

國立中央大學

水文與海洋科學研究所

碩士論文

應用流場可視化與經驗模態分解
探討數值模擬風浪紊流場

研究生：呂冠鴻

指導教授：蔡武廷 博士

中華民國 一〇一 年 六 月

應用流場可視化與經驗模態分解探討數值模擬風浪紊流場

研究生：呂冠鴻

指導教授：蔡武廷 博士

摘要

本研究以可視化之技術來呈現數值模擬資料，探討風剪驅動之自由液面紊流邊界層的水面流場特性，並試圖以影像處理之技術分離不同物理機制所造成的影響。首先開發一搭配 OpenGL 的三維流場資料可視化即時互動軟體進行水面與其下的流場呈現，以了解流場於時空下的演化。其中發現如溫度、沿流向速度、氣體通量（gas flux）皆出現了沿流向之條痕結構，其是由於水面下方的紊流場，即 Langmuir circulations 所導致形成之結構。而在觀察水面結構的時候，亦發現由於流場受到不同物理機制，包括了重力波、表面張力波、Langmuir circulations 的影響，而使得水面形成了多種不同尺度的結構。欲探討個別機制對水面流場之影響，故利用了影像處理之技術進一步對水面流場之結構作不同尺度之分解，此技術包含了 Huang 等（1998）所發展的經驗模態分解法（empirical mode decomposition）與條件相位平均法（conditional phase average method）之概念，藉此量化不同物理機制所造成的影響。其結果發現：於沿流向速度場的條痕結構與氣體通量場之條痕結構極為相似，或許可以作為於現場實驗難以量測的氣體通量之量化的依據或參考；另外，於氣體通量場的分解結果亦發現因下方紊流而造成的氣體通量佔總氣體通量不少的分量，顯示風浪交互作用所產生的水面下之紊流在海氣交換的過程中扮演了一個重要的角色。

Using Flow Visualization and Empirical Mode Decomposition to Study Numerical Wind-Wave Turbulent Flow

Student: Guan-Hung Lu

Advisor: Professor Wu-Ting Tsai

ABSTRACT

An interactive visualization tool and an image procession technique are developed to explore the coherent structures within a turbulent boundary layer bounded by a wind-driven gravity-capillary wave. The flow field is adopted from direct numerical simulation conducted by Tsai and Hung (2007). The interactive visualization tool is developed using OpenGL, and is capable of visualizing time-evolving, three-dimensional flow field. The image procession method is a combination of conditional phase averaging and the method of empirical mode decomposition developed by Huang et al. (1998). With the help of the visualization tool, coherent structures with various length scales and induced by different physical processes are identified, including the gravity wave, the capillary wavelets and the Langmuir circulations. The streamwise vortices of Langmuir circulations are found to induce elongated streaks on the surface distributions of temperature, gas flux and streamwise velocity. The developed image procession technique is then applied to decompose the surface signatures formed by the various underlying flow processes, and to quantify their contributions. The decomposed streaky signatures in the surface distribution of streamwise velocity are found to highly correlate with those in gas flux distribution. This suggests a basis to quantify the gas flux, which is difficult to be measured directly, using other measurable quantities. In addition, the decomposed streaky signatures are found to dominate the distribution of gas flux, indicating Langmuir circulations play a significant role in air-water interfacial transport.

目錄

第一章 前言	1
1-1 研究背景	1
1-2 數值模擬數據之產生.....	3
1-3 論文架構	7
第二章 利用可視化技術呈現三維流場資料	8
2-1 三維流場資料可視化軟體：WaveVis.....	8
2-1-1 WaveVis程式架構	11
2-1-2 利用OpenGL的內建函式進行繪圖場景設置	11
2-1-3 呈現x, y, z軸切面	13
2-1-4 圖形化使用者介面：control panel	13
2-2 利用WaveVis實際呈現三維流場資料.....	16
第三章 利用經驗模態分解法分析水面流場資料	24
3-1 利用EMD對資料作擾動的分離.....	24
3-2 處理邊界不連續的問題.....	30
3-3 改善因擾動過小而無法被分離的問題.....	32
3-3-1 利用資料的斜率來分離擾動	32
3-3-2 利用EEMD法來分離擾動	35
3-3-3 利用資料的曲率來分離擾動	44
3-4 利用EMD實際分解水面流場.....	58
第四章 結論	70

圖目錄

圖 1.1、物理區間與計算區間的網格示意圖，左圖為包含自由液面運動的不規則之物理區間；右圖則為規則的計算區間，其將原本含有自由液面的高度對應至 0~1，0 為底床，1 為水面。而垂直方向為非等間距網格是為了更利於解析自由液面附近的紊流邊界層，故愈接近水面，其垂直方向的網格解析度愈高。	5
圖 1.2、水面的各方向速度之均方根時變圖。圖a、b、c分別為沿流向速度、跨流向速度、垂直方向速度的均方根時變圖。由三張圖可發現約於 $t = 10T_0$ 後，水面流場之速度才趨於穩定。	6
圖 2.1、利用最初的WaveVis來呈現自由液面物理量的結果，所使用的資料為 2007 WiSCCy-Experiments所觀測得到的自由液面上隨著不同時間改變的溫度分布，圖中由紅到藍的顏色代表著溫度的高低，而水面上有數個圓型的小坑是由雨滴所造成，箭頭則表示當時的風向。	10
圖 2.2、光源設置與否的差別。圖a為無設置光源，圖b則設置了漫射光的光源，從圖中可看出圖b的水面上之微小起伏較圖a容易辨識。	12
圖 2.3、切取z軸切面之二維示意圖，實線代表模式所輸出的計算區間網格點資料轉換至物理區間的結果，而虛線則代表欲切取的水平切面。由於僅有實線部份有作資料的輸出，故無法直接從模式所輸出的資料中抓取水平切面位置上的資料，必須透過內插方法來決定虛線上每點的物理量之值。	14
圖 2.4、Control panel，其利用了圖形化的選項來達到操作WaveVis之目的。Moving mode內可擇一選取畫面控制方式：轉動或是平移；Cutting plane內則為選取欲呈現何軸的切面及其位置；Auto contour values與Change max/min of contour則可擇一來作自動或手動更改color map所對應的最大及最小之物理量值；下方兩個選項分別為改變三個軸所呈現的比例以及更改fps（frames per second）之值；而Pause按鈕則可暫停動畫呈現，並可利用下方的滑動軸來拖曳時間軸。	15
圖 2.5、自由液面之溫度場（圖a、c、e、g、i）與同一時間的沿流向速度場（圖b、d、f、h、j）隨著時間的推演。由上至下分別為 $t = 19T_0$ 至 $t = 20T_0$ ，時間間隔為 $0.25T_0$ 。	19
圖 2.6、 $t = 20T_0$ 之溫度場與速度場。圖a為自由液面的溫度場呈現；圖b為跨流向之速度場呈現；圖c則為沿流向之速度場。風向為 +x方向。	20
圖 2.7、 $t = 20T_0$ 於水面上的高溫結構其水下之x軸切面的流場呈現。圖a為溫度場；圖b為跨流向之速度場；圖c為沿流向之速度場。	21
圖 2.8、 $t = 20T_0$ 的x軸切面之流場呈現。圖a為跨流向之速度場，圖中橫向的箭頭代表流向，向右代表+y方向，即紅色，向左代表-y方向，即藍色；圖b為溫度場。	22
圖 2.9、 $t = 20T_0$ 的氣體通量。向水面外為正，進入水面則為負。可看到其與溫度、	

沿流向速度一樣有條痕結構的生成。.....	23
圖 3.1、利用EMD對 η 作分解。圖a中的黑線是作為分析資料的 η ，藍線為利用EMD所得到的模態 1，即為表面張力波，紅線為除模態 1 外的其他模態之總和，即重力波。圖b則為包絡線之平均值的尋找方式。黑線為圖a所使用之 η ；藍色與紅色方框分別代表 η 上的區域極大值與極小值；藍色與紅色虛線則為區域極大與極小值所建立的cubic spline曲線，即包絡線；綠線則為兩條包絡線之平均。.....	27
圖 3.2、利用EMD對 η 作完整地分解。第一張圖為所分析之輸入資料；第二張至第七張則分別是模態 1 至模態 6；最後一張圖則為殘餘值。.....	28
圖 3.3、圖a、b、c皆為實際利用EMD作 η 之分解時所出現的不理想結果。圖a為分解時所產生的IMF於左右兩點不連續的情況；圖b則是因為表面張力波不明顯所導致的模態混合問題；圖c亦是由於表面張力波的不明顯，導致無法由 η 中找到除波峰波谷外的區域極值，而使得EMD無法分離出表面張力波。.....	29
圖 3.4、圖a、b為利用資料複製之方法將例一之 η 之訊號作EMD之分離，藉此改善邊界不連續之問題。圖a在經過資料複製四次之後，共有五個週期的資料以EMD進行處理，之後則取中間週期的資料，及綠色方框作為結果；圖b則放大綠色方框內的結果。可看到所分離出的代表重力波與表面張力波的訊號於兩端邊界較先前連續。.....	31
圖 3.5、將例二的 η 取其斜率再作EMD分離所得到的結果。圖a為 η 與其斜率 η_x ，可看到即便於 η 上不易觀察到的起伏，以其導數來呈現時則可看到明顯的起伏。圖b則為 η_x 經EMD後所得之結果。.....	33
圖 3.6、將圖 3.4 (b) 中代表重力波與表面張力波的訊號積分後的結果。圖a中的藍線則為利用此法所得到的表面張力波之結果，紅線則為重力波，理想的結果為代表重力波訊號的波形應要與 η 貼合，僅不包含表面張力波，但可由圖中看出此法所得到的結果，兩者間有些偏差。圖b則為圖a之藍線放大後的結果，發現其與預期得到的表面張力波有些落差，故此方法並不適合作分離擾動之用。.....	34
圖 3.7、利用EEMD作 η 的分解，所使用的 N_{std} 值為Wu & Huang (2009) 所建議的分析資料之標準差的 0.2 倍。圖a所選用的資料為例二之 η 訊號， N_{std} 為 0.0261；圖b為例三之 η 訊號， N_{std} 為 0.02588。 N_e 則均為 100。.....	38
圖 3.8、將例二、三之 η 以EEMD進行分解的結果， N_{std} 選用資料標準差的 0.2 倍。圖a、b分別為例二、三之分解。依序為 η 、模態 1、模態 2、模態 3、模態 4 及殘餘值。.....	39
圖 3.9、將例二、三之 η 以EEMD進行分解的結果， N_{std} 選用 0.005，約為資料標準差之 0.04 倍。圖a、b分別為例二、三之分解。.....	40
圖 3.10、計算不同的 N_{std} 所分離的模態 1 與其他模態的IO值均方根時變圖。圖a、b、c分別為利用 N_{std} 為 0.2 倍、0.077 倍、0.038 倍的資料標準差所得到的結果。	

IO ₁₂ 至 IO _{1-res} 則依序代表模態 1 與模態 2 之 IO 值至模態 1 與殘餘值之 IO 值。	
圖中的虛線則代表 Molla 等 (2006) 所建議：0.1 的 IO 門檻值。.....	41
圖 3.11、以 EEMD 進行二維水面不同物理量之分離，而 N_{std} 均為資料標準差之 0.2 倍，再行計算模態 1 與其他模態的 IO 值均方根時變圖。圖 a 至圖 e 分別為：沿流向速度、跨流向速度、垂直速度、溫度、氣體通量於分離各模態之後的 IO 值均方根時變圖。IO ₁₂ 至 IO _{1-res} 則依序代表模態 1 與模態 2 之 IO 值至模態 1 與殘餘值之 IO 值。圖中的虛線則代表 Molla 等 (2006) 所建議：0.1 的 IO 門檻值。.....	43
圖 3.12、圖 a 為例二之 η 與其曲率，圖 b 則為例三之 η 與其曲率。由圖中可看到於波前的微小擾動之波峰波谷位置恰巧對應於 η 的曲率之區域極值，故可藉由尋找曲率之區域極值的位置來選取 η 之包絡線所會通過的位置。.....	46
圖 3.13、例二之 η 在透過不同的方法所找到的包絡線之比較。圖 a 為最初的建立包絡線之方法，即直接尋找資料上之區域極值之位置來建立包絡線；圖 b 則為利用資料之曲率之區域極值的位置來決定包絡線的方法。.....	47
圖 3.14、例三之 η 在透過不同的方法所找到的包絡線之比較。圖 a 為最初的建立包絡線之方法，即直接尋找資料上之區域極值之位置來建立包絡線；圖 b 則為利用資料之曲率之區域極值的位置來決定包絡線的方法。.....	48
圖 3.15、將例二的 η 以不同的方法分離所得到的結果。圖 a、b、c 為 EEMD， N_e 均為 100， N_{std} 則分別為 0.01、0.0075、0.005；圖 d 則是使用了利用曲率來協助建立包絡線的 EMD 方法。.....	49
圖 3.16、將例三的 η 以不同的方法分離所得到的結果。圖 a、b、c 為 EEMD， N_e 均為 100， N_{std} 則分別為 0.01、0.0075、0.005；圖 d 則是使用了利用曲率來協助建立包絡線的 EMD 方法。.....	50
圖 3.17、利用不同的方法分解沿流向速度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中心之沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.12 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。.....	51
圖 3.18、利用不同的方法分解跨流向速度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.2 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。.....	52
圖 3.19、利用不同的方法分解垂直速度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.1 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。.....	53
圖 3.20、利用不同的方法分解溫度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.2 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之	

曲率來協助建立包絡線之EMD方法。	54
圖 3.21、利用不同的方法分解氣體通量之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。圖a則為利用最初的EMD所得到的結果；圖b則為利用EEMD所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.03 倍， N_e 則為 100；圖c則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之EMD方法。	55
圖 3.22、以搭配曲率之EMD進行二維水面不同物理量之分離，再行計算模態 1 與其他模態的IO值均方根時變圖。圖a至圖f分別為：自由液面高度、沿流向速度、跨流向速度、垂直速度、溫度、氣體通量於分離各模態之後的IO值均方根時變圖。IO ₁₂ 至IO _{1-res} 則依序代表模態 1 與模態 2 之IO值至模態 1 與殘餘值之IO值。圖中的虛線則代表Molla等（2006）所建議：0.1 的IO門檻值。	57
圖 3.23、 $t = 20T_0$ 之二維自由液面高度分解。圖a為水面之自由液面高度；圖b則為經EMD所分離出的二維高頻擾動；圖c則為去除掉高頻擾動後的結果；圖d為圖c的相位平均，即為重力波；圖e則為將圖c內的每一沿流向切面扣除圖d之訊號所得到的結果，即Langmuir circulations所造成之自由液面高度的變化。	61
圖 3.24、 $t = 20T_0$ 之水面沿流向流場之分解。圖a為原先於水面之流場；圖b則為經EMD所分離出的高頻擾動；圖c則為去除掉高頻擾動後的流場；圖d為圖c的相位平均，即為重力波於一沿流向切面所造成之影響；圖e則為將圖c內的每一沿流向切面扣除圖d之訊號所得到的結果，即Langmuir circulations所造成之流場。	62
圖 3.25、 $t = 20T_0$ 之水面溫度場之分解。圖a為原先於水面之流場；圖b則為經EMD所分離出的高頻擾動；圖c則為去除掉高頻擾動後的流場；圖d為圖c的相位平均，即重力波所造成的流場；圖e則為將圖c內的每一沿流向切面扣除掉其平均，即圖d，所得到的結果，即Langmuir circulations所造成之流場。	63
圖 3.26、 $t = 20T_0$ 之水面氣體通量場之分解。圖a為原先於水面之流場；圖b則為經EMD所分離出的高頻擾動；圖c則為去除掉高頻擾動後的流場；圖d為圖c的相位平均，即重力波所造成的流場；圖e則為將圖c內的每一沿流向切面扣除掉其平均，即圖d，所得到的結果，即Langmuir circulations所造成之流場。	64
圖 3.27、不同時間下的 h_{GW} 之平均時變圖。圖中可看到 h_{GW} 之平均隨時間而上升，代表 h_{GW} 不僅代表了重力波對水面溫度之效應，而還包含了反映水面溫度持續上升的平均溫度。	65
圖 3.28、由不同之機制所貢獻的溫度變化之均方根時變圖。實線代表表面張力波所造成之溫度變化；虛線為重力波所造成；點線代表Langmuir circulations所造成。由圖中可發現Langmuir circulations為造成水面溫度變化的主要因素。	66
圖 3.29、經由分離所得到的與重力波相關之氣體通量之平均時變圖。由圖中可看	

到其值隨時間而遞增，代表此分量不僅代表重力波所造成之氣體通量，亦包含了一遞升之平均氣體通量。 67

圖 3.30、由不同之機制所貢獻之氣體通量均方根時變圖。實線代表表面張力波所造成之氣體通量；虛線代表重力波所造成；點線代表Langmuir circulations 所造成。由圖中可發現Langmuir circulations為造成氣體通量變化的主要因素。 68

圖 3.31、不同時間之Langmuir circulations所造成的沿流向速度場（圖a、c、e）與氣體通量場（圖b、d、f）之比較。圖a、b為 $t = 15T_0$ ，圖c、d為 $t = 25T_0$ ，圖e、f為 $t = 30T_0$ 。 69

第一章 前言

1-1 研究背景

由風剪所驅動的自由液面紊流邊界層為一複雜的系統，其流場之分布與變化看似紊亂且毫無規則，然而諸多研究卻顯示其流場存在著具組織之結構，如Melville（1998）即從實驗水槽中觀察風剪驅動之紊流於水面下之邊界層中的反光粒子之運動，發現隨意散布之粒子在進入流場後迅速聚合成沿流向之條痕結構，而其形成的原因即為Langmuir circulations。Thorpe（2004）的一篇關於前人研究的回顧則指出：Langmuir circulations除了造成氣泡、懸浮粒子於海面聚集成條痕狀，其亦為造成海洋上層間動量、熱量傳輸，以及影響海氣交換的重要因素之一。此系統之自由液面流場，不僅受到了風剪力、波浪等外力的作用，同時也受到了上述由於風浪交互作用而產生的水面下紊流，即Langmuir circulations之影響，因而造成了水面形成了由各種不同尺度結構組成的流場。對此系統的研究有諸多分析的方法，其一便是利用視覺化來呈現流場，直接以肉眼進行觀察。如Rocholz等（2010）利用了流場可視化軟體WaveVis呈現由2007年的WiSSCy實驗¹所得到的水面上之溫度分布與CISG（Color Imaging Slope Gauge）觀測到的斜率所逆推的水面高度，並由連續時間的播放中觀察微尺度波碎（microscale wave breaking）對水面溫度的影響；而在風力較強的情況下亦看到了水面的溫度場出現了條痕結構，並推測其是由於Langmuir circulations所造成。以可視化來呈現流場並觀察隨著不同時間的流場變化，為研究一現象之出現原因與過程最為直接的方法。但由於此系統之流場相當複雜，其中包含了由不同的物理機制所造成的許多不同尺度的流場結構特性。如欲探討個別機制所造成的影響，則需要利用其他工具將流場內不同尺度的結構一一分離，如Huang等（1998）所發展的經驗模態分解法（empirical mode decomposition，簡稱EMD）即是一相當強大的資料分析工具，其將資料中依時間或空間上不同的頻率的訊號分解為數個本質模態函

¹ WiSSCy 為 Impact of Wind, Rain, and Surface Slicks on Air-Sea CO₂ Transfer Velocity - Tank Experiments 的簡稱，為 Jähne 與 Stammer 的研究團隊所共同合作之水槽實驗。

數 (intrinsic mode function, 簡稱IMF)。如Long (2005) 即利用了EMD作為一影像處理之工具, 對觀測到的二維水面影像進行分解, 藉此區分表面張力波、駐波等不同尺度大小的波。透過應用EMD分離流場內不同尺度之結構, 便可以量化由不同的物理機制對流場內之物理過程的影響, 可探討如水面之氣體通量 (gas flux), 其對於全球生物地球化學循環 (global biogeochemical cycles)、全球暖化之研究皆為重要之關鍵, 但Jähne與Haußecker (1998) 亦提及目前尚無氣體通量與氣體傳輸速率的直接量測方法, 僅能利用熱通量或是化學示蹤劑進行間接的估算。至今亦有許多探討相關議題之研究, 如Jähne等人 (1987) 探討主要影響海氣交換之機制, 並由實驗發現空氣與水間的氣體傳輸速率 (gas transfer velocity) 受到了波浪與水體的溫度升高等因素所影響而增加; 而Wanninkhof (1992) 則試圖藉由其他物理量間接估算現場難以量測的氣體通量, 透過建立一風速與氣體傳輸速率的關係式, 間接估算海氣間的氣體通量。透過EMD分離水面流場上不同尺度之結構, 不僅可以區分不同機制所造成的氣體通量之貢獻, 亦可藉由分離後較為簡化的氣體通量之分量設法尋找間接估算、量化氣體通量的方法, 並藉此對自由液面紊流邊界層進行更深入的分析與研究。

1-2 數值模擬數據之產生

本研究所使用的資料為 Tsai & Hung (2007) 的數值模擬數據，其模擬了一個包含非線性自由液面運動的風驅動之三維流場，所使用之數據其流場範圍的長寬高各為 7.5 cm、7.5 cm、6 cm，而其網格數則各為 128、128、129，而沿流方向行進之重力波波長 λ 為 7.5 cm，波形陡度為 $ak = 0.25$ ，其中 $k = 2\pi/\lambda$ ，即波數 (wavenumber)； a 則為重力波之振幅，而水面上則施與一固定之風剪力。模式中是採用了直接數值模擬 (direct numerical simulation)，即在求解的過程中未使用任何的紊流模式來參數化尺度小於離散網格的流場運動。而模擬的水面為非線性運動之自由液面，底部則為自由滑移邊界 (free slip boundary)。由於其利用了偽頻譜法 (pseudo-spectral method) 來對控制方程式中的水平方向之微分項作近似，故水體在水平方向上的邊界為週期條件，而垂直方向則是使用了二階精確度的有限差分法來作近似。由於所模擬的水體為不可壓縮流，故求解流場壓力之 Poisson 方程式。而在時間的積分上，則是採用了二階精確度的低儲存量 (low-storage) 之 Runge-Kutta 法。

由於所模擬的流場為一包含自由液面運動的非穩態流場，故需要利用座標轉換：

$$\zeta = \frac{z + h}{\eta(x, y, t) + h} \quad (1-1)$$

如上式將包含自由液面的垂直方向之 z 座標轉換為 0 至 1 之間的 ζ 座標，成為一時間相依之座標系統，藉此將原先不規則幾何形狀的物理區間轉換至規則的計算區間，如圖 1.1 所示。而在最後所輸出的三維流場資料則是計算區間內網格點的物理量資料。另外，模式中為了計算之方便，於計算與輸出時皆以特徵長度 L 、特徵時間 T 、特徵速度 U 來對長度、時間、速度等物理量作無因次之處理， L 、 T 、 U 之定義則分別為：

$$L = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{1}{k}, \quad (1-2)$$

$$T = \frac{1}{\omega} = \frac{1}{\sqrt{gk + \sigma k^3}}, \quad (1-3)$$

$$U = \frac{L}{T} = \frac{\sqrt{gk + \sigma k^3}}{k}. \quad (1-4)$$

其中， σ 為表面張力係數。無因次化之後，模擬流場之水平方向的範圍則變為：

$$\frac{\lambda}{L} = \lambda \frac{2\pi}{\lambda} = 2\pi \quad (1-5)$$

另外，模式於輸出時亦使用了重力波之線性週期 T_0 來無因次化時間之度量：

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{gk + \sigma k^3}} \quad (1-6)$$

如 $t = 10T_0$ 則代表了經歷了 10 個重力波之週期的時間，相較於直接表示時間（約為 $t = 2.138 \text{ s}$ ）更具實際意義。

模式所模擬的時間為 $30T_0$ （約為 6.4 s ）。由於前 10 個 T_0 之流場尚在發展，處於相當紊亂的狀態，之後流場才會趨於穩定，如圖 1.2 的各方向流速的均方根時變圖所示。故本研究採用的模式數據中的時間則會以 $t = 10T_0$ 之後的時間作分析與探討。

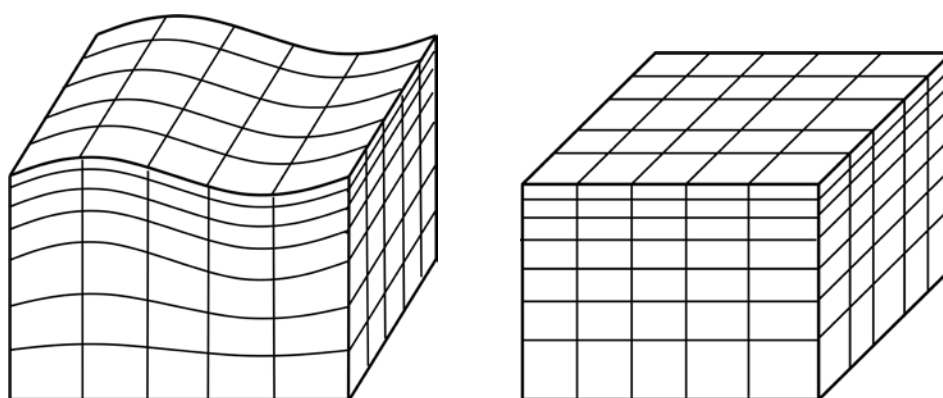


圖 1.1、物理區間與計算區間的網格示意圖，左圖為包含自由液面運動的不規則之物理區間；右圖則為規則的計算區間，其將原本含有自由液面的高度對應至 0~1，0 為底床，1 為水面。而垂直方向為非等間距網格是為了更利於解析自由液面附近的紊流邊界層，故愈接近水面，其垂直方向的網格解析度愈高。

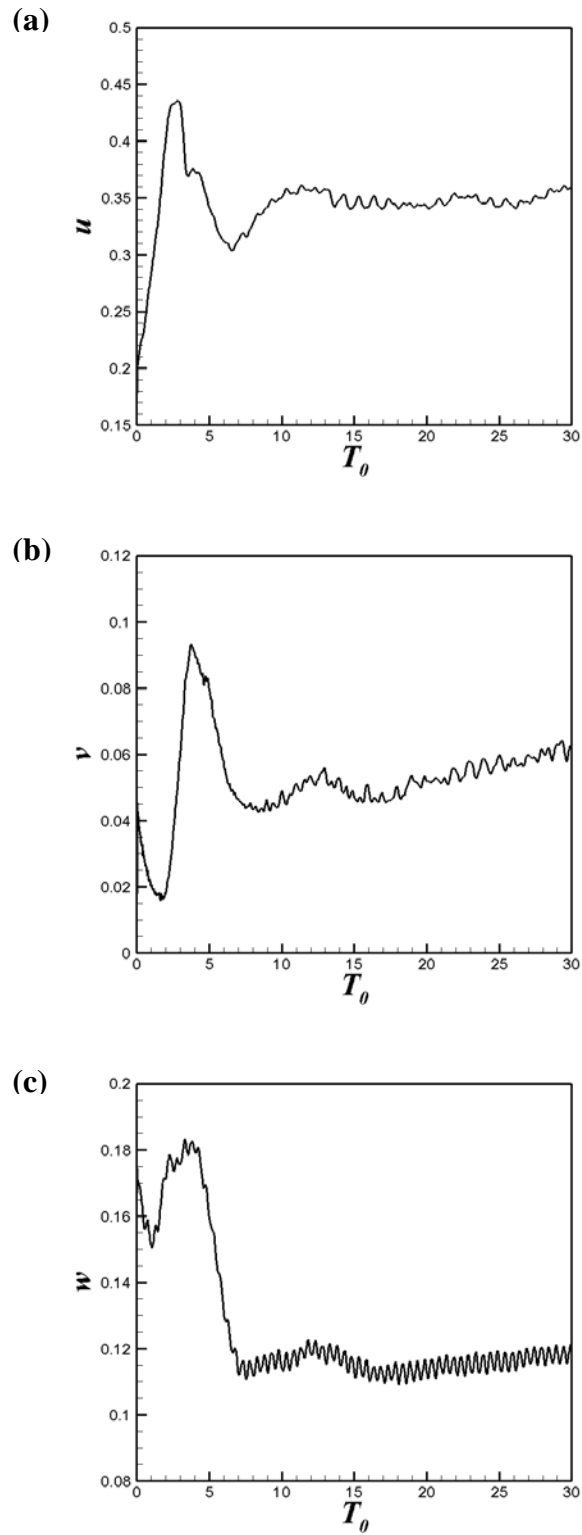


圖 1.2、水面的各方向速度之均方根時變圖。圖 a、b、c 分別為沿流向速度、跨流向速度、垂直方向速度的均方根時變圖。由三張圖可發現約於 $t = 10T_0$ 後，水面流場之速度才趨於穩定。

1-3 論文架構

如同 1-1 節所述，視覺化的呈現為觀察流場最為直接的方法，故於第二章便會介紹如何應用流場可視化軟體 WaveVis 呈現數值模擬的風浪紊流場並探討流場的結構與其特性。然而 WaveVis 最初是為了觀察水面的流場而作開發，並未能完全應用於觀察本研究使用的三維數據，故除了於 2-1-1、2-1-2 節介紹軟體內較中心的概念之外，亦會於 2-1-3、2-1-4 節介紹為了本研究使用的數據所新增的功能。2-2 節則實際利用 WaveVis 呈現不同物理量之流場結構並討論其結果。

利用可視化呈現水面的流場結構時，發現除了水面下的紊流之外，亦有其他物理機制影響著水面的流場，使流場產生不同尺度大小的結構，故於第三章便會介紹 EMD 法，並且搭配條件相位平均法，設法將不同尺度之結構分離。於 3-1 節介紹 EMD 法的原理，3-2 與 3-3 節則是探討利用 EMD 法來分析本研究使用的數據時所出現的問題與改善之方法。3-4 節則是實際利用 EMD 方法對水面上不同物理量之二維流場作不同尺度結構的分離並討論其結果。

第四章則是結論。

第二章 利用可視化技術呈現三維流場資料

本章將利用可視化技術來呈現數值模擬所產生的流場資料，初步觀察自由液面上的流場結構之形成機制。所呈現的物理量有模式輸出之溫度與速度，而溫度在此則是一類似示蹤劑（tracer）功用之物理量，其分布反映了流場內流體的運動情形，故透過呈現流場上溫度之分布來初步觀察流場，並藉由呈現速度分布來輔助了解流場的實際運動方式。另外，除了上述的物理量之外，亦會呈現氣體通量（gas flux）於水面之分布，其對於現場觀測之研究為一相當困難量測的物理量，故利用模式所求得的氣體通量與其他物理量的關係，藉此來量化氣體通量亦是相當重要的研究課題。而由於水面上的流場結構深受其下的紊流影響，故在呈現自由液面的同時也應當展示水面下的流場結構，即以三維的方式呈現模式資料。

2-1 三維流場資料可視化軟體：WaveVis

市面上雖有軟體擁有可呈現三維流場資料的能力，如計算流體力學領域中常使用到的 Tecplot、與美國國家大氣研究中心（NCAR）所發展的 VAPOR（Visualization and Analysis Platform for Ocean, Atmosphere, and Solar Researchers），但多屬靜態地呈現，即僅能針對單一時間的三維資料來操作，而無法實現同時隨時間播放並且即時操作，且使用時手續繁複，亦無法隨著使用者所需來修改其程式內容，故有必要開發一套三維流場資料可視化軟體，以更有效率的方式來觀察流場內部結構。而本章所使用的可視化軟體，是將海德堡大學 Institute of Environmental Physics 的 Aeolotron 研究室所發展之流場資料可視化軟體 WaveVis 作為原始之架構來建立一適合呈現本研究所使用的數值模擬之三維流場資料的軟體。

WaveVis 最初的開發目的是為了要呈現由實驗觀測所得到的自由液面上之物理量資料，利用其來呈現資料的結果如圖 2.1 所示，開發環境為 VC++ 2010 express，運用了物件導向的概念來設計整個程式的架構，並且搭配擁有許多內建繪圖指令的 OpenGL 作為繪圖之用。主要的功能為以動畫呈現隨時間變化之水面資料，其視角可自由控制以便由

任意角度呈現，並且搭配光源的設置來凸顯水面上不易觀察到的微小起伏。至於三維資料的呈現，雖於原始的程式碼中已有大致的結構雛形，但還屬於未開發完成的階段。故之後便利用了 WaveVis 作為主體，改進原本程式中未完整發展的功能：以 x 、 y 、 z 三個方向的切面（slice）來呈現水面下的三維流場資料，並加入了圖形化使用者介面來取代原先的鍵盤熱鍵操作以提高使用時的便利性。

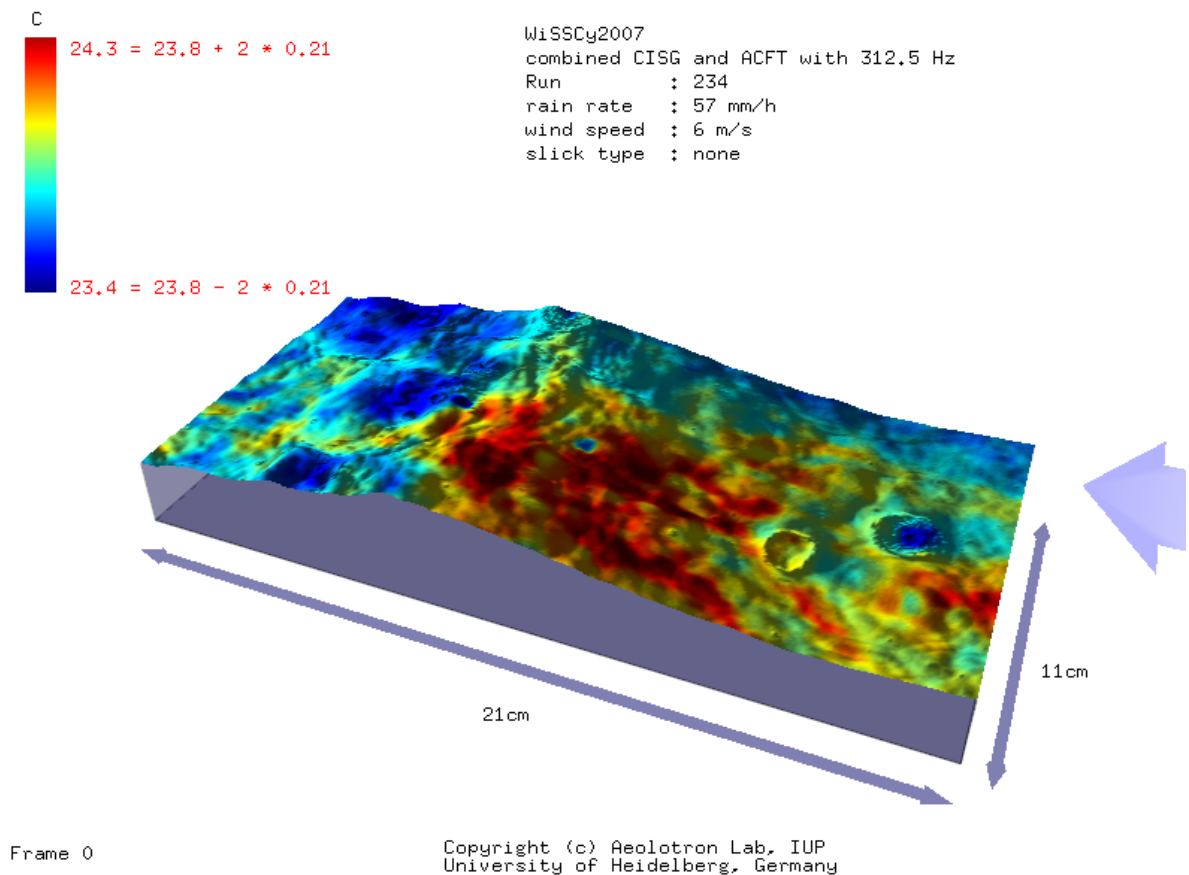


圖 2.1、利用最初的 WaveVis 來呈現自由液面物理量的結果，所使用的資料為 2007 WiSCCy-Experiments 所觀測得到的自由液面上隨著不同時間改變的溫度分布，圖中由紅到藍的顏色代表著溫度的高低，而水面上有數個圓型的小坑是由雨滴所造成，箭頭則表示當時的風向。

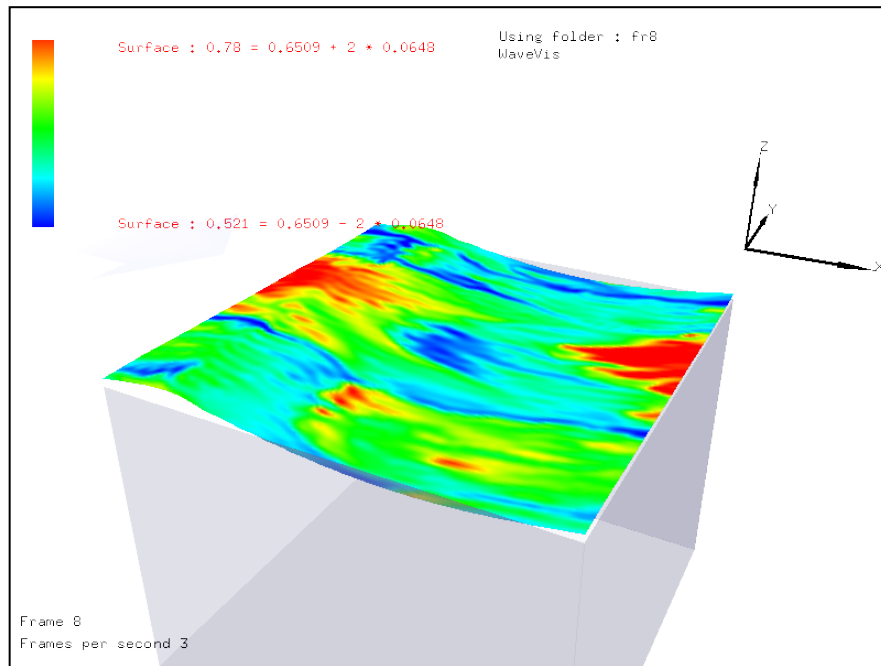
2-1-1 WaveVis 程式架構

WaveVis 的主要架構為利用物件導向的概念所撰寫，即以類別 (class) 實現封裝性以保護程式中所處理的數據與資料，並於各個類別中定義如讀取流場資料、繪製水面與其下的流場、操控場景之視角等各種工作。如程式中的 wave 類別負責管理程式所使用到的重要參數、呈現流場、操控場景等；DataSource 類別負責讀取水面的流場資料；RenderData 類別負責管理水面下的流場資料，包括了讀取水下的流場資料與水下切面資料的選取等；colormap 類別則負責管理繪圖時不同物理量之值所對應的顏色。而程式運行前需先行讀取的重要參數，如 x 、 y 、 z 方向的網格數、檔案的讀取路徑等，則是於儲存於一文字檔中作為程式運行的配置檔 (config file)，於程式執行時便會先行讀取此配置檔，以完成程式開始執行時參數的初始化。

2-1-2 利用 OpenGL 的內建函式進行繪圖場景設置

OpenGL，為一應用程式介面 (Application Programming Interface)，其中提供了許多內建函式來供使用者進行繪圖的工作，而本程式中所有關於場景設置與繪圖的工作，如觀測點的設定、光源的設置、流場的實際呈現等，均是利用了 OpenGL 中的函式庫來完成。觀測點的設定，可以決定畫面中所呈現的觀測視角，透過即時改變觀測點的位置，則可實現旋轉、放大、縮小的畫面操作。而光源的設置主要為決定光源的種類與位置，在程式中所使用到的光源為漫射光 (diffuse light)，其使得光照垂直於物體上的某點時，即光源射入的方向平行於點上的法向量時則顯得最為明亮，故可使得原先於水面上不易查覺的微小起伏透過上述的方法產生明暗的效果而被凸顯，如圖 2.2 所示。至於流場的呈現，包括水面及水面下的流場切面，均是以面來表示，而非將空間上的三維資料全部繪出，其是將欲展示的資料以每三個鄰近的點所圍成的三角形為一個單位來呈現，來減少計算與繪圖時的時間成本。並且藉由各點上之物理量的大小來決定其所對應到色盤上的顏色，而三角型內的每個點都會經由內插來得到相對應的顏色，而這些工作均可利用 OpenGL 內的指令來完成。

(a)



(b)

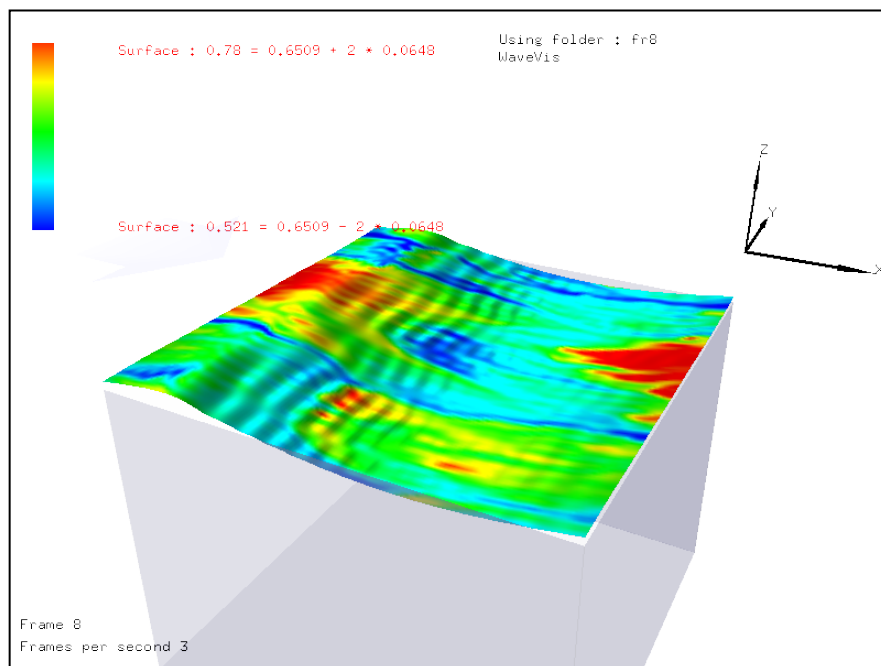


圖 2.2、光源設置與否的差別。圖 a 為無設置光源，圖 b 則設置了漫射光的光源，從圖中可看出圖 b 的水面上之微小起伏較圖 a 容易辨識。

2-1-3 呈現 x, y, z 軸切面

下列將介紹於 WaveVis 中三維流場資料的呈現方式，即三個軸向： x 、 y 、 z 切面展示的功能，於 1-2 節已介紹模式所輸出的資料為計算區間內的網格點資料，其將底床至自由液面的高度轉換為 $0 \sim 1$ 來表示，如圖 1.1 所示，而之後於呈現時必須將其轉換至實際表示自由液面高度 η 的物理區間。在讀取三維流場資料後，WaveVis 便將所有的流場資料依序儲存至一大陣列中，並且於呈現 x 、 y 切面時，透過所選擇的切面位置來抓取陣列中所欲呈現的資料。而呈現 z 切面則較為複雜，由於原先於水平方向的計算區間內的每層格網在轉換至物理區間後則隨著自由液面的起伏呈曲面，故無法直接從輸出的資料中抓取 z 軸上之水平切面的資料點，如圖 2.3 所示。故必須利用內插方法來求得切面上每點之值，而在此則是透過 Lagrangian Polynomial 法，藉由鄰近切面上某一點 z 之垂直方向上的三點來決定水平切面上每一點的物理量之值：

$$y(z) = \frac{z-z_1}{z_3-z_1} \frac{z-z_2}{z_3-z_2} y_3 + \frac{z-z_2}{z_1-z_2} \frac{z-z_3}{z_1-z_3} y_1 + \frac{z-z_1}{z_2-z_1} \frac{z-z_3}{z_2-z_3} y_2, \quad (2-1)$$

在透過已知的鄰近三點 z_1 、 z_2 、 z_3 與其位置上的物理量之值 y_1 、 y_2 、 y_3 ，則可利用上述式子求得點 z 的物理量之值。

2-1-4 圖形化使用者介面：control panel

Control panel 為 WaveVis 的操作介面，透過按鈕、滑動軸等的圖形化選項操作 WaveVis，而不需熟悉原先於 WaveVis 上的鍵盤熱鍵操作，以提高使用時的便利性，圖 2.4 即為 control panel。其所使用的開發環境同為 VC++ 2010 express，並且利用了其中的表單開發功能設計操作的介面。其與 WaveVis 則是利用了對同個文字檔的讀寫來達成兩個程式間的參數傳遞之目的。

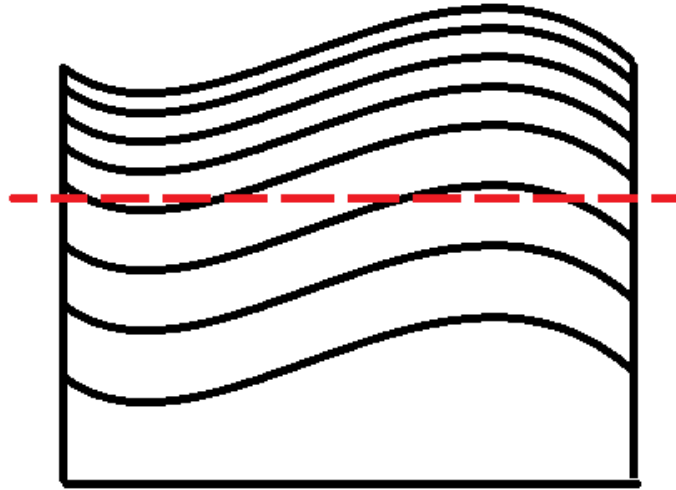


圖 2.3、切取 z 軸切面之二維示意圖，實線代表模式所輸出的計算區間網格點資料轉換至物理區間的結果，而虛線則代表欲切取的水平切面。由於僅有實線部份有作資料的輸出，故無法直接從模式所輸出的資料中抓取水平切面位置上的資料，必須透過內插方法來決定虛線上每點的物理量之值。

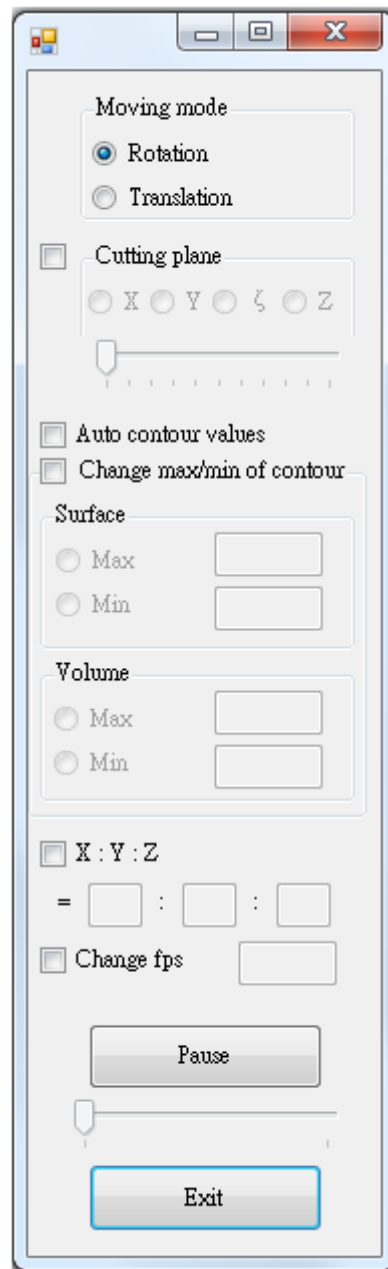


圖 2.4、Control panel，其利用了圖形化的選項來達到操作 WaveVis 之目的。Moving mode 內可擇一選取畫面控制方式：轉動或是平移；Cutting plane 內則為選取欲呈現何軸的切面及其位置；Auto contour values 與 Change max/min of contour 則可擇一來作自動或手動更改 color map 所對應的最大及最小之物理量值；下方兩個選項分別為改變三個軸所呈現的比例以及更改 fps（frames per second）之值；而 Pause 按鈕則可暫停動畫呈現，並可利用下方的滑動軸來拖曳時間軸。

2-2 利用 WaveVis 實際呈現三維流場資料

接下來將實際對流場以 WaveVis 來進行觀看。如同先前所述，除了呈現水面流場，也應一併呈現其下之流場來完整地了解流場的運動。而所呈現之物理量除了溫度、氣體通量（gas flux）之外，亦會搭配速度場的展示來輔助了解流場之特性。

首先以圖 2.5 呈現水面上之溫度場與沿流向之速度場隨著時間推演的分布情況，藉此來了解流場隨著時間的變化情形。由水面上的溫度分布可看到其出現了規則的結構，如低溫（藍色）沿流向之條痕結構，而條痕與條痕間則出現了高溫（紅色）的溫度分布，且其並非發生於某個瞬時，而是持續地存在於水面流場中。另外可發現水面溫度結構（高溫結構尤其明顯）會隨著波峰的通過，受到沿流方向的擠壓與延伸的情形。如圖（a）中代表高溫的紅色結構尚於波前處，而到了圖（c）時，波峰正好通過結構，可發現高溫之結構相較於先前（圖（a））似乎受到了沿流方向的擠壓，圖（g）至圖（i）亦出現了此種情形。上述可從沿流向之速度分布來了解其原因：由沿流向速度之分布可看到沿流向速度的最大值（紅色）位於波峰處，故當波峰正在通過結構時，於波峰處的部分會以較快的速度前進，而位於波前處的部分則速度較慢，故導致結構受到沿流向之擠壓；而當波峰完全通過高溫結構時，則出現了相反的情況，如圖（c）至圖（e）之過程，波背處的結構之沿流向速度較慢，而位於波峰的結構擁有較高的速度，故導致結構被拉長的現象出現。而在結構受到波浪影響而被擠壓與拉長的同時，其亦朝著沿流方向緩慢地前進。

接下來則以 $t = 20T_0$ 之瞬時水面流場深入探討流場的特性，藉由其他物理量，如速度，其水面與水下的流場分布，來了解溫度場之結構的形成原因。圖 2.6（a）為 $t = 20T_0$ 的自由液面之溫度場，而圖 2.6（b）則為同一時間水面的跨流向速度場，圖中可發現水面流場擁有跨流向流速於跨流方向上以正負交錯分布之特性， $+y$ 方向（紅色）與 $-y$ 方向（藍色）的速度相間的流場造成水面上出現水體的發散（divergence）與幅合（convergence）區域，且水體發散區域與溫度場高溫分布區域的所在位置相互重疊，而低溫條痕的位置則位在幅合區域，故可推測水面上的高溫結構是由於水面流場的發散故

將下方溫度較高的水團帶到水面上，而水面上的低溫水團則聚集於幅合區域內，因而形成條痕狀之低溫結構。而由圖 2.6 (c) 之沿流向之速度場則可發現其中亦有沿流向的條痕結構出現，且其位置亦與溫度場之低溫條痕之位置相符合，但由於沿流向之速度流場中為重力波所造成的影響最為明顯，即波峰會出現沿流向速度的最大值，波谷則為最小值，而波前處則有表面張力波所導致的高頻擾動，導致條痕結構難以辨認，僅能看到波前與波背的綠色沿流向條痕，靠近波峰處則無法辨認，故無法準確判斷兩者條痕的結構特徵是否相似。

接著則進一步觀察水面下的流場結構，試圖了解於水面上的發散與幅合區域之下的流場特性。圖 2.7 (a) 呈現了三維流場的 x 軸切面之溫度分布，由圖中可看到位於發散區域下的溫度場形成一柱形的高溫結構，顯示水面上的高溫結構的確是來自於水下的較高溫之水體。而在觀察圖 2.7 (b) 的跨流向之速度場時，發現了於水下的流場出現了與靠近水面處反向的跨流向速度分布，如圖 2.8 (a) 所示，因此產生了圖中箭頭所示之渦旋，而使得流場產生湧升流與下沉流，進而將高溫的水團自水下傳至水面上，並將低溫的水團自水面帶至水下，如圖 2.8 (b) 所示，如此運動的流場便可解釋先前於水面上與其下方所看到的溫度分布。而此成對反向旋轉的渦旋所形成的沿流向之渦旋管即為 Langmuir circulations。另外由圖 2.7 (c) 之沿流向速度場中則可看到其水面下所形成之結構與 2.7 (a) 的水面下溫度結構極為類似：高溫對應至低速，而低溫則對應至高速，顯示此流場中，由於 Langmuir circulations 所造成的溫度與沿流向速度之結構的特徵非常類似。

接著為氣體通量之結構，圖 2.9 所使用的時間亦為 $t = 20T_0$ 。由圖中可看出自由液面上的氣體通量亦存在沿流向條痕結構，其為藍色代表了條痕內通過水面向外的氣體通量較少，而其生成的位置與特徵亦與溫度場的條痕結構位置相似，故可推斷兩者的條痕之生成原因應一致，即受到 Langmuir circulations 影響所形成的結構。

經由可視化之呈現，可定性描述結構之特性，如本節所探討於水面上的條痕結構，其擁有低溫、高速的特性，並使得通過水面向外的氣體通量減少。而透過觀察亦發現：除了沿流向的條痕結構外，亦有其他物理機制所造成的不同尺度之結構，如流場中由於

表面張力波所造成的沿流向之高頻擾動與重力波所造成的結構，出現於水面上不同物理量的流場中。其中，由於氣體通量在現場難以量測，故也無從得知何種物理機制或過程為影響氣體通量的主要因素，如能夠區分氣體通量場內不同尺度的結構，則能夠實際量化不同機制之貢獻，藉此觀察何為影響海氣交換的重要因子。故下一步將要介紹可將流場中不同尺度的結構分離的方法：經驗模態分解法（empirical mode decomposition），即 EMD，藉此來分離並量化由不同物理機制所造成的不同尺度之流場結構。

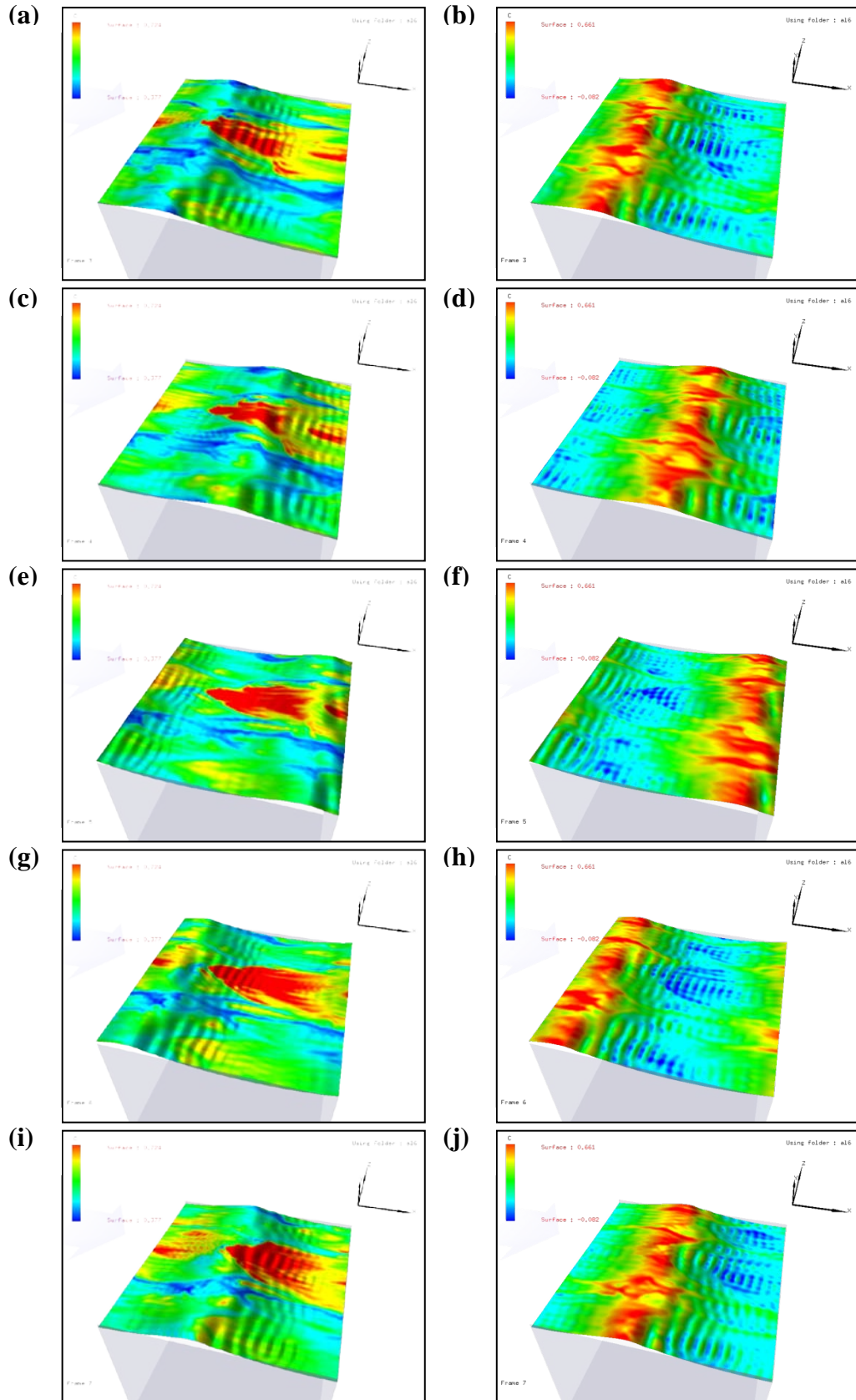


圖 2.5、自由液面之溫度場（圖 a、c、e、g、i）與同一時間的沿流向速度場（圖 b、d、f、h、j）隨著時間的推演。由上至下分別為 $t = 19T_0$ 至 $t = 20T_0$ ，時間間隔為 $0.25T_0$ 。

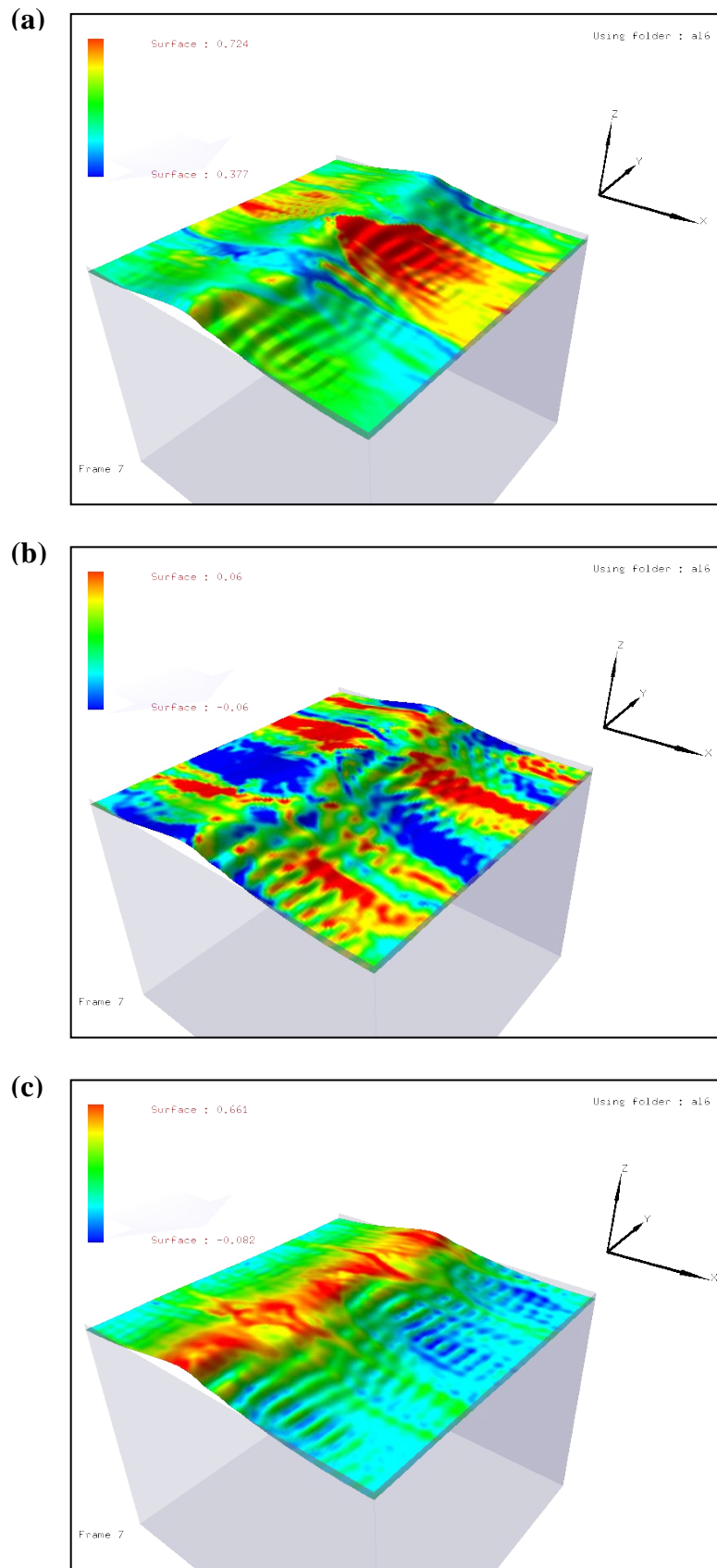


圖 2.6、 $t = 20T_0$ 之溫度場與速度場。圖 a 為自由液面的溫度場呈現；圖 b 為跨流向之速度場呈現；圖 c 則為沿流向之速度場。風向為 $+x$ 方向。

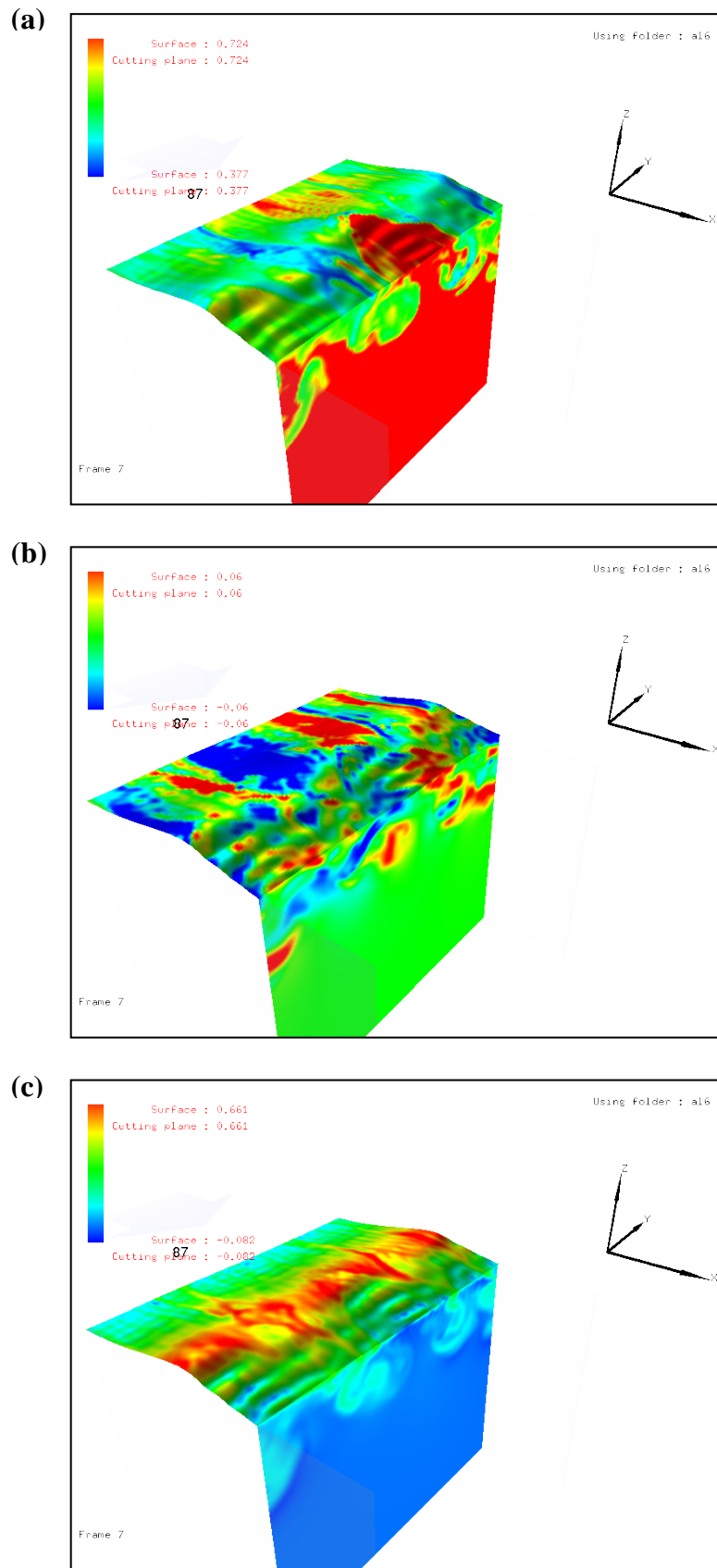


圖 2.7、 $t = 20T_0$ 於水面上的高溫結構其水下之 x 軸切面的流場呈現。圖 a 為溫度場；圖 b 為跨流向之速度場；圖 c 為沿流向之速度場。

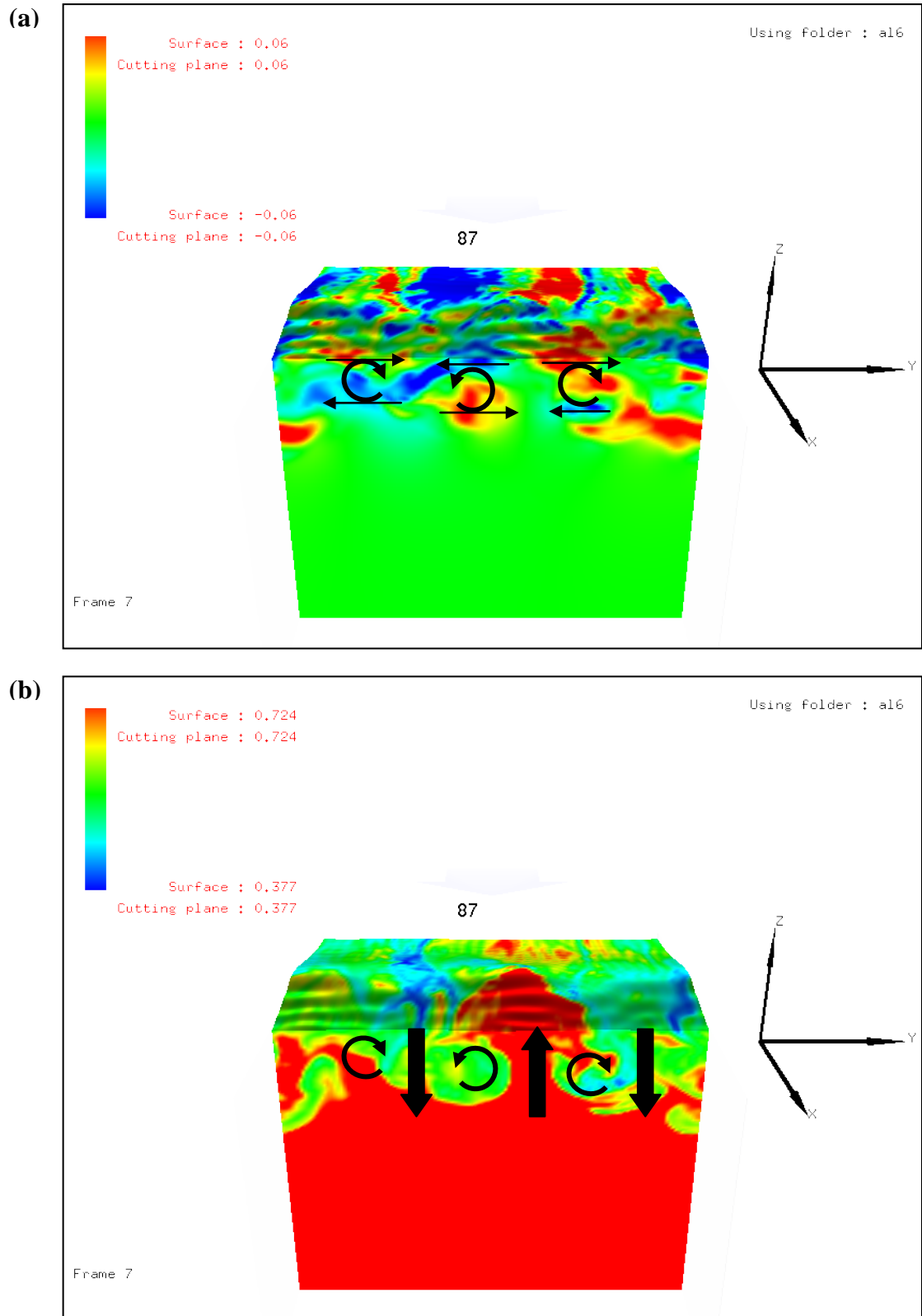


圖 2.8、 $t = 20T_0$ 的 x 軸切面之流場呈現。圖 a 為跨流向之速度場，圖中橫向的箭頭代表流向，向右代表 $+y$ 方向，即紅色，向左代表 $-y$ 方向，即藍色；圖 b 為溫度場。

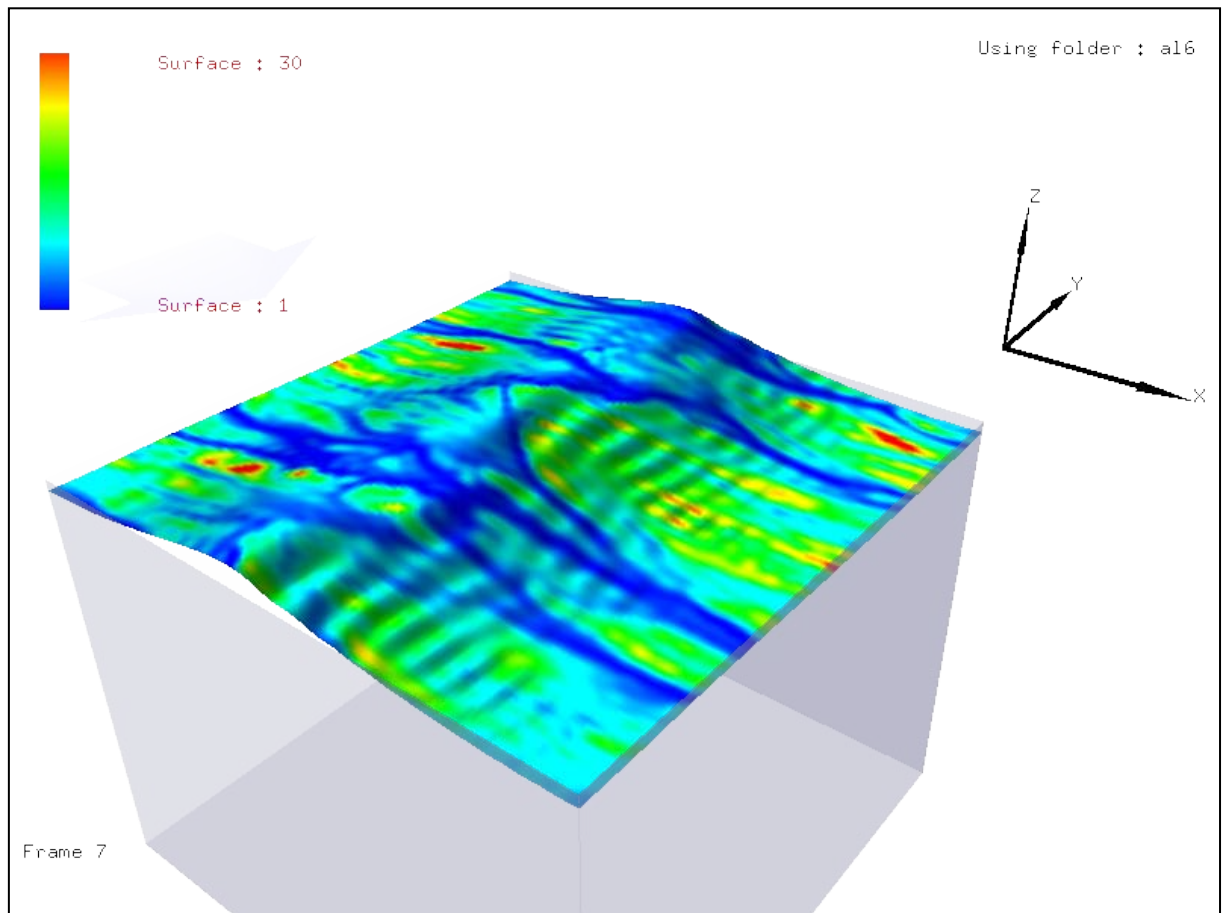


圖 2.9、 $t = 20T_0$ 的氣體通量。向水面外為正，進入水面則為負。可看到其與溫度、沿流向速度一樣有條痕結構的生成。

第三章 利用經驗模態分解法分析水面流場資料

接下來將更進一步從水面上的流場中，分離由不同的物理機制所造成的影響，首先是將表面張力波所造成的影響，即沿流向的高頻擾動自資料中分離，在此應用了 Huang 等（1998）所發展的經驗模態分解法（empirical mode decomposition，簡稱 EMD）來分離資料中的擾動。但由於 EMD 為針對一維的訊號作處理的方法，故利用了 Long（2005）所提出的以 EMD 分析二維影像之方法：個別對水面之某物理量流場的每一沿流向切面作擾動之分離，如圖 3.1（a）所示，透過 EMD 將資料（黑線）分解為高頻擾動（藍線）與資料之趨勢（紅線）。並將每個切面於分解後的擾動排列成為二維的流場，其則可視為表面張力波所引起的水面流場結構，如此一來便可以達到將沿流向的高頻擾動與流場作分離之目的，以進行下一步的流場分解。

3-1 利用 EMD 對資料作擾動的分離

EMD 其為利用資料本身的特徵，將資料分解出頻率由大到小的各個本質模態函數（intrinsic mode function，簡稱 IMF），而如將每個 IMF 與最後的殘餘值（即為資料的趨勢）加總，即為分解前的資料：

$$\text{Data} = \sum_{i=1}^n c_i + \text{residue} \quad (3-1)$$

其原理是將資料減去其趨勢（trend），即以區域極值（local extrema）為控制點（control points）所構成的上下兩條的 cubic spline 曲線形成之包絡線的平均值，如圖 3.1（b）所示。透過減去代表資料趨勢的訊號，扣除了資料中頻率次大以下的訊號，藉此得到資料中頻率最大的訊號，並且將此訊號重複以上述步驟處理，直到其包絡線之平均值為零，即兩條包絡線上下對稱，則此訊號即為第一個 IMF。之後再將資料減去第一個 IMF 後並且利用上述方法來求得於原始資料中頻率次大的第二個 IMF，藉此來得到頻率由大到小的 IMF，如圖 3.2 所示，而當剩餘的訊號為一個單調函數（monotonic function），或是小於某個門檻值時，則其為最後的殘餘值。而在本研究則是利用 EMD 將高頻訊號自資料中分離，得到資料上之擾動，亦是頻率最大的第一個 IMF，即模態 1，並將資料減去

其高頻擾動之訊號以得到資料之趨勢，亦代表了其餘 IMF 的相加，藉此將資料分離為擾動與趨勢兩種分量的疊加。如以模式中的自由液面高度 η 的沿流相切面為例，可將其視為兩種不同頻率波的線性疊加：一是重力波；二是表面張力波，即高頻擾動，在經由 EMD 對 η 作分解之後，則會得到資料中頻率最大的模態 1，即為表面張力波，而後再將 η 減去代表表面張力波之模態 1 之訊號，則可得到去除掉 η 上擾動後的平滑趨勢之訊號，即代表重力波。

於測試 EMD 時，多是使用較不易於利用 EMD 分解的自由液面高度 η 作為例子，以確保其他的物理量亦能夠使用 EMD 得到正確的分解結果。其原因為：當資料中的擾動愈明顯，則會得到較好的分解結果，意即 EMD 為一個 noise-friendly 的資料分析方法，故所分析的資料愈平滑如 η ，則愈容易出現不理想的分解結果。其是因為資料上的區域極值之多寡影響著分解結果的好壞，當訊號上的擾動愈明顯，則區域極值愈多，作為兩條包絡線的控制點亦愈多，愈能夠完整地描述資料之趨勢。而 η 相較於沿流向速度、跨流向速度、垂直速度、溫度等其他的物理量，其資料上的擾動起伏較為平緩，較難以辨識區域極值，甚至到了較後段的模擬時間，於重力波上的表面張力波已幾乎不可見。故只要能夠確實處理 η 之分解，其他物理量亦不會出現因為資料的擾動起伏過於平緩所產生的各種問題。而在透過 η 的分解來確定不同的改善方法之可行性後，再套用至其他的物理量進行分解，藉由分解的結果來選取最為適合本研究的方法。

而於實際應用此方法來分解 η 之訊號時，如同上述碰到若干問題：一是邊界效應(end effect)，由於所使用的數值模式中， x 、 y 方向的水平邊界為週期邊界，故資料在透過 EMD 處理後所得到的各個 IMF，其邊界上的左右兩點應連續，然而實際應用 EMD 時卻在某些例子中得到了左右兩點不連續的 IMF，如圖 3.3 (a)、(b)，擾動（藍色）與趨勢（紅色）之訊號於左右邊界未能連續；二是在某些情況中，由於擾動過小，導致無法從資料中找到除波峰波谷外的區域極值，故包絡線無法完整描述資料之趨勢，也無法正確地將擾動分離出來，產生了不同頻率的訊號混合於同一 IMF 中，即 Wu & Huang (2009) 所提到的由於資料的斷續性 (intermitency) 所導致的模態混合 (mode mixing) 之問題，如圖 3.3 (b)、(c)，擾動（藍線）之訊號內除了高頻擾動外亦包含了其他不同頻率之訊

號。為了要從資料中分離出較為合理的擾動，則必須解決上述三種例子所碰到的問題。之後均會以三個例子所使用的 η 測試改進方法是否可行，並分別簡稱圖 3.3 (a)、(b)、(c) 為例一、例二、例三之分解。而於之後所有呈現分離結果的圖中，黑線均代表所分析之資料；藍線則是從資料中分離出的高頻擾動，即模態 1；紅線則是資料減去模態 1 之訊號，代表資料之趨勢。

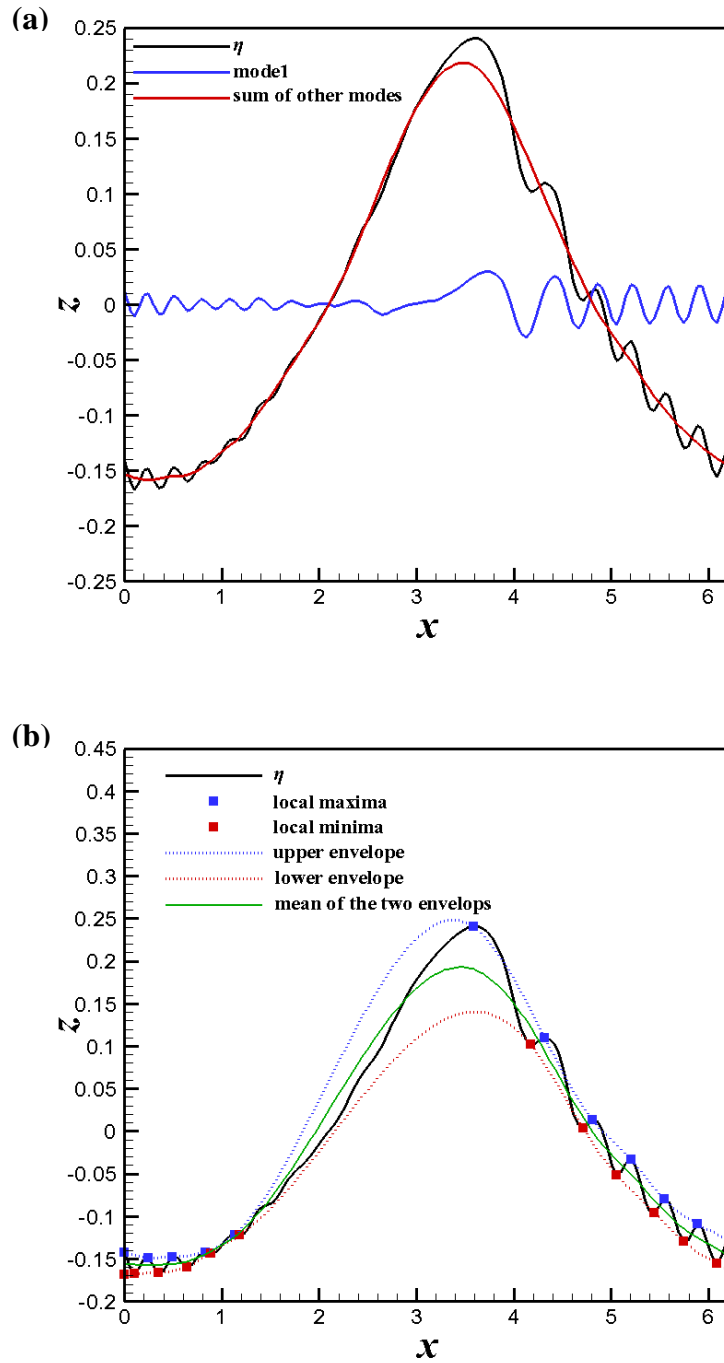


圖 3.1、利用 EMD 對 η 作分解。圖 a 中的黑線是作為分析資料的 η ，藍線為利用 EMD 所得到的模態 1，即為表面張力波，紅線為除模態 1 外的其他模態之總和，即重力波。圖 b 則為包絡線之平均值的尋找方式。黑線為圖 a 所使用之 η ；藍色與紅色方框分別代表 η 上的區域極大值與極小值；藍色與紅色虛線則為區域極大與極小值所建立的 cubic spline 曲線，即包絡線；綠線則為兩條包絡線之平均。

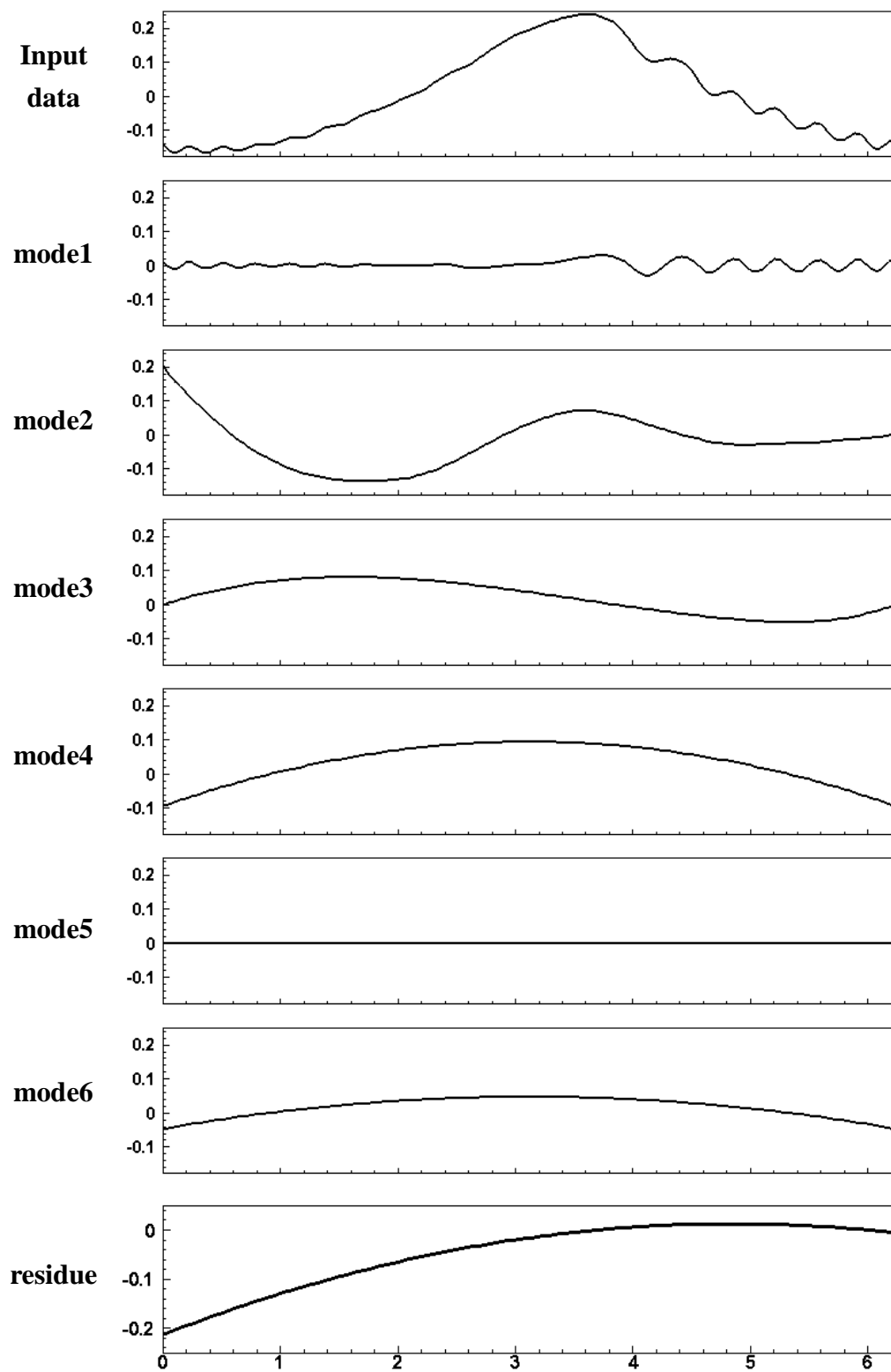


圖 3.2、利用 EMD 對 η 作完整地分解。第一張圖為所分析之輸入資料；第二張至第七張則分別是模態 1 至模態 6；最後一張圖則為殘餘值。

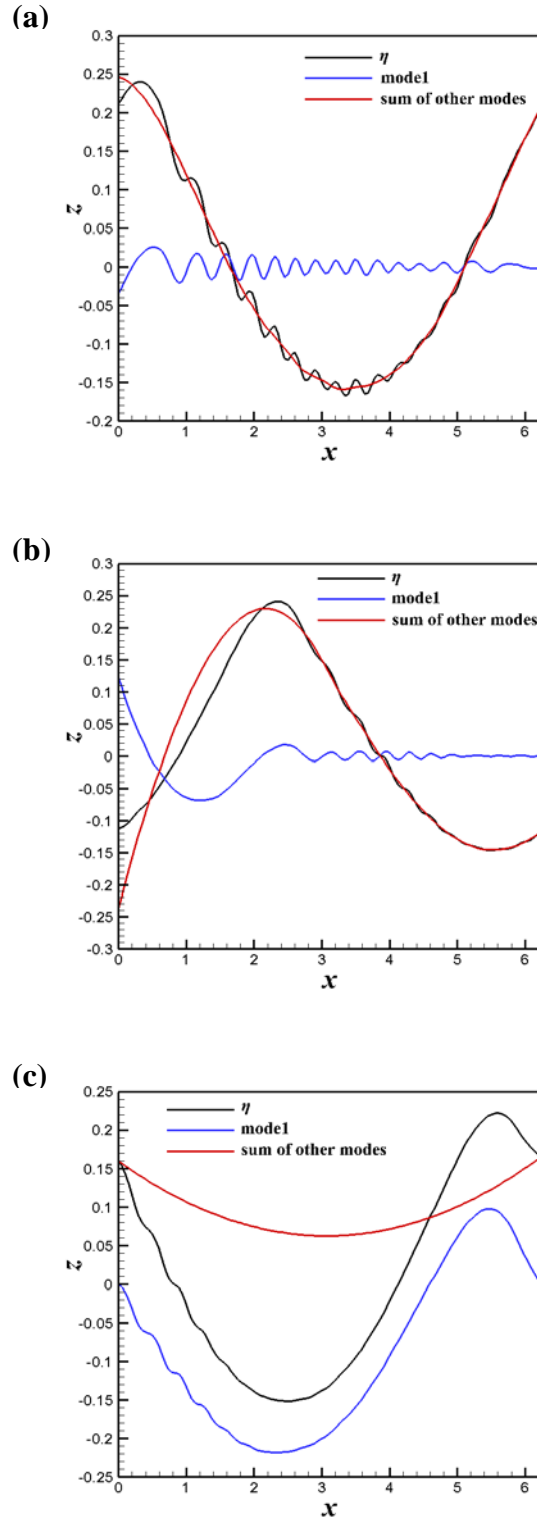


圖 3.3、圖 a、b、c 皆為實際利用 EMD 作 η 之分解時所出現的不理想結果。圖 a 為分解時所產生的 IMF 於左右兩點不連續的情況；圖 b 則是因為表面張力波不明顯所導致的模態混合問題；圖 c 亦是由於表面張力波的不明顯，導致無法由 η 中找到除波峰波谷外的區域極值，而使得 EMD 無法分離出表面張力波。

3-2 處理邊界不連續的問題

要處理邊界不連續的問題，可從下列幾處著手：一是相位移動，即利用 EMD 進行分離之前，先移動資料之相位，以避免資料於邊界處因變化過大而出現左右邊界不連續的情況，在此如將所分析的自由液面高度 η 之波峰移至中心再行分離則可以使邊界不連續之問題得到改善；另一方法則是資料複製，將資料複製多次週期後再以 EMD 進行高頻擾動的分離，如圖 3.4 (a) 所示，之後則取中間位置的週期，即綠色方框作為最終的分離結果，如圖 3.4 (b) 所示，藉此使分離的結果於邊界兩端得以連續。由圖 3.4 (b) 中可發現：原先於圖 3.3 (a) 兩端的不連續邊界已改善。利用相位移動之方法同樣可以改善不連續邊界之狀況，然而考慮到了：資料複製方法之結果略優於相位移動方法之結果；此外，將所分析的 η 之波峰移至中心再行分離，雖適用於 η 的分解例子，然而卻未必能夠應用於其他物理量的分解。反觀資料複製之方法，由於作為分離結果的中間之週期於邊界兩端皆有連續之週期資料，即便於邊界處有很大的變化，其分離結果於左右兩端仍會連續。而當資料複製之次數達 4 次時，再行增加資料複製之次數所得到的分離結果已無太大變化，即資料複製 4 次以上的分離結果已收斂，故之後將會利用資料複製之方法，先行將資料複製 4 次，即 5 個週期的資料以 EMD 進行分解，並取中間之週期作為最終的分離結果。然而此方法仍無法解決如例二、例三之問題，即擾動過小時，區域極值過少，進而使得包絡線無法適當描述資料之趨勢的問題。要處理上述問題，則必須改進定義包絡線控制點的方法。

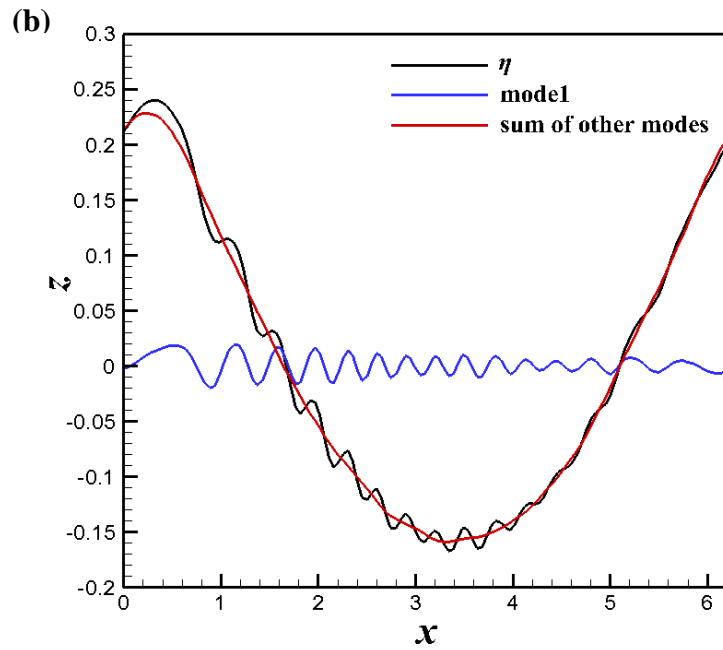
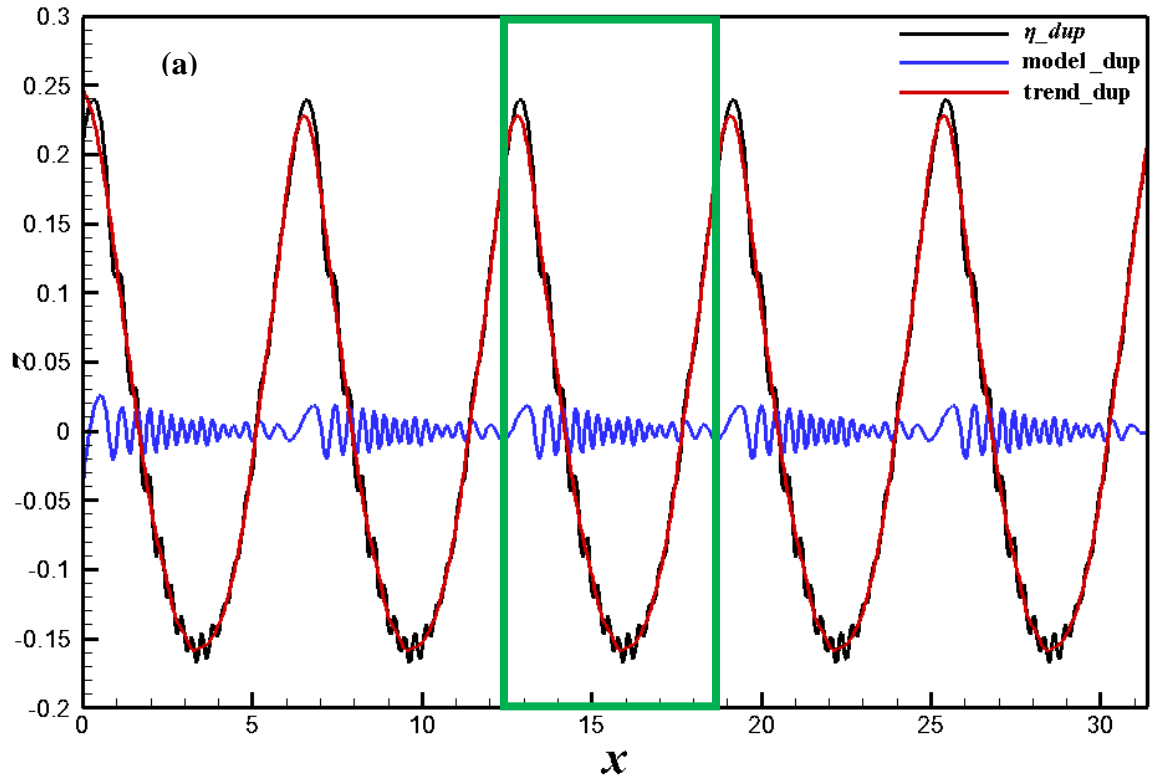


圖 3.4、圖 a、b 為利用資料複製之方法將例一之 η 之訊號作 EMD 之分離，藉此改善邊界不連續之問題。圖 a 在經過資料複製四次之後，共有五個週期的資料以 EMD 進行處理，之後則取中間週期的資料，及綠色方框作為結果；圖 b 則放大綠色方框內的結果。可看到所分離出的代表重力波與表面張力波的訊號於兩端邊界較先前連續。

3-3 改善因擾動過小而無法被分離的問題

當資料上的擾動過小時，則會發生如例二、例三的情況。其因為資料上除波峰波谷外已無其他的區域極值，所定義的包絡線無法適當地描述資料之起伏，亦無法正確地分解代表資料之擾動的模態 1。要改善此一狀況，則必須改變透過資料之區域極值定義包絡線之方法。可從下列幾個方法進行改善：1. 利用資料的斜率間接分離資料內的高頻擾動。雖然微小的擾動於訊號上的起伏並不明顯，但於訊號的導數中應可以更明顯地看到擾動所在位置的起伏，如此一來便可以順利地辨識區域極值之位置，並且分離資料導數上的擾動，之後再將其積分，則可以間接得到資料上之擾動。2. 利用 Wu & Huang(2009) 所發展的整體經驗模態分解法 (ensemble empirical mode decomposition, 簡稱 EEMD) 將擾動從資料中分離。3. 利用 Huang et al. (1999) 所提出的搭配曲率 (curvature) 定義包絡線之控制點的 EMD 方法。即便是人工難以判斷的擾動，但由資料的曲率中卻可以明顯地看到於資料起伏的對應位置出現了曲率的區域極值，故可以利用曲率的區域極值的位置作為包絡線所會通過的位置，以取代利用資料之區域極值定義包絡線之方法。

3-3-1 利用資料的斜率來分離擾動

由於斜率為與鄰近點間的差值，故即便是資料上的些微起伏，於斜率中卻可看到較為明顯的振盪，如圖 3.5 (a) 則以例二的 η 訊號為例，而其振盪則可視為位在重力波斜率上的表面張力波斜率。透過 EMD 分離出資料斜率上的高頻擾動訊號，如圖 3.5 (b) 的藍線所示。而後再將所得到的擾動作積分，則可間接得到 η 上的高頻擾動，即表面張力波，如圖 3.6 (a) 的藍線所示。圖中的紅線則是將 η 減去此方法所分離的表面張力波，即重力波之訊號，但從圖中卻發現其似乎無法正確地描述 η 上之重力波，其與 η 之相位產生些許的偏移。為了進一步了解此方法所分離的結果，故將圖 3.6 (a) 中代表表面張力波的藍線放大，即圖 3.6 (b) 所示，理想之表面張力波的結果應僅分離出波前之高頻微小擾動，且其包絡線之平均值應為零，然而由圖中可看出本方法之結果似乎與預期有些落差。由此可發現，利用資料的斜率作 EMD 來分離擾動，其所得到的結果並不適合用作描述資料上的擾動。

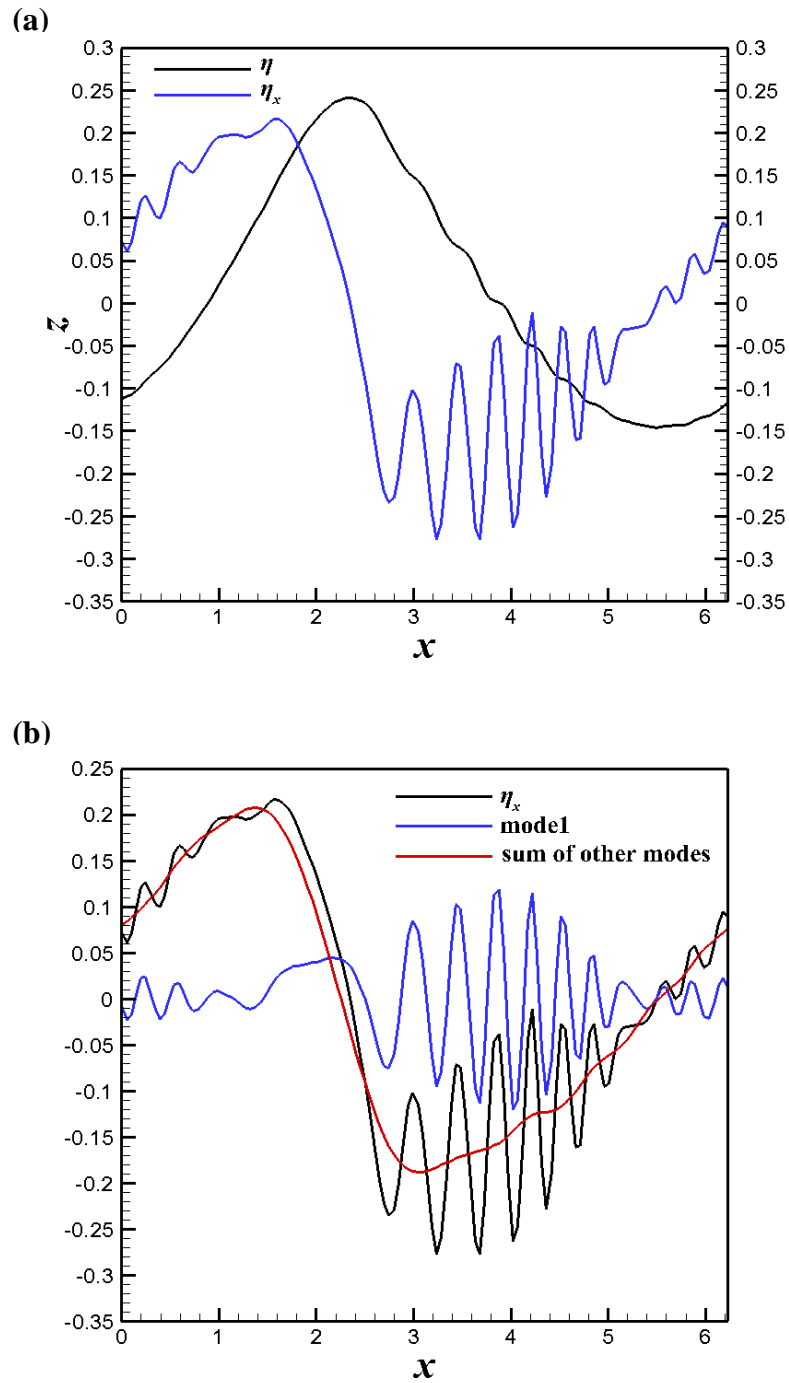


圖 3.5、將例二的 η 取其斜率再作 EMD 分離所得到的結果。圖 a 為 η 與其斜率 η_x ，可看到即便於 η 上不易觀察到的起伏，以其導數來呈現時則可看到明顯的起伏。圖 b 則為 η_x 經 EMD 後所得之結果。

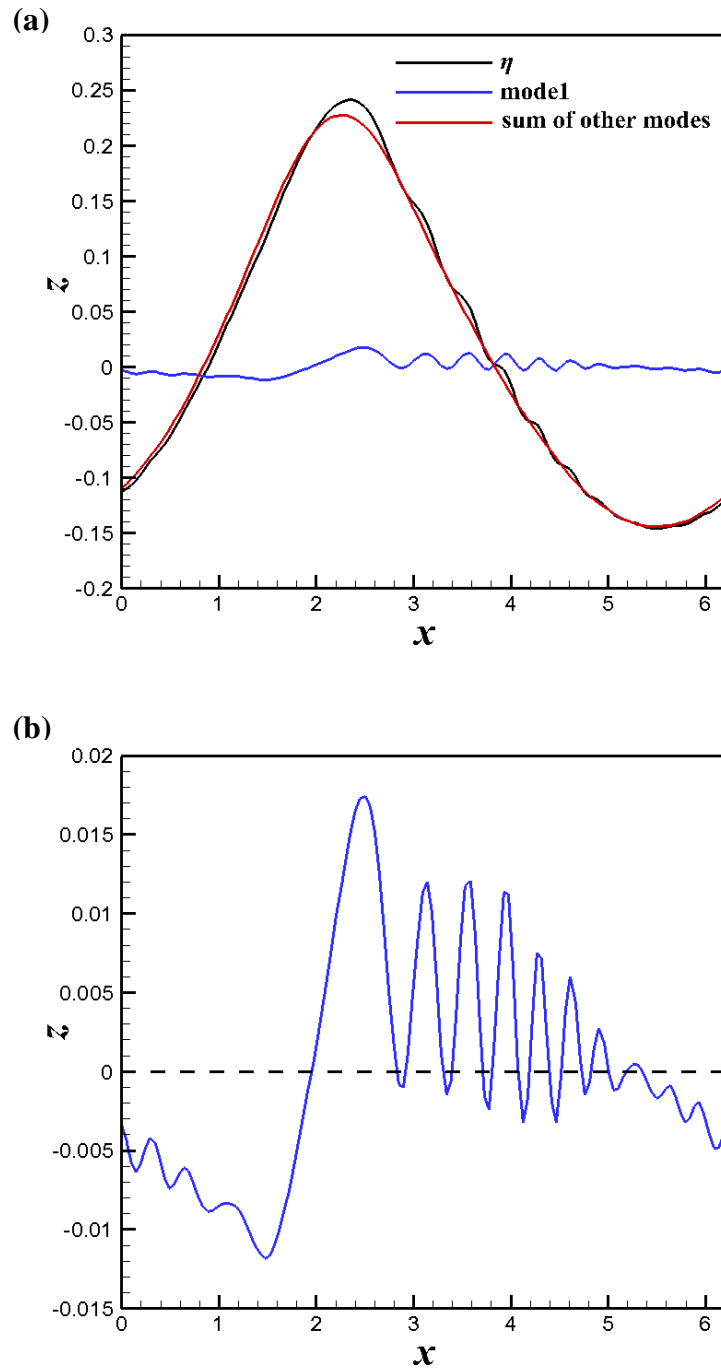


圖 3.6、將圖 3.4 (b) 中代表重力波與表面張力波的訊號積分後的結果。圖 a 中的藍線則為利用此法所得到的表面張力波之結果，紅線則為重力波，理想的結果為代表重力波訊號的波形應要與 η 貼合，僅不包含表面張力波，但可由圖中看出此法所得到的結果，兩者間有些偏差。圖 b 則為圖 a 之藍線放大後的結果，發現其與預期得到的表面張力波有些落差，故此方法並不適合作分離擾動之用。

3-3-2 利用 EEMD 法來分離擾動

由 Wu & Huang (2009) 所發展的 EEMD，其將所要分析的訊號中加入了平均值為零，標準差為 N_{std} 的常態分布亂數，旨在凸顯訊號上的起伏，使區域極值能夠被順利辨識以定義包絡線所通過的位置。最後再取共 N_e 筆的樣本數的 EMD 結果之平均，即取其整體平均 (ensemble average)，以消除於每次利用 EMD 時所加入的常態分布亂數，此即為 EEMD 的概念。而本研究所分析的資料，亦可使用此方法進行處理，以凸顯於資料上不明顯的擾動。然而實際應用 EEMD 又出現了新的問題：如何決定 N_{std} 與 N_e 之值。Wu & Huang (2009) 則建議： N_{std} 值可選用所分析訊號之標準差的 0.2 倍；而 N_e 為數百左右即可得到理想的結果。故在此便選用 N_{std} 值為資料標準差之 0.2 倍， N_e 則為 100，並將所分離出的模態 1 訊號視為資料上之擾動。圖 3.7 (a) 為使用例二的 η 訊號，圖 3.7 (b) 則是例三之訊號，利用了 EEMD 與上述所選用的參數進行分解， N_{std} 分別為 0.0261 與 0.02588， N_e 則均為 100，經分解後所得到的結果。由兩者的結果中可發現：應代表重力波的紅線於波前處包含了部分擾動之訊號，代表分離出的模態 1 無法代表表面張力波，故使得資料減去模態 1 之訊號後所得之趨勢尚殘存部分的擾動於其中。由圖 3.8 中以 EEMD 所分解的各模態的結果即可發現：圖 (a) 之例二與圖 (b) 之例三的模態 1、模態 2 皆屬高頻擾動之訊號，與之前所介紹的擾動全數被分離於模態 1 之情況不同，故無法僅分離模態 1 即定義資料內之擾動，出現此狀況之原因是由於所選用的 N_{std} 過大而導致。Wu 與 Huang (2009) 於文章中亦提及：以 EEMD 進行分解，有時須將鄰近的模態相結合才可得到具意義的訊號。透過計算 Huang 等 (1998) 所提出的兩模態間的正交索引值 (index of orthogonality)：

$$IO_{fg} = \frac{1}{N} \sum_x \frac{C_f(x)C_g(x)}{C_f(x)^2 + C_g(x)^2} \quad (3-2)$$

藉 IO 值判斷兩模態間是否正交 (orthogonal)。而其門檻值則是選用了 Molla 等 (2006) 所建議的 0.1 作為判斷正交與否的 IO 值。當 IO 值小於 0.1 時則代表兩模態正交，亦表示進行分離時所產生的能量缺損 (energy leakage) 小；反之則非正交，代表分離時所產

生的能量缺損大，顯示兩模態為相近頻率之訊號，需要結合成為一模態。經上述之方法計算圖 3.8 之模態 1 與 2 的 IO 值後發現：例二，即圖 3.8 (a) 看似擁有相近頻率的模態 1 與模態 2 之 IO 值為 0.089，接近 Molla 等 (2006) 所建議之值，表示以 0.1 作為 IO 值之標準屬合理之值；而例三，即圖 3.8 (b) 之模態 1 與模態 2 的 IO 值為 0.014，屬不同頻率之訊號，故不應相加，經由主觀判斷認定模態 2 才為所求之擾動，而模態 1 則可能是由於 N_{std} 過大而使得常態分布亂數於整體平均後所產生的殘餘影響，為不屬於原先所分析之資料的訊號。雖藉由上述方法可得到資料內之高頻擾動，但如此一來欲得到資料中的高頻擾動便不能僅分離模態 1，而是需要對資料進行完整的分解，此一步驟勢必會增加計算所需之時間，而對於分離大量的二維流場資料如模式產生的連續時間之水面流場，所增加的計算時間則更為明顯；另外，以此法進行分解，亦無法確保模態 1 之訊號即為所求之高頻擾動，如圖 3.8 (b) 的分解結果中，模態 1 為亂數之殘餘影響，而模態 2 方為所求之擾動，而此高頻擾動之訊號出現於不固定的模態中亦會成為分離大量流場擾動之阻礙。雖 N_{std} 過大時，模態混合問題雖已不復存在，但其結果卻因為能量缺損之問題須再行處理，才可獲得資料內的高頻擾動訊號。為了能夠分離大量流場資料之擾動，之後便嘗試選取一適當大小之 N_{std} 值，使分離後的模態 1 之訊號即為表面張力波。故之後針對了例二與例三之擾動分離，選用了數個較小的 N_{std} 進行測試，如圖 3.15(a)、(b)、(c) 為利用例二之 η 訊號並選用不同的 N_{std} 值得到的分離結果，所選用的值分別為 0.01、0.0075、0.005，各約為資料標準差的 0.077 倍、0.058 倍、0.038 倍， N_e 為 100，將其與圖 3.7 (a) 的結果作比較則可發現：以不同的參數進行 EEMD 的分離，模態 1 則隨著 N_{std} 值愈小而愈能夠完整描述表面張力波，其可從代表重力波的紅線來加以判斷：當 N_{std} 之值愈小，紅線之訊號包含些微高頻擾動之情況則愈輕微，顯示所分離的結果能夠適當地描述表面張力波與重力波。而圖 3.16 (a)、(b)、(c) 則為利用例三的 η 訊號， N_{std} 亦是使用資料標準差之 0.077 倍、0.058 倍、0.038 倍， N_e 則為 100 所得到之 EEMD 結果，同樣於選用了較小的 N_{std} 後，其結果較圖 3.7 (b) 理想。比較三種不同 N_{std} 的例子所得到的分離結果可發現：當 N_{std} 為資料標準差之 0.038 倍，即三個例子中最小的值，所獲得的分離結果較其他 N_{std} 之結果更為正確，如圖 3.9 所示的例二、三之完整分離結

果可發現：當 N_{std} 為資料標準差的 0.038 倍時，資料之擾動全數被分離於模態 1 中。由圖 3.10 所示的不同 N_{std} 值進行 EEMD 之分解所得到的模態 1 與其他模態的 IO 值之均方根時變圖則更清楚地顯示了選用較小的 N_{std} 值所得到的改善：圖 3.10 (a)，即 N_{std} 為 0.2 倍資料標準差之結果可發現 IO_{12} ，即模態 1 與模態 2 之 IO 值幾乎於所有時間內均大於 0.1，代表能量缺損較大，兩模態為相近頻率之訊號；而隨著選用了較小的 N_{std} 之後，即圖 3.10 (b) 選用 N_{std} 為 0.077 倍的資料標準差以及圖 3.10 (c) 選用 N_{std} 為 0.038 倍的資料標準差之結果可發現， IO_{12} 之值逐漸變小，且當 N_{std} 為 0.038 倍之資料標準差時，其 IO_{12} 值幾乎於所有時間內皆小於 0.1，表示能量缺損之問題已獲得改善。然而 N_{std} 之值並非愈小愈能夠得到理想的分離結果，當 N_{std} 過小時，原先存在於 EMD 之分離結果的模態混合問題則會再次出現。故 N_{std} 之值必須落於某個區段之中才能令模態混合問題獲得充分改善，並且令擾動得以被全數分離於模態 1 中。無疑地，EEMD 確實可解決由於擾動過小所導致的模態混合問題，但 N_{std} 值之決定卻無一定，隨著分離不同的物理量資料，所適用的 N_{std} 之標準也會隨著改變，如圖 3.11 (a) 至 (e) 分別為沿流向速度、跨流向速度、垂直速度、溫度、氣體通量之 IO 值均方根時變圖所示，其 N_{std} 選用了 Huang 等 (2009) 所建議之值，即 0.2 倍的資料標準差。可發現除了跨流向速度之結果較理想外，其他物理量的 IO_{12} 之值皆偏大，顯示此 N_{std} 之標準亦無法應用於其他物理量之分離，而需要如上述分離自由液面高度之例子，透過實際計算其分離後的模態之 IO 值方能選定一適當之 N_{std} 之標準，無一固定之客觀標準，故較不適用於大量的二維流場資料之分解。另外，EEMD 將 N_e 次的 EMD 結果作平均，其亦代表了此方法至少須花費相較於原先 EMD 的 N_e 倍時間，在此即為 100 倍的計算時間，大幅地增加運算所需之成本。

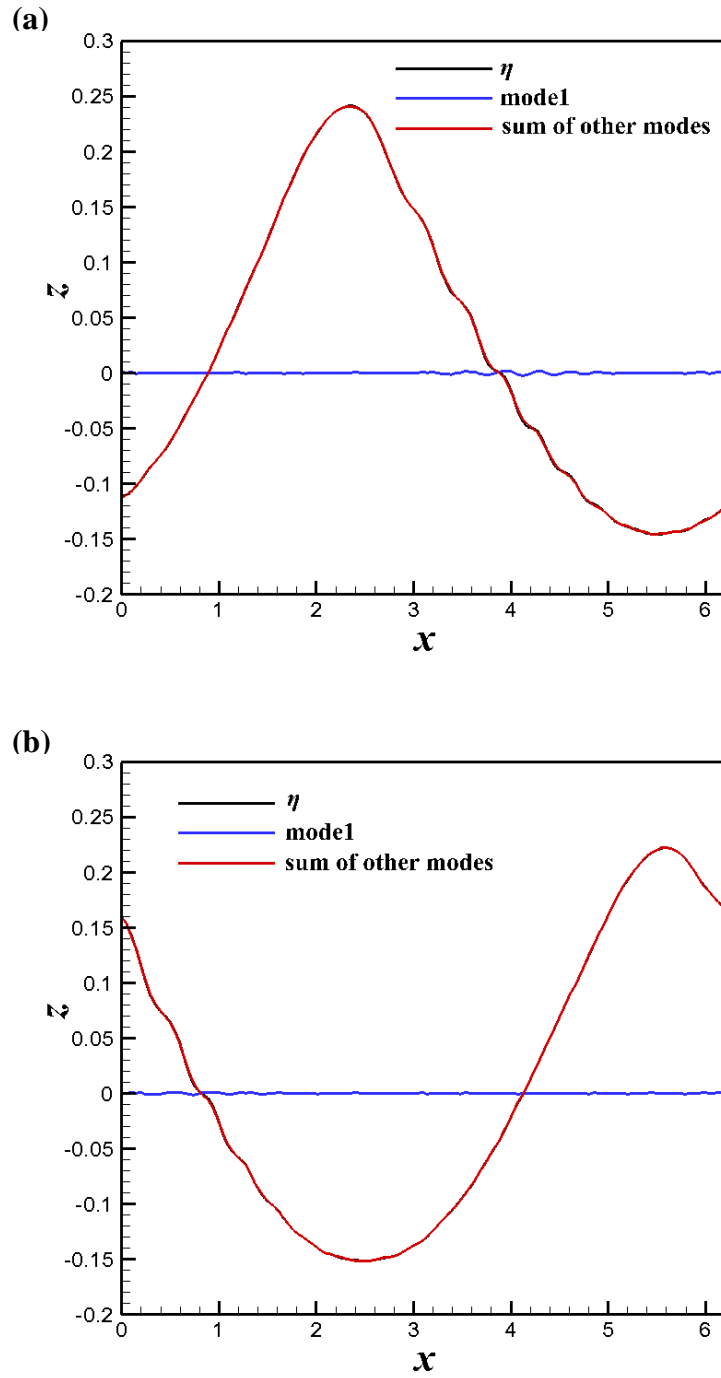


圖 3.7、利用 EEMD 作 η 的分解，所使用的 N_{std} 值為 Wu & Huang (2009) 所建議的分析資料之標準差的 0.2 倍。圖 a 所選用的資料為例二之 η 訊號， N_{std} 為 0.0261；圖 b 為例三之 η 訊號， N_{std} 為 0.02588。 N_e 則均為 100。

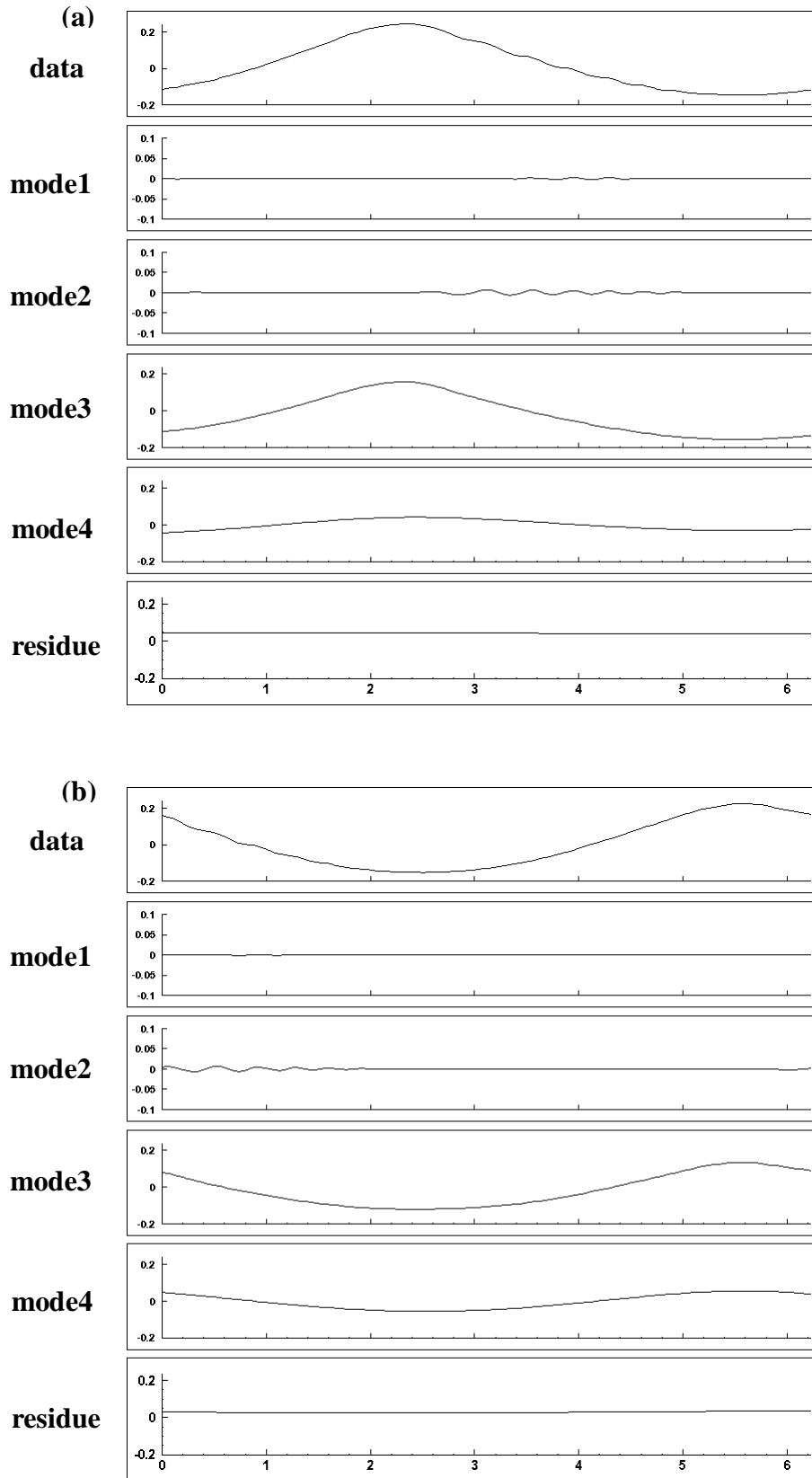


圖 3.8、將例二、三之 η 以 EEMD 進行分解的結果， N_{std} 選用資料標準差的 0.2 倍。圖 a、b 分別為例二、三之分解。依序為 η 、模態 1、模態 2、模態 3、模態 4 及殘餘值。

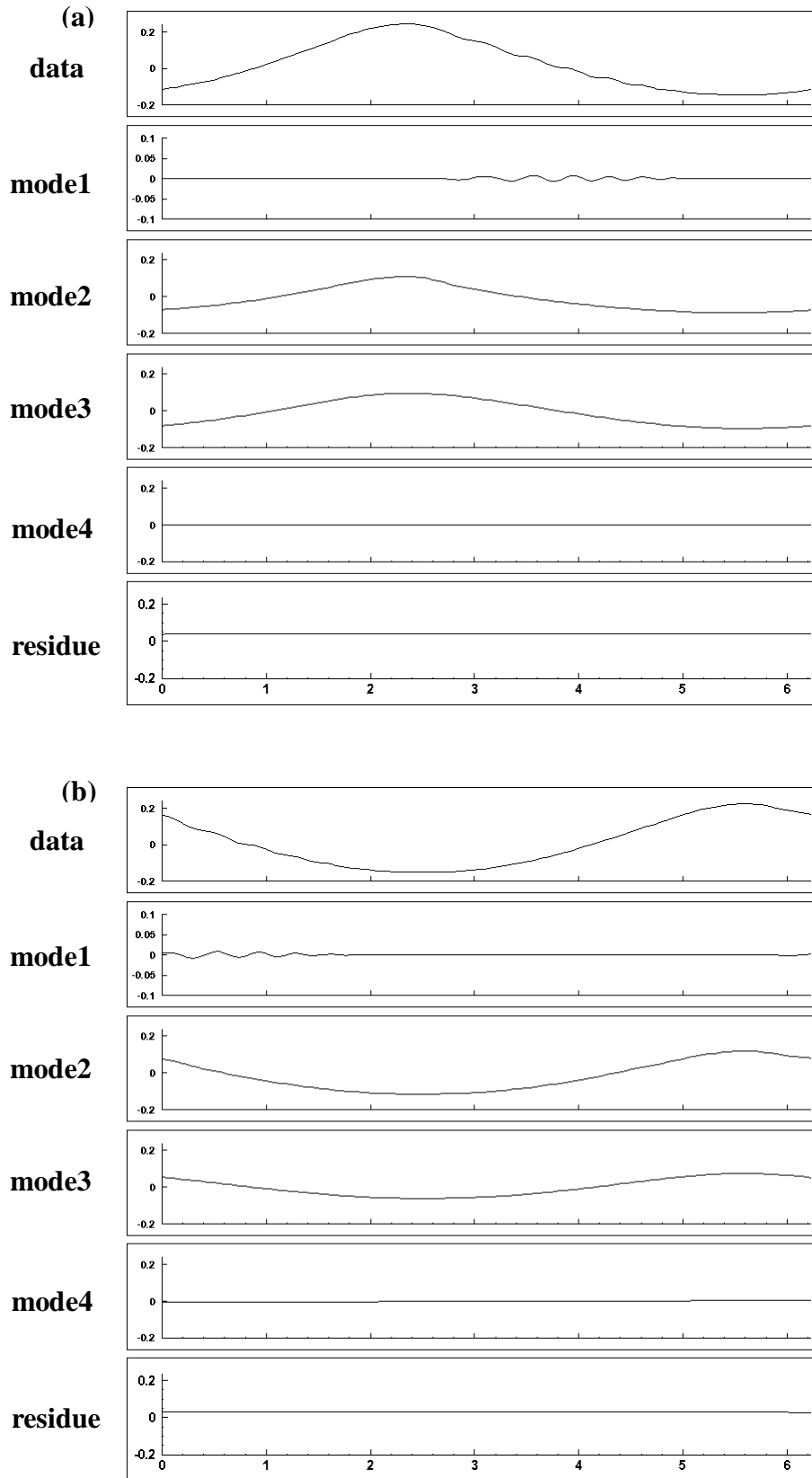


圖 3.9、將例二、三之 η 以 EEMD 進行分解的結果， N_{std} 選用 0.005，約為資料標準差之 0.04 倍。圖 a、b 分別為例二、三之分解。

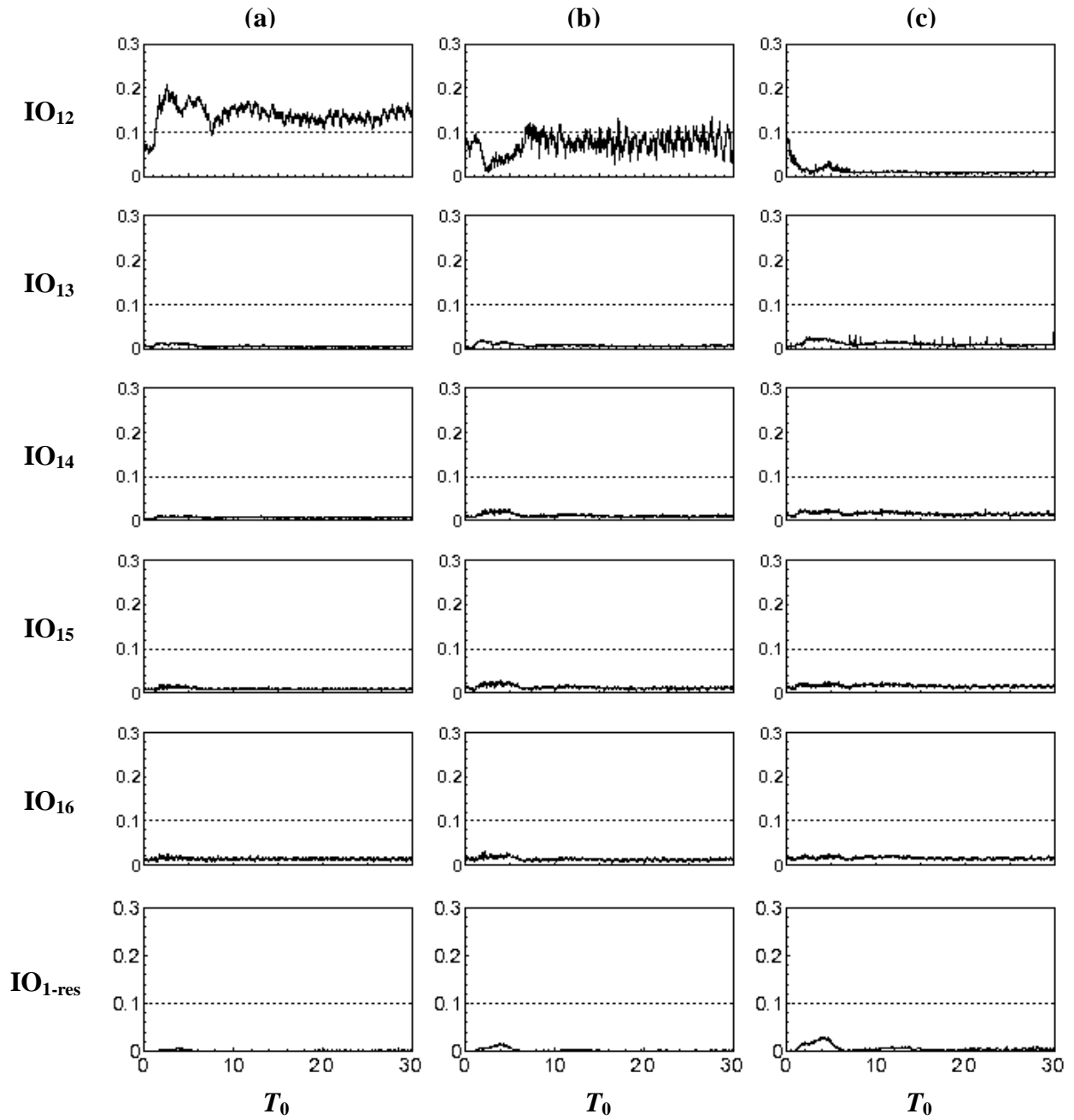
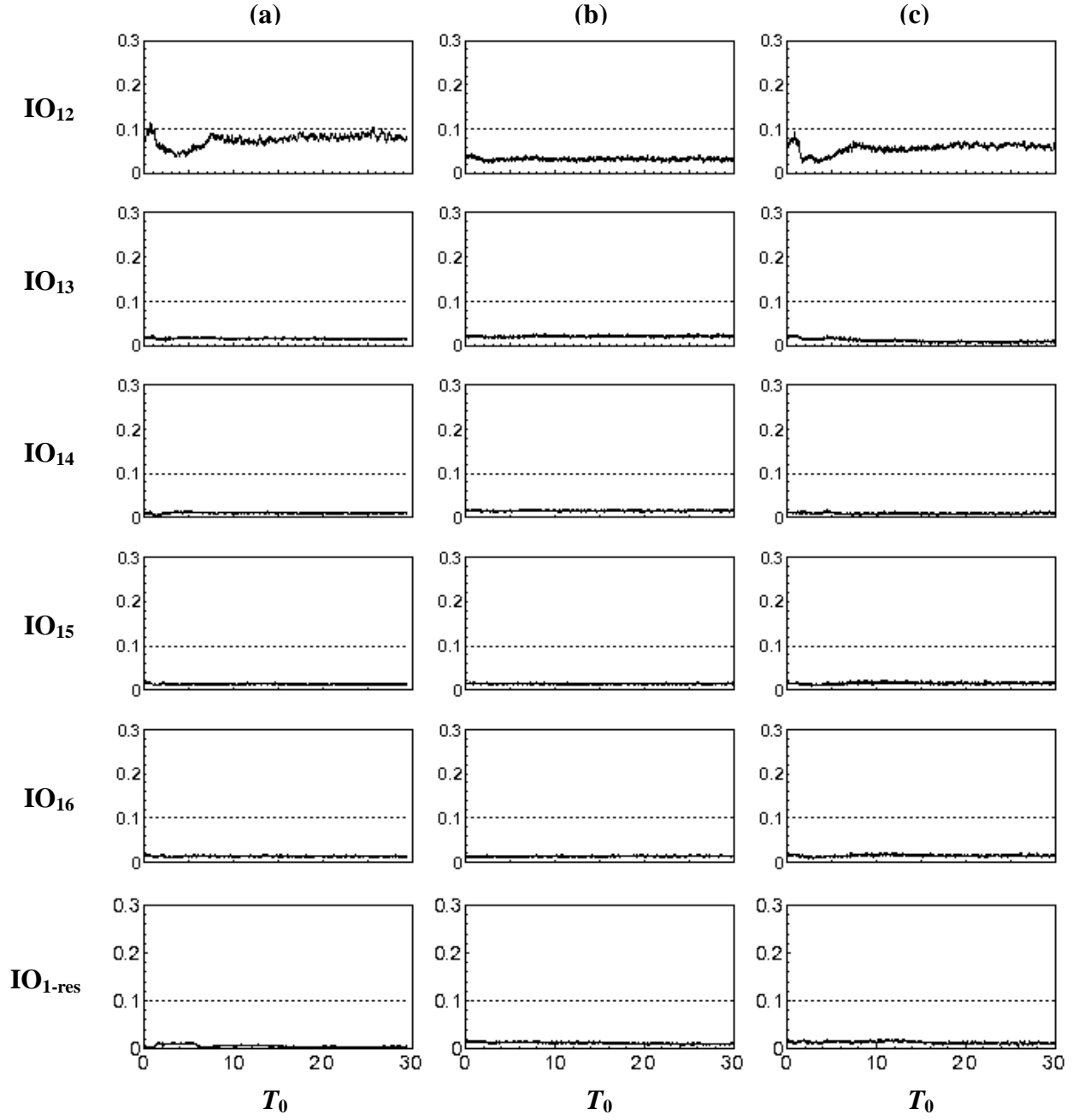


圖 3.10、計算不同的 N_{std} 所分離的模態 1 與其他模態的 IO 值均方根時變圖。圖 a、b、c 分別為利用 N_{std} 為 0.2 倍、0.077 倍、0.038 倍的資料標準差所得到的結果。IO₁₂ 至 IO_{1-res} 則依序代表模態 1 與模態 2 之 IO 值至模態 1 與殘餘值之 IO 值。圖中的虛線則代表 Molla 等 (2006) 所建議：0.1 的 IO 門檻值。



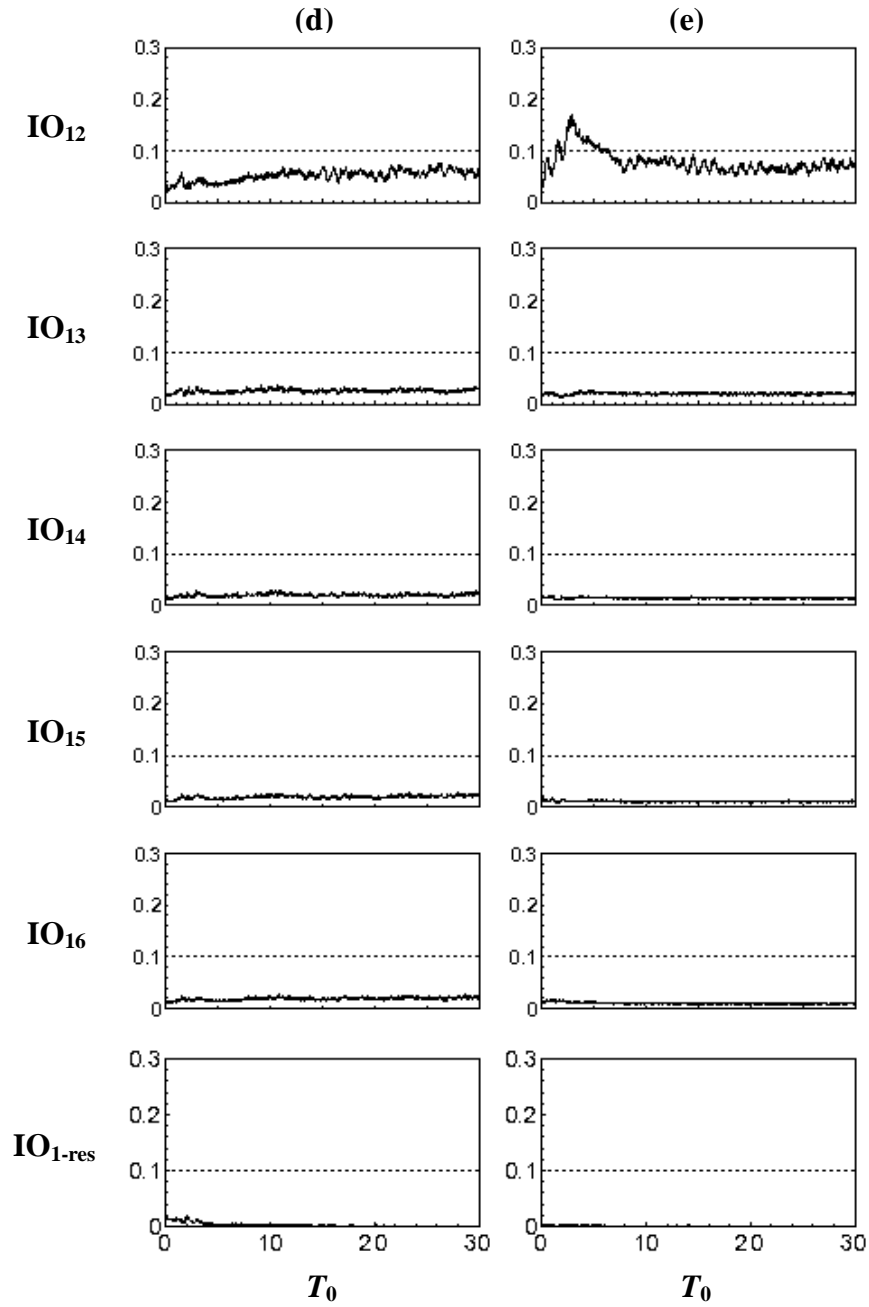


圖 3.11、以 EEMD 進行二維水面不同物理量之分離，而 N_{std} 均為資料標準差之 0.2 倍，再行計算模態 1 與其他模態的 IO 值均方根時變圖。圖 a 至圖 e 分別為：沿流向速度、跨流向速度、垂直速度、溫度、氣體通量於分離各模態之後的 IO 值均方根時變圖。IO₁₂ 至 IO_{1-res} 則依序代表模態 1 與模態 2 之 IO 值至模態 1 與殘餘值之 IO 值。圖中的虛線則代表 Molla 等（2006）所建議：0.1 的 IO 門檻值。

3-3-3 利用資料的曲率來分離擾動

本節所介紹之方法為 Huang 等 (1999) 所提出，其是為了能夠分離資料上未造成區域極值的微弱起伏，即隱藏尺度 (hidden scales) 的擾動，所發展的延伸之 EMD 方法。資料中曲率的極值，會出現於曲折程度較大的位置，其亦為資料之區域極值的所在位置，甚至原先於資料上難以觀察到的微小起伏，於曲率中則可在對應於擾動起伏的位置看到相當明顯的曲率之區域極值分布，如圖 3.12 (a)、(b) 所示，故可藉由尋找資料曲率之區域極值的位置來取代原先由資料上之區域極值的位置決定包絡線所通過的位置，透過此方法來增加包絡線之控制點的數量，以定義較適當描述資料趨勢之包絡線，順利分離資料上的擾動。如圖 3.13 (a) 為例二之 η 利用最初建立包絡線之方法，即資料本身的區域極值之位置作為包絡線通過的位置，圖 3.13 (b) 則為利用本節所介紹之方法來定義包絡線通過的位置，比較兩者可發現本節所介紹的方法所定義之包絡線確實較原先的方法所得到的包絡線能夠更適當地描述資料之趨勢，圖 3.14 (a) 與 (b) 則為例三之 η 利用不同的方法所定義之包絡線，可發現結果同樣有長足的進步。圖 3.15 (d) 則為利用此法來分析例二之 η 所得到的分離結果，圖中可看到於原先的 EMD 出現的模態混合問題已不復存在；圖 3.16 (d) 亦為原 EMD 無法分離擾動的例三之 η ，同樣正確地分離了表面張力波，證明此方法確實可解決因為資料上的擾動過小而導致其無法被分離的問題。而分離其他的物理量如：沿流向速度、跨流向速度、垂直速度、溫度及氣體通量之擾動亦能夠處理得宜，其結果分別呈現於圖 3.17、3.18、3.19、3.20、3.21，所使用的時間均為 $t = 20T_0$ ，位置則為流場中心之沿流向切面。其中圖 (a)、(b)、(c) 則分別為最初之 EMD、EEMD 與本節所介紹之方法的分離結果，其中 EEMD 方法所使用之 N_{std} 值為主觀選取一適合該資料之值，令模態 1 可代表資料之擾動，其所適用的 N_{std} 之值分別為資料標準差之 0.12 倍、0.2 倍、0.1 倍、0.2 倍、0.03 倍。可發現本節之方法所得之結果與 EEMD 之結果相較於最初的 EMD 方法大多改善了分離結果。而透過本節所介紹之方法進行連續時間之不同物理量的分離，並計算模態 1 與其他模態之 IO 值所得之 IO 值均方根時變圖，即圖 3.22，亦可發現其值皆小於 0.1，即上節所定義之判斷正交與否的

門檻值，代表利用本節之方法所分離的模態 1 與其他模態相互正交，故模態 1 即可代表所分析資料內之擾動，說明了本節所介紹之方法可適用於分解本文中所分析的數值模擬水面流場之擾動。另外亦考慮了本節之方法相較於 EEMD 於客觀性與計算時間上較為優勢，故之後便會利用此方法進行資料的擾動分離，即利用 EMD 進行各物理量之高頻擾動的分離，並搭配本節所介紹之定義包絡線的方法：以曲率之區域極值的位置來決定包絡線所通過的位置，藉此避免所分離的高頻擾動出現模態混合與能量缺損之問題。

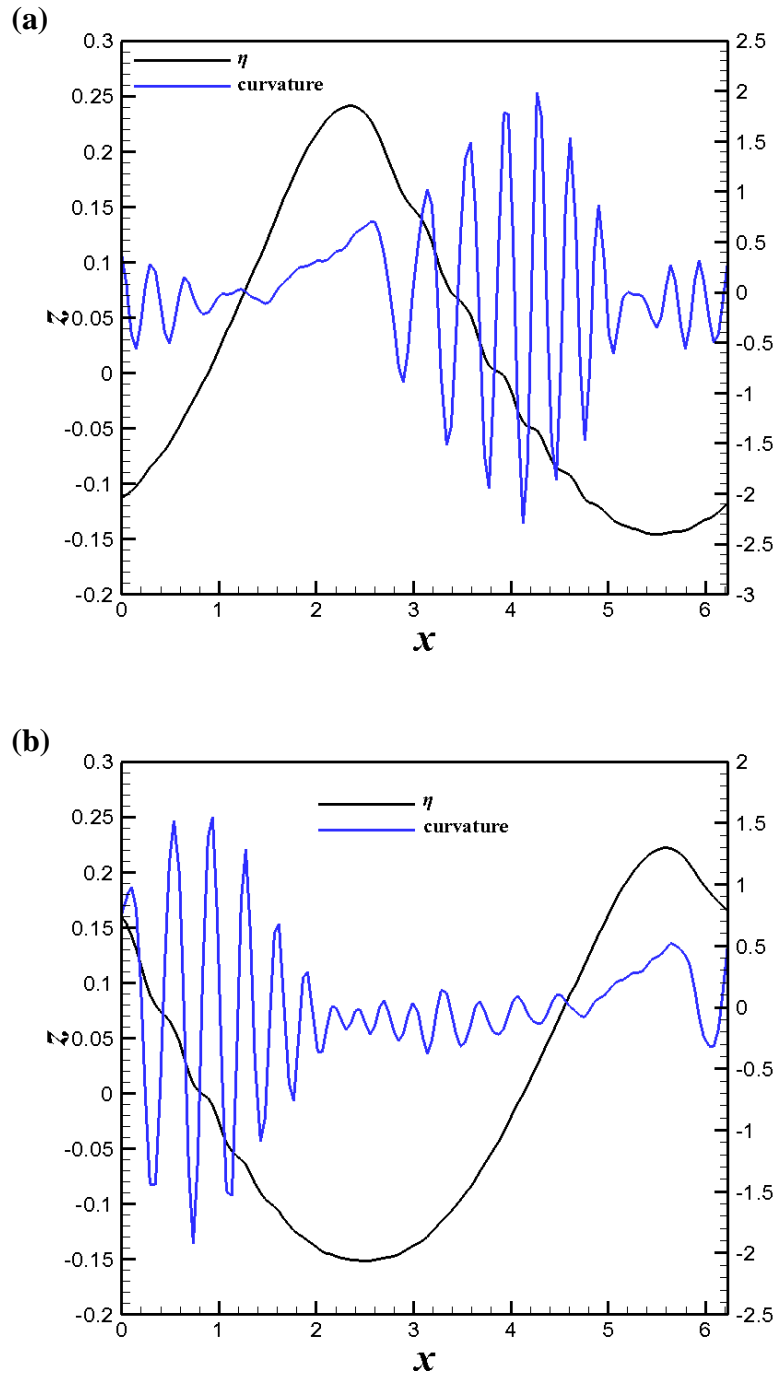


圖 3.12、圖 a 為例二之 η 與其曲率，圖 b 則為例三之 η 與其曲率。由圖中可看到於波前的微小擾動之波峰波谷位置恰巧對應於 η 的曲率之區域極值，故可藉由尋找曲率之區域極值的位置來選取 η 之包絡線所會通過的位置。

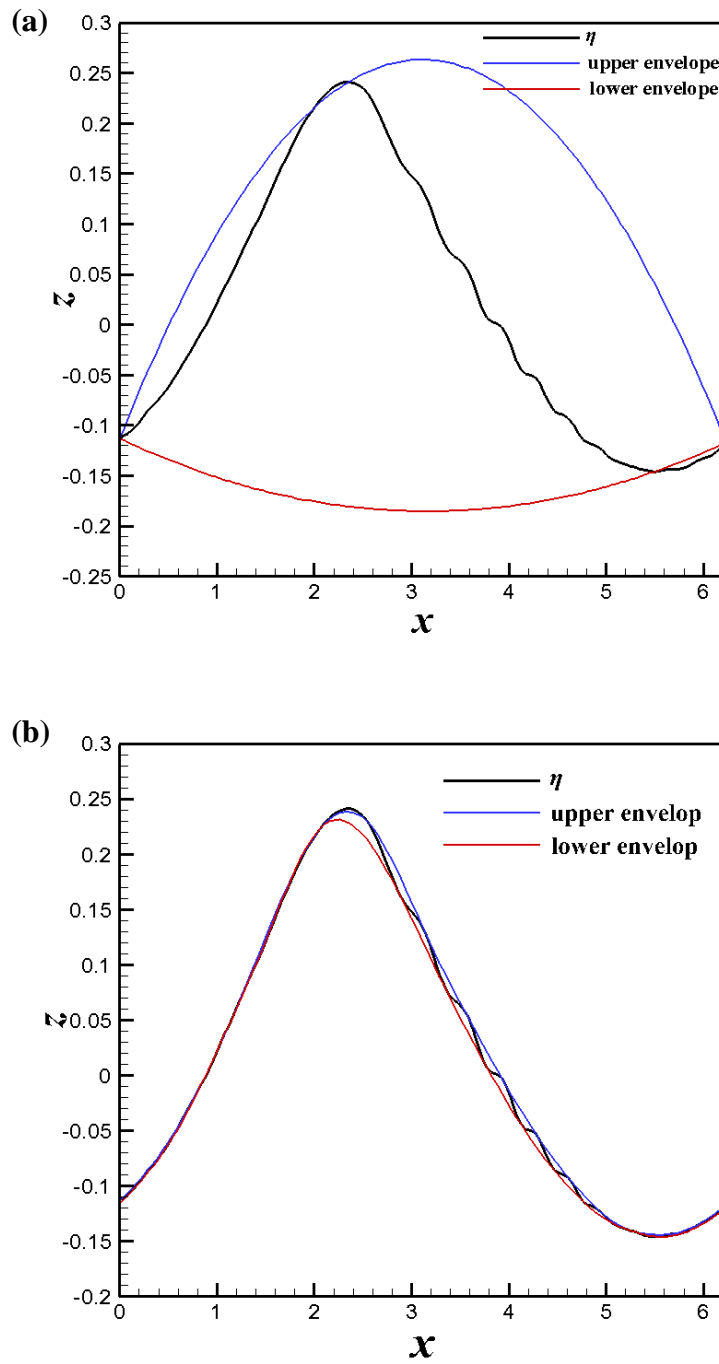


圖 3.13、例二之 η 在透過不同的方法所找到的包絡線之比較。圖 a 為最初的建立包絡線之方法，即直接尋找資料上之區域極值之位置來建立包絡線；圖 b 則為利用資料之曲率之區域極值的位置來決定包絡線的方法。

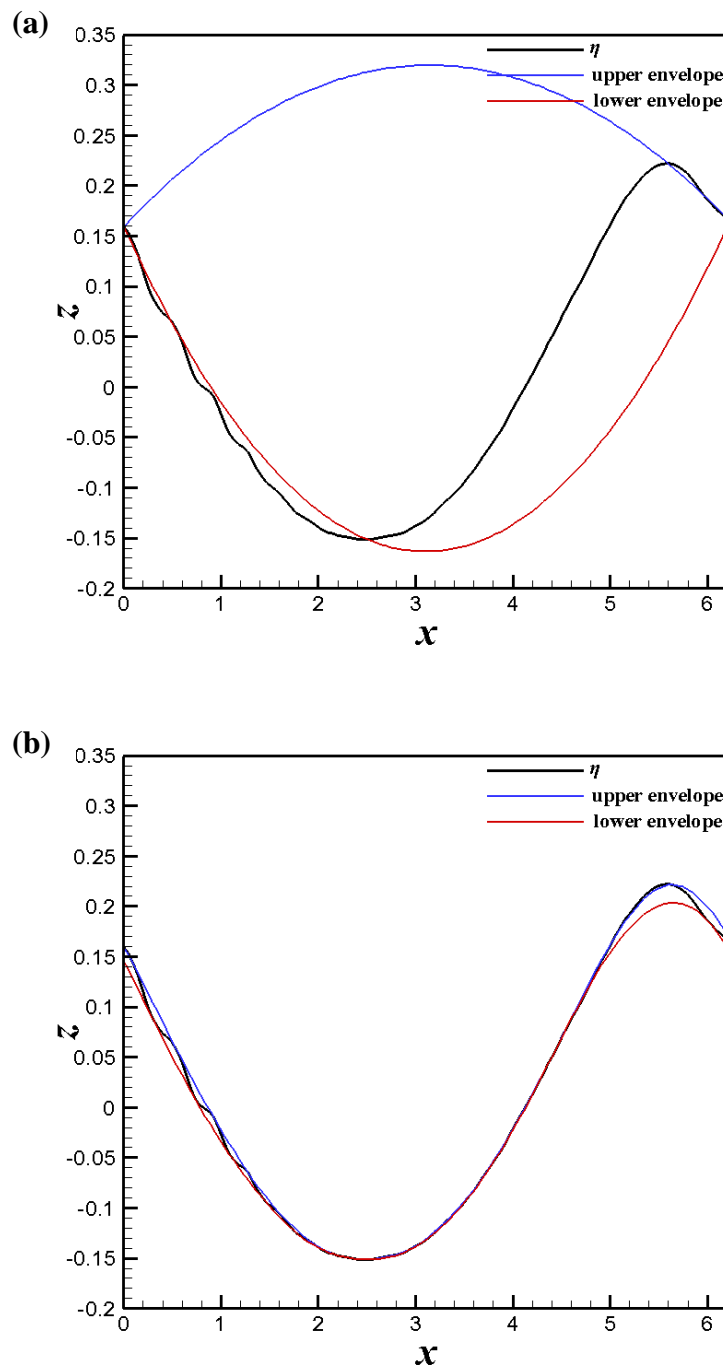


圖 3.14、例三之 η 在透過不同的方法所找到的包絡線之比較。圖 a 為最初的建立包絡線之方法，即直接尋找資料上之區域極值之位置來建立包絡線；圖 b 則為利用資料之曲率之區域極值的位置來決定包絡線的方法。

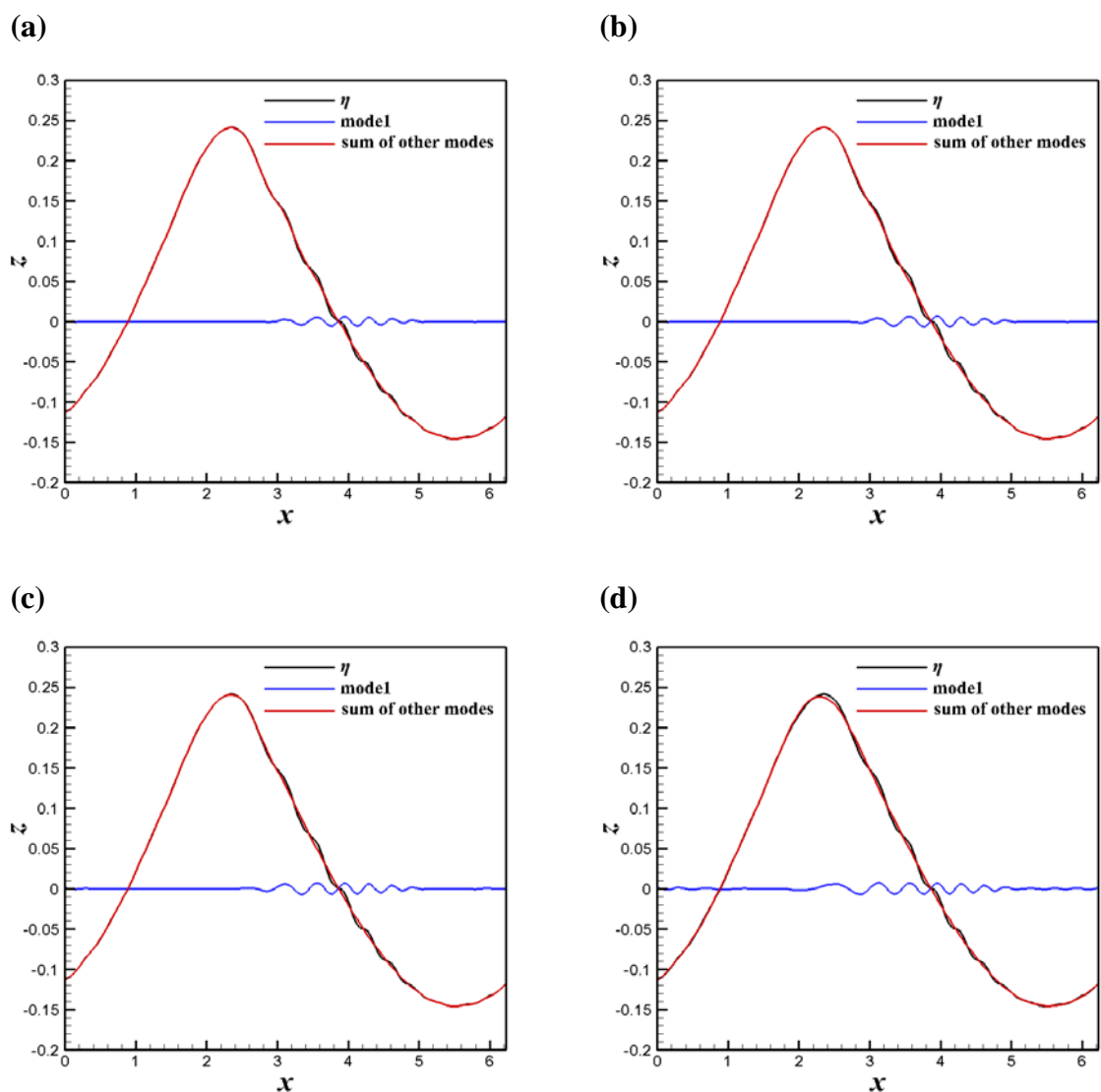


圖 3.15、將例二的 η 以不同的方法分離所得到的結果。圖 a、b、c 為 EEMD， N_e 均為 100， N_{std} 則分別為 0.01、0.0075、0.005；圖 d 則是使用了利用曲率來協助建立包絡線的 EMD 方法。

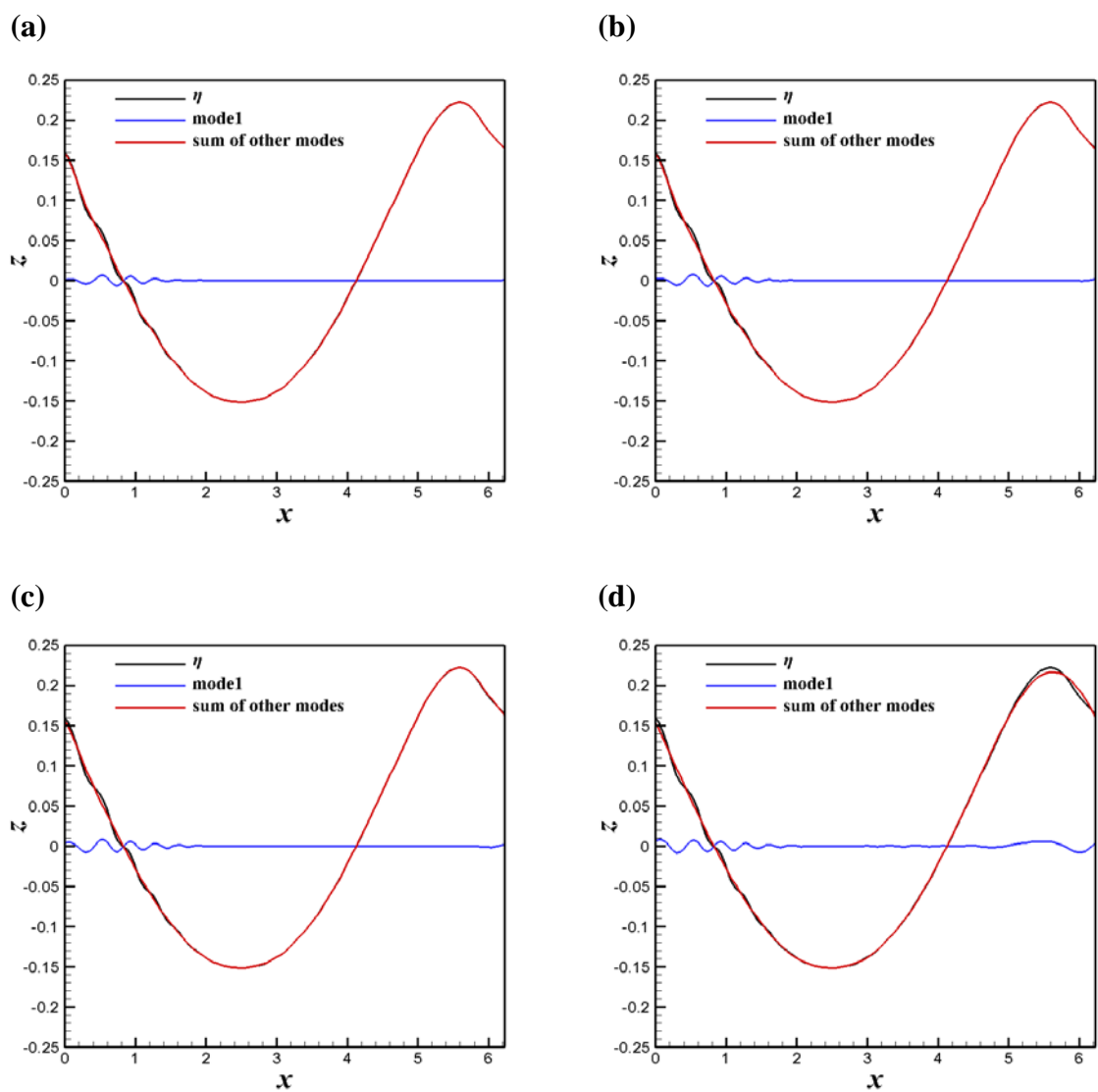


圖 3.16、將例三的 η 以不同的方法分離所得到的結果。圖 a、b、c 為 EEMD， N_e 均為 100， N_{std} 則分別為 0.01、0.0075、0.005；圖 d 則是使用了利用曲率來協助建立包絡線的 EMD 方法。

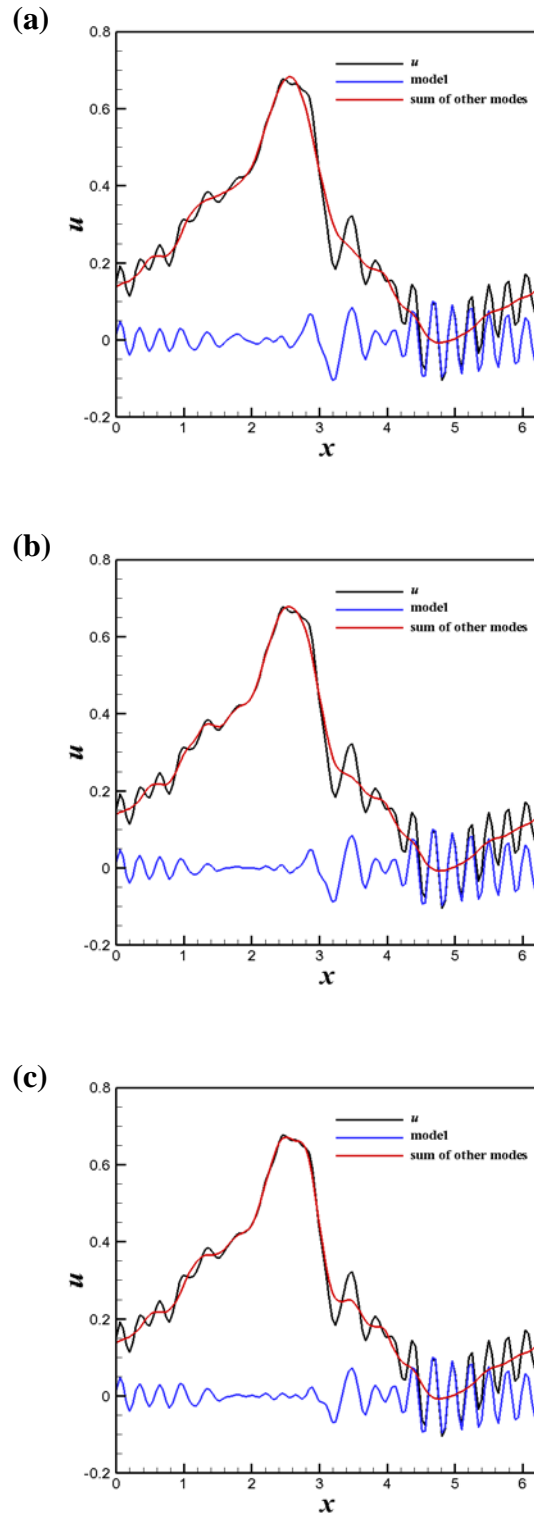


圖 3.17、利用不同的方法分解沿流向速度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中心之沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.12 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。

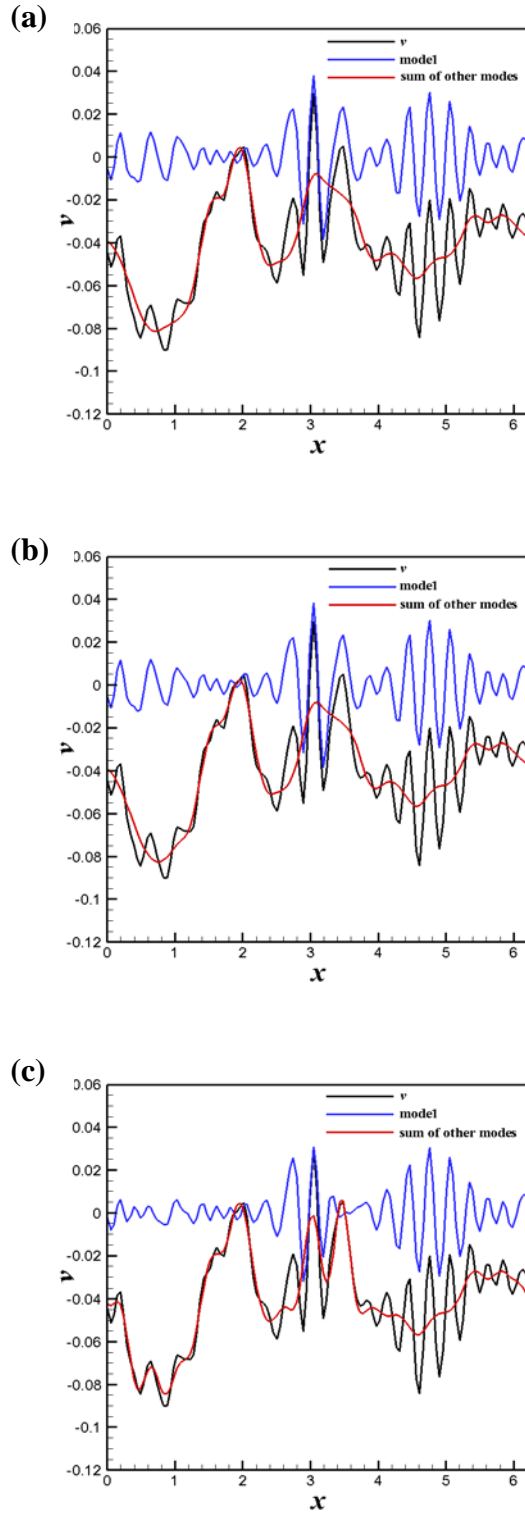


圖 3.18、利用不同的方法分解跨流向速度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.2 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。

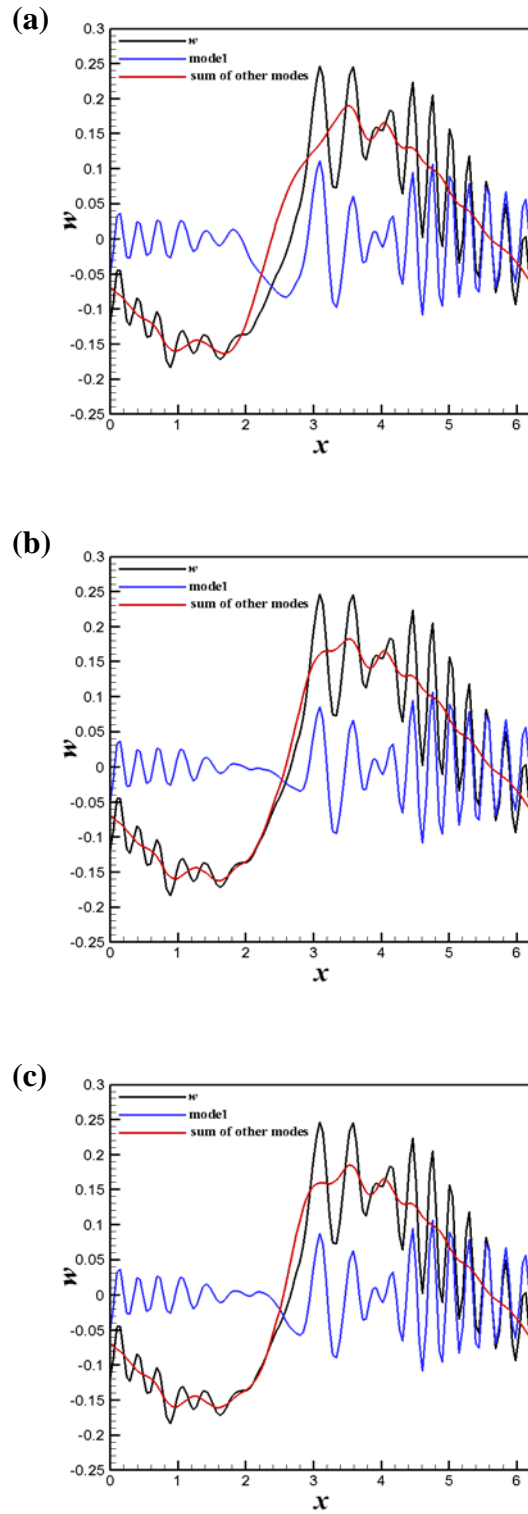


圖 3.19、利用不同的方法分解垂直速度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.1 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。

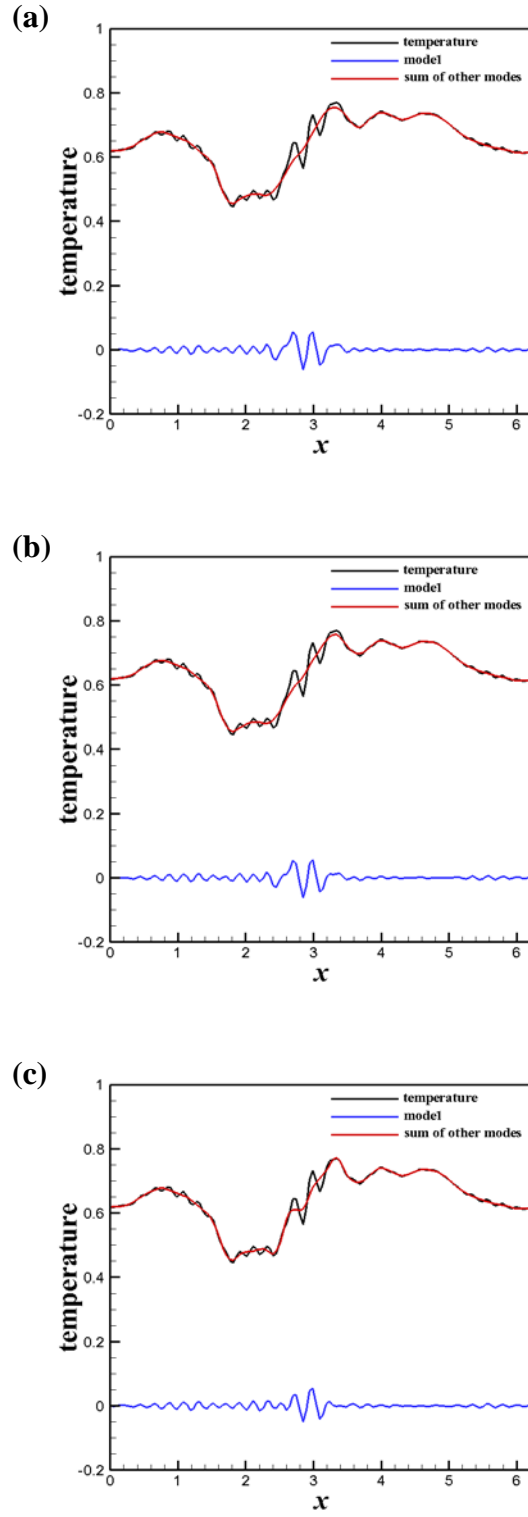


圖 3.20、利用不同的方法分解溫度之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。

圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.2 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。

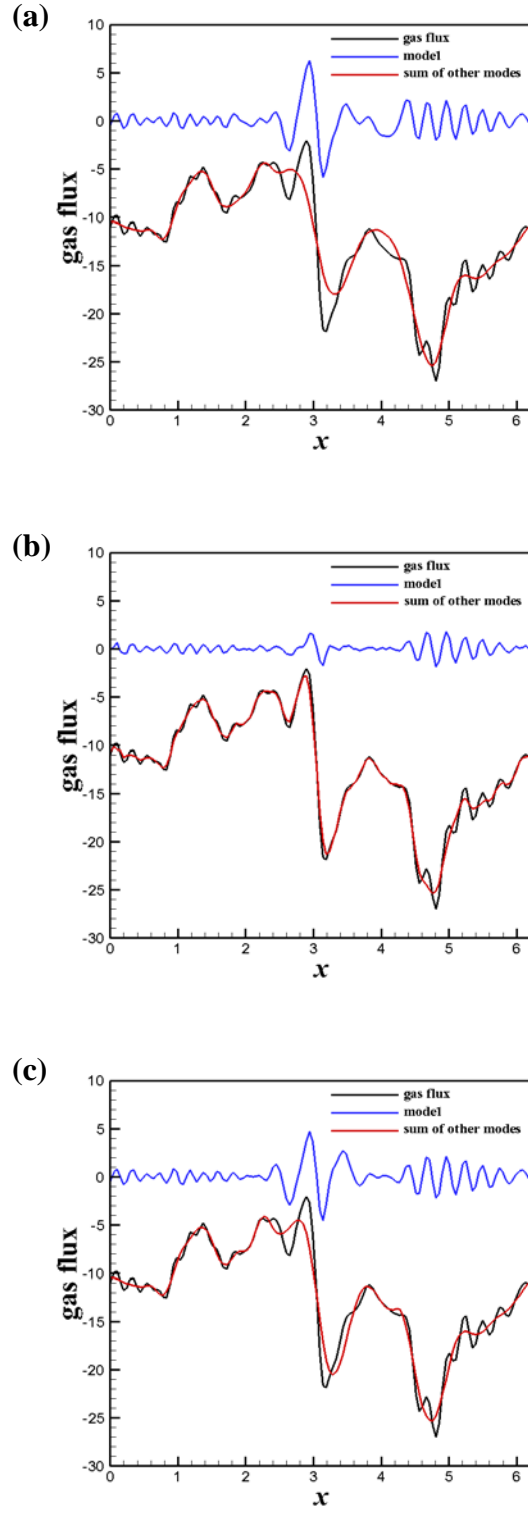
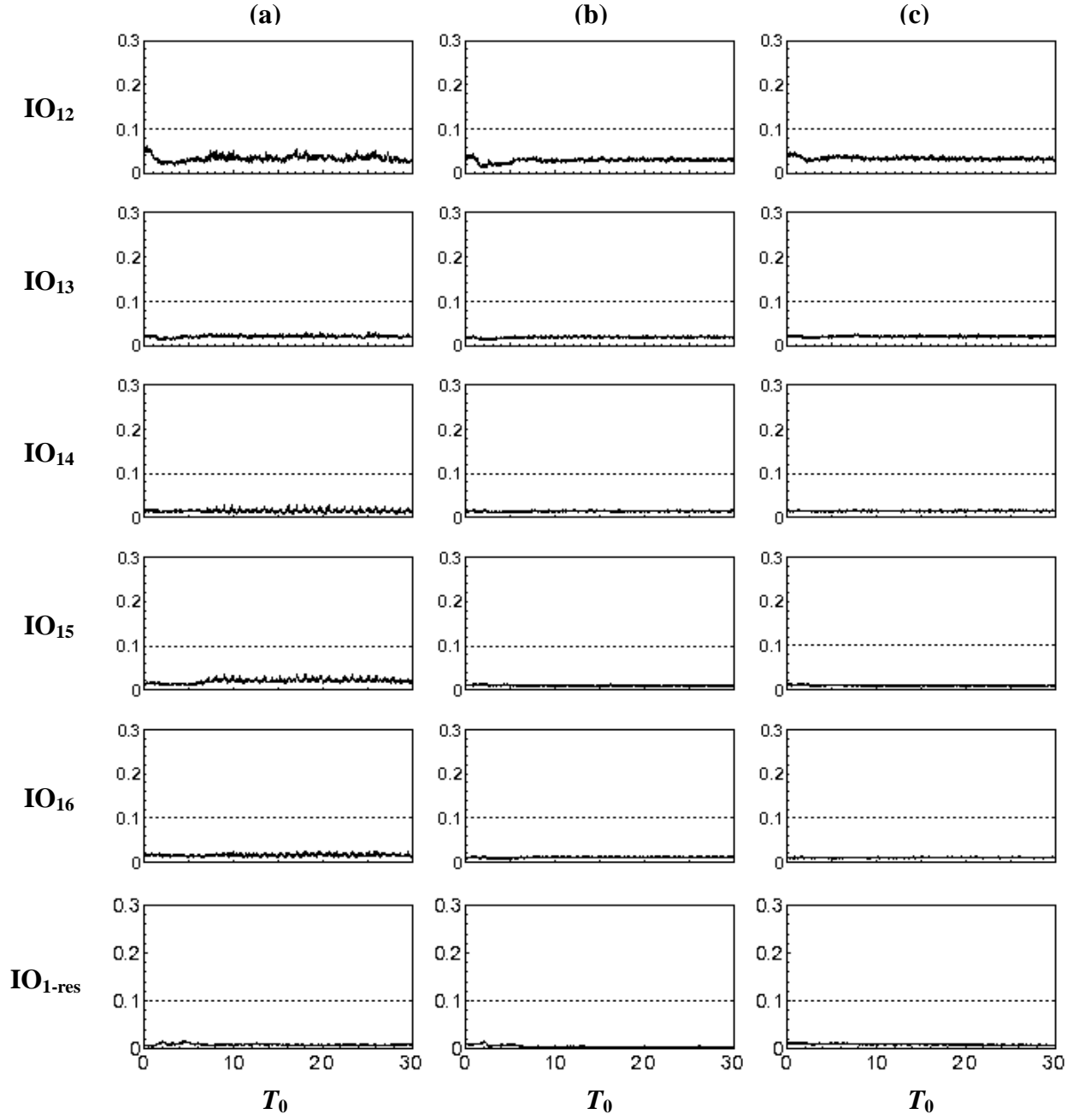


圖 3.21、利用不同的方法分解氣體通量之訊號，所選取的時間為 $t = 20T_0$ 中間的沿流向切面。圖 a 則為利用最初的 EMD 所得到的結果；圖 b 則為利用 EEMD 所得到的結果，而 N_{std} 使用訊號標準差之 0.03 倍， N_e 則為 100；圖 c 則為利用訊號之曲率來協助建立包絡線之 EMD 方法。



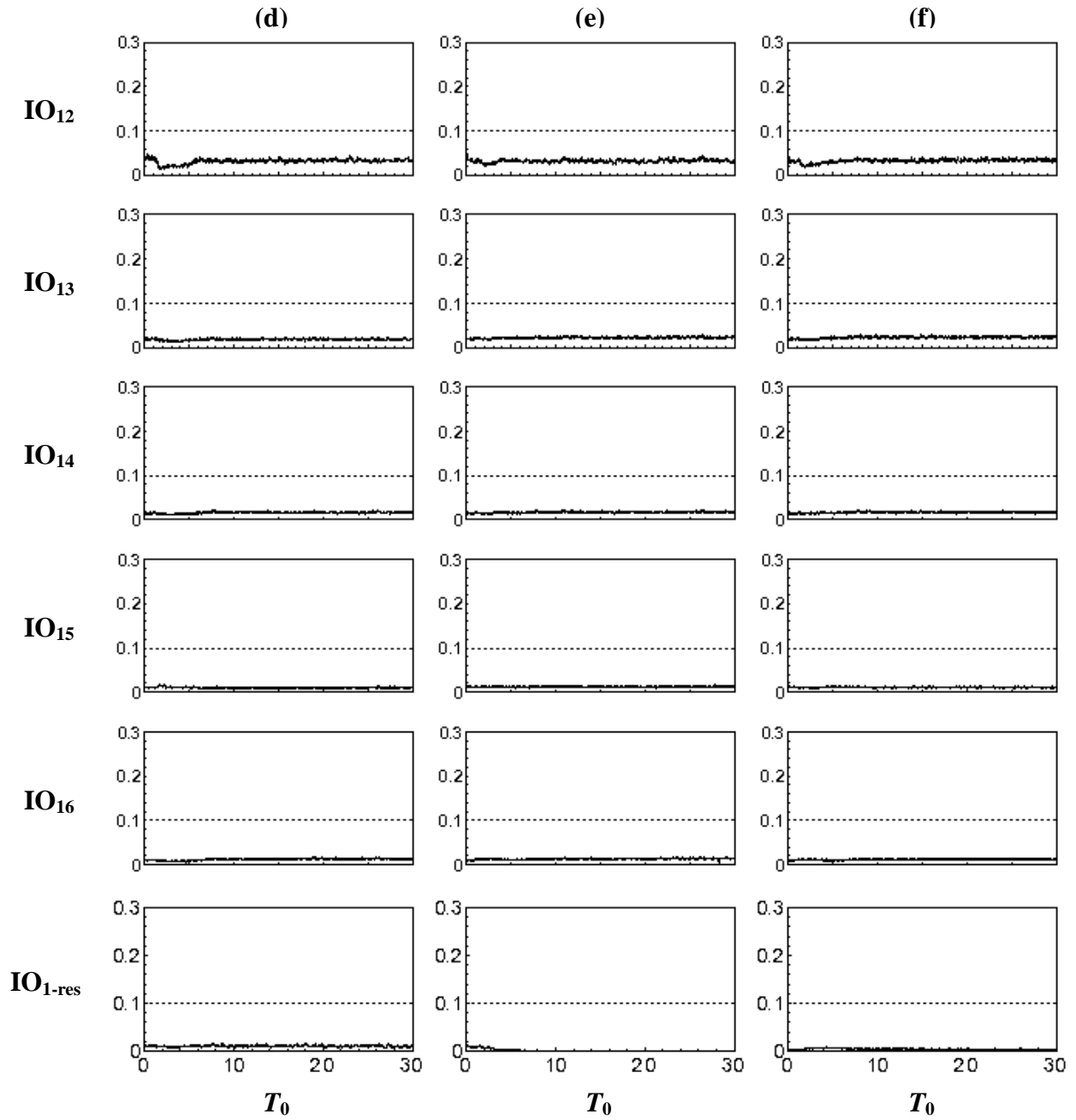


圖 3.22、以搭配曲率之 EMD 進行二維水面不同物理量之分離，再行計算模態 1 與其他模態的 IO 值均方根時變圖。圖 a 至圖 f 分別為：自由液面高度、沿流向速度、跨流向速度、垂直速度、溫度、氣體通量於分離各模態之後的 IO 值均方根時變圖。IO₁₂ 至 IO_{1-res} 則依序代表模態 1 與模態 2 之 IO 值至模態 1 與殘餘值之 IO 值。圖中的虛線則代表 Molla 等（2006）所建議：0.1 的 IO 門檻值。

3-4 利用 EMD 實際分解水面流場

接下來將對水面上之物理量實際運用二維流場之分解，並探討其結果。影響水面上結構生成大概可區分為三種機制，而流場亦可視為此三種機制所造成的分量相加：

$$f(x, y) = f_{GW}(x) + f_{CW}(x, y) + f_{LC}(x, y) \quad , \quad (3-3)$$

一為重力波所造成，如沿流向速度流場中可看到的明顯趨勢，以 f_{GW} 表示；二為表面張力波所造成，即流場中出現的高頻擾動之結構，以 f_{CW} 來表示；再來則為水下之紊流場所影響，即 Langmuir circulations 所造成之結構，以 f_{LC} 來表示。

以圖 3.23 中 $t = 20T_0$ 之水面的二維自由液面高度 η 作水面流場之分解說明：透過本章所述之 EMD 方法，可將 η 中代表表面張力波的沿流向高頻擾動自流場中分離，將 η 分解為由高頻擾動所構成之表面張力波 η_{CW} ，即圖 (b)，與重力波和 Langmuir circulations 所構成的流場 η_{GW+LC} ，即圖 (c)。而模式中的重力波為沿流向，即 x 方向行進的波，其於跨流向，即 y 方向所造成的影響應為一致，意即：於同一跨流向切面上的每點所受到的重力波影響應相同。故可利用條件相位平均法 (conditional phase average method) 之概念，假設重力波於各個沿流向之切面皆為相同的波形，故將圖 (c) 之流場，即 η_{GW+LC} ，其上的跨流向切面的液面高度之平均視作重力波所造成的液面高度：

$$\eta_{GW}(x) = \frac{1}{N_y} \sum_y \eta_{GW+LC}(x, y) \quad , \quad (3-4)$$

其中 N_y 為 y 方向的網格點數，即 128，經過此法後即可得到如圖 (d) 所示之一維沿流向的平均重力波 η_{GW} 。而如將 η_{GW+LC} ，即圖 (c)，其中每一沿流向之切面皆減去圖 (d) 之重力波 η_{GW} ，所得到的結果即為僅受下方紊流影響而形成之流場 η_{LC} ：

$$\eta_{LC}(x, y) = \eta_{GW+LC}(x, y) - \eta_{GW}(x) \quad , \quad (3-5)$$

如圖 (e) 所示。經由一連串的分解後發現： η 亦受到 Langmuir circulations 的影響，水面的幅合與發散造成了波峰些微地降低與抬升，如圖 (e) 於波峰位置的藍色與紅色圓點；且幅合亦造成了表面張力波的減弱，如圖 (b) 所呈現，位於幅合區域內的高頻擾

動變得較不明顯。之後亦分別對不同的物理量：沿流向速度、溫度、氣體通量來作與上述相同步驟之分解，得到圖 3.24、3.25、3.26 之分解結果。

圖 3.24 依照了同樣的分解步驟來對 $t = 20T_0$ 的水面之沿流向速度場 u 分解，圖 (b)、(d)、(e) 分別為表面張力波、重力波、Langmuir circulations 所造成之速度場： u_{CW} 、 u_{GW} 、 u_{LC} 。 u_{GW} 與 u_{CW} 皆是由於波浪所造成之速度場的分布，故可發現其與 η 之分解有良好的對應關係：重力波與重力波所造成之沿流向速度場波相一致，表面張力波與其所造成的沿流向速度場皆於水面的幅合處有減弱的趨勢。而由下方的紊流所造成的 u_{LC} 之沿流向速度場中，則出現了相當清楚的沿流向之條痕結構，代表本章所介紹的分離方法亦解決了由於同時存在多種尺度的結構導致條痕難以辨認的問題。

圖 3.25 則為 $t = 20T_0$ 之水面溫度場 h 的分解。 h_{GW} 之流場，即圖 (d)，雖佔水面之溫度場不小的比重，但由圖 3.27 的 h_{GW} 之平均時變圖發現其會隨著時間而逐漸上升，而重力波週期地通過水面所造成的效應似乎與水面溫度持續上升之現象沒有特別關聯。不同於先前分離的物理量如 η_{GW} 與 u_{GW} 僅為重力波所造成之影響， h_{GW} 在此除了代表重力波之影響外，亦包含了反映水面溫度持續上升的平均溫度。另一方面， h_{LC} ，即圖 (e) 之流場似乎囊括了大部分於水面溫度場所出現之結構，由圖 3.28 的不同機制所造成之溫度變化的均方根時變圖則進一步顯示了 Langmuir circulations 為造成水面之溫度變化的主要原因。

圖 3.26 則為氣體通量場之分解。與先前所述之溫度場的 h_{GW} 類似，氣體通量場的分離結果中的與重力波相關之流場之中除了重力波之影響外，亦包含了一逐漸上升之平均氣體通量，如圖 3.29 的平均氣體通量之時變圖所示。而由圖 (e) 的結果中可看到其包含了氣體通量場內的所有沿流向條痕結構，再次印證了氣體通量場的沿流向條痕結構是由於 Langmuir circulations 所造成的。此外，其相較於其他物理機制所造成之影響，下方紊流所造成的氣體通量之貢獻似乎較為顯著，由圖 3.30 的不同之物理機制所造成的氣體通量之變化的均方根時變圖中，由 Langmuir circulations 所造成的貢獻明顯高於其他機制，亦可印證上述論點。除此之外，沿流向速度場與氣體通量場由於下方紊流所造成之流場，即 3.24 (e) 與 3.26 (e)，兩者的條痕結構於流場的位置和結構的特徵極為類

似。如此的情況不僅發生於 $t = 20T_0$ 的瞬時流場，於圖 3.31 之不同時間 ($t = 15T_0$ 、 $25T_0$ 、 $30T_0$) 由 Langmuir circulations 所造成的沿流向速度場 (圖 (a)、(c)、(e)) 與氣體通量場 (圖 (b)、(d)、(f)) 亦出現高度相關的特性。此兩種物理量之關係使得實際量化現場難以量測的水面之氣體通量或許得以實現。

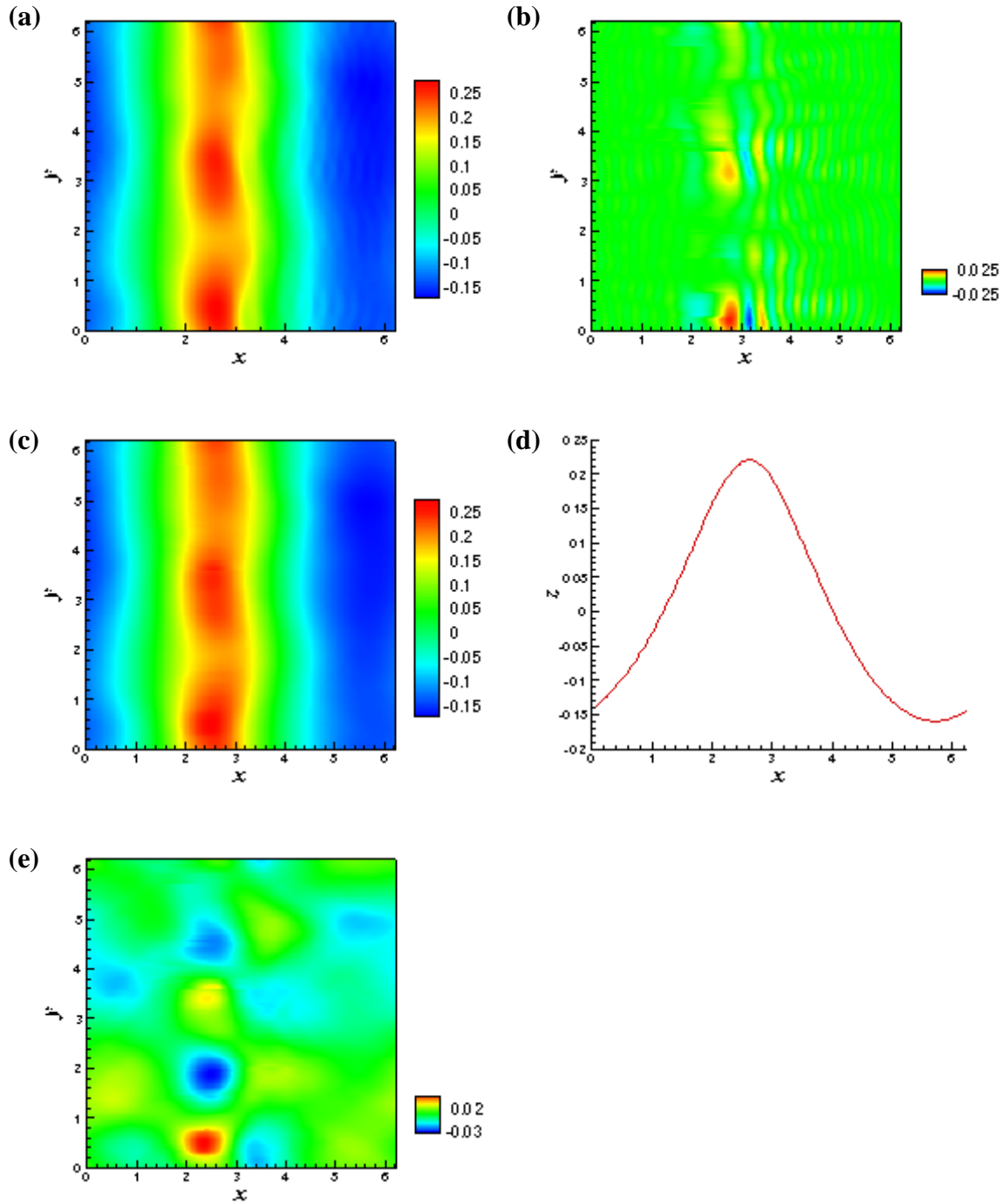


圖 3.23、 $t = 20T_0$ 之二維自由液面高度分解。圖 a 為水面之自由液面高度；圖 b 則為經 EMD 所分離出的二維高頻擾動；圖 c 則為去除掉高頻擾動後的結果；圖 d 為圖 c 的相位平均，即為重力波；圖 e 則為將圖 c 內的每一沿流向切面扣除圖 d 之訊號所得到的結果，即 Langmuir circulations 所造成之自由液面高度的變化。

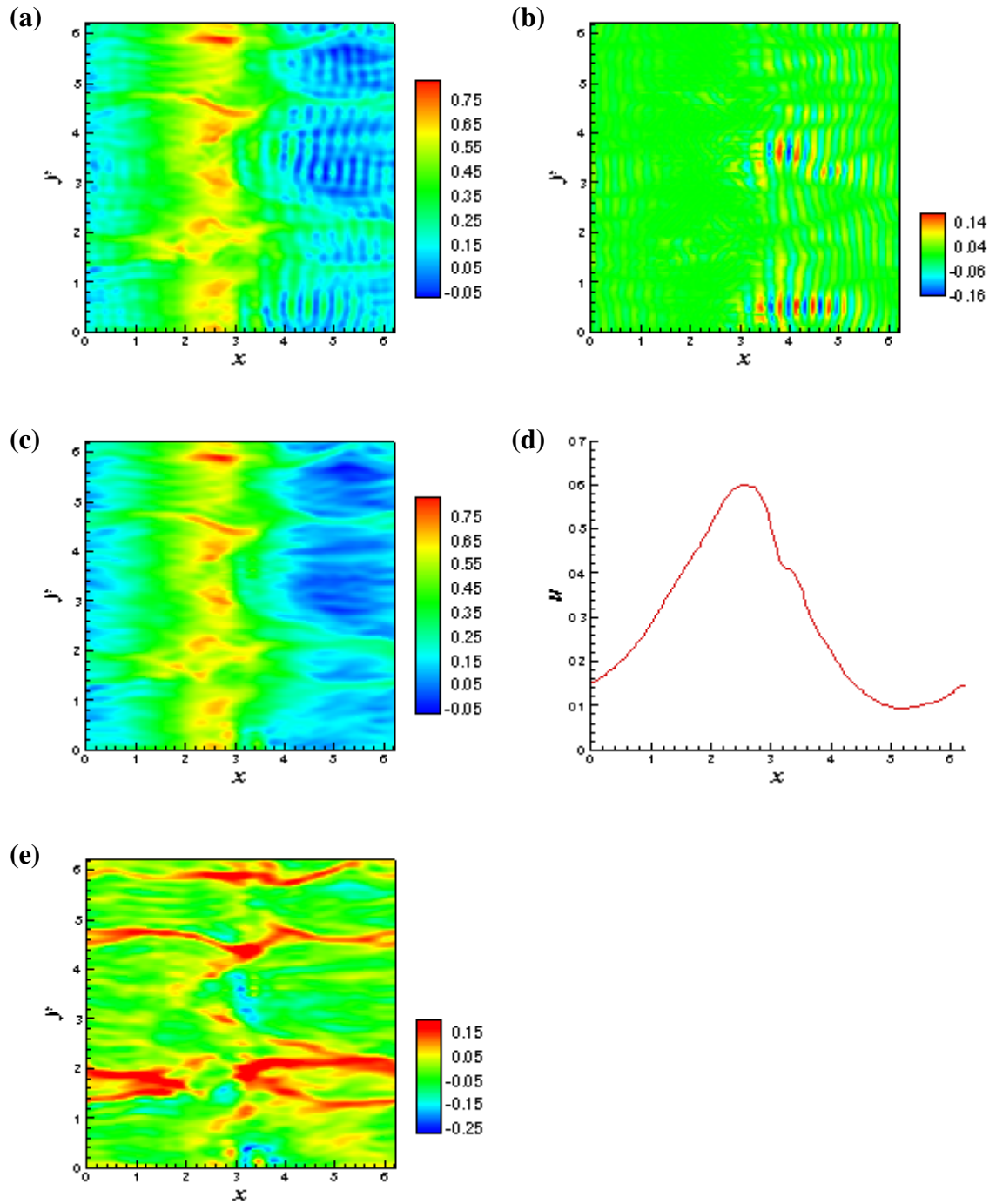


圖 3.24、 $t = 20T_0$ 之水面沿流向流場之分解。圖 a 為原先於水面之流場；圖 b 則為經 EMD 所分離出的高頻擾動；圖 c 則為去除掉高頻擾動後的流場；圖 d 為圖 c 的相位平均，即為重力波於一沿流向切面所造成之影響；圖 e 則為將圖 c 內的每一沿流向切面扣除圖 d 之訊號所得到的結果，即 Langmuir circulations 所造成之流場。

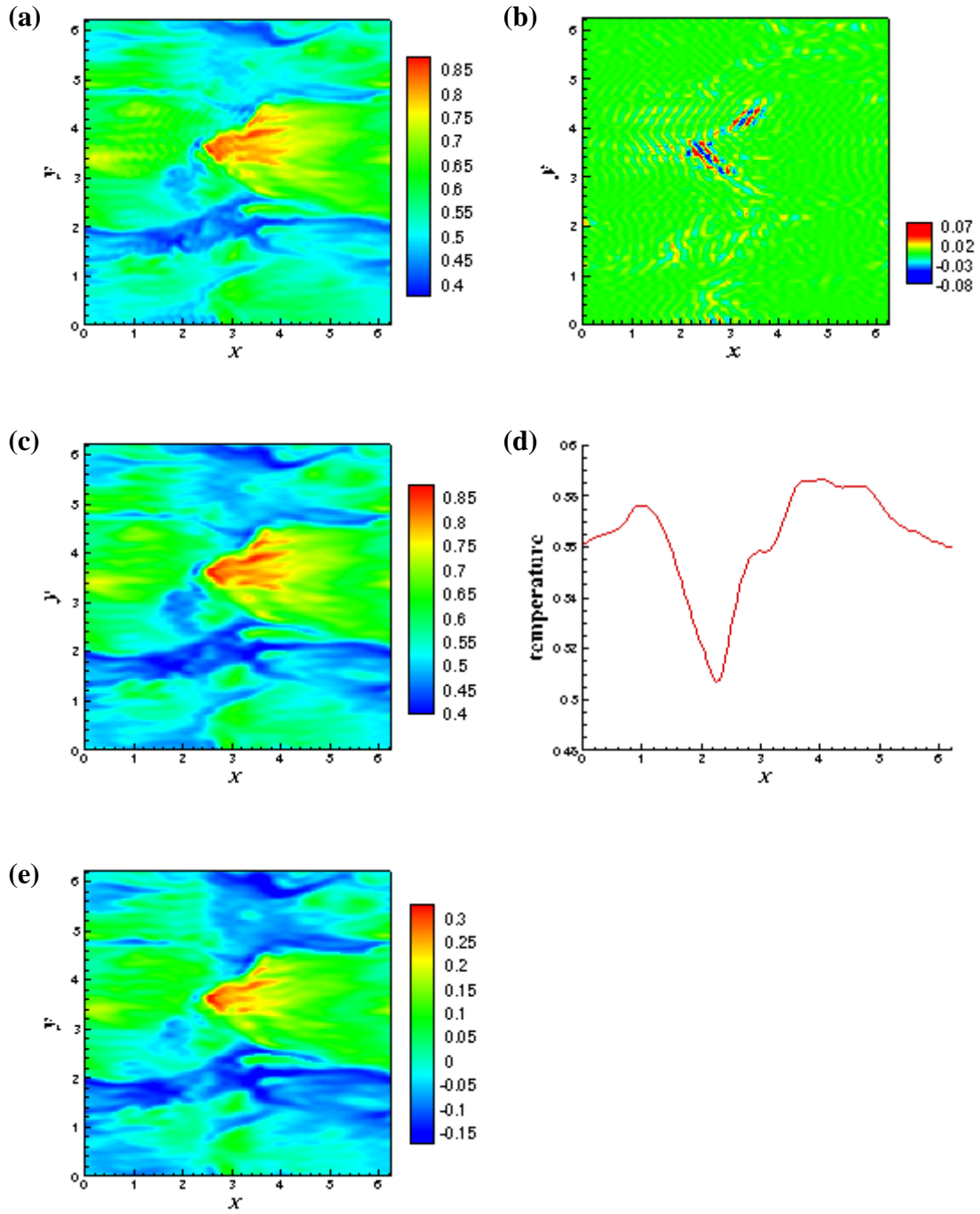


圖 3.25、 $t = 20T_0$ 之水面溫度場之分解。圖 a 為原先於水面之流場；圖 b 則為經 EMD 所分離出的高頻擾動；圖 c 則為去除掉高頻擾動後的流場；圖 d 為圖 c 的相位平均，即重力波所造成的流場；圖 e 則為將圖 c 內的每一沿流向切面扣除掉其平均，即圖 d，所得到的結果，即 Langmuir circulations 所造成之流場。

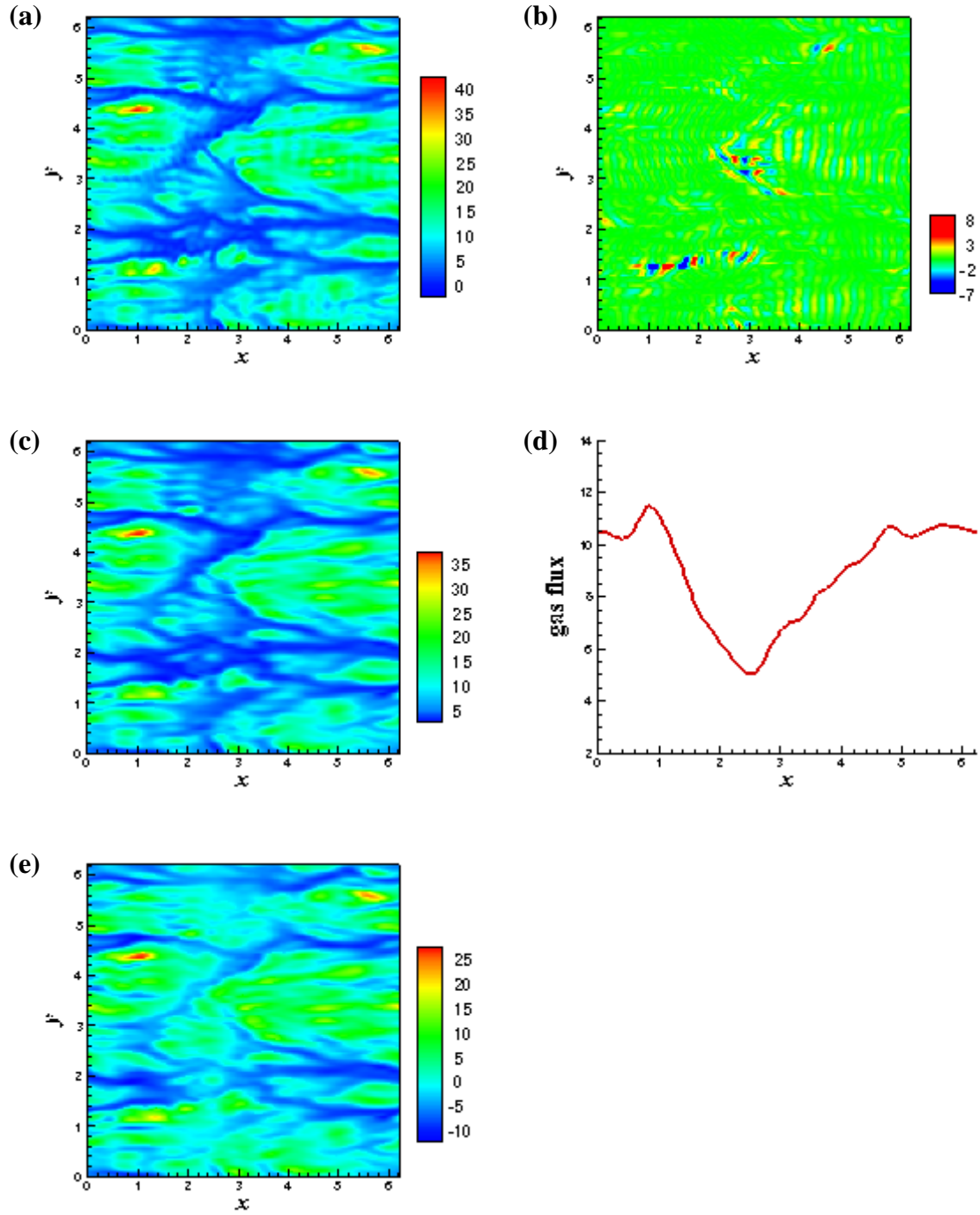


圖 3.26、 $t = 20T_0$ 之水面氣體通量場之分解。圖 a 為原先於水面之流場；圖 b 則為經 EMD 所分離出的高頻擾動；圖 c 則為去除掉高頻擾動後的流場；圖 d 為圖 c 的相位平均，即重力波所造成的流場；圖 e 則為將圖 c 內的每一沿流向切面扣除掉其平均，即圖 d，所得到的結果，即 Langmuir circulations 所造成之流場。

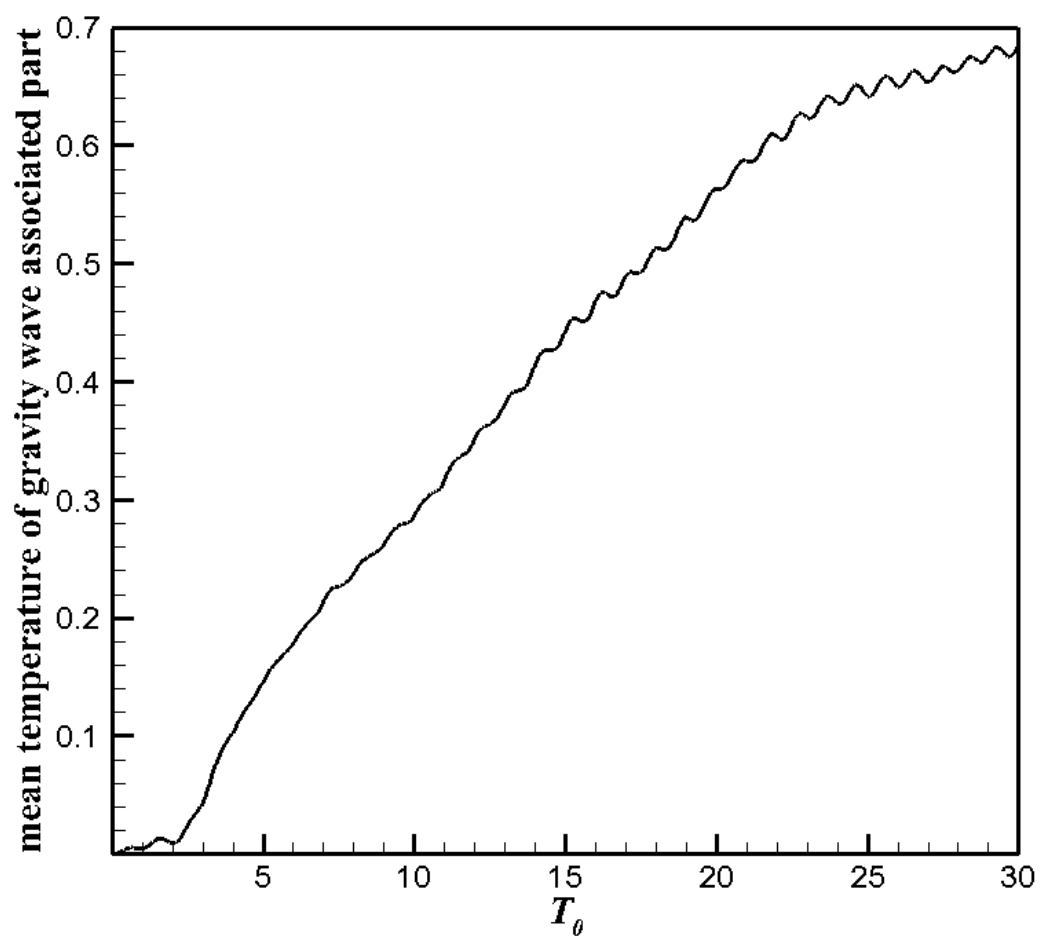


圖 3.27、不同時間下的 h_{GW} 之平均時變圖。圖中可看到 h_{GW} 之平均隨時間而上升，代表 h_{GW} 不僅代表了重力波對水面溫度之效應，而還包含了反映水面溫度持續上升的平均溫度。

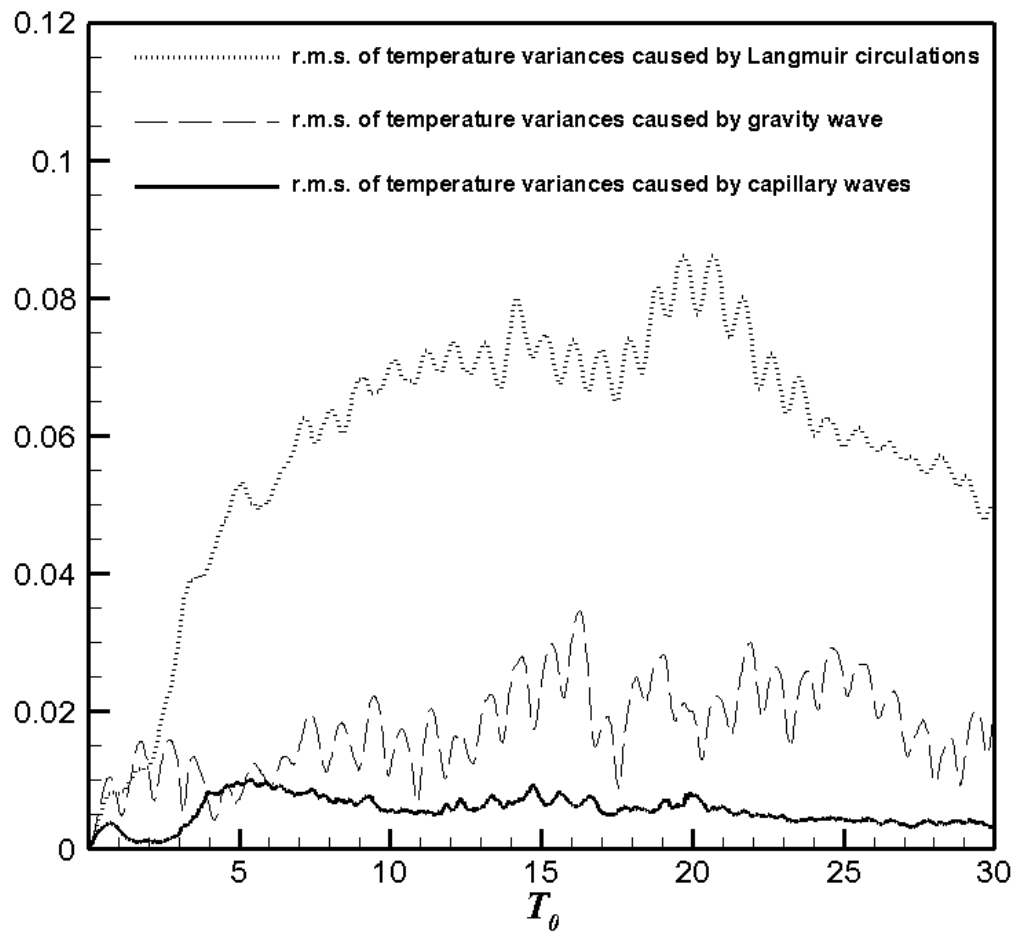


圖 3.28、由不同之機制所貢獻的溫度變化之均方根時變圖。實線代表表面張力波所造成之溫度變化；虛線為重力波所造成；點線代表 Langmuir circulations 所造成。由圖中可發現 Langmuir circulations 為造成水面溫度變化的主要因素。

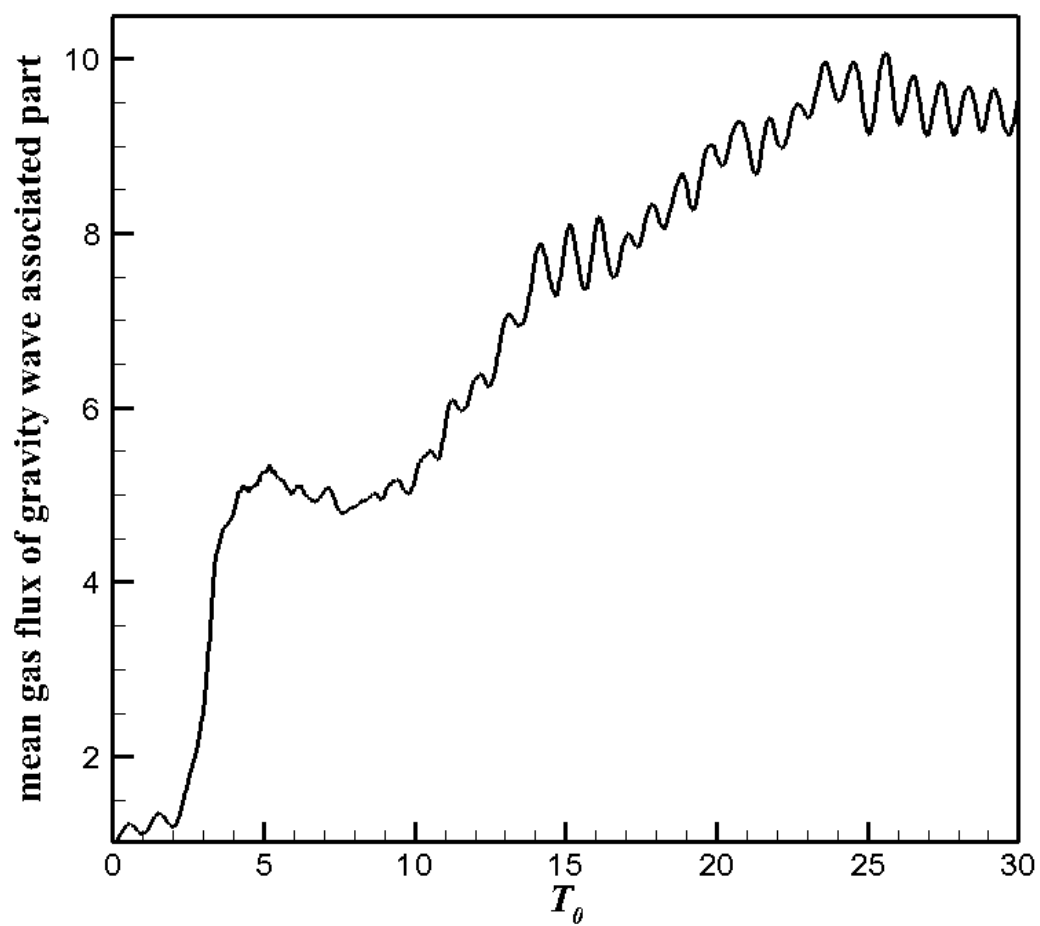


圖 3.29、經由分離所得到的與重力波相關之氣體通量之平均時變圖。由圖中可看到其值隨時間而遞增，代表此分量不僅代表重力波所造成之氣體通量，亦包含了一遞升之平均氣體通量。

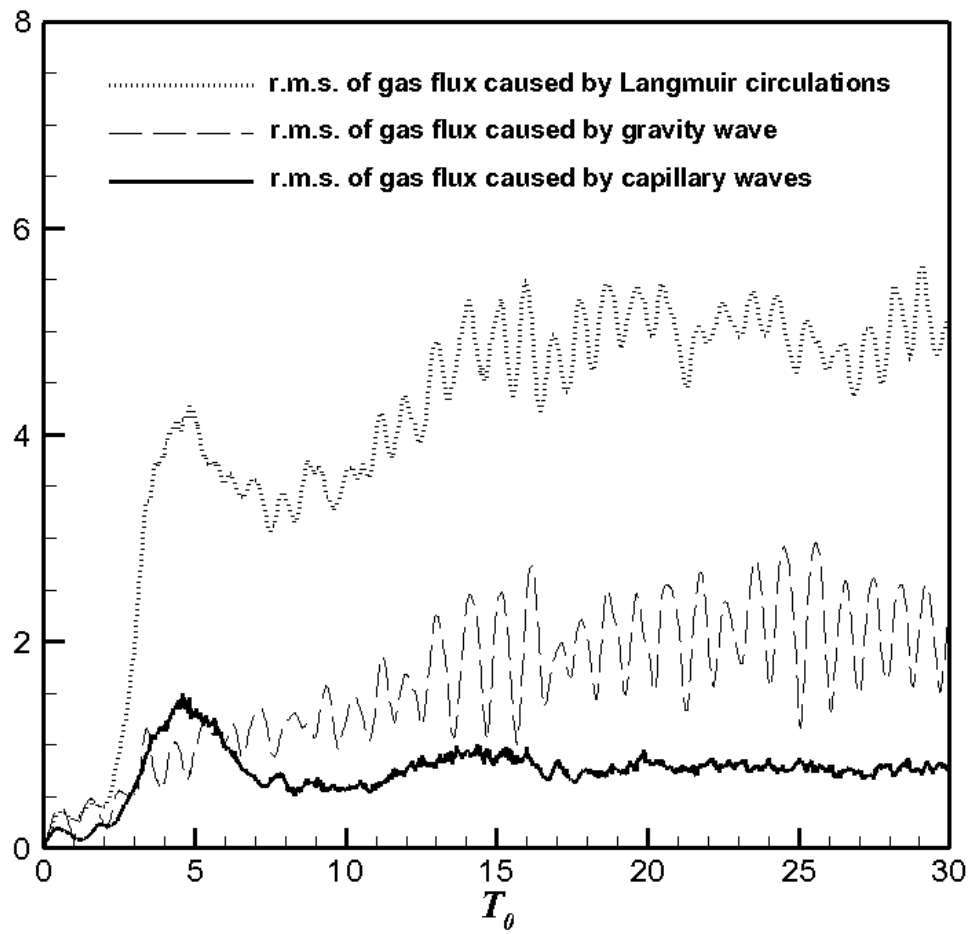


圖 3.30、由不同之機制所貢獻之氣體通量均方根時變圖。實線代表表面張力波所造成之氣體通量；虛線代表重力波所造成；點線代表 Langmuir circulations 所造成。由圖中可發現 Langmuir circulations 為造成氣體通量變化的主要因素。

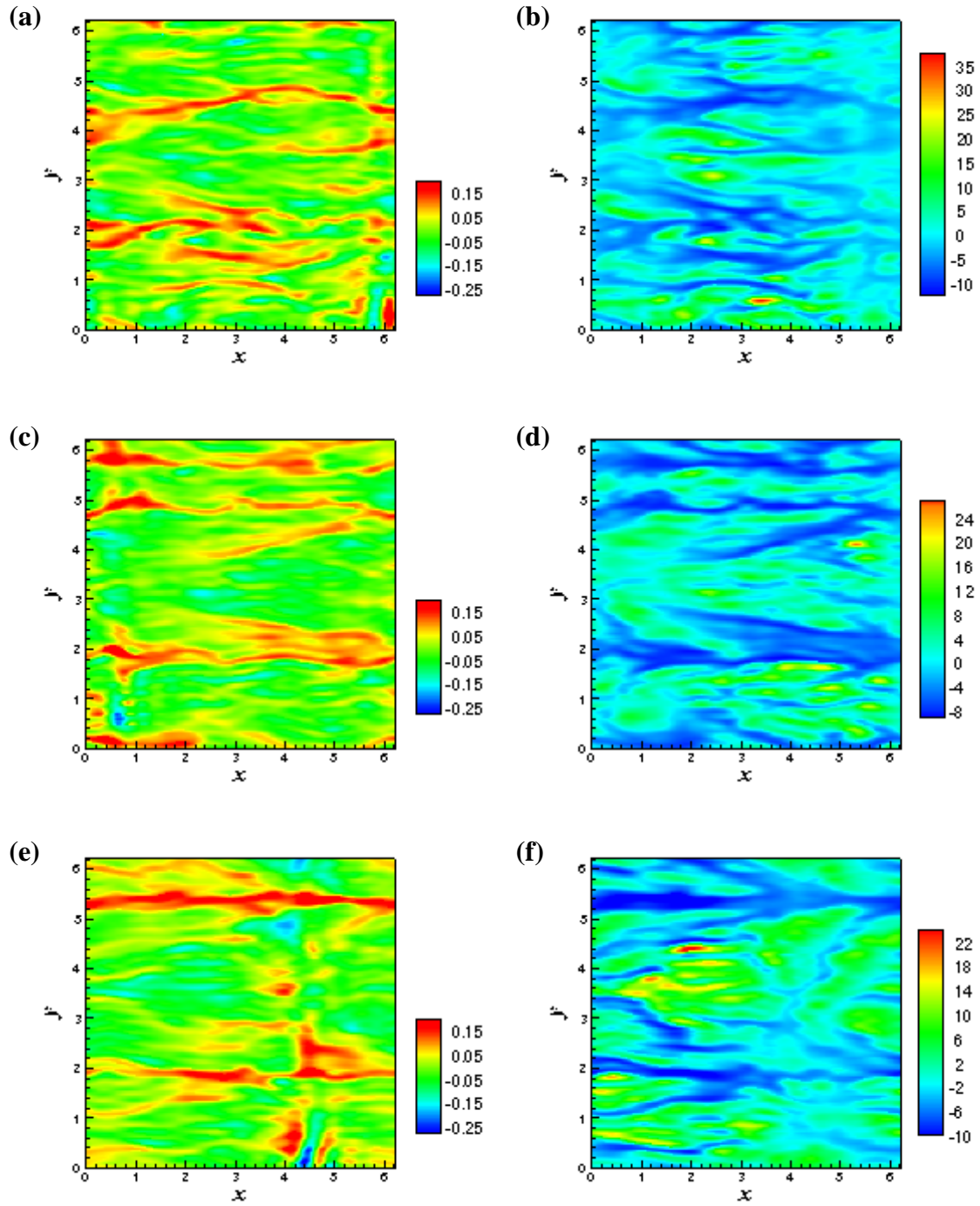


圖 3.31、不同時間之 Langmuir circulations 所造成的沿流向速度場 (圖 a、c、e) 與氣體通量場 (圖 b、d、f) 之比較。圖 a、b 為 $t = 15T_0$ ，圖 c、d 為 $t = 25T_0$ ，圖 e、f 為 $t = 30T_0$ 。

第四章 結論

本研究以流場可視化之呈現來了解風剪驅動之自由液面紊流邊界層的流場特性，並發現水下存在著一對對以沿流方向為軸向進行反向旋轉的渦旋管，即 Langmuir circulations，其造成了水面上的不同物理量，如溫度、沿流向速度、氣體通量，出現了位置相同、特徵相似之沿流向條痕結構。除了水面下的紊流影響，流場中亦有波浪之作用，共同影響著水面上不同物理量的流場分布，也使流場變得更為複雜。故之後便利用了經驗模態分解與條件相位平均法，試圖分解水面流場中由不同的物理機制所造成的不同尺度之結構，以量化個別機制之貢獻。其中，於水面的沿流向速度場與氣體通量場上，由 Langmuir circulations 所產生的條痕結構於目視觀察發現兩者的結構特徵相當接近，此兩種物理量之關係或許可以用來作為實驗難以量測的氣體通量之量化的依據或參考。另外，由氣體通量之分解的結果，發現表面張力波之影響（圖 3.26 (b)）較為局部且微小，而 Langmuir circulations 之影響（圖 3.26 (e)）則遍及所模擬的流場之範圍。由圖 3.30 更可看出 Langmuir circulations 所造成之氣體通量相較於其他物理機制之影響於模擬的時間內皆為較顯著的因素，顯示了其在海氣交換的過程中扮演了極為重要的角色。

本研究藉由流場可視化與 EMD 的實際應用來觀看流場之特性，藉此來初步了解此一現象之物理過程，亦希望本研究所介紹之方法與工具能夠對更深入的紊流邊界層與海氣交換之研究有所貢獻。而將來則可朝著 Wu 等（2009）所提出的多維整體經驗模態分解法（multi-dimensional ensemble empirical mode decomposition）改善一維之 EMD 所產生的跨流向切面間的分離之不連續性（inter-slice discontinuity），得到更為理想的二、三維流場的分解。

参考文献

- [1] Huang, N. E. et al., “The empirical mode decomposition method and the Hilbert spectrum for non-stationary time series analysis ”, Proc. Roy. Soc. Lond. A, 454, p. 903—995, 1998.
- [2] Huang, N. E. et al., “A new view of nonlinear water waves: the Hilbert Spectrum ”, Annu. Rev. Fluid Mech., 31, p. 417—457, 1999.
- [3] Jähne, B. et al., “On the parameters influencing air-water gas exchange ”, J. Geophys. Res., vol. 92, p. 1937—1949, 1987.
- [4] Jähne, B. and Haußecker, H., “Air-water gas exchange ”, Annu. Rev. Fluid Mech., 30, p. 443—468, 1998.
- [5] Jung, M., “Entwicklung einer Visualisierung von Messdaten mittels OpenGL ”, Tech. rep., Institut für Wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg, 2008.
- [6] Long, S. R., “Applications of HHT in image analysis ”, in Hilbert-Huang transform and its applications, eds. Huang, N. E. and Shen, S. S. P., World Scientific, 2005.
- [7] Melville, W. K. et al., “Laboratory measurements of the generation and evolution of Langmuir circulations ”, J. Fluid Mech., vol. 364, p. 31—58, 1998.
- [8] Molla, M.K.I. et al., “Empirical mode decomposition analysis of climate changes with special reference to rainfall data ”, Discr. Dyn. Nature Soc., 45348, p. 1—17, 2006.
- [9] Rocholz, R. et al., “Combined visualization of wind waves and water surface temperature ”, Gas Transfer at Water Surface, p. 496—506, 2010.
- [10] Thorpe, S. A., “Langmuir circulation ”, Annu. Rev. Fluid Mech., 36, p. 55—79, 2004.
- [11] Tsai, W. T. and Hung, L.P., “Three-dimensional modeling of small-scale processes in the upper boundary layer bounded by a dynamic ocean surface ”, J. Geophys. Res., vol. 112, C02019, 2007.

- [12] Wanninkhof, R., “Relationship between wind speed and gas exchange over the ocean”, J. Geophys. Res., vol. 97, p. 7373—7382, 1992.
- [13] Wu, Z. and Huang N.E., “Ensemble empirical mode decomposition: A noise-assisted data analysis method”, Adv. Adapt. Data Anal., 1, p. 1—41, 2009.
- [14] Wu, Z. et al., “The multi-dimensional ensemble empirical mode decomposition method”, Adv. Adapt. Data Anal., 3, p. 339—372, 2009.
- [15] 洪立萍，「非線性自由液面流場的數值模擬以及其在探討微尺度上層海洋動力之應用」，國立交通大學土木工程學系，博士論文，民國九十五年。