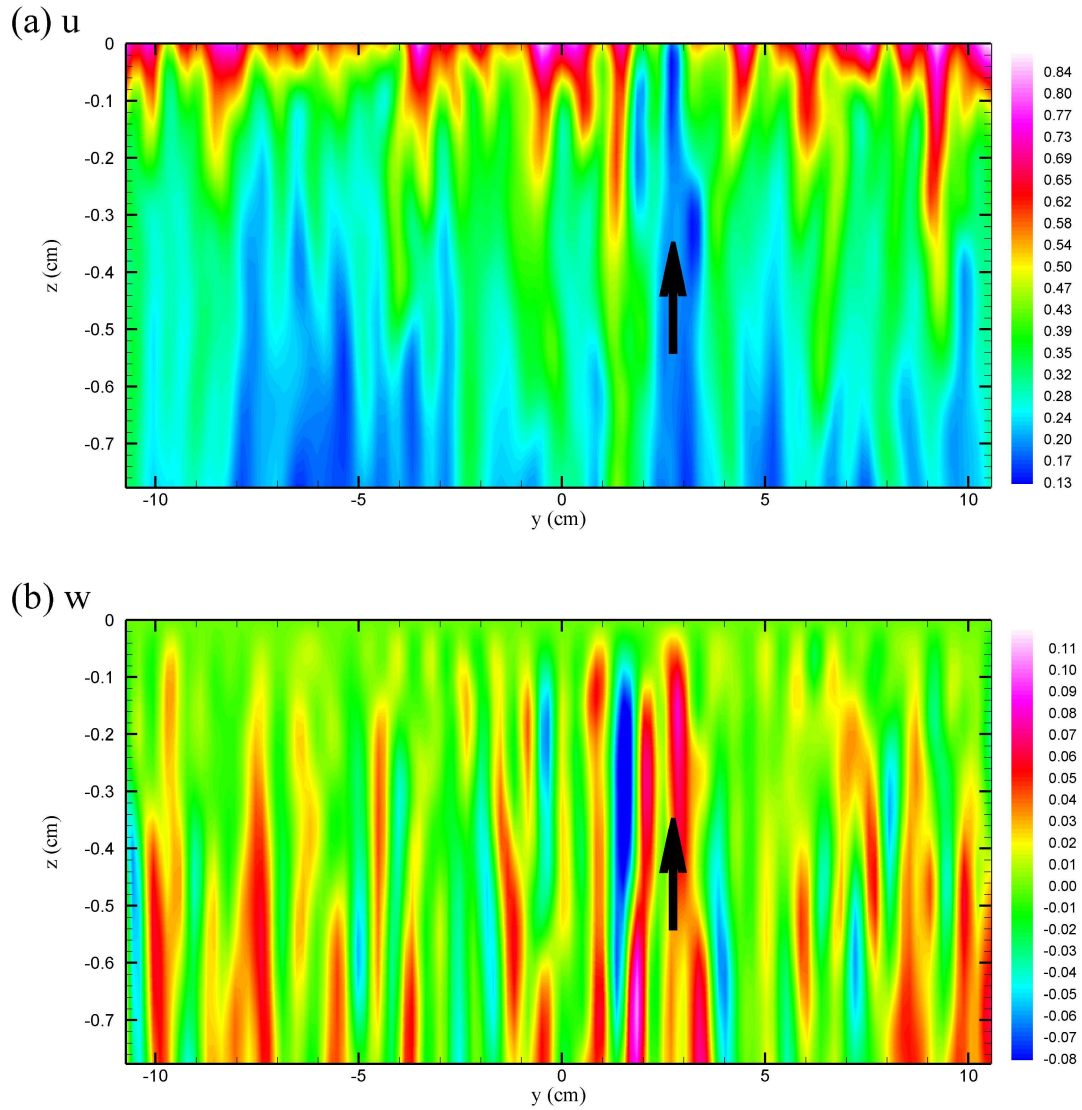


圖 3.6: 風速 5 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和垂直向速度 (w) 等值線圖之比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 10 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -5.8 cm 處 (圖 3.3 (c) 白色虛線處)。兩張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 垂直向速度。兩張圖之箭號位置相同 (圖 3.3 (c) 白色圓圈處)。

和圖 3.3 (a) 的相同)。圖中明顯地顯示低沿流向速度之區域其溫度與氣體濃度都較高，高沿流向速度之區域溫度與氣體濃度則都較低。也就是說流場中條痕之性質為高速且低溫低氣體濃度，而湧升水流引起之慢速區域溫度皆較高，氣體濃度也較高。爲了進一步確認高溫水是否由水面下湧升，我們觀察水面下沿流向速度和溫度以及氣體濃度分佈之情形。圖 3.10 爲沿流向速度與溫度以及氣體濃度之縱剖面等值圖。圖 3.10 (a) 箭號所標示處爲圖 3.7 白色圓圈處，乃水面低沿流向速度區域，而圖 3.10 (b)、(c) 之箭號位置則與 (a) 的箭號位置相同。由三張圖之比較，可得知水面慢速區其下的水溫與氣體濃度皆較高，故可證實湧升之水流爲高溫、高氣體濃度之水流。由風速 4 m s^{-1} 等值圖之比較 (圖 3.8 與圖 3.11) 以及 5 m s^{-1} 等值圖之比較 (圖 3.9 與圖 3.12) 也可以得到相同的結論。

以上之圖片採剖面方式的觀察，只列出一些溫度及流速相契合的例子。爲了更清楚表現整體溫度及流速相契合的關係，我們將整個流場之溫度與流速以等值面 (iso-surface) 的方式來表現。圖 3.13 爲風速 3 m s^{-1} 溫度與速度等值面表示圖之比較。圖 3.13 (a) 爲溫度之等值面表示圖，接近水面藍色部分爲較低溫的水，其溫度約爲 60 % 水下混合水體溫度，水面下橘色部分爲較高溫的水，其溫度約爲 90 % 水下混合水體的溫度。此二溫度等值面之分佈明顯地表現出低溫水在水面呈現與水流同向的條痕結構，而高溫水則在水面下呈現垂直的湧升流結構。圖 3.13 (b) 爲流速之等值面表示圖，水面藍色部分爲沿流向速度較高的水，其值約爲 115 % 水面平均沿流向速度。水面下橘色部分爲上升之水流，垂直向速度略大於零，其值約爲 5 % 水面平均沿流向速度，同時將溫度較低的部分 (約低於 85 % 水下混合水體溫度) 扣除。綜合圖 3.13 (a) 與 (b) 的觀察與比較，可以確認水面上條痕結構其性質爲低溫與高速。而圖 3.13 (b) 水面下湧升水流之分佈與 (a) 中水面下高溫區域之分佈相當類似，表示高溫水會湧升至

水面。由風速 4 m s^{-1} 之等值面表示圖之比較 (圖 3.14) 以及風速 5 m s^{-1} 之等值面表示圖之比較 (圖 3.15) 也可以得到相同的結論。

以上有關速度與溫度在空間上的分佈情形亦反應冷表面效應 (見 1.1 節之介紹)。圖 3.12 之低溫、高速條痕皆存在於水面下數公釐 (約 4 至 6 公釐) 之區域, 亦即位於分子次層中, 使得分子次層之平均溫度低於水面下混合水體的溫度, 且此溫度以高於線性之變化率 (第二章已證明其為指數率) 向水面下增高至對數層區域。

3.3 流場結構與更新過程之關係

由以上兩節之觀察, 我們可以清楚描述湧升水流與水面條痕結構之關係。水面隨著流場演化, 形成高速且低溫之組織性條痕, 同時水面下則有低速且高溫之水流湧升至水面。水流湧升後在水面形成慢速之局部性區塊, 且因水流湧升至水面, 就必定形成發散之流場, 故此水面慢速區塊亦為水面流場發散區域。當高速條痕遇到水流發散區時, 就如同在二維流場之噴流 (jet flow) 遇到一點源 (point source) 而出現噴流分歧的現象 (如圖 3.16)。

因流場需滿足質量守恆, 故湧升流在水面上形成發散區域, 並一定伴隨著其他的幅合 (convergence), 此幅合區域之涵蓋面積遠較發散之局部區域大, 故其相對散度強度遠小於發散流場, 而無法自水面速度流場觀察發現 (參考圖 3.3)。伴隨水面幅合區的水下流場其平均垂直流速應向下且相等於湧升流場之平均值。此湧升噴流以及伴隨的沈降平均流場即為更新過程之主要流場機制。

如第一章所述界面更新模式假設流場中隨著時間和空間之變化, 更新渦漩持續而隨機地自混合紊流區域產生, 引致湧升水流並湧升至水面。此更新渦漩的生成機制可以 Tsai (1998) 有關邊界層剪紊流場中馬蹄型組織性渦漩結構說明。Tsai (1998) 的研

究發現，在受水面風剪力驅動之流場中，平均剪流場所對應之平均跨流向渦漩其旋軸軸線原本呈水平且與水流方向垂直（如圖 3.17 (a) 所示），此跨流向渦漩因三維平均剪流場中之擾動，以及不安定性之機制，發展成馬蹄型（ Ω 形狀）之平均渦漩（見圖 3.17 (b) 與 (c)）。此馬蹄型之渦漩就如同一環型渦漩（ring vortex），向水面方向上升，其上升渦漩所驅動之流場為一局部區域之湧升流。

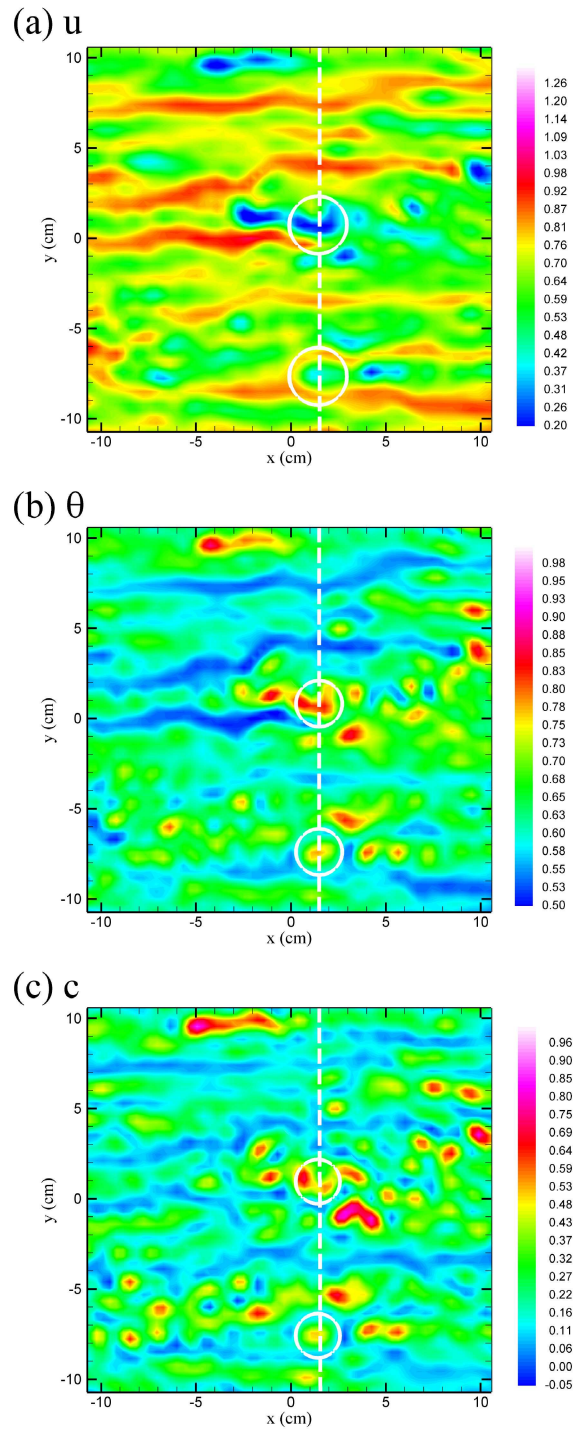


圖 3.7: 風速為 3 m s^{-1} 水面沿流向速度 (u)、溫度 (θ) 與氣體濃度 (c) 等值圖之比較。水流方向為向右方, 時間為 15.8 s 。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度。因為水面的氣體濃度為一定值, 故圖 (c) 為水面下約 0.06 cm 處之氣體濃度分佈。白色圓圈與白色虛線的位置與圖 3.3 (a) 的相同。

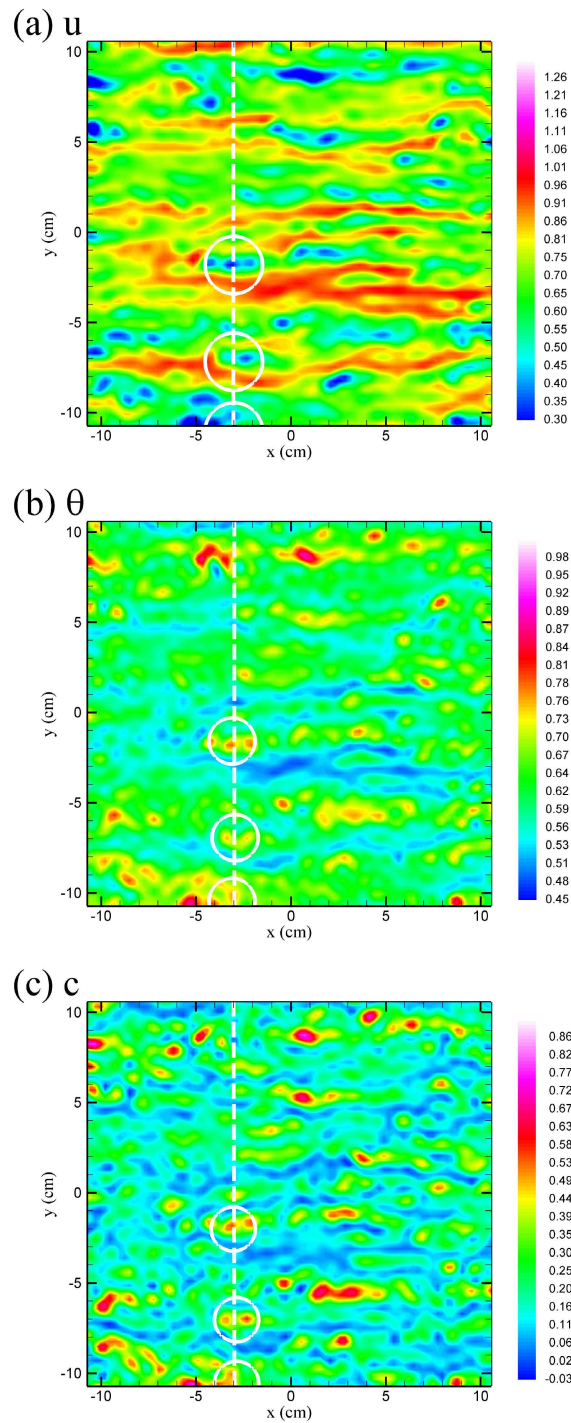


圖 3.8: 風速為 4 m s^{-1} 水面沿流向速度 (u)、溫度 (θ) 與氣體濃度 (c) 等值圖之比較。水流方向為向右方，時間為 11 s 。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度。因為水面的氣體濃度為一定值，故圖 (c) 為水面下約 0.06 cm 處之氣體濃度分佈。白色圓圈與白色虛線的位置與圖 3.3 (b) 的相同。

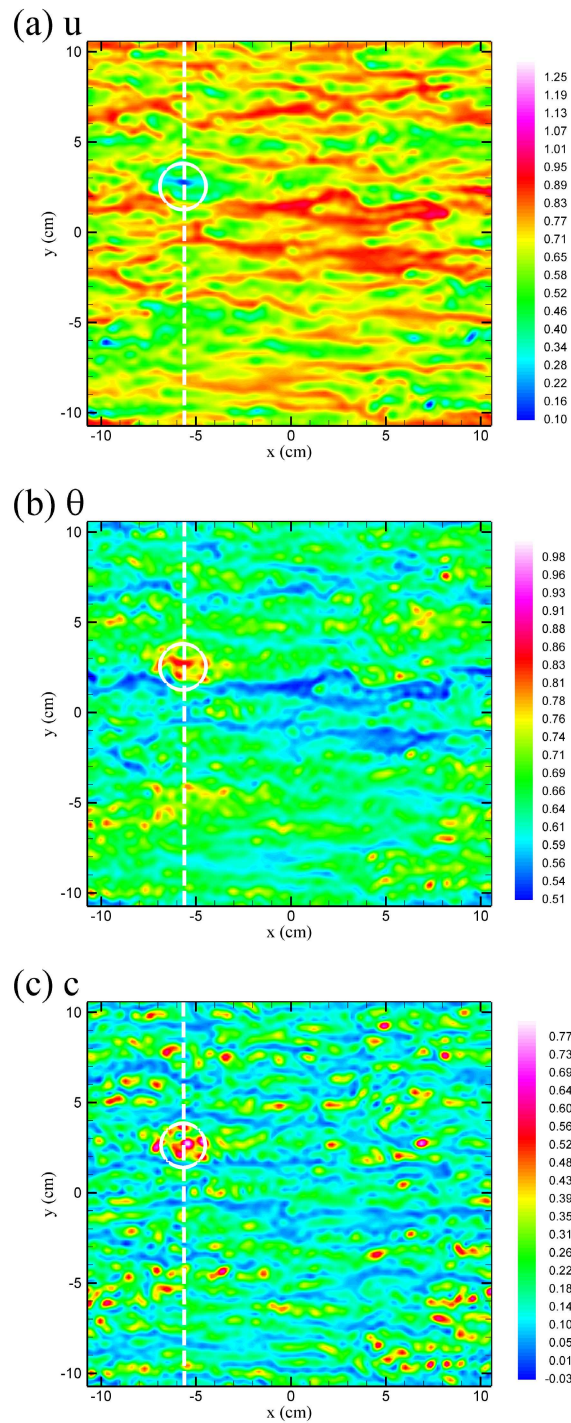


圖 3.9: 風速為 5 m s^{-1} 水面沿流向速度 (u)、溫度 (θ) 與氣體濃度 (c) 等值圖之比較。水流方向為向右方，時間為 10 s 。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度。因為水面的氣體濃度為一定值，故圖 (c) 為水面下約 0.06 cm 處之氣體濃度分佈。白色圓圈與白色虛線的位置與圖 3.3 (c) 的相同。

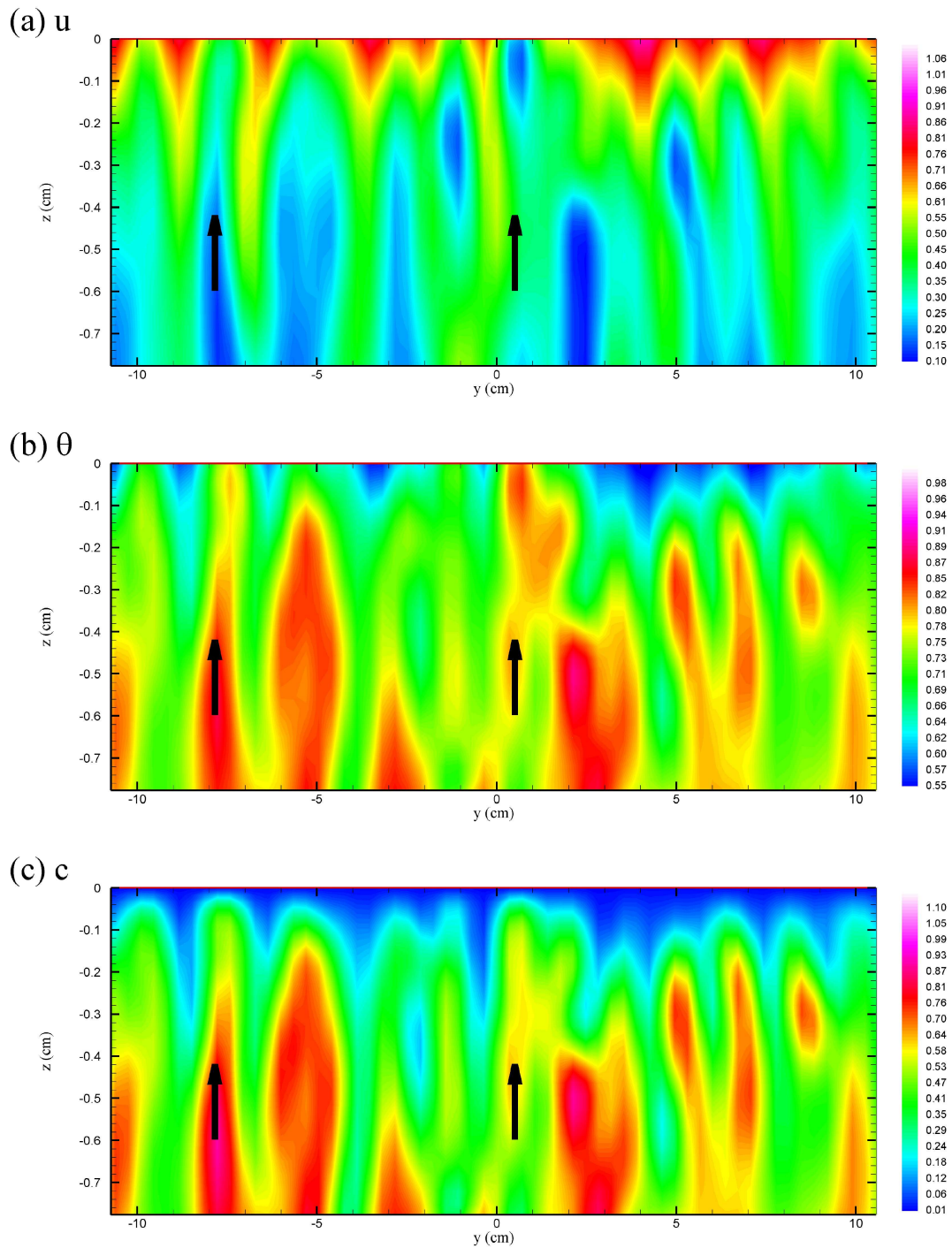


圖 3.10: 風速 3 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和溫度 (θ) 以及氣體濃度 (c) 縱剖面等值圖比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 15.8 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 1.5 cm 處 (圖 3.7 之白色虛線處)。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度, 且箭號位置皆相同 (圖 3.7 之白色圓圈處)。

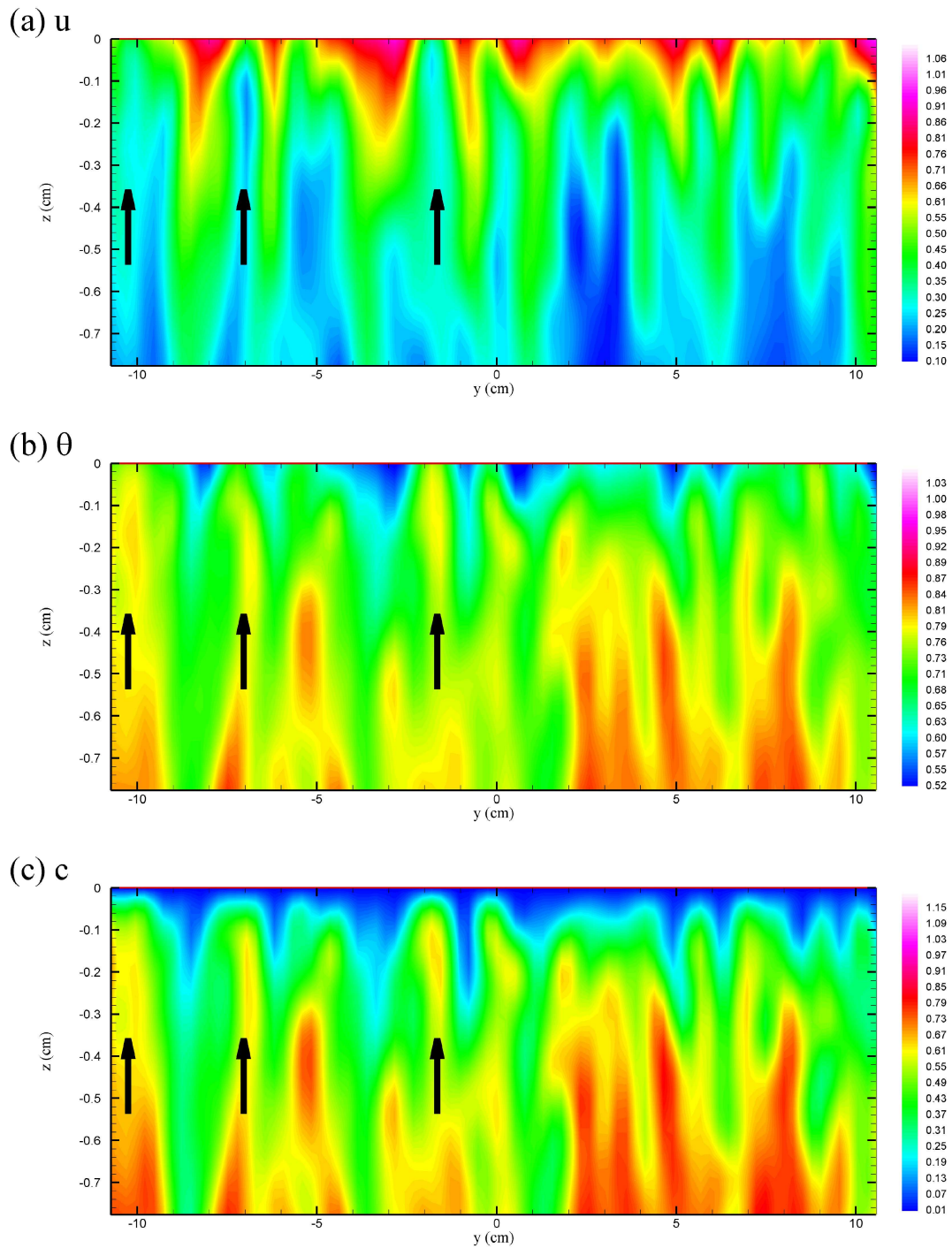


圖 3.11: 風速 4 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和溫度 (θ) 以及氣體濃度 (c) 縱剖面等值圖比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 11 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -3 cm 處 (圖 3.8 之白色虛線處)。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度, 且箭號位置皆相同 (圖 3.8 之白色圓圈處)。

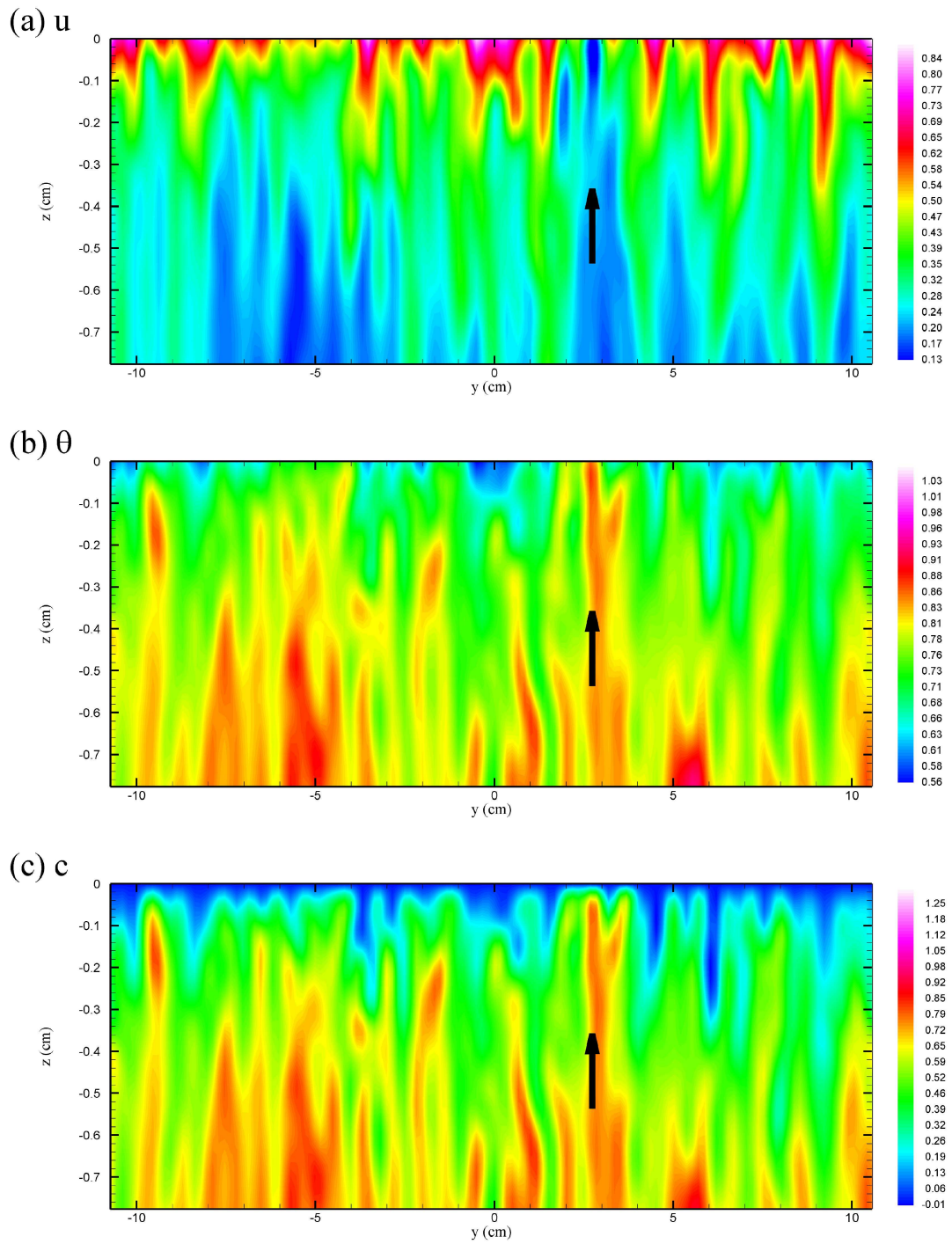


圖 3.12: 風速 5 m s^{-1} 沿流向速度 (u) 和溫度 (θ) 以及氣體濃度 (c) 縱剖面等值圖比較, 水流方向為突出紙面, 時間為 10 s , 擷取的剖面位於沿流向方向 -5.8 cm 處 (圖 3.9 之白色虛線處)。三張圖分別為 (a) 沿流向速度; (b) 溫度; (c) 氣體濃度, 且箭號位置皆相同 (圖 3.9 之白色圓圈處)。

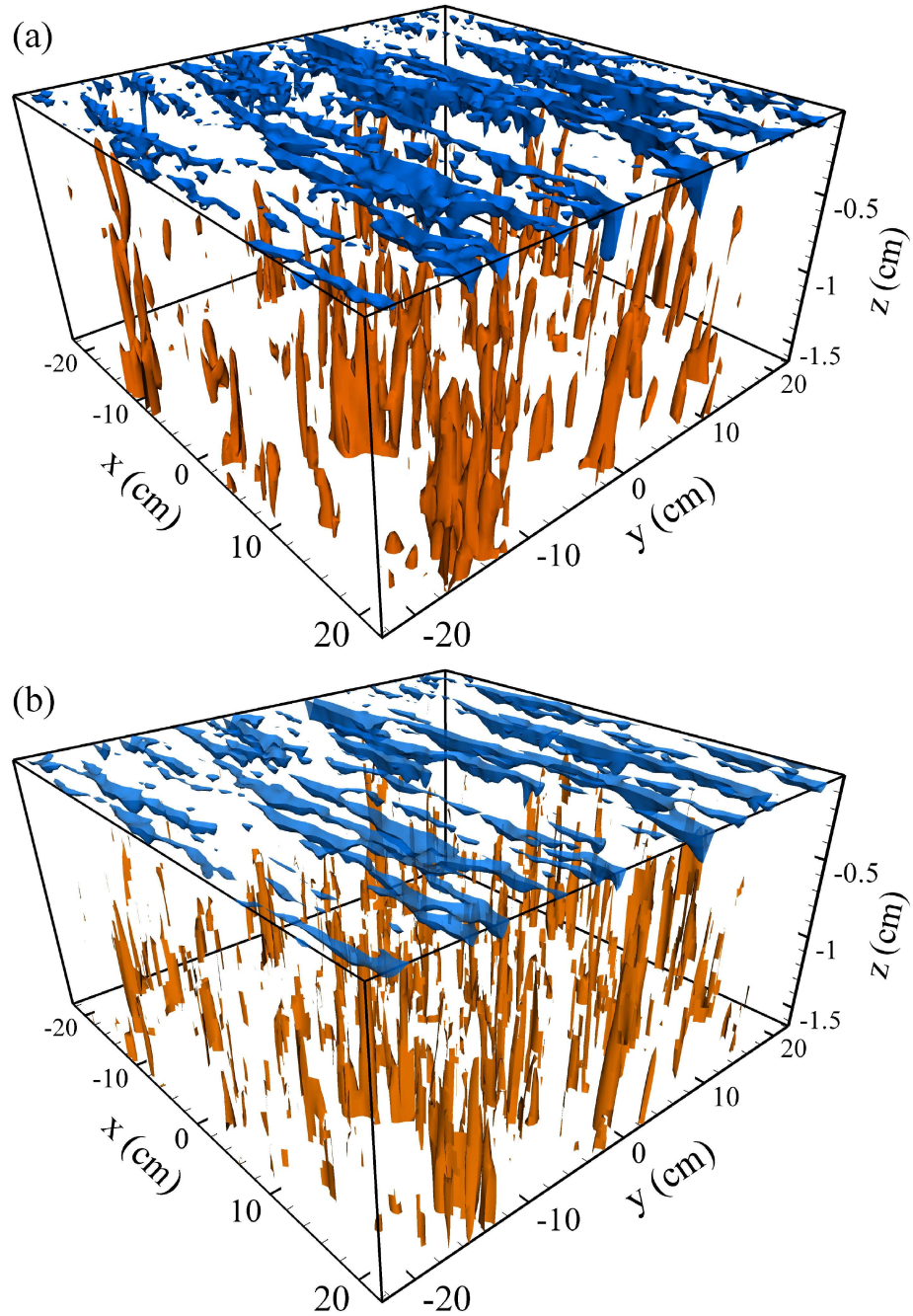


圖 3.13: 風速 3 m s^{-1} 溫度與流速等值面圖之比較, 水流方向為正 x 方向, 時間為 15.8 s 。兩張圖分別為 (a) 溫度等值面圖, 藍色部分的溫度約為 60 % 水下混合水體的溫度, 橘色部分的溫度約為 90 % 水下混合水體的溫度; (b) 流速等值面圖, 藍色部分為高速水流, 其值約為 115 % 水面平均沿流向速度, 橘色部分為上升之水流, 垂直向速度略大於零, 其值約為 5 % 水面平均沿流向速度, 並且扣除溫度低於約 85 % 水下混合水體溫度的部分。

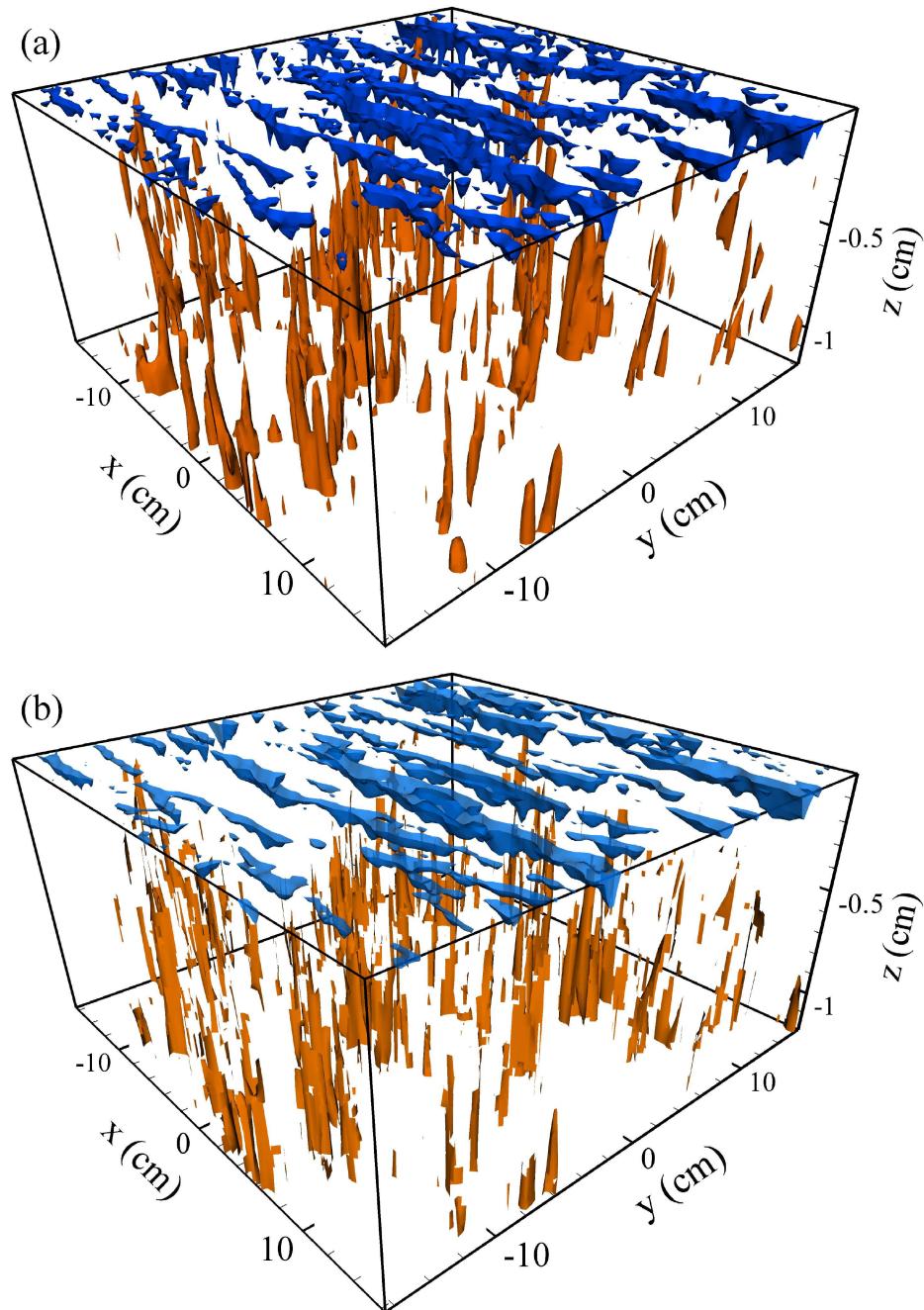


圖 3.14: 風速 4 m s^{-1} 溫度與流速等值面圖之比較, 水流方向為正 x 方向, 時間為 11 s 。兩張圖分別為 (a) 溫度等值面圖, 藍色部分的溫度約為 60 % 水下混合水體的溫度, 橘色部分的溫度約為 90 % 水下混合水體的溫度; (b) 流速等值面圖, 藍色部分為高速水流, 其值約為 115 % 水面平均沿流向速度, 橘色部分為上升之水流, 垂直向速度略大於零, 其值約為 5 % 水面平均沿流向速度, 並且扣除溫度低於約 85 % 水下混合水體溫度的部分。

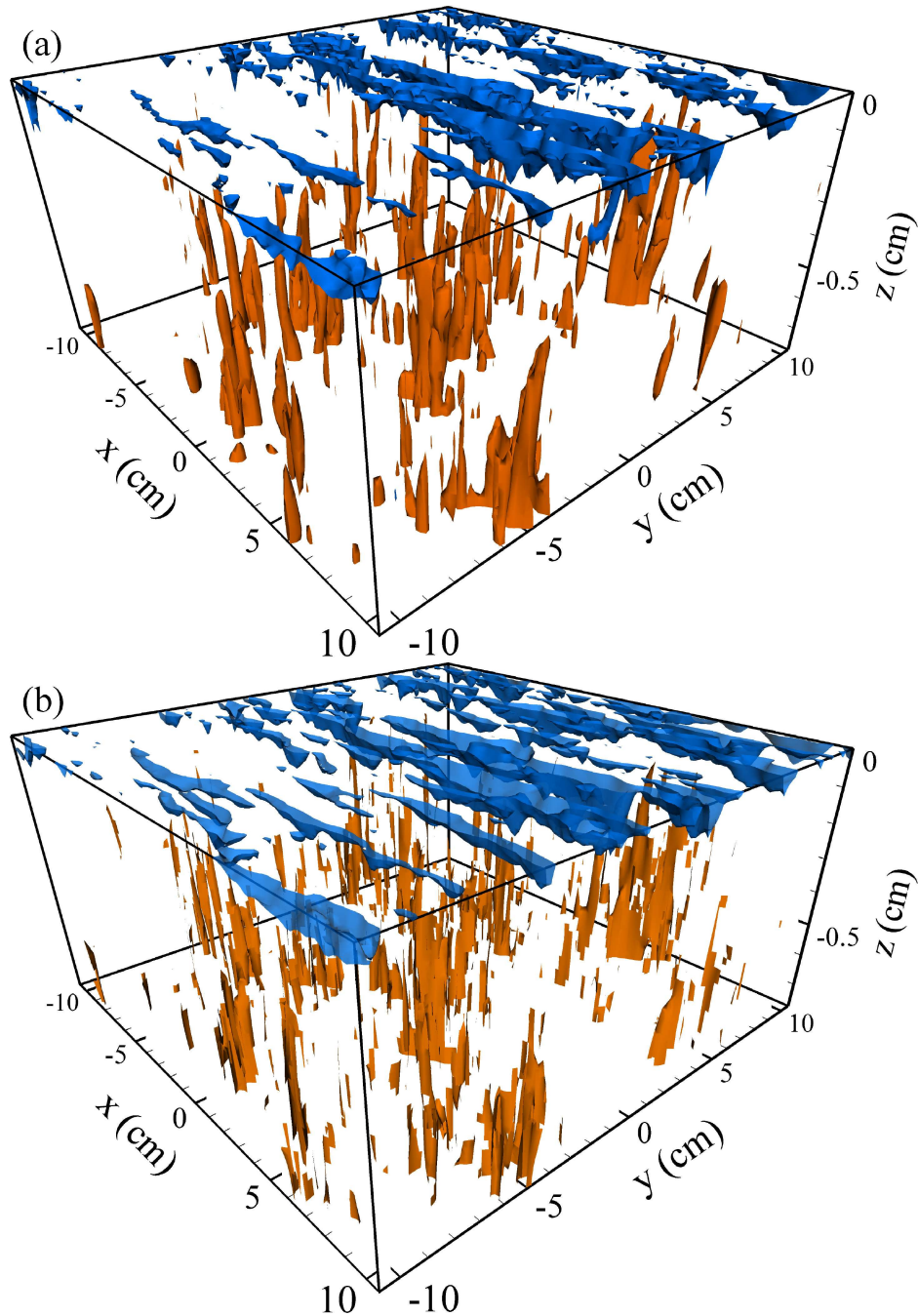


圖 3.15: 風速 5 m s^{-1} 溫度與流速等值面圖之比較, 水流方向為正 x 方向, 時間為 10 s 。兩張圖分別為 (a) 溫度等值面圖, 藍色部分的溫度約為 60 % 水下混合水體的溫度, 橘色部分的溫度約為 90 % 水下混合水體的溫度; (b) 流速等值面圖, 藍色部分為高速水流, 其值約為 115 % 水面平均沿流向速度, 橘色部分為上升之水流, 垂直向速度略大於零, 其值約為 5 % 水面平均沿流向速度, 並且扣除溫度低於約 85 % 水下混合水體溫度的部分。

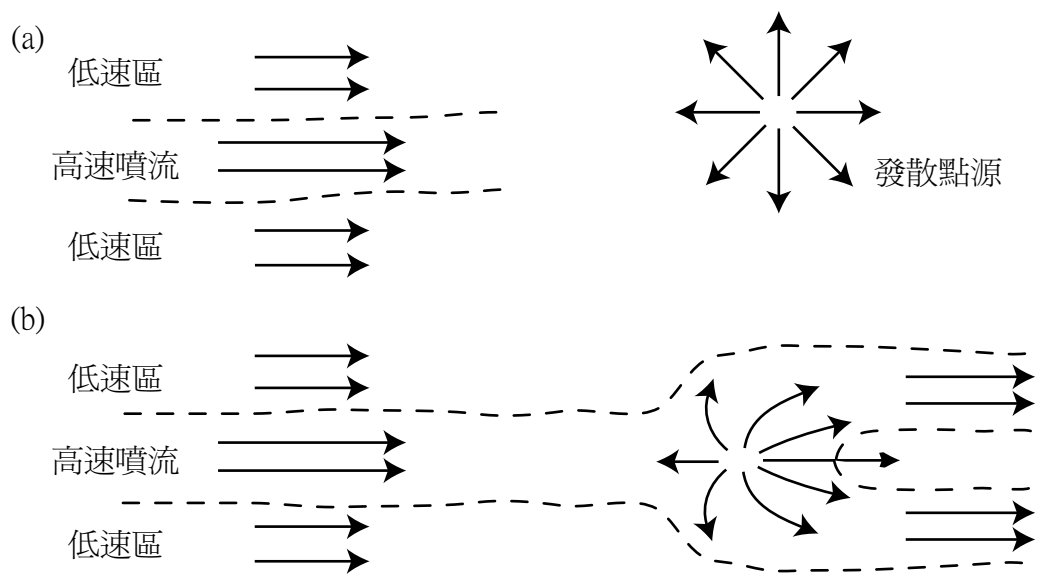


圖 3.16: 二維流場高速噴流遭遇一發散點源形成噴流分歧之示意圖, (a) 遭遇之前; (b) 遭遇之後。

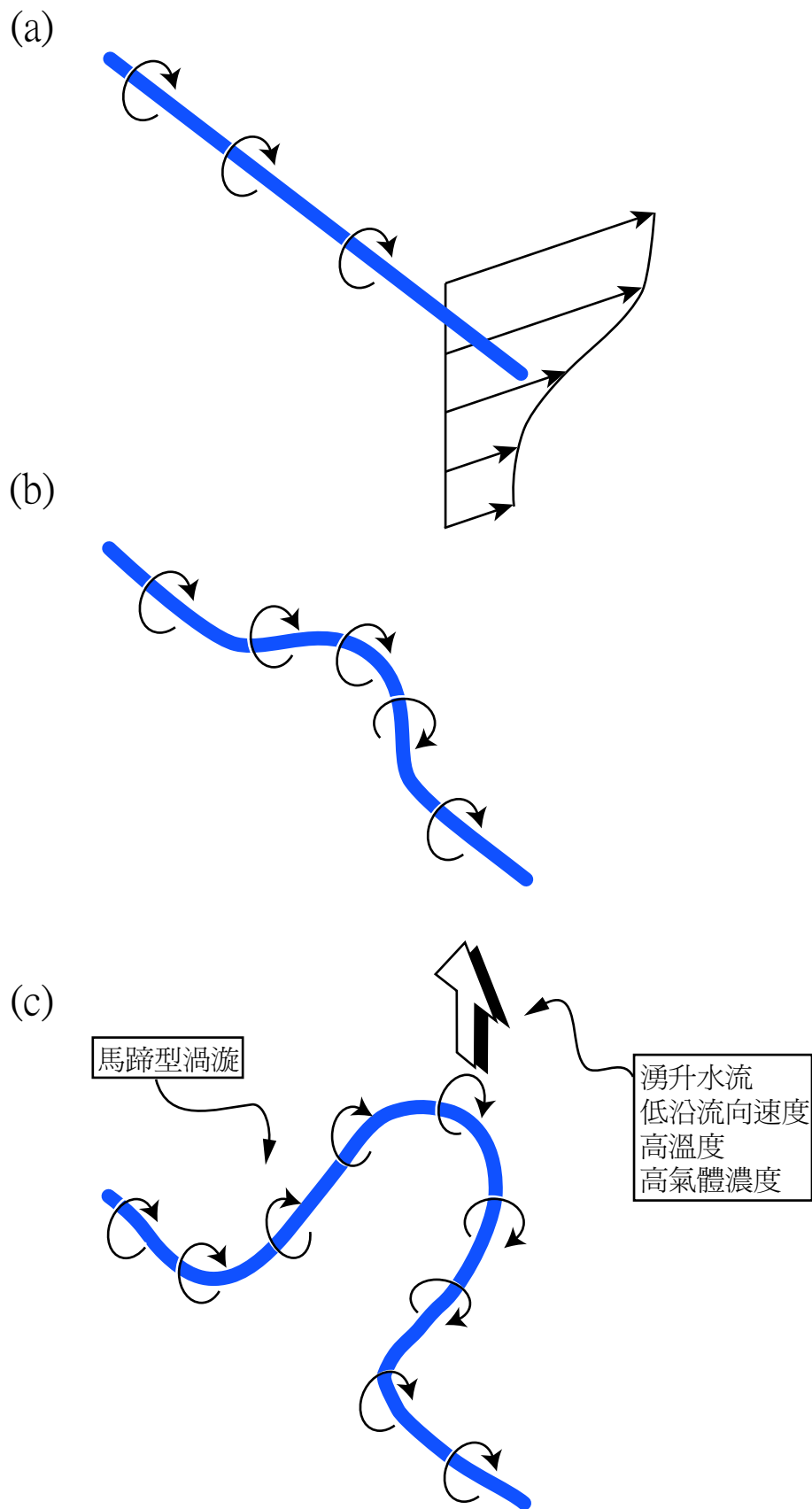


圖 3.17: 馬蹄型渦漩演化與湧升水流相關性示意圖。

結論與討論

本研究分析數值模擬風驅動水面下紊流邊界層流場之資料，以驗證界面更新模式中更新過程之存在。經由分子次層平均流場性質的比較、水面組織性流速與溫度之特徵比對，以及水下三維流場結構之視覺化，我們成功地描述更新過程之流場結構，並進而解釋形成此流場之更新渦漩的產生與演化。然而對於分子次層內高速且低溫之沿流向條痕的生成，本研究僅討論其與冷表面效應之關聯性，並未探討其生成的動力機制。

臨鄰風剪水面之黏滯次層內的「高速」沿流向條痕與臨鄰無滑移牆面邊界黏滯次層的「低速」沿流向條痕在幾何性質上極類似，兩者皆在沿流方向伸展，各條痕間在跨流向之間距亦大致相等。在流場動力上，兩者在邊界之垂直邊界方向的流速皆為零，無滑移邊界之切向速度亦為零，然而水面邊界則仍存在切向速度。有關無滑移邊界黏性次層內低速條痕之生成機制至今仍無定論。而水面下黏滯次層中高速條痕之產生與維持機制為何，以及是否與無滑移邊界流場相同，仍需進一步探討。

參考文獻

- [1] Abramowitz, M., and I. A. Stegun, Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, Dover Publications, New York, 1972.
- [2] Brutsaert, W., A theory for local evaporation (or heat transfer) from rough and smooth surfaces at ground level, *Water Resour. Res.*, **11**, 543–550, 1975.
- [3] Clayson, C. A., C. W. Fairall, and J. A. Curry, Evaluation of turbulent fluxes at the ocean surface using surface renewal theory, *J. Geophys. Res.*, **101**, 28503–28513, 1996.
- [4] Churchill, J. H., and G. T. Csanady, Near-surface measurements of quasi-Lagrangian velocities in open water, *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1669–1680, 1983.
- [5] Csanady, G. T., The free surface turbulent shear layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 402–411, 1984.

- [6] Danckwerts, P. V., Significance of liquid-film coefficients in gas adsorption, *Ind. Eng. Chem.*, **43(6)**, 1460–1467, 1951.
- [7] Fairall, C. W., E. F. Bradley, D. P. Rogers, J. B. Edson, and G. S. Young, Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean Global Atmosphere Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment, *J. Geophys. Res.*, **101**, 3747–3764, 1996.
- [8] Gradshteyn, I. S., and I. M. Ryzhik, Table of Integrals, Series, and Products, Academic Press, 1994.
- [9] Haussecker, H. W., U. Schimpf, C. S. Garbe, and B. Jähne, Physics from IR image sequences: quantitative analysis of transport modes and parameters of air-sea gas transfer, in *Gas Transfer at Water Surfaces*, edited by M. A. Donelan, W. M. Drennan, E. S. Saltzman, and R. Wanninkhof, pp. 103–108, AGU Monograph, 2002.
- [10] Jessup, A. T., C. J. Zappa, M. R. Loewen, and V. Hesany, Infrared remote sensing of breaking waves, *Nature*, **385**, 52–55, 1997.
- [11] Katsaros, K. B., The aqueous thermal boundary layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, **18**, 107–127, 1980.
- [12] Khundzhua, G. G., and Ye. G. Andreyev, An experimental study of heat exchange between the ocean and the atmosphere in small-scale interaction, *Izv. Atmos. Oceanic Phys.*, **10**, 1110–1113, 1974.

- [13] Liu, W. T., and J. A. Businger, Temperature profile in the molecular sublayer near the interface of a fluid in turbulent motion, *Geophys. Res. Lett.*, **2**, 403–404, 1975.
- [14] Liu, W. T., The Molecular Effects on Air-Sea Exchanges, University of Washington, Ph. D. thesis, 1978.
- [15] Liu, W. T., K. B. Katsaros, and J. A. Businger, Bulk parameterization of air-sea exchanges of heat and water vapor including the molecular constraints at the interface, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1722–1735, 1979.
- [16] Mammem, T. C., and N. von Bosse, STEP – A temperature profile for measuring the oceanic thermal boundary layer at ocean-air interface, *J. Atmos. Ocean Tech.*, **7**, 312–322, 1990.
- [17] McLeish, W., and G. E. Putland, Measurements of wind-driven flow profiles in the top millimeter of water, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, 516–518, 1975.
- [18] Melville, K., R. Shear, and F. Veron, Laboratory measurements of the generation and evolution of Langmuir circulations, *J. Fluid Mech.*, **364**, 31–58, 1998.
- [19] Tsai, W. T., A numerical study of the evolution and structure of a turbulent shear layer under a free surface, *J. Fluid Mech.*, **354**, 239–276, 1998.

- [20] Tsai, W. T., On the formation of streaks on wind-driven water surfaces, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 3959–3962, 2001.
- [21] Wu, J., Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, **68**, 49–70, 1975.
- [22] Wu, J., Viscous sublayer below a wind-disturbed water surface, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, 138–144, 1984.
- [23] Zappa, C. J., A. T. Jessup, and H. Yeh, Skin layer recovery of free-surface wakes: Relationship to surface renewal and dependence on heat flux and background turbulence, *J. Geophys. Res.*, **103**, 21711–21722, 1998.