



國立中山大學海洋生物科技暨資源學系研究所

碩士論文

Department of Marine Biotechnology and Resources

National Sun Yat-sen University

Master Thesis

底床邊界層紊流與能量消散之研究

Turbulence and energy dissipation in boundary layer

研究生：劉冠成

Guan-Cheng Liu

指導教授：曾若玄 博士

Dr. Ruo-Shan Tseng

中華民國 102 年 06 月

June 2013

國立中山大學研究生學位論文審定書

本校海洋生物科技暨資源學系碩士班
研究生劉冠成(學號：M995020014) 所提論文

底床邊界層紊流與能量消散之研究

Turbulence and energy dissipation in boundary layer

於中華民國 102 年 05 月 28 日經本委員會審查並舉行
口試，符合碩(博)士學位論文標準。

學位考試委員簽章：

召集人 李忠潘 李忠潘 委員 曾若玄 曾若玄

委員 王玉懷 王玉懷 委員 沈建全 沈建全

委員 _____ 委員 _____

指導教授(曾若玄) 曾若玄 (簽名)

謝誌

首先誠摯的感謝指導教授曾若玄博士，老師的悉心指導以及不時的討論讓我能往正確的研究方向前進，也使我在研究所的這些年內收穫良多，還有師母的愛心食物以及平常的關心和問候，讓我每天在實驗室裡都過得非常開心。另外要感謝李忠潘老師、王玉懷老師以及高海科大沈建全老師，因為老師們的指正以及建議讓我的論文得以更加完整及正確。特別感謝中央大學黃志誠老師，讓學生實際參與後壁湖的觀測實驗，使我看到做研究的真正熱情與執著，這份經驗學生將銘記在心。

感謝煥傑學長、允強助理以及文佐學弟，在資料分析以及論文所給予的建議上，都給我很大很大的幫助，也使我的論文能夠更完整而嚴謹。

這三年的日子裡，實驗室共同的生活點滴，從學術上的討論，到午餐便當要吃甚麼，這些大大小小的互動，讓我在求學過程中增添不少樂趣與溫暖。感謝育嘉、郁峰、文瑜、勇廷學長不厭其煩的指導我研究中的缺失並為我解惑，也感謝同學建君、李杰、哲成在課業或是在生活上的幫忙。

最後感謝我親愛的家人與朋友們，謝謝你們在我漫長的求學過程中不斷給我支持與鼓勵。



摘要

本研究利用 Acoustic Doppler Velocimeter (ADV)、流剖儀、波浪儀等儀器，在淺水珊瑚礁的後壁湖及後灣沿岸海域進行底邊界層紊流的量測，探討紊流動能消散率 ε 以及剪應力 τ 等紊流特性。首先進行 ADV 資料前置處理項目，包含：Despike、數據有效性判斷、座標系轉換以及消除波浪訊號。

紊流具有時間與空間上的廣闊分佈範圍，對此現象常採用能譜來做分析，而斜率-5/3 的能譜走向以及慣性區間涵蓋範圍與平均流的大小有正向關係。觀察紊流動能消散率 ε 的變化，後壁湖珊瑚礁實驗是屬於碎波帶以淺，海流很小且為波浪主導的海域，由於受到粗糙底床的影響， ε 的觀測值約為 $(10^{-5} - 10^{-3})\text{W/kg}$ ，它會隨著水位和波高的大小而有正向的週期變化。後灣實驗則是屬於潮流和風浪所主導的海域，海流較強，底床剪切造成擾流， ε 的觀測值約為 $(10^{-5} - 10^{-4})\text{W/kg}$ 。另一方面，利用 ε 可計算整個水體的平均紊流動能消散率 ε_{BL} ，結果得知淺水珊瑚礁海域的波浪能量消散 D_{wave} 和紊流動能消散率具有高度的關連性。

利用三種方法計算底床剪應力 τ ，藉由修正過後的摩擦速度 u_* 其值增加約 60%，使 ID 法所計算出的 τ ，在高雷諾數且紊流發展較完全的淺水珊瑚礁海域，能與波高趨勢吻合；但由於慣性區間的擷取上不具公式性、系統性，其準確度可能隨著低雷諾數或紊流發展不完全等因素而逐漸降低；在 EC 法方面，當雷諾數太小時，會使得底床剪應力等於雷諾應力之假設不成立，導致 EC 法計算結果不準確。故本文認為，利用變動速度所計算出的紊流動能(TKE)來討論 τ 應是最理想、最通用的方式。拖曳係數 C_d 與平均流速變化存有明顯的對應關係，因此並不適用於受波浪影響明顯的海域。

關鍵字：紊流動能消散率，底床剪應力，雷諾數，摩擦速度，拖曳係數

Abstract

In this study, Acoustic Doppler Velocimeter (ADV), current profiler and wave gauge were used to measure the turbulent kinetic energy dissipation rate (ε) and shear stress (τ) in Hobi shallow coral reef and Howan coastal waters. Data pre-processing including despiking, data quality check, coordinate transformation and filtering of wave signal were applied.

The inertial dissipation (ID) method is commonly used to estimate the turbulence due to its broad distribution in the frequency domain. The spectral slope of $-5/3$ and its frequency range within the inertial sub-range can be clearly seen with the increasing flow speed. At the Hobi coral reef which is situated shoreward of the surf zone characterized by small currents and large waves, the observed values of ε are $O(10^{-5} - 10^{-3})$ W/kg and vary in phase with the tide and wave height. On the other hand, the Howan experiment is dominated by unidirectional flows and wind waves, turbulence is generated at the bed by shear flows, and the observed values of ε are $O(10^{-5} - 10^{-4})$ W/kg. The average turbulent kinetic energy dissipation rate ε_{BL} , estimated directly from the observed ε with a bottom boundary layer scaling, indicates that a close correlation exists between the wave energy dissipation rate D_{wave} and turbulence dissipation.

Three methods were used to estimate the bed shear stress and their results are inter-compared. When the Reynolds number is smaller and wave-current interaction is important, correction of the friction velocity u_* by the ID method is required. As a result, an increase of τ by approximately 60 percent shows better correlation with the wave height. However, the applicability and reliability of the ID method become worse as the Reynolds

number decrease and turbulence is not fully developed. The EC method will not produce reasonable values of bed shear stress when the Reynolds number is not sufficiently high and the turbulence is not fully developed. Finally, estimating τ by the turbulent kinetic energy (TKE) method with velocity fluctuations is considered be the best and most common method for this study. The drag coefficient C_d is found to be close correlated with the mean flow, but it is not suited for the wave-dominated shallow reefs.

keywords : dissipation rate of turbulent kinetic energy, bed shear stress, Reynolds number, friction velocity, drag coefficient

目錄

摘要	i
Abstract	ii
目錄	iv
圖目錄	vi
表目錄	ix
一、緒論	1
1-1. 前言	1
1-2. 底床邊界層動力結構	1
1-3. 前人研究	2
1-4. 研究動機	4
二、實驗設計	6
2-1. 實驗地點	6
2-2. 儀器介紹	6
2-3. 實驗配置	7
2-4. 氣候資料來源	8
2-5. 回聲強度	9
三、數據前置處理	15
3-1. ADV 數據處理	15
3-2. Despiking	15
3-2.1. Spike 判斷	15
3-2.2. Spike 替代	17
3-3. 數據有效性判斷	21
3-4. 座標系轉換	25
3-5. 消除波浪訊號	28
3-5.1. Butterworth	28
3-5.2. 快速傅立葉轉換	28
3-6. ADV 資料處理程序	33
四、分析方法	34
4-1. 剪應力	34
4-1.1. 渦流相關法	34
4-1.2. 紊流動能法	35
4-1.3. 慣性消散法	35
五、結果與討論	40
5-1. 三個實驗的海流特性	40
5-1.1. 垂直剖面下的海流狀態	41
5-1.2. 垂直剖面回聲強度變化	42

5-2. 能量消散	46
5-2.1. 波浪能量消散	46
5-2.2. 底床摩擦消散率	47
5-2.3. 近岸淺水珊瑚礁海域的平均紊流動能消散率	52
5-2.4. 利用頻譜計算示性波高	53
5-3. 底床邊界層紊流動能消散率	54
5-3.1. 三個實驗的能譜與 ε 結果分析	54
5-3.2. 平均紊流動能消散率(ε^* 、 ε_{BL})與 D_{wave} 之結果比較	60
5-4. 底床剪應力	65
5-4.1. 三個實驗的底床剪應力結果分析	65
5-4.2. 拖曳係數	70
六、結論	72
七、參考文獻	74

圖目錄

圖 1-1 底床邊界層結構示意圖	5
圖 2-1 實驗地點位置示意圖。S1: 墾丁後壁湖海洋資源保護區；S2: 後灣海域	11
圖 2-2 單點式都普勒流速儀(ADV)，是由 Nortek 公司所生產的 Vector	11
圖 2-3 ADV 探針示意圖。包含一個發射端和三個接收端	12
圖 2-4 OBS-3+濁度計探針圖	12
圖 2-5 由 Nortek 公司所生產的都普勒流剖儀(AQP)	13
圖 2-6 不鏽鋼錐形三角架上搭載 ADV 和 OBS-3+濁度計	13
圖 2-7 不鏽鋼方形四角架上搭載 AQP、波浪儀以及 T/P	14
圖 2-8 儀器放置於海底	14
圖 3-1 ADV 原始數據點的三維相空間示意圖。資料來源為 Howan_1212 第 247 個 burst，三軸分別代表速度、速度一階導數、速度二階導數	18
圖 3-2 ADV 原始數據點的平面投影，橢圓外為 spike	18
圖 3-3 ADV 數據點經 PST 處理後的三維相空間示意圖。三軸分別代表速度、速度一階導數、速度二階導數	19
圖 3-4 ADV 數據點經 PST 處理後的平面投影，橢圓內為有效點	19
圖 3-5 u 方向的流速序列：(a)原始數據的流速序列；(b) Despiking 處理後的流速序列	20
圖 3-6 Howan_1212 數據中每 burst (9600 個點)，(a)SNR 小於 5；(b)Correlation 小於 70%的統計	23
圖 3-7 Howan_1212 實驗的(a)AQP 第一層平均流速和(b)ADV 流速	23
圖 3-8 Howan_1212 ADV 測得的(a)平均流速與(b)剪應力時序圖。空心圓圈為 Correlation 與 SNR 表現較差的 burst，空心正方形為垂直流速能譜走向未符合斜率-5/3 的 burst	24

圖 3-9	Howan_1212 流速與 τ_{EC} 的時序變化。(a)ADV 平均流速時序圖；(b)藍色實線為原始流速計算 τ_{EC} ；黑色虛線為旋轉流速計算 τ_{EC}	27
圖 3-10	流速旋轉前後計算的剪應力比值與平均流速的關係分佈.....	27
圖 3-11	(a) Howan_1212 第 247 個 burst，利用 Butterworth 高通濾波前後頻幅圖；(b)檢視截止頻率附近的頻幅圖.....	30
圖 3-12	Howan_1212 第 247 個 burst 的流速序列圖.....	30
圖 3-13	利用 Butterworth 高通濾波後流速序列圖.....	31
圖 3-14	(a) Howan_1212 第 247 個 burst，利用 FFT 高通濾波前後頻幅圖；(b)檢視截止頻率附近的頻幅圖.....	31
圖 3-15	FFT 處理後流速序列圖.....	32
圖 3-16	ADV 數據處理流程圖.....	33
圖 4-1	能譜分區(Hobi_1202 第 56 個 Burst 能譜圖).....	39
圖 5-1	觀測期間的風速棍棒、流速棍棒、示性波高、濁度、回聲強度與潮位的時序圖。(a)Hobi_1202；(b) Hobi_1210；(c) Howan_1212.....	44
圖 5-2	Howan_1212 流場分佈圖，其中黑色線條表示為水位變化。(a) u 方向流速；(b) v 方向流速；(c) w 方向流速.....	45
圖 5-3	Howan_1212：(a)波高隨時間變化圖；(b)AQP 平均流速隨水深與時間變化圖；(c)AQP 回聲強度隨水深與時間變化.....	45
圖 5-4	波浪能量消散率 D_{wave} 與底床摩擦消散率 D_f 作點狀圖。 資料來源：Hobi_1202.....	51
圖 5-5	Hobi_1202 第 1 個 burst，ADV 與波浪儀之波浪頻譜.....	53
圖 5-6	觀測期間最大流速與最小流速狀態下的紊流能譜。紅線為斜率-5/3 之趨勢線(a)Hobi_1202；(b) Hobi_1210；(c) Howan_1212.....	58
圖 5-7	觀測期間流速、波高與紊流動能消散率的時序圖。(a)Hobi_1202；(b) Hobi_1210；(c) Howan_1212.....	59
圖 5-8	波浪能量消散率 D_{wave} 與平均紊流動能消散率 ϵ^* 作點狀圖。(a)Hobi_1202；	

(b)Hobi_1210.....	62
圖 5-9 紊流動能消散率 ε 與利用 EC 法求得的摩擦速度 u_* 作點狀圖.....	63
圖 5-10 波浪能量消散率 D_{wave} 與平均紊流動能消散率 ε_{BL} 作點狀圖。	
(a)Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210.....	64
圖 5-11 利用 ID 法、TKE 法與 EC 法計算的底床剪應力對照流速與示性波高之時序圖。(a)Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212.....	68
圖 5-12 ID 法、TKE 法與 EC 法計算的底床剪應力和波浪軌道速度 $u_{b,n}$ 的比較結果，直線為相關性 fit 線。(a)Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212.....	69
圖 5-13 觀測期間流速平方 U^2 和摩擦速度平方 u_*^2 作點狀圖。(a)Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212.....	71

表目錄

表 2-1 現場觀測實驗配置表·····	10
表 3-1 本文三次實驗中，刪除點數的統計表·····	22
表 4-1 本文與(Huntley and Hazen., 1988)摩擦速度結果之比較·····	38
表 5-1 本文與參考文獻的示性波高、實驗水深及波浪粗糙度之比較 ·····	50
表 5-2 本文三次實驗在觀測期間 ADV 的海流特性統計結果·····	56
表 5-3 本文三次實驗與(Liu <i>et al.</i> , 2009)在珠江出海口所測得的平均紊流 特性之比較·····	57

第一章、緒論

1-1. 前言

紊流是流體的一種流動狀態，此變化可用雷諾數(Reynolds number, $Re = \frac{\kappa u_* z}{\nu}$)來量化。雷諾數較小時，海水的黏滯力大於慣性力，使得水體流動趨於穩定，為層流；反之，當雷諾數較大時，慣性力大於黏滯力，水體流動變得不穩定，流速的微小變化容易增強形成混亂且不規則的紊流流場。淺水珊瑚礁海域與出海口珊瑚礁海域兩者皆是高能耗區，觀察兩者紊流能量來源卻明顯相異，因此不同自然環境提供的物理作用(如風、波浪、平均流與潮汐等其他因素)驅使了海域水體的流動與攪動，這些物理現象產生的運移力，將影響浮游動植物及各物質的傳送及分佈。

底床邊界層(bottom boundary layer, BBL)是由底部非均勻水流和不規則底床之間相互作用而形成的，具有較強剪切之特徵，水流因底部摩擦而發生能量消散，故近岸水文研究中，底床摩擦應力和底床邊界層內的紊流能量消散，在海洋能量平衡中扮演重要角色，也控制沉積物的侵蝕、懸浮、沉積及凝結過程，因此海域中的營養鹽傳遞、底棲生物生長與底床剪應力是息息相關的。往昔的研究已經證實在單向流情形下，珊瑚礁內的營養鹽吸收和底床剪應力及流速有關，若再討論波浪因素，可能導致有更多物質及營養鹽的散佈，故不同環境的水動力與紊流特性研究對珊瑚礁海域的生物系統是很重要的。

1-2. 底床邊界層動力結構

完整的底床邊界層從自由流層往下可分為紊流外層(Out layer)、對數層(Logarithmic layer)、過度層(Transition layer)、黏滯次層(Viscous sublayer) (Ali and Lemckert, 2009)。圖 1-1 為底邊界層結構示意圖，在

過度層與黏滯次層厚度很小，僅約幾毫米，物理過程非常複雜，如何進行觀測是面臨的一個難題(魯遠征, 2011)。而對數層為底邊界層的主體，特徵是流速通常與水深呈對數分佈，此層水體表現通常為紊動狀態，混合作用較強，其厚度約為 1 至 2 公尺厚，在對數層內剪應力不隨高度變化而變化，而是視為一個定值，故此層又稱之為常應力層(Constant stress layer)，且對於充分發展的紊流場，對數層內通常滿足 law of the wall，也就是水流剪切生成(shear production)與能量消散達平衡關係，計算底床剪應力或底床紊流特性時，儀器測量點通常位於對數層內。

1-3. 前人研究

國內外研究中，近岸底床邊界層流研究已被廣泛關注，不同淺水海域的現場觀測發現，潮汐底床邊界層流結構與特性存在明顯的多樣性與複雜性。

波浪的能量消散對於營養鹽的傳輸過程具有影響，進而會影響珊瑚礁的營養鹽吸收，(Lowe *et al.*, 2005)研究指出在珊瑚礁平台上發生波浪的能量消散，海底床的影響大於碎波。(Nielsen, 1992)提到波浪引起的流會比單向流(unidirectional flow)產生更大的剪應力，而當粗糙的珊瑚礁在近岸淺水海域時，海底床摩擦所導致的能量消散被視為最主要的能量消散(Falter *et al.*, 2004 ; Nelson, 1996)。最近(Huang *et al.*, 2012)探討位在澳洲大堡礁 Lady Elliot Island 上的波浪及紊流消散特性，結果顯示，珊瑚礁的粗糙邊界層可能會增進近岸的波浪能量消散。理論上，要量化並直接觀測水體的紊流動能消散率是相當困難的，因此利用系統中波浪能量守恆方式，假設波浪總能量損失全因底床摩擦所引起，進而計算粗糙底床摩擦所造成的能量損失，並可利用參數化法求得波浪能量消散率，將此值與平均紊流動能消散率做比較，發現兩者具有高度的關連性(Huang *et al.*, 2012 ; Nelson, 1996)。

早在 1997 年就有人評估 Acoustic Doppler Velocimeter (ADV) 測量紊流的實用性，而隨著聲學儀器的發展，人們對底邊界層流的研究也逐步深入，(Reidenbach *et al.*, 2009) 指出藉由海流剪切可增強海域中營養物質的分散與傳遞；(Liu *et al.*, 2009) 利用 ADV 在珠江出海口海域對底邊界層進行了一個周日的觀測，結果顯示紊流動能消散率在一個周日內的變化可達 3 個量級，且紊流動能生成與消散達平衡狀態；(Huntley, 1988) 指出當海域中的雷諾數低於臨界雷諾數(critical Reynolds number, Re_c) 以及橫向波浪速度大於垂向波浪速度時，得將藉由能譜求出的摩擦速度 u_* 進行修正。(Xu *et al.*, 1994) 利用慣性消散法(inertial dissipation method) 在 Chesapeake Bay 對底床剪應力和粗糙長度進行估算，結果顯示，當波浪作用不明顯時，粗糙長度和拖曳係數 Cd 可以表達底床的特性。(Lugo-Fernandez *et al.*, 1998) 在 Caribbean 的珊瑚礁海域裡計算出 Cd 值為 0.06 和 0.2，比典型值 0.003 還要大，此量值上的差異推論乃因珊瑚礁地形所造成，本文中的後灣海域亦是珊瑚礁海域，受平均流的影響較明顯，故計算結果大於 0.003。

(Hubert *et al.*, 2008) 在澳洲的 Eprapah 河流中，擷取底層沉積物，並在實驗室裡獲得 ADV 回聲強度(backscatter intensity, BSI) 經驗公式，且利用此結果與懸浮沉積物濃度(suspended sediment concentration, SSC) 做比較，發現兩者存在線性關係。(李佳娜, 2005) 在高屏陸棚的研究結果顯示，將聲學儀器與光學儀器測得的回聲強度分別與實際採集的水樣所量測的重量百分比濃度進行線性迴歸分析，結果顯示利用 Aquadoop Profiler (AQP) 測得的回聲強度與懸浮物質相關性良好。(陳育村, 2007) 在愛河與墾丁後灣海域利用 ADCP 和 RCM9 進行幾次的觀測，探討海流及波浪對於回聲強度之影響，並搭配雨量記錄和濁度觀察其相關性。本研究其中一個實驗地點也位於墾丁後灣海域，且存在相似實驗環境條件，本文採用 ADV 以及 AQP 兩種儀器分別測量底邊界層與剖面的回聲

強度，而 ADV 的濁度資料採用光學儀器測量，藉由聲學及光學兩種物理原理表現同一種現象，讓資料可信度提高，以便能更精確地解析紊流特性以及當地水文狀態。

1-4. 研究動機

前人關於底床邊界層的研究不勝枚舉，但對於微結構、小尺度的動力研究而言，量測點得需要靠近海底床且高頻率的連續資料，與國外研究相比，我國利用底碇式高頻流速儀研究底邊界層紊流狀態的應用並不夠多，因此本研究採用底碇式三角架觀測系統，於兩種不同的實驗海域進行底邊界層研究。由於 ADV 的現場觀測資料在做紊流計算前得進行資料品質的處理，盡量排除不真實數據，故本文試圖建立觀測數據的處理程序，期許對後人在相關研究的前置資料處理上能稍有貢獻。

自然環境中受到許多的物理作用力，如：風、波浪、潮汐、內波等因素，而本研究把實驗重點放在波浪與流交互作用對能量消散與剪應力的影響。藉由兩種完全不同的實驗海域，來探討彼此紊流相關特性與波流驅使程度的差異性，且因為海流有很強的運輸能力，而波浪機制則使水體能加強擾動，故兩種實驗地點分別是以什麼因素主導水體動能，以及貢獻程度為何，這些都是本文所期待研究的課題。

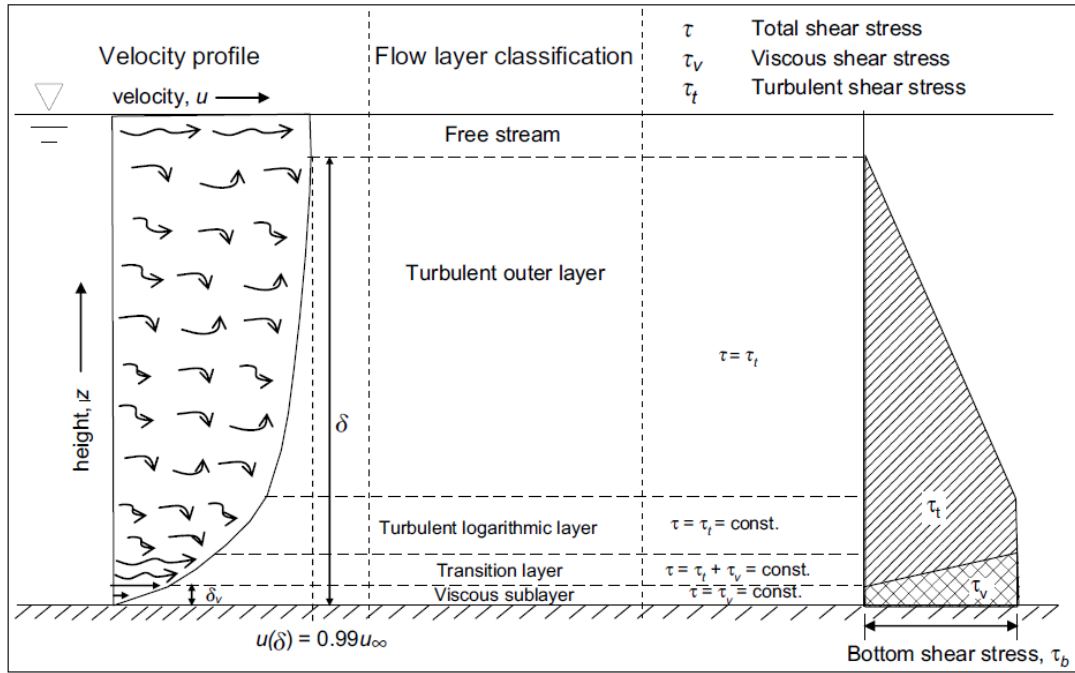


圖 1-1 底床邊界層結構示意圖。(Ali and Lemckert, 2009)

第二章、實驗設計

2-1. 實驗地點

本研究的實驗地點有兩處，第一處位於墾丁後壁湖海洋資源保護區 (21.93°N, 120.76°E) 如圖 2-1 的圓圈標記符號，此實驗位置為遠離碎波帶的淺水近岸海域。海域退潮時呈現瀉湖型態，具有大片的珊瑚礁海灘，屬於裙礁地形(fringing reef)，潮間帶寬度約有 30 m，擁有豐富的生物多樣性特色。本文在此海域做兩次的現場觀測，Hobi_1202 觀測期間平均水深約為 1.33 m，最大水深達 2.02 m；Hobi_1210 觀測期間平均水深約為 3.6 m，最大水深達 3.9 m。

第二個實驗地點為後灣的珊瑚礁海域，測站地點位於(22.04°N, 120.68°E)大約在海生館正西方 圖 2-1 的三角標記符號。此實驗海域亦為裙礁地形，離岸較遠故海流受東北季風影響較明顯，Howan_1212 觀測期間平均水深約為 17.54 m，最大水深達 18.14 m。

2-2. 儀器介紹

本研究使用的儀器設備包含單點都普勒流速儀(Acoustic Doppler Velocimeter, ADV)、都普勒流剖儀(Aquadoop Profiler, AQP)及 S770 壓力式波浪儀，SBE 39 溫深儀(T/P)。上述儀器在做觀測實驗之前，已在實驗水槽以及西子灣附近海域進行多次的測試與校正，因此能達到良好的資料精準度。

本文主要使用的儀器為 ADV，此型號是 Nortek 公司所生產的 Vector 圖 2-2。它是一種高頻率的聲學都普勒流速儀，頻率為 6 MHz，能測量三維流速，具有低干擾、85-255 mm³ 的極小採樣體積(高 3-9 mm 且半徑為 3 mm 的圓柱體)、高取樣頻率(最大輸出頻率為 64 Hz)等特點，Nominal Velocity range 為預測待測流場的流速大小，範圍為 0.01~7 m/s。儀器探針包含了一個發射端和三個接收端，其測量點距離發射端探頭約 15 cm，

如圖 2-3 所示，使用時往往搭配 D&A 公司的 OBS-3+濁度計 圖 2-4，濁度計探頭發出光源，其光源涵蓋的形狀 95% 呈現角度為 42 度的錐形體，濁度量測範圍 0~4000 NTU，濃度量測範圍為泥質：0~5000 mg/l，沙質：0~50 g/l，取樣頻率與 ADV 同步，最大為 64 Hz。

AQP 是由 Nortek 公司所生產 圖 2-5，為聲學都普勒流剖儀，能測量三維的剖面流速，本文的頻率採用 1 MHz，記錄方式為 10 分鐘一筆，長度(cell size)範圍為 1 m，層數(number of cells)為 15 層。

S770 壓力式波浪儀是由鎮儀公司生產，測量溫度和壓力，設定的取樣頻率為 4 Hz，本文利用此壓力資料藉由能譜方式計算示性波高。

SBE 39 溫深儀(T/P)是由 Sea Bird 公司生產，測量溫度和壓力，本文分別以 1 分鐘記錄一次和 2 分鐘記錄一次的方式做觀測，常利用此資料計算潮汐的變化。

2-3. 實驗配置

不鏽鋼錐形三角架，總高為 103 cm，底部邊長均為 86 cm，側邊長均為 100 cm。本研究將 ADV 探頭朝下且固定於三角架中心，OBS-3+濁度計置於橫桿上，其探針亦朝下發射訊號，試圖與 ADV 的測量點位置相同，如圖 2-6 所示。

不鏽鋼方型四角架，高為 42 cm，長、寬分別為 105 cm，81 cm。架上分別掛載波 AQP、壓力式波浪儀和 T/P，其中 AQP 的探頭朝上發射訊號，如圖 2-7 所示。

本研究在後壁湖珊瑚礁海域總共進行二次觀測：Hobi_1202 實驗時間於 2012 年 2 月 18 日 16:00 — 2012 年 2 月 20 日 9:00；Hobi_1210 實驗時間於 2012 年 10 月 24 日 15:00 — 2012 年 10 月 26 日 9:30，ADV 取樣頻率皆為 32 Hz，採連續記錄方式。在後灣海域進行一次的觀測：Howan_1212 實驗時間於 2012 年 12 月 1 日 16:00 — 2012 年 12

月 9 日 21:00，此次實驗以長時間觀測為目標，故為了控制 ADV 電力的使用，本次以 Burst 方式記錄了九天，每 20 分鐘取樣前 5 分鐘，取樣頻率為 32Hz；而裝置於四角架的儀器，有 AQP、壓力式波浪儀和 T/P，觀測其間皆從 2012 年 12 月 1 日－ 2012 年 12 月 18 日，如表 2-1。圖 2-8 為儀器放置於海水中的示意圖。

2-4. 氣候資料來源

本研究在後灣與後壁湖的觀測實驗中，海域的氣候資訊方面，常使用風速風向資料來與儀器所計算出的結果做搭配，使能更完整的呈現實驗成果。而逐時的風速風向資訊皆採取恆春氣象站(22.00°N, 120.73°E)資料。

2-5. 回聲強度 (backscatter intensity, BSI)

回聲強度表示為聲學儀器發射聲源訊號時，當碰到流體內粒子後反射回來的訊號強度，常用來與濁度資料做比較，而同一種物理現象就可以在聲學和光學方面得到印證。

ADV 回聲強度的計算公式：

$$BSI = 10^{-5} \times 10^{0.043 \times \text{Amp}} \quad (2-1)$$

式中，Amp 為 ADV 實測資料的三軸 Amplitude 平均值，乘上係數 10^{-5} 則是避免 BSI 值太大(Goring and Nikora, 2002)。

AQP 回聲強度的計算公式為：

$$BSI = \text{Amp} \times 0.48 + 20\log_{10}(R) + 2\alpha_w \times R \quad (2-2)$$

式中，Amp 為 AQP 實測資料的三軸 Amplitude 總合；R 為測量位置離探針的距離； α_w 為訊號打到水分子時的聲波轉成熱能所吸收的能量 (dB/m)，而本文此值採用 Nortek 公司在鹽度為 35 PPT 水體所校正出的係數 0.7。(Nortek, 2001)

表 2-1 現場觀測實驗配置表

實驗地點	後壁湖	後壁湖	後灣
編號	Hobi_1202	Hobi_1210	Howan_1212
實驗日期	2012/02/18 2012/02/20	2012/10/24 2012/10/26	2012/12/01 2012/12/18 *ADV 僅記錄到 2012/12/09
平均水深(m)	1.33	3.6	17.54
實驗儀器與設定方式			
ADV 32Hz	連續記錄	連續記錄	20 分鐘記錄 5 分鐘
AQP	無	無	10 分鐘記錄 一次
波浪儀 4Hz	30 分鐘記錄 29 分鐘	30 分鐘記錄 29 分鐘	20 分鐘記錄 5 分鐘
T/P	1 分鐘記錄 一次	1 分鐘記錄 一次	2 分鐘記錄 一次

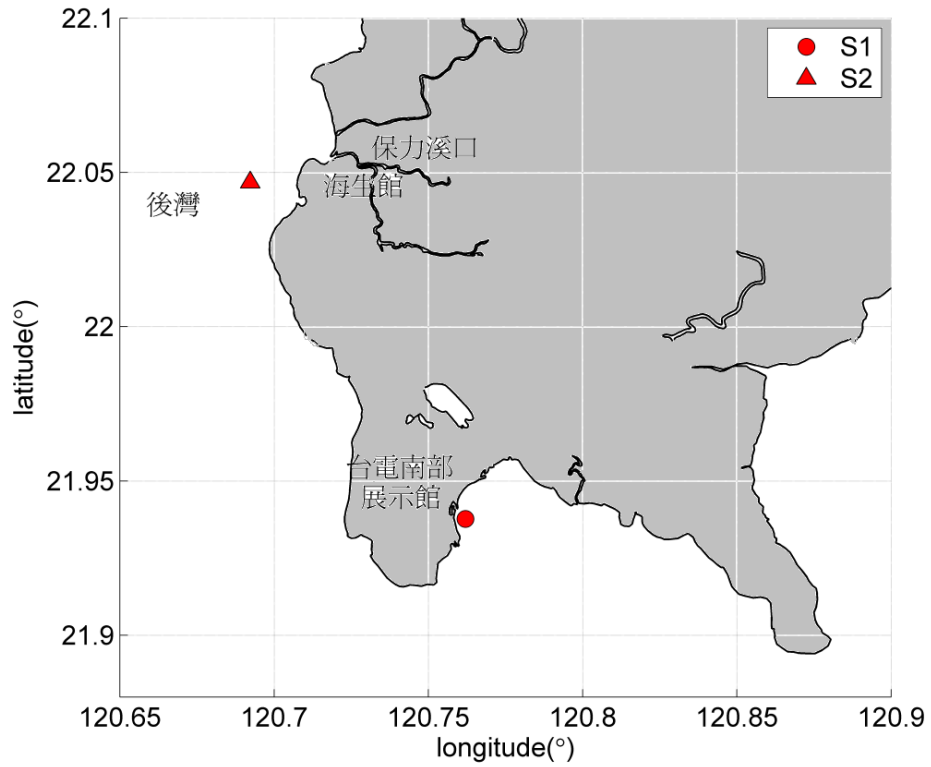


圖 2-1 實驗地點位置示意圖。

S1: 墾丁後壁湖海洋資源保護區；S2: 後灣海域。

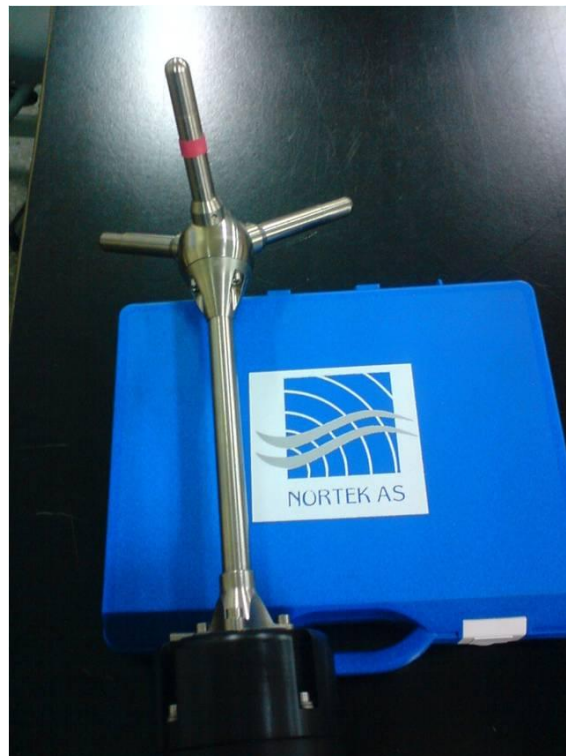


圖 2-2 單點式都普勒流速儀(ADV), 是由 Nortek 公司所生產的 Vector。

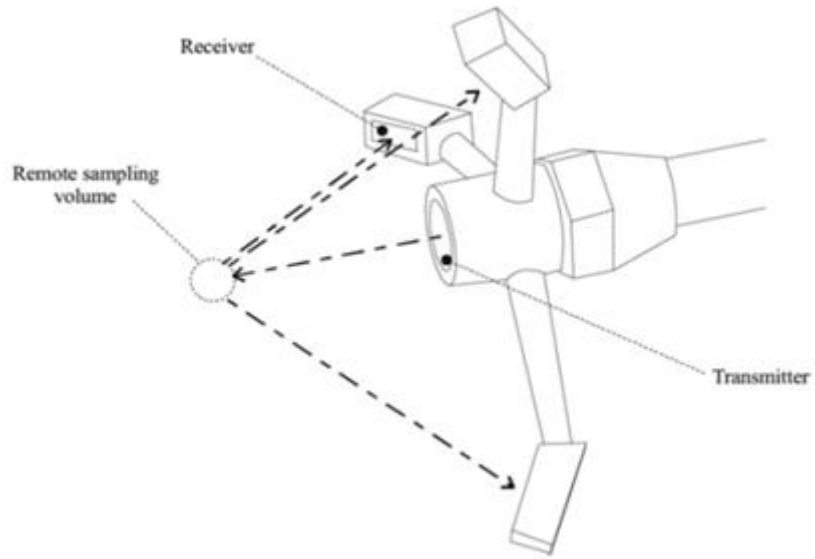


圖 2- 3 ADV 探針示意圖。包含一個發射端和三個接收端。

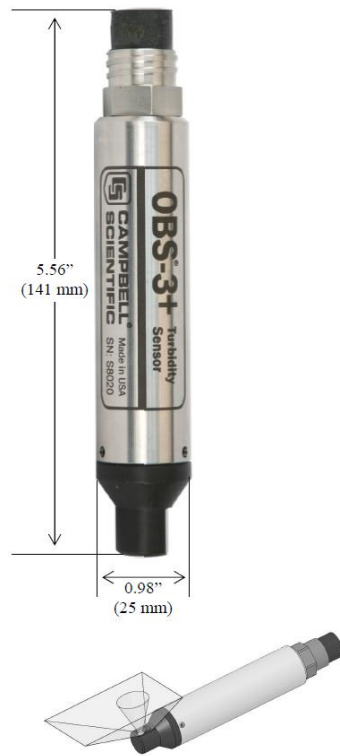


圖 2-4 OBS-3+濁度計探針圖。



圖 2-5 由 Nortek 公司所生產的都普勒流剖儀(AQP)。

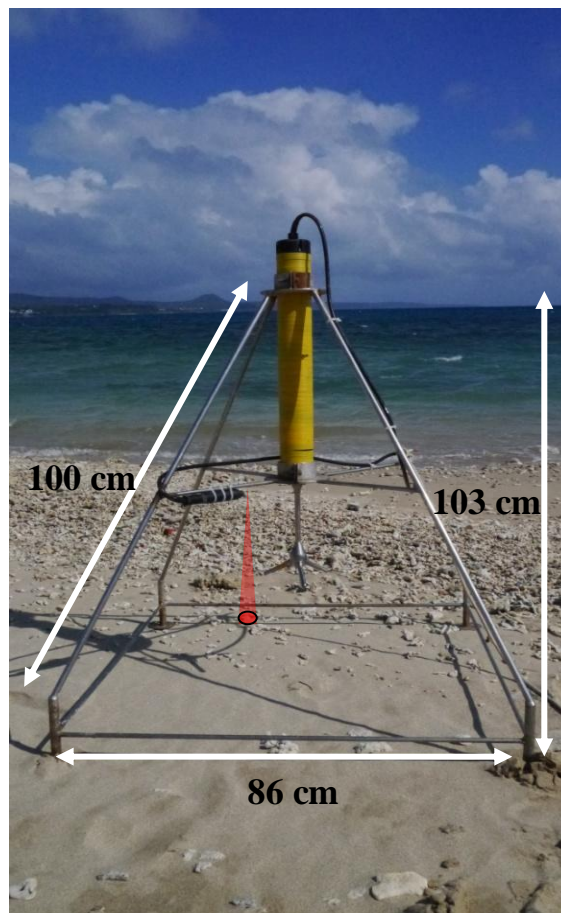


圖 2-6 不鏽鋼錐形三角架上搭載 ADV 和 OBS-3+濁度計。

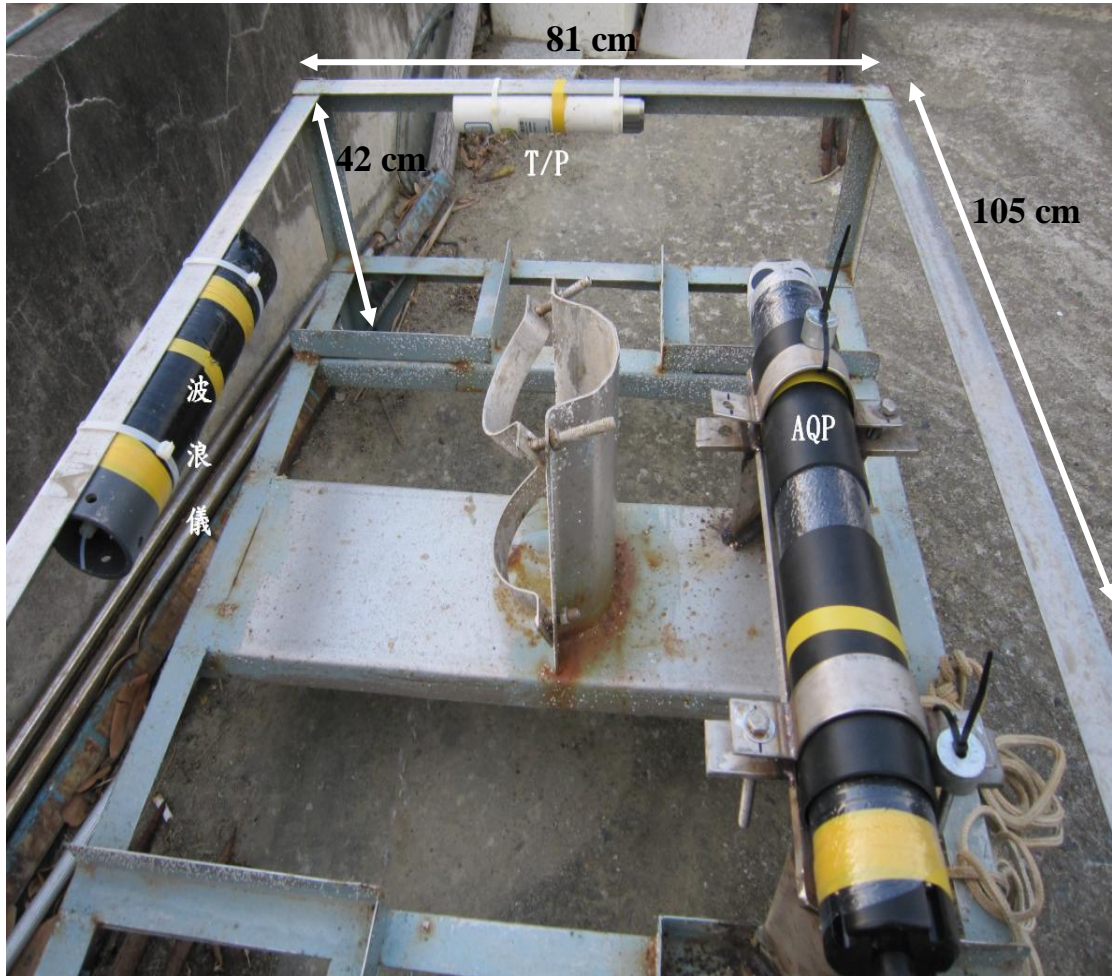


圖 2-7 不鏽鋼方形四角架上搭載 AQP、波浪儀以及 T/P。

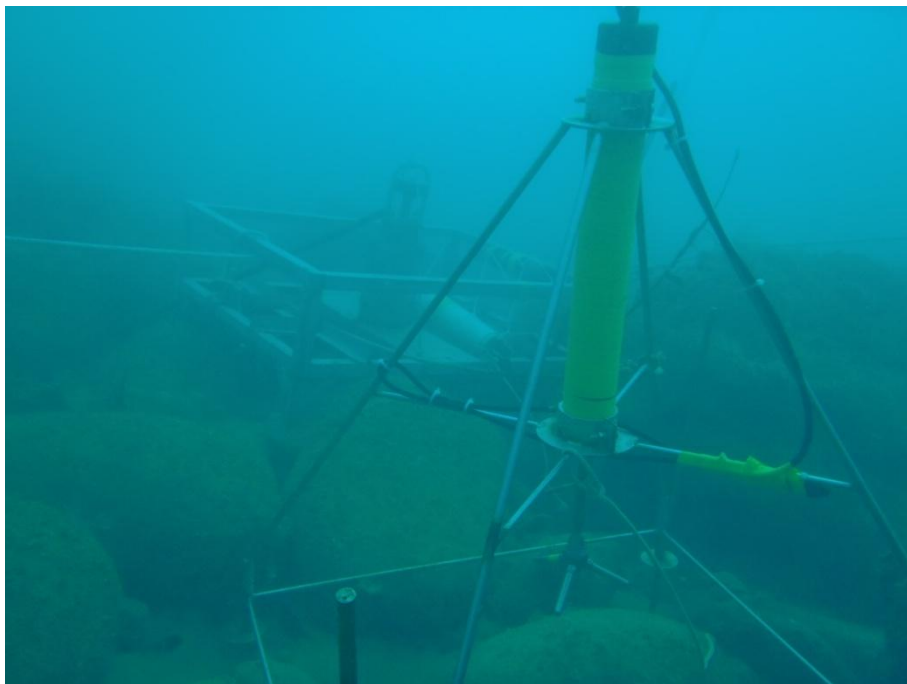


圖 2-8 儀器放置於海底。

第三章、數據前置處理

3-1. ADV 數據處理

在現場觀測時，可能實際流速超出了 ADV 儀器的預設流速(Nominal velocity range)，或是因為底邊界層複雜結構影響，會使得上一個反射訊號影響至下一個訊號，產生都普勒混淆，而形成流速時間序列的 spike(Goring and Nikora, 2002)，因此需對流速時間序列進行 despiking 的處理與取代，以反映較真實的海域流速訊息。接著利用 ADV 的音噪比(SNR)與相關性(Correlation)值來決定數據有效性，作紊流特性計算時，將上述處理過的垂直方向流速畫紊流能譜圖，當其趨勢未符合斜率-5/3 的點，該數據應當捨去。由於現場觀測時 ADV 的設定為 ENU 座標系，因此要將速度旋轉為主流向座標系(XYZ)。而在做紊流研究時常採用變動流速做計算，流速的變動量是將瞬時流速減去平均流速，但受到潮汐與波浪影響，所以變動量中往往包含紊流和波浪的成分，考慮紊流的頻率較高，波浪頻率較低，因此採用高通濾波 (High-pass filter)以及快速傅立葉轉換(FFT)對數據進行消波處理，盡可能拿掉部分波浪的影響。具體處理步驟如下：

3-2. Despiking

能夠準確判斷出 spike 並利用合理的值替代，進而重新架構 ADV 流速時間序列，這對底邊界層紊流研究是非常重要的。判斷 spike 方面，(Goring and Nikora, 2002)使用 Phase-Space Thresholding Method(簡稱 PST)的技術，此方法涉及兩個理念：(1) 利用微分增強高頻訊號 (2) 品質較好的數據在相空間中處於在一個密度高的雲團(Dense cloud)中。在 spike 的替代方面，採用最近有效值(Last Valid Data Point)方式來替代。

3-2.1. Spike 判斷

PST 的技術中，3D 相空間是利用速度、速度的一階導數和速度的二階導數所構成。其中，一階、二階導數採用中心插分(Central difference)做計算。以下為 PST 法做 Despiking 的具體過程：

1. 計算流速的一階及二階導數，採中心插分法：

$$\Delta u_i = \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2} \quad (3-1)$$

$$\Delta^2 u_i = \frac{\Delta u_{i+1} - \Delta u_{i-1}}{2} \quad (3-2)$$

2. 計算 u 、 Δu 、 $\Delta^2 u$ 的標準差(σ_u 、 $\sigma_{\Delta u}$ 、 $\sigma_{\Delta^2 u}$)，並求最大期望值：

$$u_m = C_2 \sigma_u \sqrt{2 \ln n} \quad (3-3)$$

其中， C_2 為 1.35 (Parsheh et al, 2010)， n 為資料筆數。

3. 計算 $\Delta^2 u_i - u_i$ 平面的橢圓旋轉角：

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\sum u_i \Delta^2 u_i}{\sum u_i^2} \right) \quad (3-4)$$

$\Delta u - u$ 與 $\Delta^2 u - \Delta u$ 兩平面夾角 $\theta \equiv 0$ 。

4. 計算投影在平面上的橢圓半長短軸。 $\Delta u - u$ 平面半長短軸分別為 u_m 、 Δu_m ； $\Delta^2 u - \Delta u$ 平面半長短軸為 Δu_m 、 $\Delta^2 u_m$ ； $\Delta^2 u - u$ 平面的半長短軸由以下聯立方程式求得 a 、 b ：

$$\begin{cases} u_m^2 = a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta \\ (\Delta^2 u_m)^2 = a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta \end{cases} \quad (3-5)$$

5. 投影平面上，落於橢圓外的點視為 spike，並將其點做取代。

計算流速導數時，分母部分不以 Δt 做計算，而是除以 2 來替代，原因是為了避免臨界橢圓的長短軸過大 (Goring and Nikora, 2002)。本文利用 Howan_1212 資料中，以五分鐘為平均，資料相關性較差的點(第 247 個 burst)為例。圖 3-1 為將該數據以 PST 法呈現，明顯看出有效數據佔大多數，並集中於高密度的雲團裡，而雲團以外的數據點即被視為

spike。為了方便判別出 spike，PST 法的應用是將三維的數據點分別投影到 $\Delta u-u$ 、 $\Delta^2 u-\Delta u$ 和 $\Delta^2 u-u$ 三個平面內，而橢圓外的點即為 spike 如圖 3-2。

3-2.2. Spike 替代

(Goring and Nikora, 2002)使用三階多項式擬合來取代異常值，但 (Parsheh *et al.*, 2010)指出若採用多項式擬合做取代，PST 技術會使大量的有效點數據脫離橢圓範圍外，甚至距離大於 spike 點，使得取代過後的流速陣列大於原本的數據值。因此他們採用最近有效數據點 (Last Valid Data Point) 來替代 spike 值，方法即是利用前一個有效值來做替代。

圖 3-3 為 Howan_1212 第 247 個 burst 的流速資料，經由上述處理過後的三維相空間影像圖，與圖 3-1 做比較可明顯觀察到，利用 PST 法尋找 spike 點並用最近有效數據點來替代後的資料在三維影像中不再分散，而是集中於一個雲團內。圖 3-4 為該數據做 Despiking 處理後的平面投影，數據點皆集中於橢圓內。圖 3-5 為 u 方向流速序列。(a) 為原始流速序列 (b) 為流速經由 Despiking 與取代處理後的流速序列。比較後明顯得知，spike 點已被去除且取代，時序列上流速尺度小至十倍。

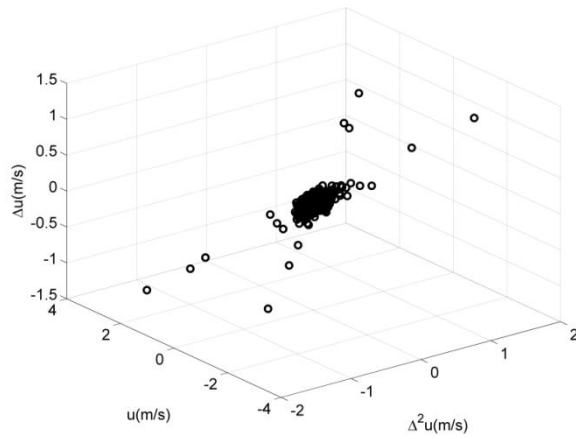


圖 3-1 ADV 原始數據點的三維相空間示意圖。資料來源為 Howan_1212

第 247 個 burst，三軸分別代表速度、速度一階導數、速度二階導數。

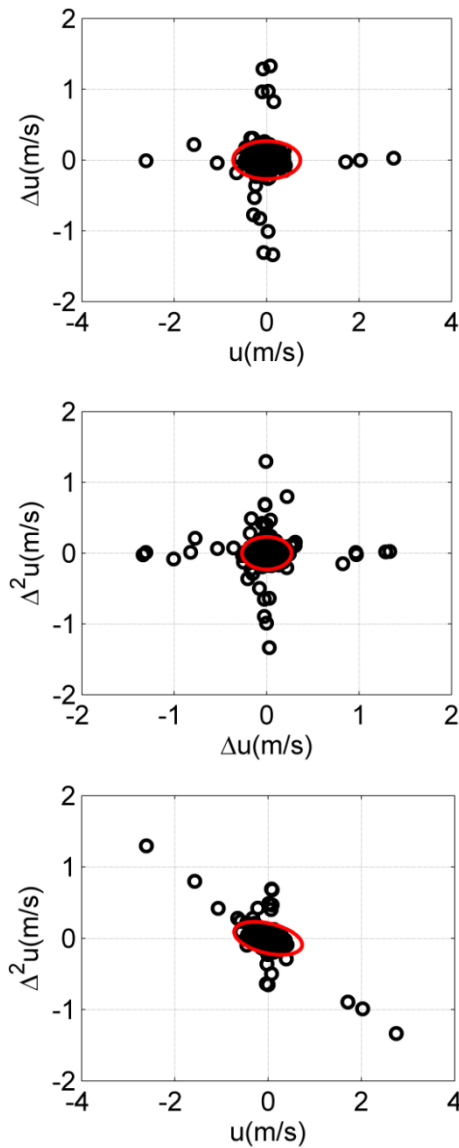


圖 3-2 ADV 原始數據點的平面投影，橢圓外為 spike。

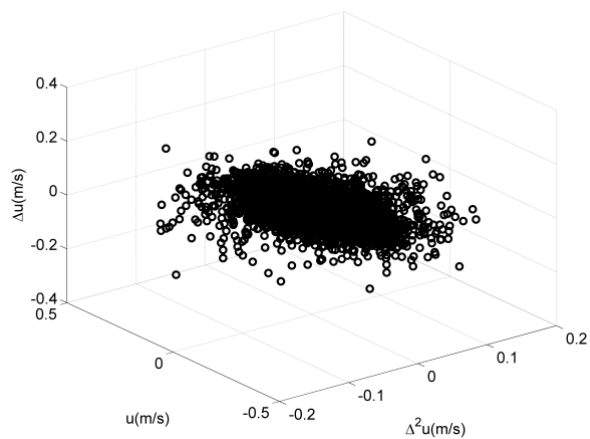


圖 3-3 ADV 數據點經 PST 處理後的三維相空間示意圖。三軸分別代表速度、速度一階導數、速度二階導數。

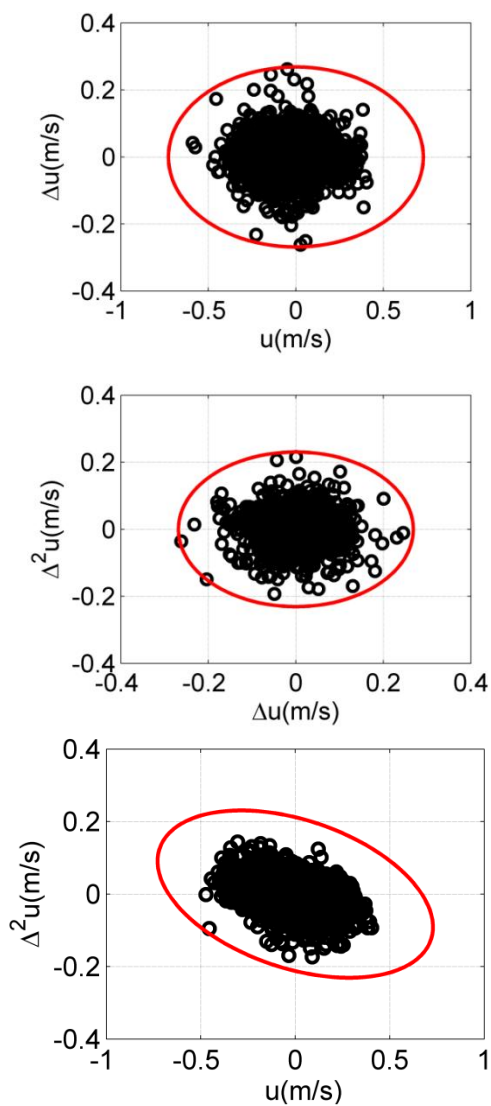


圖 3-4 ADV 數據點經 PST 處理後的平面投影，橢圓內為有效點。

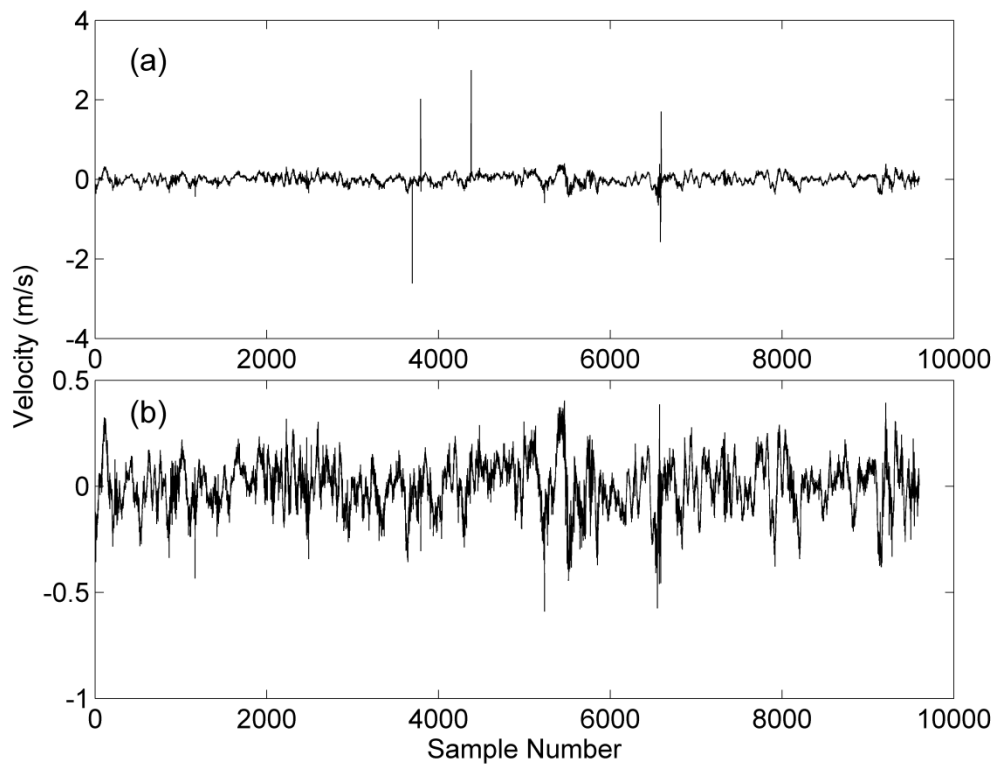


圖 3-5 u 方向的流速序列：(a)原始數據的流速序列；(b) Despiking 處理後的流速序列。

3-3. 數據有效性判斷

以音噪比(SNR)和相關性(Correlation)值來判斷 ADV 數據有效性，當 $SNR < 5$ 或 $Correlation < 70\%$ 就認定此數據的品質較差，應該捨棄 (Chanson *et al.*, 2008)。以 Howan_1212 資料為例，圖 3-6 為 $SNR < 5$ 和 $Correlation < 70\%$ 的個數統計(以五分鐘平均為一個 burst)。(a)為時序列上 SNR 表現較差的點，由於資料良好故沒有任何 burst 因為此因素而刪除；(b)空心圓圈為 Correlation 表現較差的點(一個 burst 裡，其數據較差的數目大於 1%，即 96 個)，在此次實驗中，刪除了 45 個 burst，如表 3-1 所示。

圖 3-7 為 Howan_1212 觀測期間內，以 AQP 流剖儀的平均流速來驗證 ADV 流速準確性。(a)為測量點離底床約 1.6 m 的 AQP 第一層流速；(b)為測量點離底床約 0.15 m 的 ADV 流速，而空心圓圈為經過上述判斷後 Correlation 與 SNR 表現較差的點。觀察其結果，兩者的趨勢與數值大致上相近由此可以證明 ADV 的資料準確性。而在 ADV 的時序圖中，所有圓圈的平均流速約為 0.0153 m/s，圓圈以外的平均流速約 0.0421 m/s，由此說明 ADV 資料品質較差的點大部分發生在平均流速較小時，推測原因可能是流速較小以至於無法帶動此水團混攪造成量測的水域過於乾淨，使 ADV 聲波反射訊號微弱而造成資料品質降低。

圖 3-8 為 Howan_1212 平均流速與剪應力的時序圖。(a)為 ADV 的平均流速；(b)為利用垂直方向流速所計算出的底床剪應力。觀察其結果，空心圓圈為 Correlation 與 SNR 表現較差的點，討論流速資料正確性時該捨去這些點，而計算剪應力與消散率等紊流特性時，先以垂直流速畫紊流能譜圖(將在 4-1.3.詳述說明)，當能譜走向未符合斜率-5/3 的點，該數據應當捨去，在此次實驗中，刪除了 187 個 burst，如表 3-1。空心正方形為能譜走向未符合斜率-5/3 的點，觀察其趨勢，通常發生於流速較

小的情況下。以此次資料為例，空心正方形以外的平均流速約 0.0516 m/s，所有空心正方形的平均流速約 0.0149 m/s，結果顯示，流速太小不僅影響 ADV 的 Correlation，還可能影響能譜的趨勢。5-3.1.中，在分析紊流特性之前，將會更仔細討論三個實驗彼此的流速、能譜趨勢以及涵蓋頻寬之間的關係。

表 3-1 本文三次實驗中，刪除點數的統計表

Site	Number of burst with COR<70 and SNR<5	Number of burst with spectrum has no $\frac{-5}{3}$ roll off	Number of total burst
Hobi_1202	none	none	495
Hobi_1210	none	87	510
Howan_1212	45	187	591

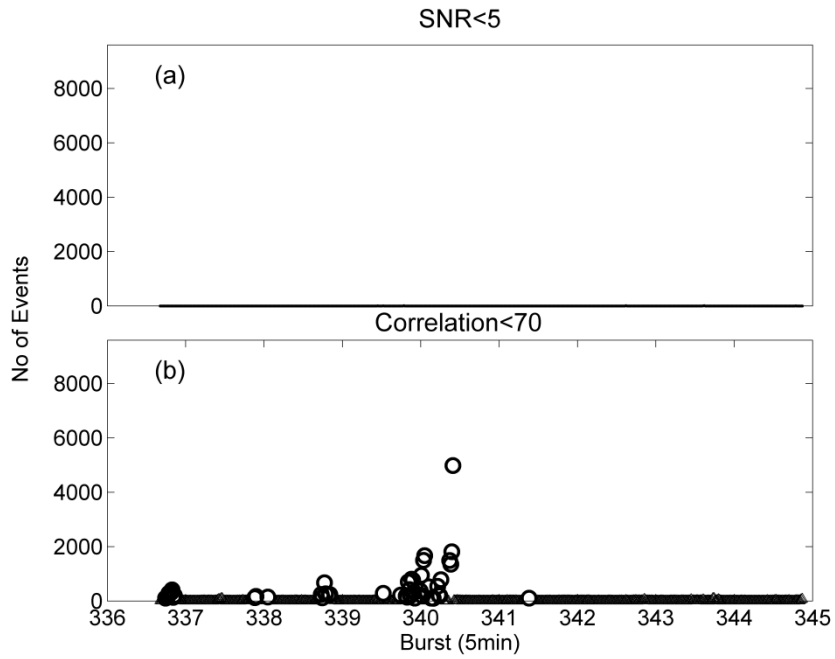


圖 3-6 Howan_1212 數據中每 burst (9600 個點)，
 (a) SNR 小於 5；(b) Correlation 小於 70% 的統計。

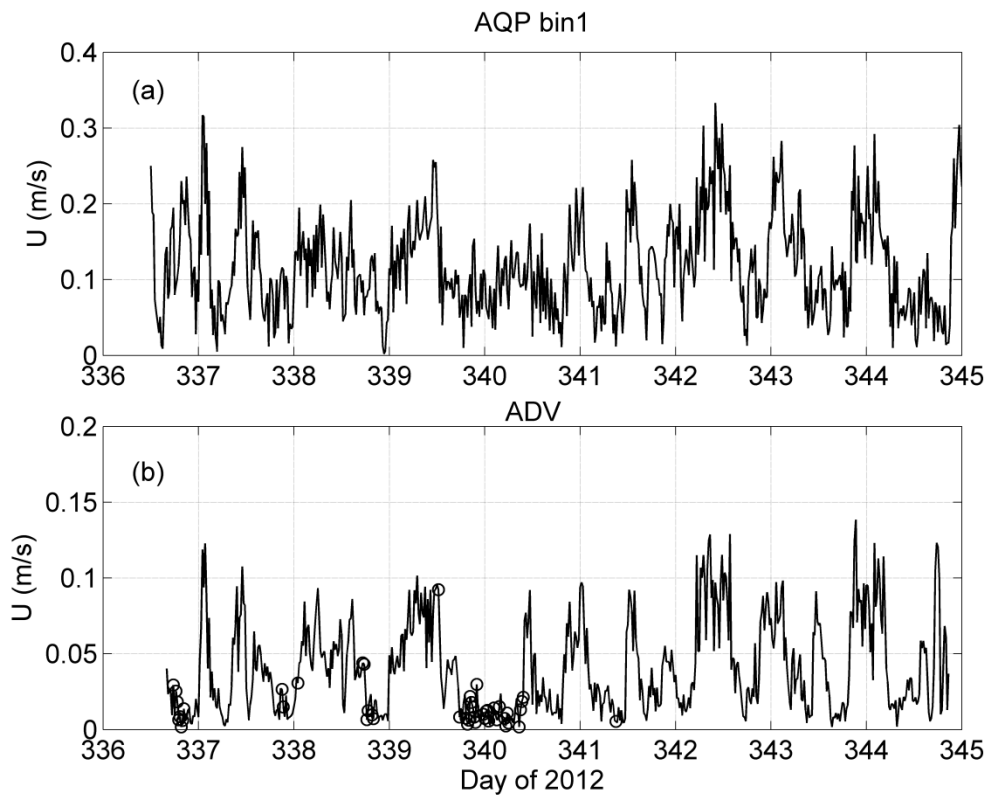


圖 3-7 Howan_1212 實驗的(a)AQP 第一層平均流速和(b)ADV 流速。

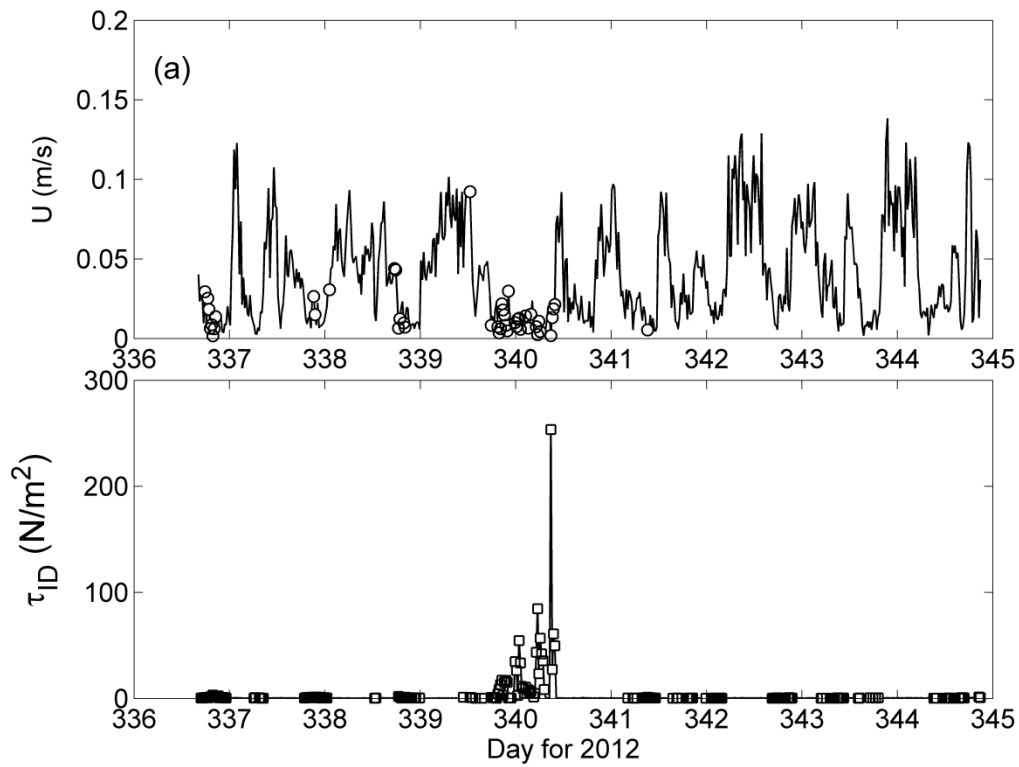


圖 3-8 Howan_1212 ADV 測得的(a)平均流速與(b)剪應力時序圖。空心圓圈為 Correlation 與 SNR 表現較差的 burst，空心正方形為垂直流速能譜走向未符合斜率-5/3 的 burst。

3-4. 座標系轉換

由於 ADV 在現場觀測時採用 ENU 座標系統，即東西、南北和垂直三個分量，而所要計算的紊流是假設在平均流意義上得來的，因此需要將 ENU 座標系轉成主流向座標系。實際測量的流速為 $U_s = (u, v, w)$ ，分別表示為正東方流速，正北方流速以及垂向流速，座標旋轉後的流速為 $U = [R]U_s$ 。而 $U = (x, y, z)$ 分別表示水流動方向之流速、水平面上與 x 垂直的橫向流速以及與 x - y 平面垂直的垂向流速。首先，先求旋轉矩陣(Kim *et al.*, 2000)：

$$[R] = \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \beta & \cos \theta \sin \beta & \sin \theta \\ -\sin \beta & \cos \beta & 0 \\ -\sin \theta \cos \beta & -\sin \theta \sin \beta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (3-6)$$

β 為水平旋轉角(繞 z 軸轉)：

$$\beta = \tan^{-1} \left(\frac{v}{u} \right) \quad (3-7)$$

θ 為垂直旋轉角(繞 y 軸轉)：

$$\theta = -\tan^{-1} \left(\frac{w}{v_s} \right) \quad (3-8)$$

其中， $v_s = \sqrt{u^2 + v^2}$ 。

以 Howan_1212 流速資料進行座標旋轉處理，利用 EC 法(將在 4-1.1. 詳述說明)計算出的底床剪應力 τ 來討論座標旋轉前後對於計算結果的影響。

圖 3-9 為流速與 τ_{EC} 的時序變化。(a)為平均流速時序圖。(b)以 EC 法計算 τ 的時序圖，其中藍色實線是以原始流速來做計算，黑色虛線表示流速經座標旋轉的處理後再來做計算。比較其趨勢，大多時間流速經旋轉處理後的 τ 較大，且當流速呈極大與極小時，以原始流速計算的 τ 並沒有明顯變化，故座標轉換後的流速比原始流速更適合拿來計算 τ ，其變化能與平均流速更為一致。圖 3-10 為流速旋轉前後計算的剪應力

比值與平均流速關係分佈。發現當流速小於 0.05 m/s 時，有多數剪應力比值呈發散現象，其值約在 $10^{-2} \sim 10^2$ 之間不穩定跳動，當流速大於 0.05 m/s 時，儘管少數比值依然較為發散，但大部分比值還是呈穩定一致的趨勢，約在 $10^{-1} \sim 10^0$ 之間。所以當流速越大時，會使座標旋轉前後 τ 的比值變化較穩定，且流速經旋轉後計算的 τ 隨著平均流速增減有著相似的變化。

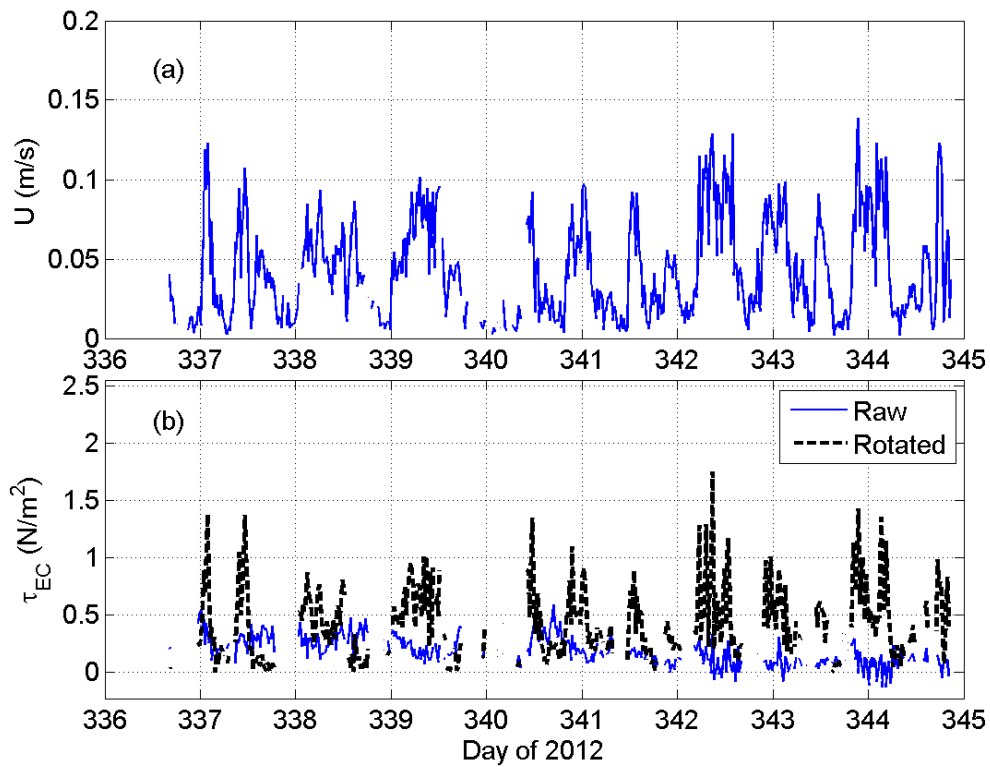


圖 3-9 Howan_1212 流速與 τ_{EC} 的時序變化。(a)ADV 平均流速時序圖；(b)藍色實線為原始流速計算 τ_{EC} ；黑色虛線為旋轉流速計算 τ_{EC} 。

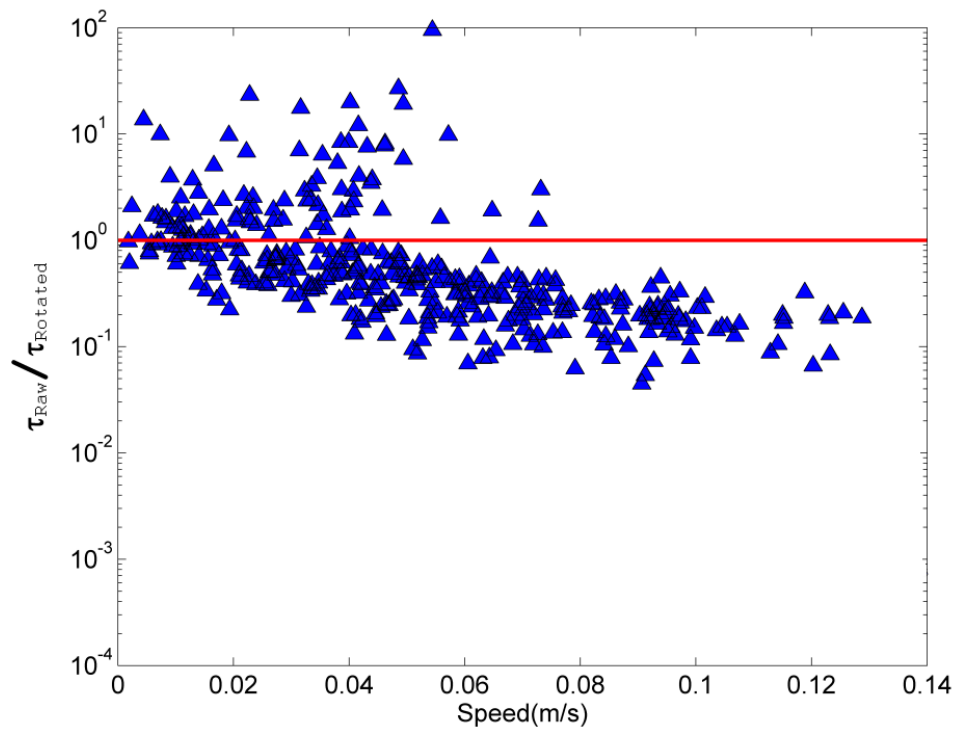


圖 3-10 流速旋轉前後計算的剪應力比值與平均流速的關係分佈。

3-5. 消除波浪訊號

底邊界層的紊流研究裡，通常將流速進行雷諾分解，分為流速的平均項和流速的變動項，但其中往往包含紊流和波浪的流速成分，將兩者仔細做分離是個困難的步驟。由於紊流的頻率較高，波浪頻率較低，儘管兩元素仍有重疊的部分，但可以藉由高通濾波 (High-pass filter) 以及快速傅立葉轉換 (Fast Fourier Transform, FFT)，消除頻率較低的振幅訊號，盡可能拿掉波浪項，以得到更為真實的紊流項。本文將使用 Butterworth 和 FFT 來對流速訊號進行上述處理，並將其結果做比較 (魯遠征, 2011)。

3-5.1. Butterworth

Butterworth 濾波器的特色是通帶內具有平坦的曲線，在截止頻帶後則逐漸下降至零。以下以 Howan_1212 第 247 個 burst 為例，進行高通濾波。圖 3-11 為 ADV 流速資料在 Butterworth 處理前後的頻幅圖。(a) 在頻率域序列上，截止頻率 0.0968 Hz (藍色虛線) 以下並無立即將振幅降至為零。(b) 將截止頻率附近的頻幅圖放大檢視，可發現截止頻率之後的濾波處理訊息與原始數據有微小的變化，此現象可能會影響數據的真實性。

從時間序列角度來看，圖 3-12 為流速分量圖，可以發現流速具有大週期的震盪趨勢，此現象即為低頻成分所導致。圖 3-13 為經過 Butterworth 高通濾波後流速分量圖，大週期的震盪已明顯去除，只留下高頻訊號。

3-5.2. 快速傅立葉轉換(FFT)

為了將截止頻率以前的低頻訊號完全除去，以及截止頻率以後的原始數據能不受影響，本文選用快速傅立葉轉換來消除波浪訊號，其過程為：首先對原始數據的時間序列進行 FFT，將時間域轉換成頻率域序列，

截止頻率以下的低頻訊號全令為零，然後再將此序列做 IFFT (Inverse FFT)變換並僅取其中的實部，進而得到消波後的時間域序列。

圖 3-14 為 ADV 流速資料在 FFT 處理前後的頻幅圖。(a)在頻率域序列上，明顯看出在截止頻率之前的消波效果比上述的 Butterworth 具有更大的振幅訊號濾除，將振幅強度立即降至為零。(b)將截止頻率附近的頻幅圖放大檢視，在截止頻率之後的原始訊息並不受 FFT 處理過程影響而產生變化。圖 3-15 為經由 FFT 處理後的流速分量圖，雖然使用 Butterworth 能讓高頻流速狀態更明顯，但考量頻幅圖上的合理性，因此本文以 ADV 數據做消除波浪訊號處理時，皆採快速傅立葉轉換來進行作業。

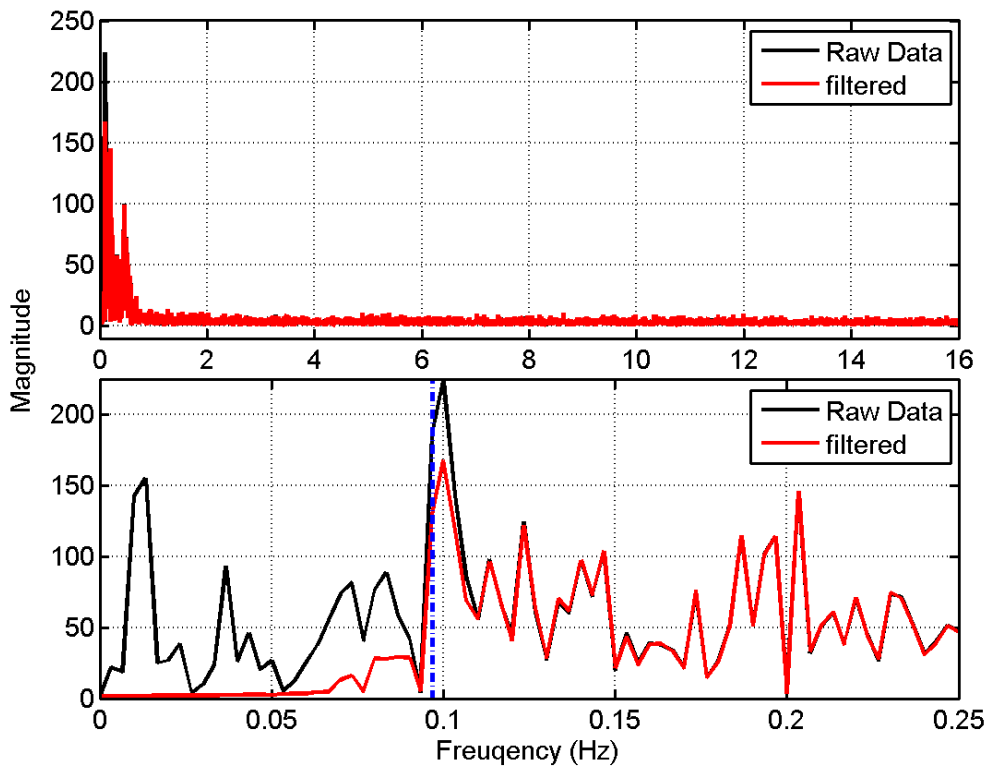


圖 3-11 (a) Howan_1212 第 247 個 burst，利用 Butterworth 高通濾波前後
頻幅圖；(b)檢視截止頻率附近的頻幅圖。

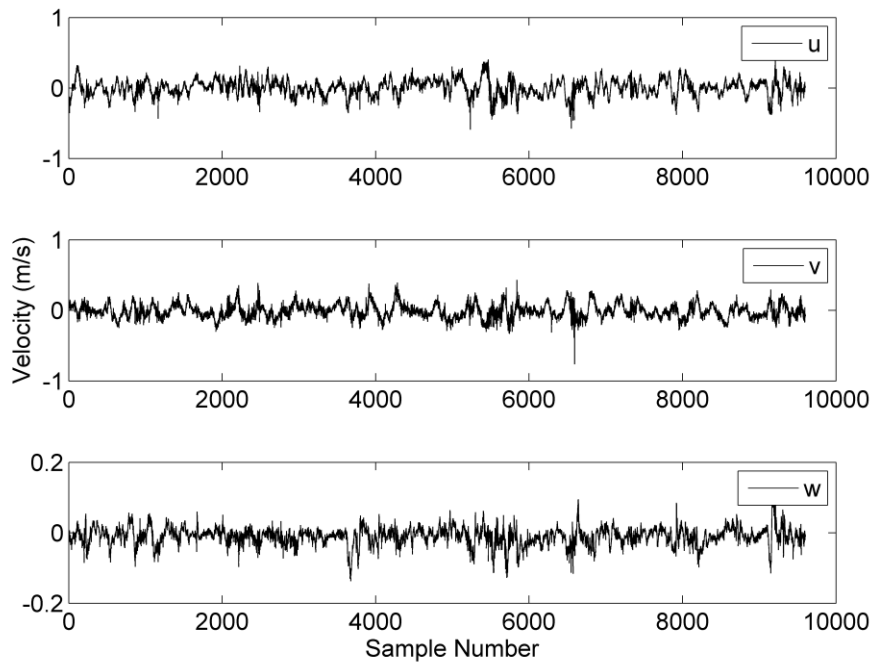


圖 3-12 Howan_1212 第 247 個 burst 的流速序列圖。

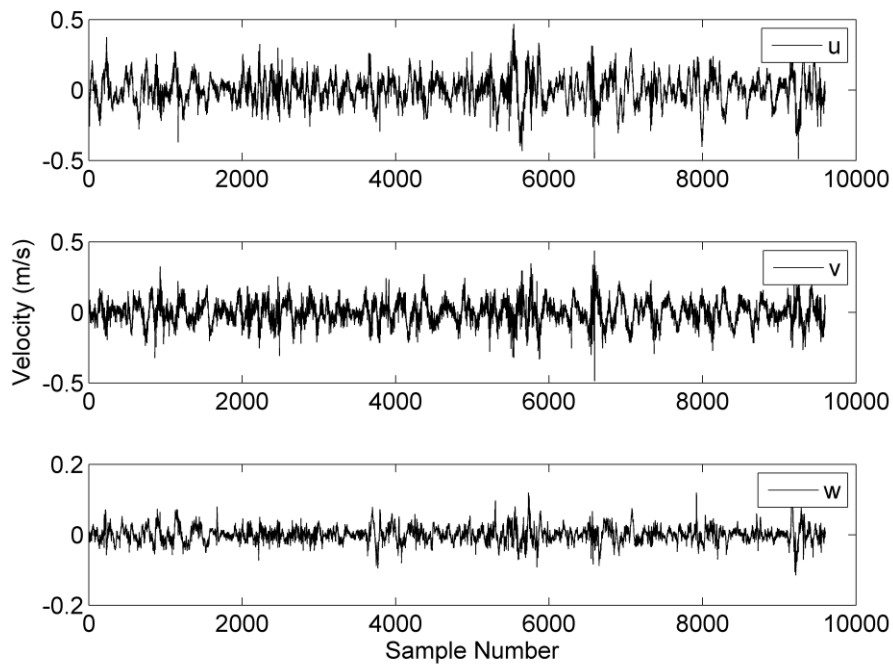


圖 3-13 利用 Butterworth 高通濾波後流速序列圖。

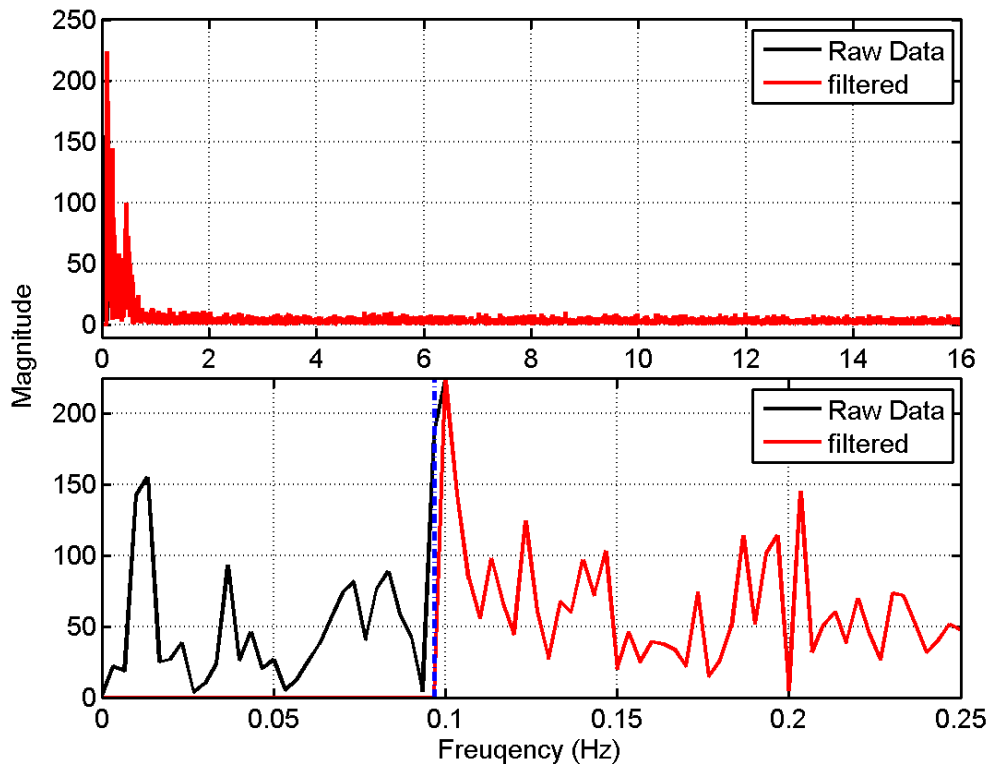


圖 3-14 (a) Howan_1212 第 247 個 burst, 利用 FFT 高通濾波前後頻幅圖；

(b) 檢視截止頻率附近的頻幅圖。

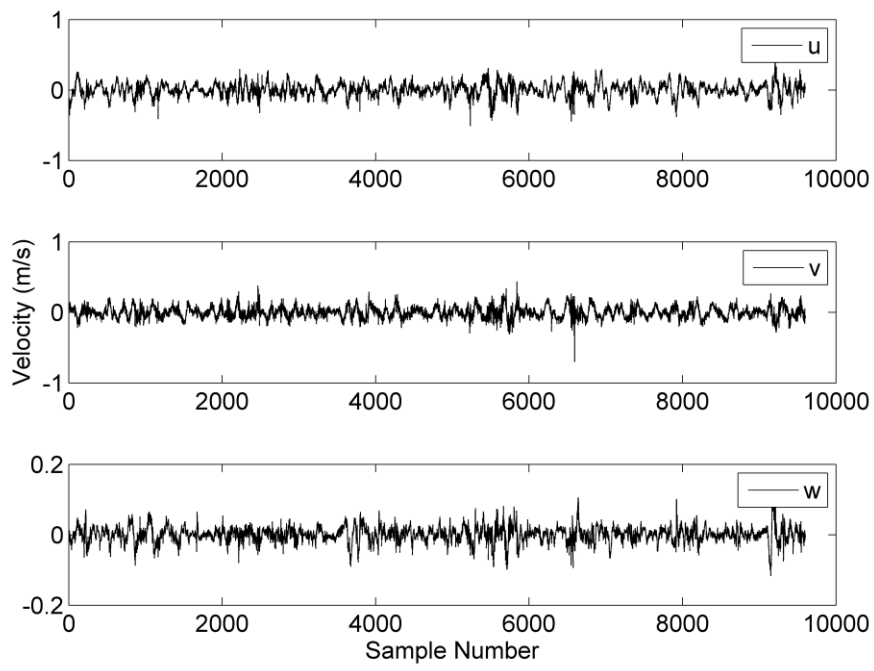


圖 3-15 FFT 處理後流速序列圖。

3-6. ADV 資料處理程序

利用 ADV 資料做紊流計算需藉由下列步驟做處理，完成後再進行紊流機制的討論。

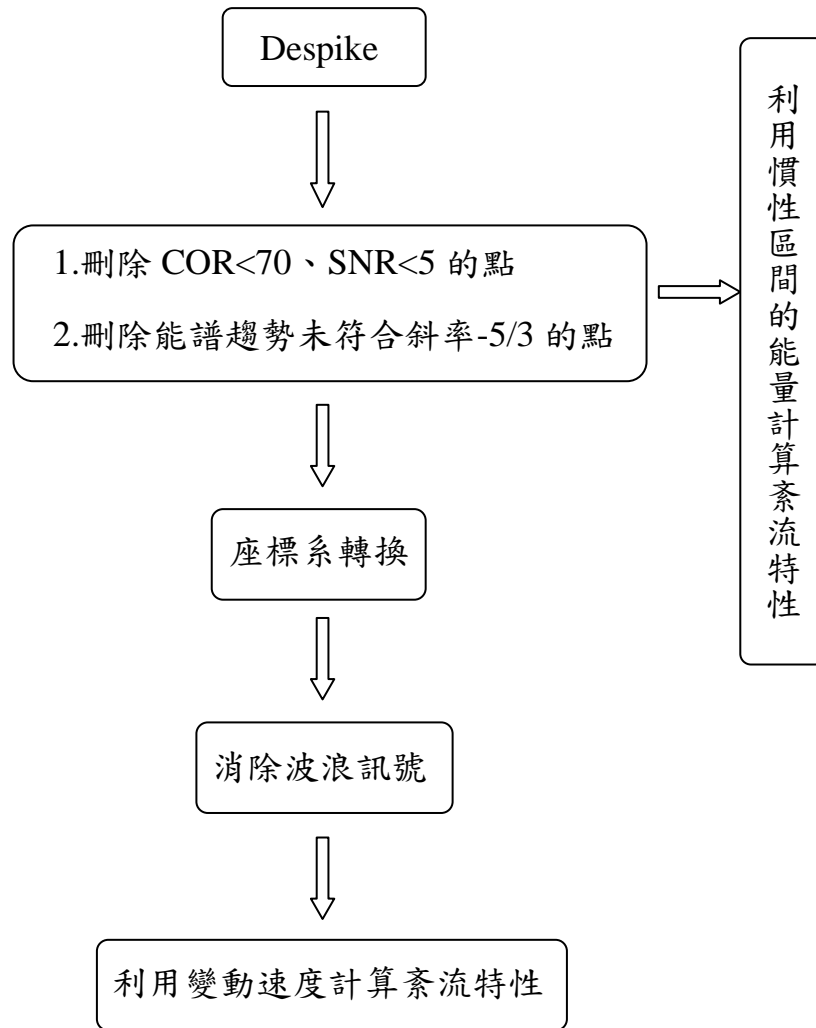


圖 3-16 ADV 數據處理流程圖。

第四章、分析方法

4-1. 剪應力

此章節主要介紹底邊界層紊流相關研究的公式方法及基本理論，包含各理論成立前提與計算公式。本研究計算剪應力的方法有渦流相關法(EC)、紊流動能法(TKE)、慣性消散法(ID)三種。

4-1.1. 渦流相關法 (eddy-correlation method, EC)

由於紊流具有高度非線性，所以紊流一般採用雷諾分解進行研究，意即流速 u_i (i 表示流速三個分量)可分解為：

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (4-1)$$

將其流速代入 EC 法得出剪應力公式：

$$\tau = -\rho \overline{u'w'} \quad (4-2)$$

假設底床剪應力與雷諾應力相等時，在對數剖面中， $-\overline{u'w'}$ 和 u_* 存在以下關係(Tennekes and Lumley, 1972)：

$$\frac{-\overline{u'w'}}{u_*} = 1 - \frac{1}{\kappa u_* z / \nu} = 1 - \frac{1}{R} \quad (4-3)$$

其中， u', w' 為平均流與垂直流的變動速度， u_* 為摩擦速度， $\kappa=0.4$ 為 von Karman constant， $\nu \approx 1.4 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 為海水運動黏滯係數。

對於完全發展的紊流，雷諾數 $Re = \frac{\kappa u_* z}{\nu}$ 遠大於1，則可得 $-\overline{u'w'} = u_*^2$ ，但當紊流發展不完全的情形下，結果可能會使得 u_* 呈複數型態，故(Reidenbach *et al.*, 2006)定義 $u_* = |\overline{u'w'}|^{1/2}$ 。EC法在摩擦速度的計算上受到變動流速測量的限制，測量儀器的傾斜與震動會對計算產生較大的誤差(Kim *et al.*, 2000)。

4-1.2. 紊流動能法 (turbulent kinetic energy method, TKE)

TKE 法與 EC 法很相似，它是假設底床紊流動能和底床剪應力存在一個相對關係，所以算出紊流動能後乘上一個係數則可得剪應力，下式為紊流動能的計算公式：

$$\text{TKE} = \frac{1}{2} \rho (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (4-4)$$

底邊界層中 TKE 與底床應力的比例為一常數(Stapleton and Huntley, 1995)。

$$\tau = C_1 \text{TKE} \quad (4-5)$$

其中， C_1 為常數，取 0.2(Soulsby and Dyer, 1981)、0.19(Stapleton and Huntley, 1995)或 0.21(Kim *et al.*, 2000)。本研究以 C_1 為 0.19 來做剪應力計算。

4-1.3. 慣性消散法 (inertial dissipation method, ID)

底邊界層觀測到的紊流擁有時間與空間上的廣闊結構，對此現象較理想的觀察方式是採用能譜來做分析，發展程度較高且雷諾數大的紊流，能譜一般由三個區間組成：Energy-containing subrange、Inertial subrange、Dissipation subrange (魯遠征, 2011)。以圖 4-1 在 Hobi_1202 實驗中第 56 個 Burst 為例，僅利用慣性區間(inertial subrange)的頻率與能量來計算底床剪應力(τ)與紊流動能消散率(ε)的方法稱為慣性消散法(inertial dissipation method)

對於充份發展的紊流邊界層，Kolmogorov 得到著名的一維能譜-5/3 定律，其公式如下：

$$\phi_{ii}(k) = c_i \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (4-6)$$

其中 $\phi_{ii}(k)$ 為第 i 個流速分量在波數 k 的能譜密度 ($i=1, 2, 3$)， ε 為紊流

動能消散率(turbulent kinetic energy dissipation), c_i 為一維 Kolmogorov 常數, 取 $i=1$ 對應於平均流方向, $i=2, 3$ 分別對應與平均流垂直的兩個流速分量, 根據(Green, 1992; Thorpe, 2005), $c_1 = 0.51, c_2 = c_3 = \frac{4}{3}c_1 \approx 0.68$ 。

本文所用的 ADV 觀測資料為單點流速時間序列, 無法直接求得紊流波數譜, 因此利用 Taylor frozen 假說, 取 $k = 2\pi f/\bar{U}$, 並將頻率譜轉成波數譜:

$$\phi_{ii}(k) = \phi_{ii}(f)\bar{U}/2\pi \quad (4-7)$$

由 4-6 與 4-7 式得紊流動能消散率 ε :

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\bar{U}} c_i^{3/2} \overline{f^{\frac{5}{2}} \phi_{ii}^{\frac{3}{2}}(f)} \quad (4-8)$$

其中, 橫線表示為在慣性區間內取平均值。

假設在對數層中, 水流剪切生成(shear production, P)與能量消散擁有平衡關係:

$$-P + \varepsilon = \overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z} + \varepsilon = 0 \quad (4-9)$$

其中, P 為剪切生成, ε 為紊流動能消散率。

以對數剖面法(logarithmic profile method)得 $\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{u_*}{\kappa z}$, 且由 EC 法得

$-\overline{u'w'} = u_*^2$, 將兩式代入 4-9 得:

$$\varepsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} \quad (4-10)$$

將式 4-10 代入式 4-6 得到摩擦速度 u_* :

$$u_* = \left(\phi_{ii}(k) k^{5/3} / c_i \right)^{1/2} (\kappa z)^{1/3} \quad (4-11)$$

然而, 當測量點不在常應力層內以及雷諾數低於臨界雷諾數(critical Reynolds number, Re_c)時, (Huntley *et al*, 1988)將式 4-11 修改為:

$$u_* = [\hat{u}_*^3 Re_c \nu / (\kappa z)]^{1/4} \quad (4-12)$$

其中， Re_c 值採用 3000， \hat{u}_* 則由式 4-11 求得。

另一方面，(Lumley and Terray, 1983)指出當海域的橫向波浪速度大於垂向波浪速度時，則將式 4-11 修改為：

$$u_* = [1 - 0.16(u_{rms}/\bar{U})^2]^{1/2} \hat{u}_* \quad (4-13)$$

其中， u_{rms} 為流速作 root mean square 處理， \hat{u}_* 則由式 4-11 求得。

本文利用 ID 法計算底床剪應力時，依據各實驗海域的特性，分別選擇不同的 u_* 計算方式。Hobi_1202 考慮雷諾數較高(其值將於 5-4.1 做呈現)，且橫向波浪速度與垂向波浪速度大小相近，故此實驗數據採用式 4-11 作計算；Hobi_1210 和 Howan_1212 兩實驗地點由於考慮雷諾數較低，故兩者皆採用式 4-12 作計算。表 4-1 為(Huntley, 1988)在 Cow Bay 和 Sable Island Bank 分別以式 4-11 和式 4-12 兩種方法來求 u_* 值，觀察其結果，修正前的 u_* 隨著測量點離底床位置越遠而越大，修正後則平緩此趨勢，本文 u_* 修正前後的變化大小，清楚地與參考文獻雷同。

由於在底邊界層內垂直的變動速度 w' 主要由紊流產生(Stapleton and Huntley, 1995)，故本文利用垂直變動速度畫能譜圖，若能譜趨勢符合斜率-5/3 的頻率區間，則僅用此段能量來計算紊流特性。下式為底床剪應力與摩擦速度的關係式：

$$\tau = \rho u_*^2 \quad (4-14)$$

表 4-1 本文與(Huntley and Hazen., 1988)摩擦速度結果之比較。

Site	Water depth (m)	Height z(cm)	\hat{u}_* is measured by [Eq.(11)] (cm/s)	u_* is measured by [Eq.(12)] (cm/s)	Increasing rate
Hobi_1210	3.6	15	0.87	1.45	68%
Howan_1212	17.54	15	1.14	1.78	57%
Cow Bay	25	52	0.42	0.64	64%
		52	0.38	0.59	59%
		22	0.28	0.58	58%
Sable Island Bank	45	44	0.58	0.83	83%
		21	0.48	0.89	89%

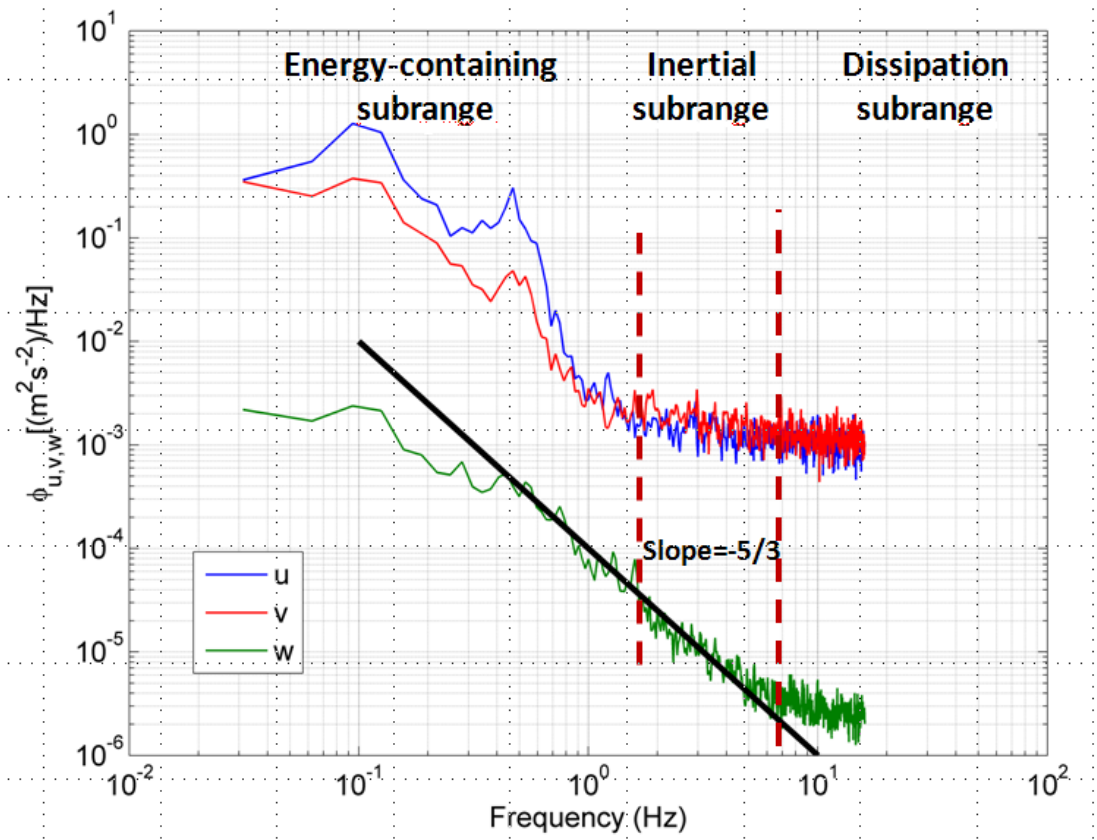


圖 4-1 能譜分區(Hobi_1202 第 56 個 Burst 能譜圖)

第五章、結果與討論

5-1. 三個實驗的海流特性

圖 5-1 為觀測期間三個實驗的海流特性時序圖，由上至下的參數分別為風速風向(ms^{-1})、流速流向(ms^{-1})、示性波高(m)、濁度(NTU)、回聲強度、潮位(dbar)。

(a) Hobi_1202：最低潮位 0.81 m，最高潮位 2.02 m，平均潮位 1.33 m，最大潮差約為 1.21 m。東北季風的最大風速達到 10.1 m/s，流向則為東南走向，流速隨著漲潮變小而退潮變大，波高則跟著潮汐的漲退而正向變化，其最大波高可達 0.39 m，濁度與回聲強度於波高增大的時候有明顯峰值出現，由此證明波浪直接影響水體的翻轉與攪動，使水質混濁間接增強 ADV 的回聲訊號。

(b) Hobi_1210：最低潮位 3.2 m，最高潮位 3.9 m，平均潮位 3.6 m，最大潮差約為 0.7 m。東北季風的最大風速約 6.5 m/s，流向則以東南和東北為主，最大波高達 0.29 m，濁度與回聲強度趨勢仍有高度相關性，而波高與平均流的變化相似，濁度與回聲強度趨勢隨著兩環境物理機制變化而變化，故此實驗位置的水體動能明顯受波浪與平均流的交互作用影響。

(c) Howan_1212：最低潮位 17.05 m，最高潮位 18.14 m，平均潮位 17.54 m，最大潮差約為 1.09 m。流向則以南和南南西為主，流速與波高走向相似，觀察兩者趨勢受潮位影響並不大，而是與風速大小有關，此季節為東北季風最強的時期，最大風速約 10.9 m/s，可見此研究地點當時季節風對海流的影響甚大。水中濁度因為風的增強，導致波高與流速隨之變大，即使水深相較前兩次實驗還要深，但當波流呈極大時，依然能使深層的水體具有攪動現象，使得濁度與回聲強度皆有明顯峰值出現。

本研究利用濁度計來加強說明觀測海域的基礎特性，並藉由同一種物理現象分別以聲學原理計算出的回聲強度與光學原理濁度訊號反映出來。在三次實驗結果中，均顯示波浪直接影響水體的翻轉，而流速和波浪的交互作用下產生明顯的擾動，經由濁度計測量出的濁度值精確的反映出此項訊息，此外也藉由回聲強度的計算驗證了水團擾動導致海水混濁的狀態。此外，(Taebi *et al.*, 2011)研究澳洲西部 Ningaloo 褶狀珊瑚礁水體循環機制，探討了風、波浪及潮汐等因素，結果顯示風對於水體的環流影響可忽略不計，而(Huang *et al.*, 2012)在澳洲大堡礁的觀測中，也忽略風對於實驗環境影響因素。觀察圖(a)、(b)，風對實驗環境的驅使力並不高，而圖(c)風的因素則明顯左右了波流大小與趨勢，本文由此現象也可證明，在近岸淺水珊瑚礁海域中，風的因素是可忽略不計的。

5-1.1 垂直剖面下的海流狀態

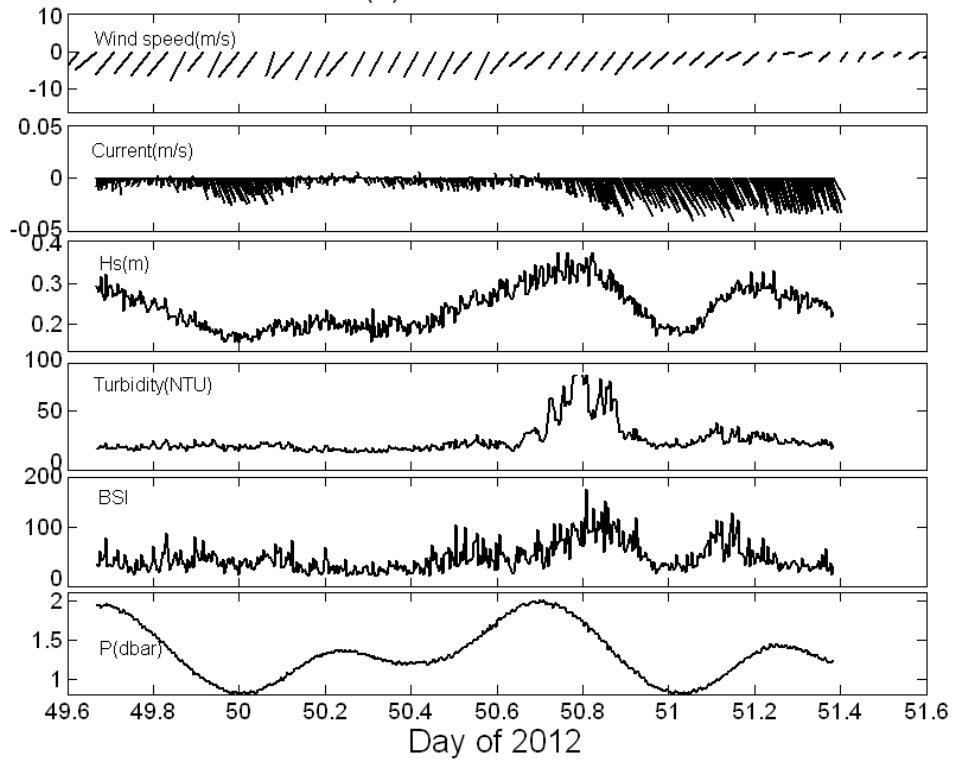
圖 5-2 為利用 AQP 測量 Howan_1212 流場分佈圖，其中黑色線條表示水位變化，而平均流速則採用離底 13.6、7.6 和 1.6m 位置的資料來代表實驗海域的表、中、深層之水文變化。

(a)為 u 隨著水深與時間變化作圖，流速定義正值為流向向東，反之負值為流向向西，流場變化具規律性；(b)為 v 隨著水深與時間變化作圖，可發現流速的規律變化非常明顯，本研究流速定義正值為流向向北，反之負值為流向向南，流速隨著潮汐的漲退呈南北方向的往復流，在漲潮時從海底床至接近海面位置流速都均勻朝北流，通常以靠近海底床的流速較小，遠離海底床的流速較大，而此次實驗結果，表、中、深層的平均流速分別為-0.117、-0.1068 以及-0.1034 m/s，最大流速發生在退潮時，其流速可達 0.424 m/s；(c)為 w 隨著水深與時間變化作圖，垂直方向流速通常較小且變化不明顯，只有靠近海底床時才有較大數值出現，最大流速達 0.084 m/s。

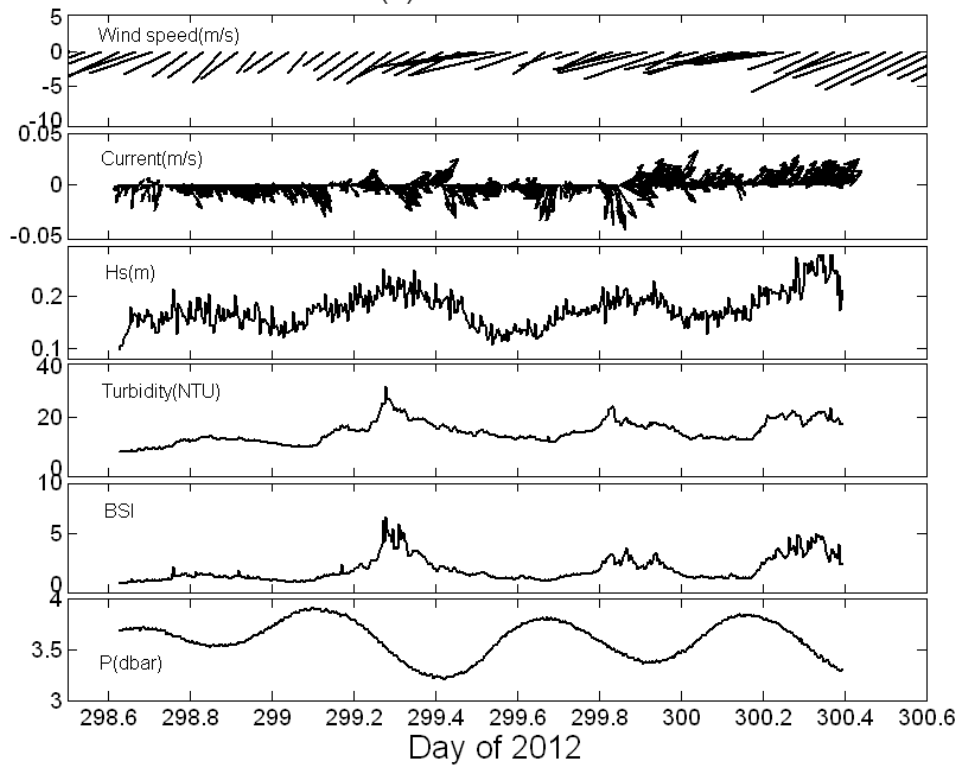
5-1.2 垂直剖面回聲強度變化

圖 5-3 為 Howan_1212：(a)示性波高隨時間變化圖，此波高是利用波浪儀所測得；(b) AQP 平均流速隨水深與時間變化圖；(c) AQP 回聲強度隨水深與時間變化圖。由回聲強度的垂直分佈可看出造成散射的物質是由底部往海表面擴散，受平均流速的影響較微弱，與示性波高變化趨勢相似，而在深層更有明顯的規律變化。本文在 5-1. 僅利用回聲強度與濁度訊號討論彼此存在著正向關係，但並無詳述討論以回聲強度能否判定懸浮微粒的濃度，但此小節裡可藉由回聲強度的剖面變化粗略了解各水層的懸浮物質受波流影響之程度。

(a) 2012/02/18~20



(b) 2012/10/24~26



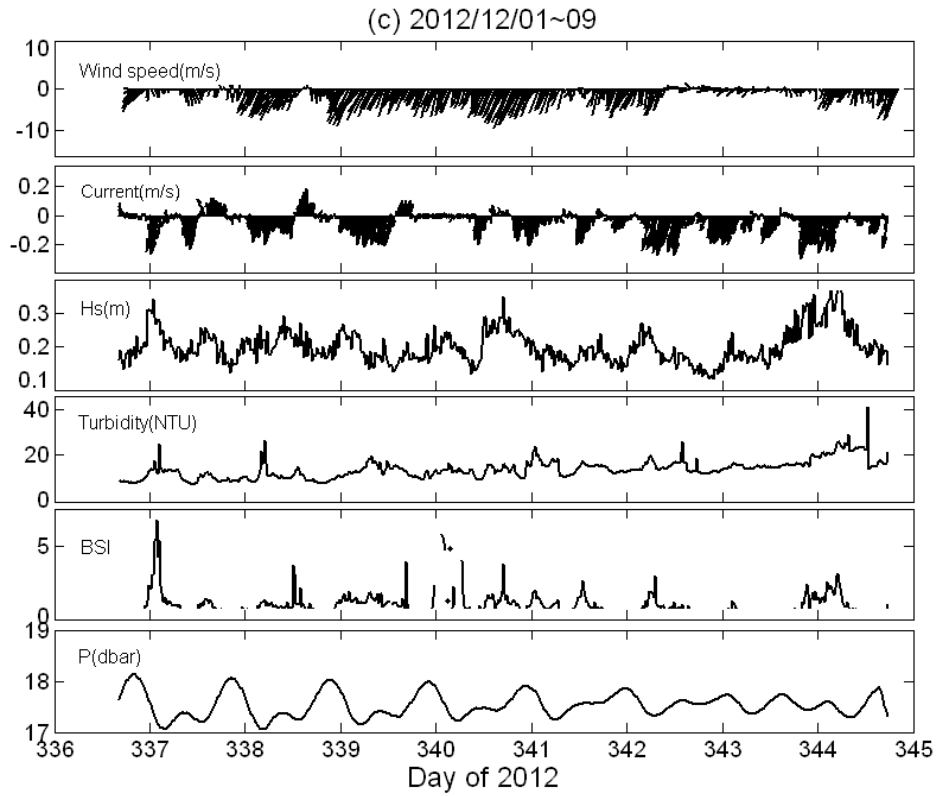


圖 5-1 觀測期間的風速棍棒、流速棍棒、示性波高、濁度、回聲強度與潮位的時序圖。

(a) Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212 。

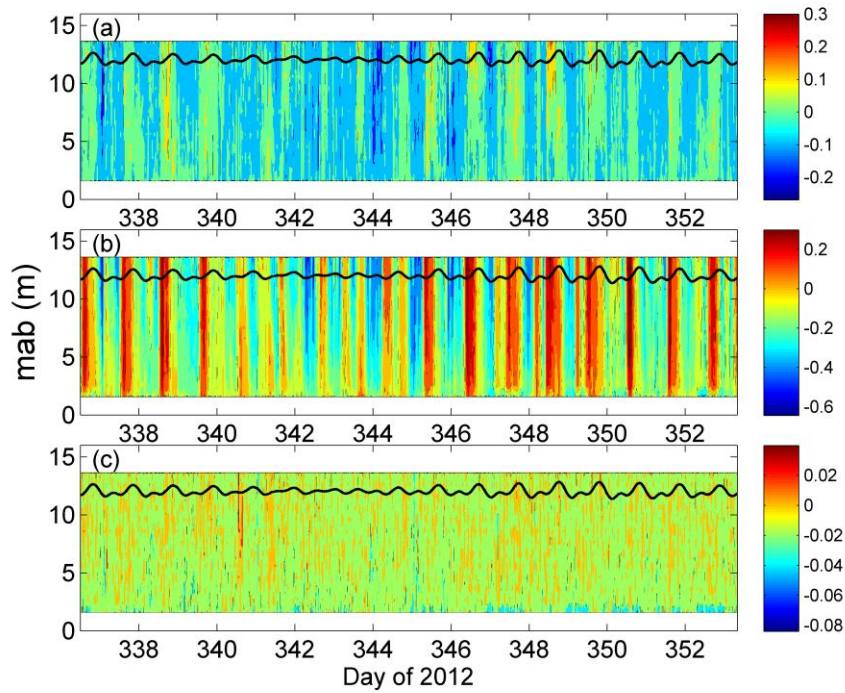


圖 5-2 Howan_1212 流場分佈圖，其中黑色線條表示水位變化。
 (a) u 方向流速；(b) v 方向流速；(c) w 方向流速。

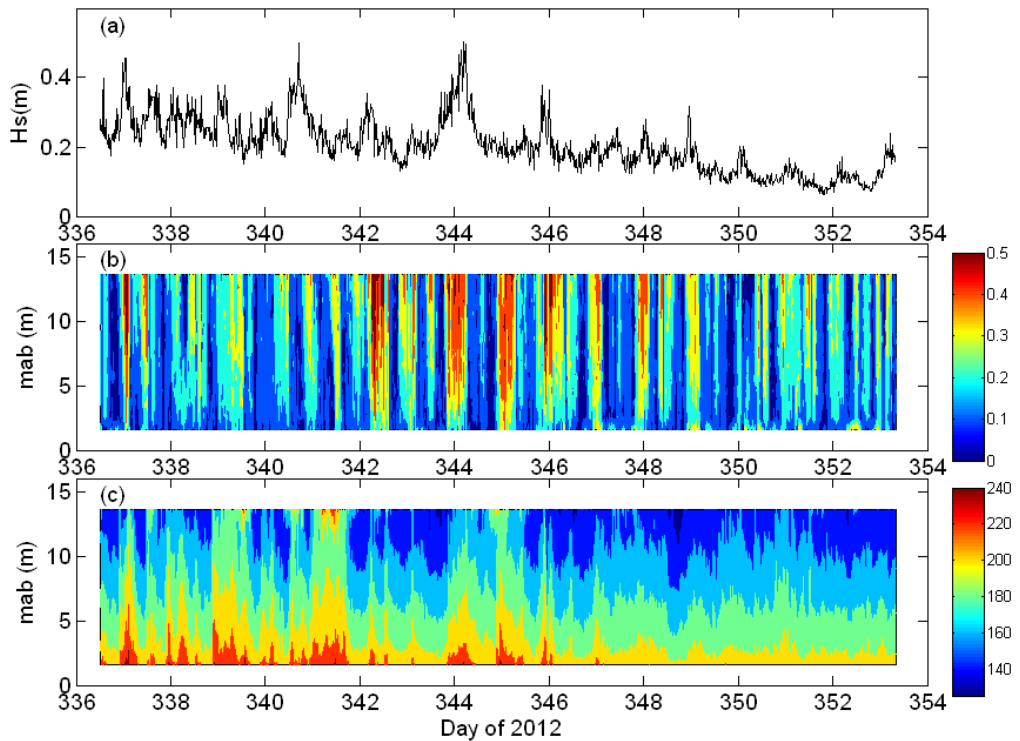


圖 5-3 Howan_1212：(a)波高隨時間變化圖；(b) AQP 平均流速隨水深與時間變化圖；(c) AQP 回聲強度隨水深與時間變化圖。

5-2. 能量消散

在近岸淺水珊瑚礁海域，波浪的破碎和底床摩擦所引起的能量消散一直被認為是波浪能量消散的主因，然而在遠離碎波發生的近岸淺水地區，底床摩擦所引起的能量消散成為整體波流能量消散的重要因素。珊瑚礁表面形成極度粗糙的邊界來擾動水流，使水體產生紊流剪應力，此現象加劇了水體間的摩擦造成水流能量耗損。理論上，要量化並討論此物理量，需要直接觀測整個水體的紊流能量消散，然而要實際觀察紊流相當不容易，所以往往以波浪能量守恆的方式，假設波浪總能量損失全因底床摩擦所引起，進而推估因粗糙底床摩擦所造成的能量損失，本研究以(Huang *et al.*, 2012)在澳洲大堡礁擬合出的係數計算波浪能量消散率，觀察其趨勢與討論波浪能量來源，藉此結果來說明計算的波浪能量消散率是否可信，以及探討該值與平均紊流動能消散是否存在相關性。

5-2.1. 波浪能量消散率

(Huang *et al.*, 2012)首先利用線性波理論求底床水平波浪軌道速度 (near-bed horizontal orbital velocity, $u_{b,n}$)，其表示式如下式：

$$u_{b,n} = \frac{a_n \omega_n}{\sinh k_n h} \quad (5-1)$$

式中， $a_n = \sqrt{2S_n df}$ 為波浪振幅， S_n 為各頻率區間的波浪頻譜。

ω_n 為角頻率 (radian frequency)，以頻散方程式 (dispersion equation) 表示：

$$\omega_n^2 = gk \tanh kh \quad (5-2)$$

其中， k 為波數， h 為水深。

假設觀測地點的能量消散主要來自底床摩擦影響，而底床摩擦的能量消散與底床流速 (near-bottom velocity) 有關，底床流速表示式為下式：

$$u_{b,r} = \sqrt{\sum_{n=1}^N u_{b,n}^2} \quad (5-3)$$

(Huang *et al.*, 2012)在澳洲大堡礁利用觀測數據求得的波浪能量消散率 D_{wave} 與 $u_{b,r}$ 以最小平方方法擬合，得到係數 0.0643，故以參數化方式推估波浪能量消散率為：

$$D_{wave} = 0.0643\rho u_{b,r}^3 \quad (5-4)$$

5-2.2. 底床摩擦消散率

此小節以計算底床摩擦消散率(frictional dissipation rate, D_f)為目標，將上述參數化求得的 D_{wave} 來做比較，以說明使用的擬合係數所計算出的 D_{wave} 是否合理。

(Huang *et al.*, 2012)首先計算底部水平方向運動的振幅(amplitude of horizontal water movements at the bottom, A_b)：

$$A_b = \frac{a_n}{\sinh(k_n h)} \quad (5-5)$$

接著計算波浪摩擦係數(wave friction factor, $f_{w,r}$)為：

$$f_{w,r} = \frac{2}{\sqrt{\frac{u_{b,n} A_b}{\nu}}} \quad (5-6)$$

其中， ν 為海水運動黏滯係數($1.4 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$)。

利用參考文獻中以水槽實驗方式得出以下公式：

$$f_{w,r} = \exp \left[c_1 \left(\frac{u_{b,r}}{k_w \omega_r} \right)^{c_2} + c_3 \right] \quad (5-7)$$

其中，

$$\omega_r = \frac{\sum_{n=1}^N \omega_n u_{b,n}^2}{\sum_{n=1}^N u_{b,n}^2} \quad (5-8)$$

$c_1 = 7.02$ ， $c_2 = -0.078$ ， $c_3 = -8.82$ 。Madsen [1999]

$c_1 = 5.5$ ， $c_2 = -0.2$ ， $c_3 = -6.3$ 。Nielsen [1992]

k_w 為波浪粗糙度(wave roughness)，利用式 5-6 與式 5-7 求得此值 (Mathisen and Madsen, 1999)，本研究於墾丁後壁湖兩次實驗資料求得的 k_w 與參考文獻之結果比較如表 5-1。最後，以上述求得之結果，計算能量消散係數(energy dissipation factor, $f_{e,n}$)：

$$f_{e,n} = \sqrt{f_{w,r}}\sqrt{f_{w,n}} \cos \varphi_r \quad (5-9)$$

其中，

$$\varphi_r = 33 - 6 \log \frac{u_{b,r}}{k_w \omega_r} \quad (5-10)$$

$f_{w,n}$ 則是以式 5-7 將 ω_r 以 ω_n 作取代。

在淺水珊瑚礁海域做底床摩擦消散率計算時，僅考慮波浪軌道速度的影響，忽略平均流的因素(Mathisen and Madsen, 1999)，得到以下表示式：

$$D_f = \frac{1}{4} \rho f_{e,n} u_{b,r} u_{b,n}^2 \quad (5-11)$$

以 Hobi_1202 的資料來驗證參數化法所估算的 D_{wave} 值是否可信，分別用 Nielsen 和 Madsen 的經驗常數計算 D_f ，結果顯示兩種經驗常數所計算出的 D_f 時序趨勢相似，且彼此大小僅相差 0.98~1.004 倍，故本文只採取 Madsen 的常數進行分析，以方便比較。圖 5-4 為 D_{wave} 與 D_f 作點狀圖。結果顯示，其走向並未以 100%的能量傳遞假設進行， D_f 皆大於 D_{wave} ，這表示波浪的能量消散全部來自於粗糙海底床，且 (Thornton *et al.*, 1983)提到近岸海浪受限於水深會發生限制性碎波 (depth-limited wave breaking)，而淺岸碎波發生的示性波高和水深比 (碎波指標)約為 0.38(Ruessink., 2010)，本研究計算結果為 0.103~0.23 之間，平均值為 0.16，故在低於 0.38 的情形下，可得知此實驗地點的碎波影響因素並不大。

由於(Huang *et al.*, 2012)觀測位置擺放於珊瑚礁上，而本實驗則放置於珊瑚礁旁的平坦砂地上，雖然粗糙的珊瑚礁依然會使得附近水體具有強剪切之特色，但兩者地形的底床粗糙度必定相差甚遠，

儘管如此，由圖 5-4 可得知，本實驗的波浪的能量消散來源依然全部來自於粗糙海底床，且 D_{wave} 尺度介於 $10^{-1} - 10^1$ 之間，此結果與 (Huang *et al.*, 2012) 在澳洲大堡礁所計算潟湖內 D_{wave} 尺度一致，且兩地實驗地點的水深與波高條件相似 如表 5-1 所示，在此認為引用此係數的適用程度是可被接受並可信的。

表 5-1 本文與參考文獻的示性波高、實驗水深及波浪粗糙度之比較。

Site	Reference	Hs (m)	Depth h (m)	k_w (cm)
墾丁後壁湖	本研究 2012/02/18-20 數據資料	0.15-0.39	0.81-2.02	13 by Maden' s formula 10 by Nelson' s formula
墾丁後壁湖	本研究 2012/10/24-26 數據資料	0.095-0.29	3.21-3.9	10 by Maden' s formula 6 by Nelson' s formula
Lady Elliot Island, GBR, Australia	Huang et al. [2012]	<0.48	<1.4	109
Kaneohe Bay,Hawaii	Lowe et al. [2005b]	<0.35	1.6	14
Kaneohe Bay,Hawaii	Falter et al. [2004]	0.6-0.28	1-3	20
John Brewer Reef, GBR, Australia	Nelson [1996]	0.19-0.62	0.83-2.76	6-7

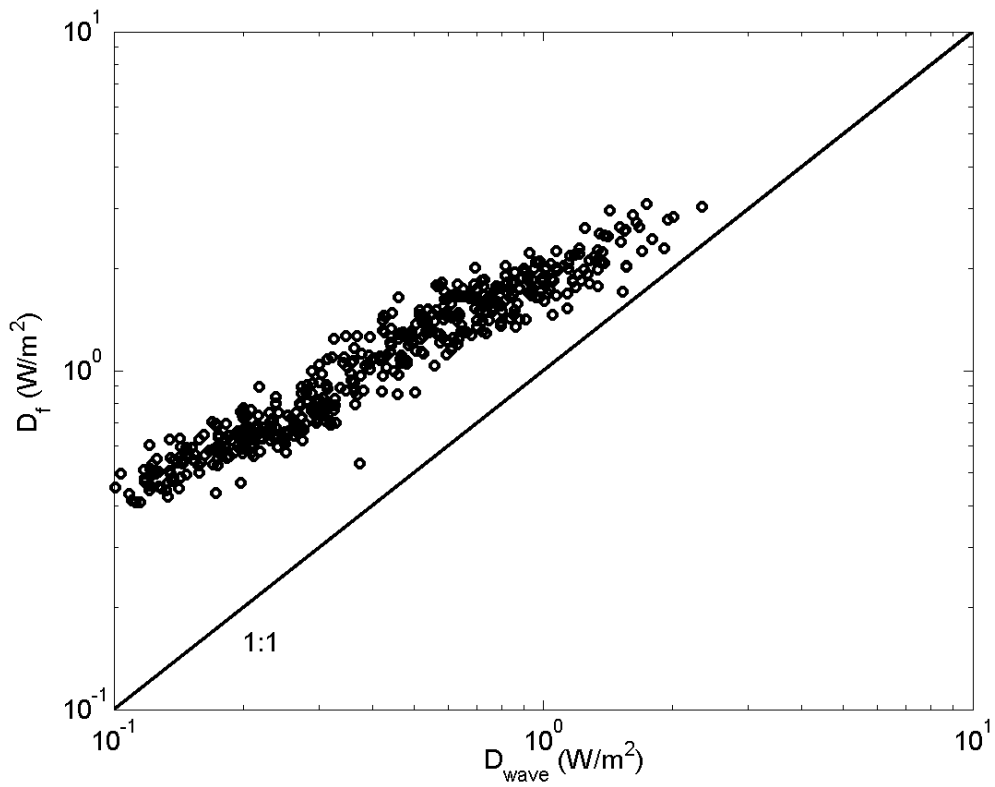


圖 5-4 波浪能量消散率 D_{wave} 與底床摩擦消散率 D_f 作點狀圖。

資料來源：Hobi_1202。

5-2.3. 近岸淺水珊瑚礁海域的平均紊流動能消散率

本研究無法利用單點記錄的 ADV 數據，直接計算包含底邊界的整層剖面紊流動能消散率，儘管如此，可利用測量點離底 0.15 公尺所計算出的 ε ，估算近岸淺水珊瑚礁海域，整個水體的平均紊流動能消散率。

當觀測地點位於近岸淺水海域時利用 ε ，以深度平均的方式 (depth-averaged) 計算平均紊流動能消散率 (Fedderson *et al.*, 2007)：

$$\varepsilon^* = \rho \varepsilon h \quad (5-12)$$

其中， ρ 為海水密度， h 為平均水深。

另一種方法則是假設在常應力層中，紊流動能生成與分子黏性造成的紊流能量消散達平衡狀態，紊流動能消散率可由下式描述：

$$\varepsilon = c_0 \frac{u_*^3}{\kappa z} \quad (5-13)$$

其中， c_0 為一常數，當滿足 law of the wall 時其值為 1， $\kappa = 0.4$ 為 von Karman 常數， u_* 為利用 EC 法求得的摩擦速度， z 為採樣體積離海底床高度。接下來本文將在章節 5-3.2. 將對式 5-13 的適用性進行驗證。若 c_0 與常數 1 相差不大，將認為此資料滿足 law of the wall，再用底邊界層尺度法 (bottom boundary layer scaling) 求平均紊流動能消散率 (Huang *et al.*, 2012)：

$$\varepsilon_{BL} = \overline{\tau_b u_b} \approx \rho u_*^2 \left(\frac{3\pi}{8} u_{b,n} \right) = \frac{3\pi}{8} \rho (\varepsilon \kappa z)^{2/3} u_{b,r} \quad (5-14)$$

其中， $\tau_b = \rho u_*^2$ 為底床剪應力， $u_b = (3\pi/8) u_{b,r}$ 則是依波浪能譜求得。

5-2.4. 利用頻譜計算示性波高

本研究使用 ADV 與波浪儀兩儀器的壓力探針，藉由海水壓力的變化計算示性波高(significant wave height, H_s)，計算公式如下(Holthuijsen, 2007)：

$$H_s = 4[\int S(f)df]^{1/2} \quad (5-15)$$

其中， f 為頻率， $S(f)$ 為波浪頻譜。

圖 5-5 是以 Hobi_1202 第 1 個 burst 為例，藉由兩儀器所測得的壓力資料畫波浪能量頻譜圖。觀察其趨勢與能量大小，兩者表現極為相似，而本文考量紊流特性與流速的計算皆採 ADV 資料，故為了使觀測條件能一致性，波浪方面的計算同樣採取 ADV 資料做為討論。

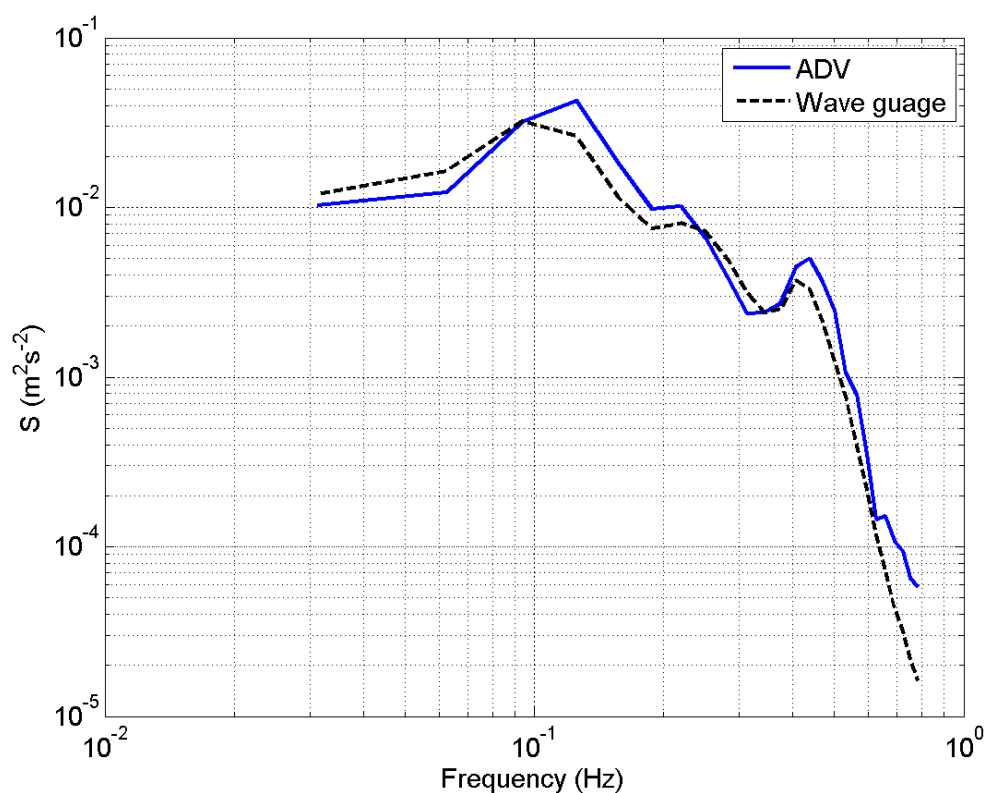


圖 5-5 Hobi_1202 第 1 個 burst，ADV 與波浪儀之波浪頻譜。

5-3. 底床邊界層紊流動能消散率

在底邊界層研究中，紊流在時間與空間上跨越多個量級，具有廣闊的結構，而對能量消散率計算方式主要以能譜分析為主，本節採用慣性消散法 式 4-8 對紊流動能消散率(turbulent kinetic energy dissipation rate, ε)進行計算。

5-3.1. 三個實驗的能譜與 ε 結果分析

利用能譜計算前首先要判斷符合斜率-5/3 的慣性區間頻率範圍，圖 5-6 為觀測期間內，三個實驗分別的流速最大與最小時所呈現的紊流能譜；(a) Hobi_1202 慣性區間分別介於 1.2~3.2Hz 以及 1.2~10.5Hz 之間；(b) Hobi_1210 慣性區間分別介於 1.3~3.5Hz 以及 1.3~6.8Hz 之間；(c) Howan_1212 慣性區間分別介於 1~1.9 以及 1~10.2Hz 之間。此結果顯示，由於流速太小的因素可能限制了紊流發展，形成窄帶慣性區間，而當流速越大時，整個慣性區間涵蓋的頻帶隨之變寬；觀察其能譜大小，三個實驗皆有隨著流速越大而能量越大以及能譜走向更符合斜率-5/3 之共同結果。

圖 5-7 為三個實驗中流速與波高對照 ε 的時序圖。 ε 隨著觀測海域環境及水深的不同，分別和波高、流速的增減而有明顯變化。

(a) Hobi_1202： ε 變化範圍與平均值分別為： $1.16 \times 10^{-4} \sim 1.7 \times 10^{-3} \text{W/kg}$ 、 $5.11 \times 10^{-4} \text{W/kg}$ 。以垂向流速能譜計算出的 ε 並未隨著平均流速變快而增加，反而與波高的趨勢雷同，此結果說明了在淺水珊瑚礁海域，波浪因素影響的能量消散遠大於平均流，故此觀測位置是個以波浪為主導的海域，且由於珊瑚礁地形附近砂質的摩擦係數高於一般砂質海床，故與一般砂質底床相比，珊瑚礁砂質地形增強了水體的攪動，其 ε 通常比深海遠洋的觀測值來得大。

(b) Hobi_1210: ε 變化範圍與平均值分別為: $2.08 \times 10^{-5} \sim 2.04 \times 10^{-4} \text{W/kg}$ 、 $5.45 \times 10^{-5} \text{W/kg}$ 。觀察其趨勢，波浪與平均流的變化相似，而 ε 也與兩者變化息息相關，此海域平均流與波高大小僅略小於 Hobi_1202，但 ε 值卻比 Hobi_1202 小 1~2 個量級，推估原因為 Hobi_1202 水深較淺使底床摩擦因素影響更為重要之緣故，所造成的不穩定水流引起更大的水體攪動，而觀察 Hobi_1202 與 Hobi_1210 的 K_E/K_M 比值，如表 5-2 所示，可得知 Hobi_1202 的水中擾動程度確實比 Hobi_1210 大許多，故由此結果可解釋，在相同環境但深度與時間皆不同的條件下，Hobi_1210 所觀測的 ε 低於 Hobi_1202 之條件與原因。

(c) Howan_1212: ε 變化範圍與平均值分別為: $1.82 \times 10^{-5} \sim 4.37 \times 10^{-4} \text{W/kg}$ 、 $1.03 \times 10^{-4} \text{W/kg}$ 。與前兩次實驗相比，所呈現的水體擾動程度並不高，如表 5-2 所示，而能譜分析中未符合斜率 -5/3 趨勢的 burst 達 31%，如表 3-1 所示。此海域受強烈東北季風影響，平均流速明顯大於後壁湖的兩次觀測，主要能量消散的因素不再依賴粗糙海底床，使得平均水深達 17.54 m 的海域，其 ε 值並沒有因此而減小。本實驗與 (Liu *et al.*, 2009) 在珠江出海口海域，所計算的 ε 值量級相似。如表 5-3 所示。

下表為 ADV 測得的海流特性統計結果，包含流速、平均動能 K_M 和渦流動能 K_E 分別定義為(Klein *et al.*, 1999)：

$$K_M = \frac{1}{2}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)$$

$$K_E = \frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{v'v'})$$

$$\text{mag} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sqrt{u_i^2 + v_i^2}, \text{ speed} = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}。$$

表 5-2 本文三次實驗在觀測期間 ADV 的海流特性統計結果。

	Notation	Hobi_1202	Hobi_1210	Howan_1212
\bar{u}	(m/s)	0.015	0.014	-0.0085
\bar{v}	(m/s)	-0.017	-0.002	-0.0306
\bar{w}	(m/s)	-0.014	-0.004	-0.0037
mag	(m/s)	0.139	0.067	0.062
speed	(m/s)	0.022	0.014	0.0318
K_M	m^2/s^2	2.5×10^{-4}	1.01×10^{-4}	5.05×10^{-4}
K_E	m^2/s^2	0.013	0.0031	0.0022
K_E/K_M		52	30.69	4.35

表 5-3 本文三次實驗與(Liu *et al.*, 2009)在珠江出海口所測得的平均紊流特性之比較。

Turbulent parameter	Notation and unit	Location					
		Hobi_1202	Hobi_1210	Howan_1212	YM01	YM03	YM04
Friction velocity	u_* (m/s)	1.92×10^{-2}	1.2×10^{-2}	1.88×10^{-2}	1.18×10^{-2}	1.01×10^{-2}	7.46×10^{-3}
Drag coefficient	C_d		1.4×10^{-1}	6.2×10^{-2}	3.52×10^{-3}	1.34×10^{-3}	7.63×10^{-4}
Turbulent dissipation rate	ε (W/kg)	5.11×10^{-4}	5.45×10^{-5}	1.03×10^{-4}	7.97×10^{-5}	9.83×10^{-5}	8.78×10^{-6}

*珠江出海口三個實驗分別以 YM01、YM03、YM04 做編號，其平均水深為：4.7 m，6.9 m，7.6 m。

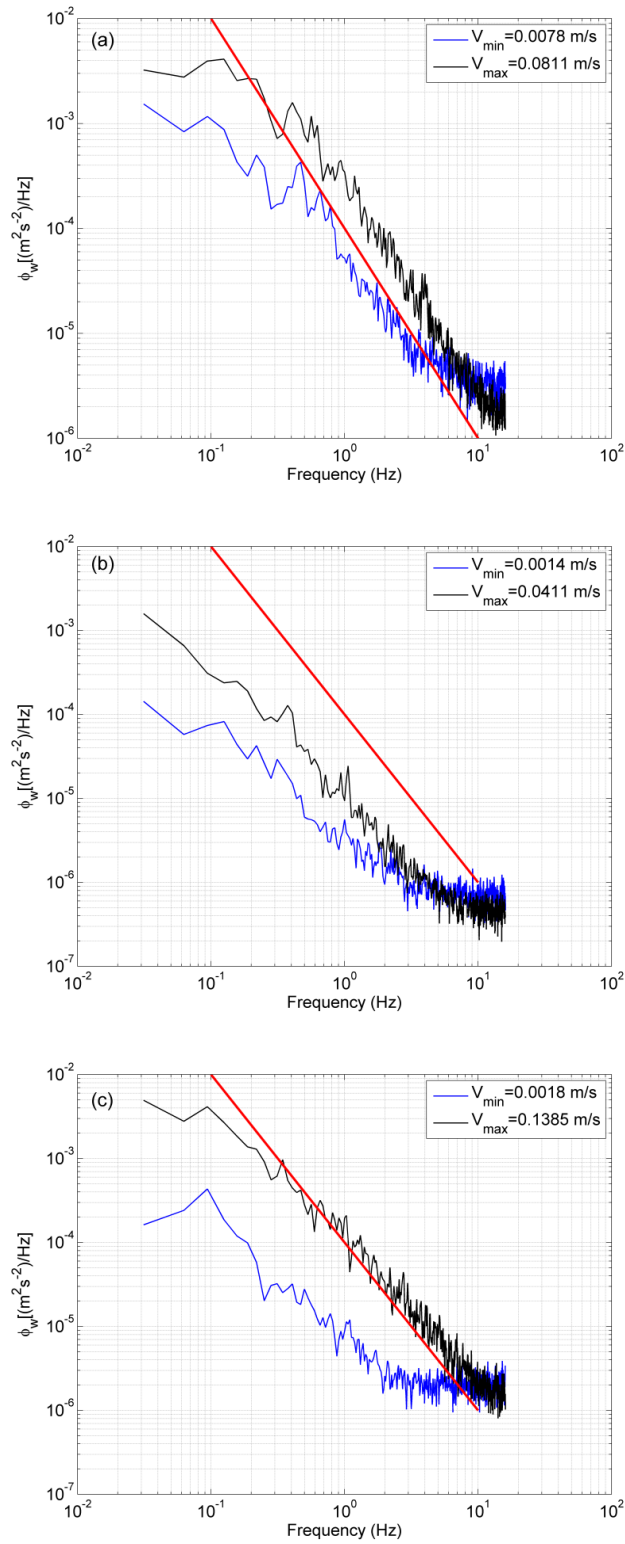


圖 5-6 觀測期間最大流速與最小流速狀態下的紊流能譜。紅線為斜率-5/3
之趨勢線

(a) Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212 。

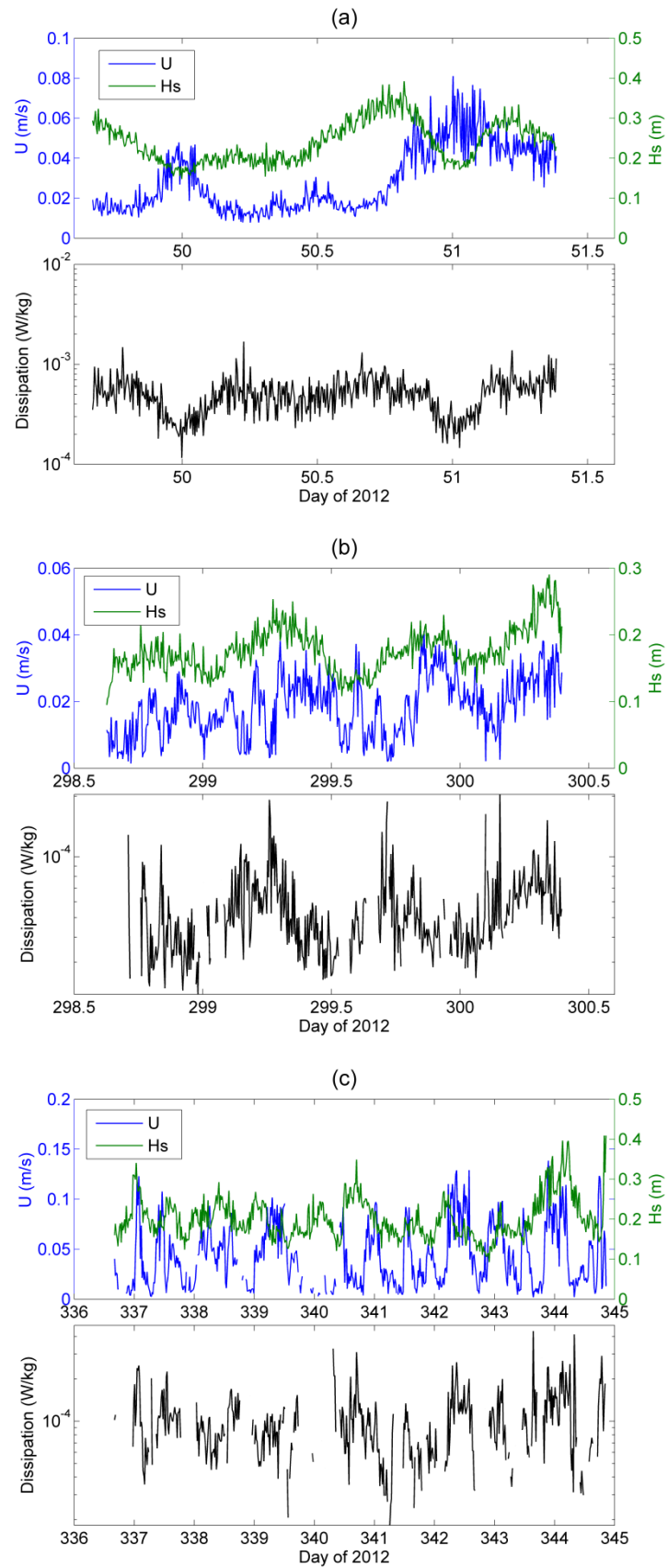


圖 5-7 觀測期間流速、波高與紊流動能消散率的時序圖。

(a) Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212 。

5-3.2. 平均紊流動能消散率(ε^* 、 ε_{BL})與 D_{wave} 之結果比較

在章節 5-2.3.提到，當觀測地點於淺水珊瑚礁海域時，利用底邊界層計算出的 ε ，藉由深度平均(depth-averaged)以及底邊界層尺度(bottom boundary layer scaling)兩種方法計算平均紊流動能消散率(ε^* 、 ε_{BL})。由於淺水珊瑚礁海域的營養鹽及物質散佈，主要來自於波浪的不穩定水流所引起的水體攪動，故利用 ε^* 、 ε_{BL} 與 D_{wave} 的量值關係，並搭配(Huang *et al*, 2012)在澳洲大堡礁所測得的實驗結果做比較，來證實此海域的波浪能量消散和紊流能量消散具有高度的關連性。

圖 5-8 (a)、(b)分別為 Hobi_1202、Hobi_1210 實驗中的 ε^* 對 D_{wave} 作點狀圖。利用深度平均法 式 5-12 計算 ε^* ，結果顯示 D_{wave}/ε^* 之平均值分別為 0.64、0.18，其值皆小於 1，這表示觀測海域主要的紊流能量消散並非由波浪所導致，此結果與上述在章節 5-1.的海流特性以及章節 5-3.1.的 ε 變化趨勢之論述結果不同，且與(Huang *et al*, 2012)所測得的 $D_{wave} = (1.46 \pm 0.74)\varepsilon^*$ 有明顯落差，推測原因為本實驗海域水深不夠淺所產生的不適用性，故深度平均法的使用上未來需要更多的淺水海域實驗，且符合紊流條件的數據來進行探討與證明。

圖 5-9 (a)、(b)分別為 Hobi_1202、Hobi_1210 實驗中的 $u_*^3/\kappa z$ 對 ε 作點狀圖。結果顯示迴歸係數分別為 0.65、0.32，在此認定與常數 1 相差不大，符合 law of the wall，這表明流速剪切造成的紊流動能生成與分子黏性造成的紊流動能消散處於平衡的狀態，是紊流充分發展之現象，接著可利用底邊界層尺度法 式 5-14 計算 ε_{BL} 。圖 5-10 (a)、(b)分別為 Hobi_1202、Hobi_1210 實驗中的 ε_{BL} 對 D_{wave} 作點狀圖。結果發現 $D_{wave}/\varepsilon_{BL}$ 之平均值分別為 2.1、1.8，兩次結果皆與(Huang *et al*, 2012)所測得的 $D_{wave} = (2.37 \pm 1.2)\varepsilon_{BL}$ 結果相似，故與深度平均法計算結果

做比較，利用底邊界層尺度法來計算平均紊流動能消散率較為合適，且 Hobi_1202 與 Hobi_1210 資料中顯示的標準差分別僅有 0.87 與 0.62，由此現象可說明海域的波浪能量消散和紊流能量消散具有高度的關連性。兩種方法計算出的比例關係在 Hobi_1202、Hobi_1210 分別為 $\varepsilon^* \approx 3.77\varepsilon_{BL}$ 與 $\varepsilon^* \approx 10.82\varepsilon_{BL}$ 。

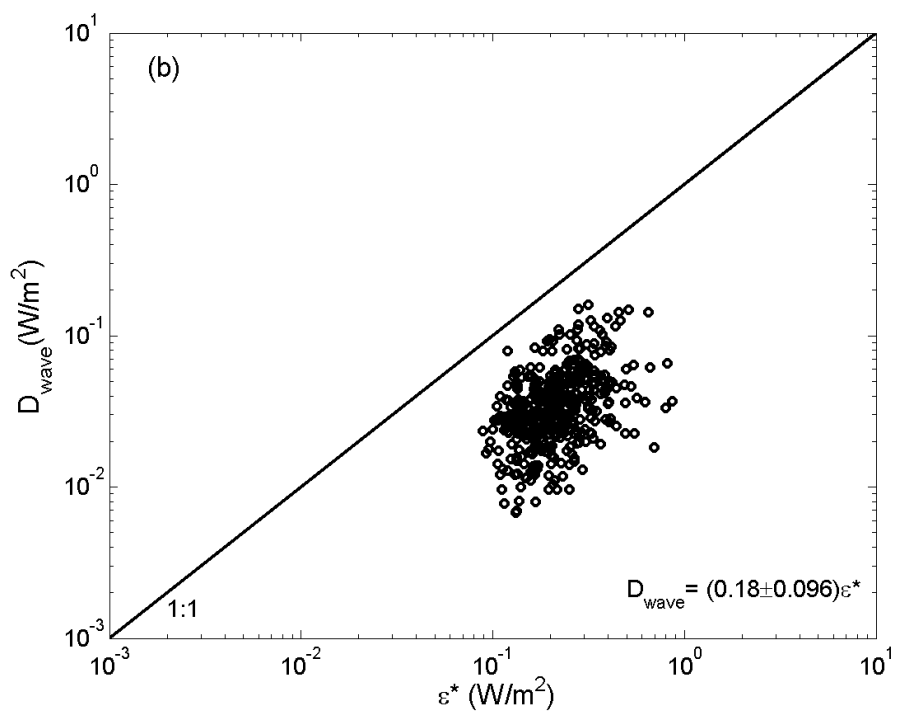
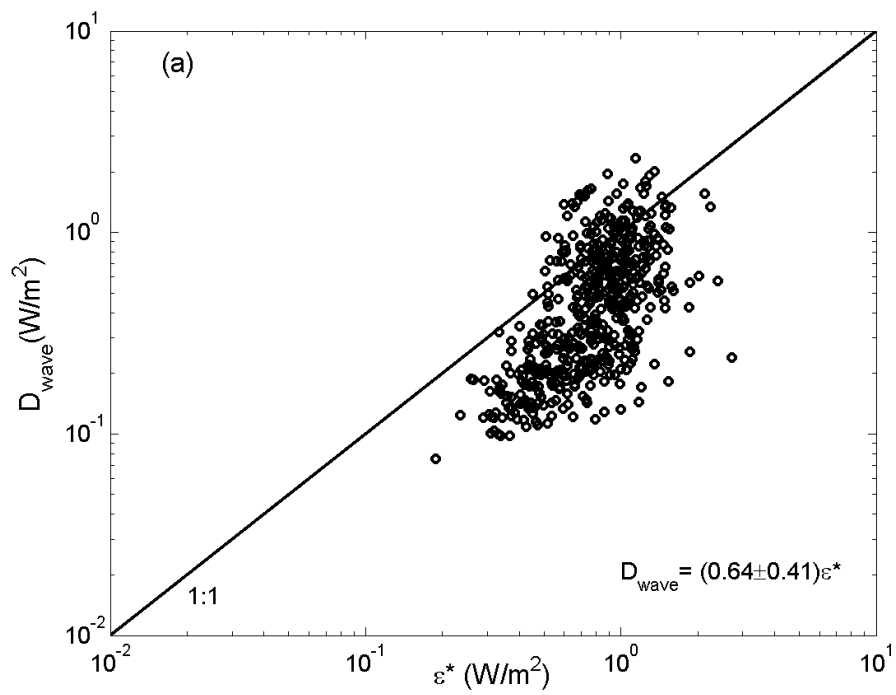


圖 5-8 波浪能量消散率 D_{wave} 與平均紊流動能消散率 ϵ^* 作點狀圖。

(a) Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 。

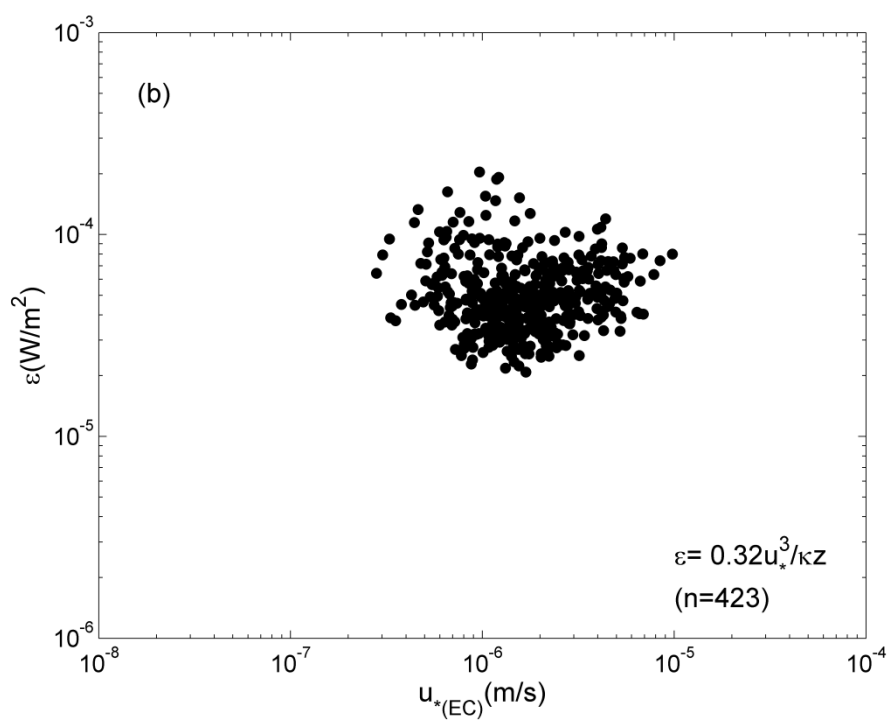
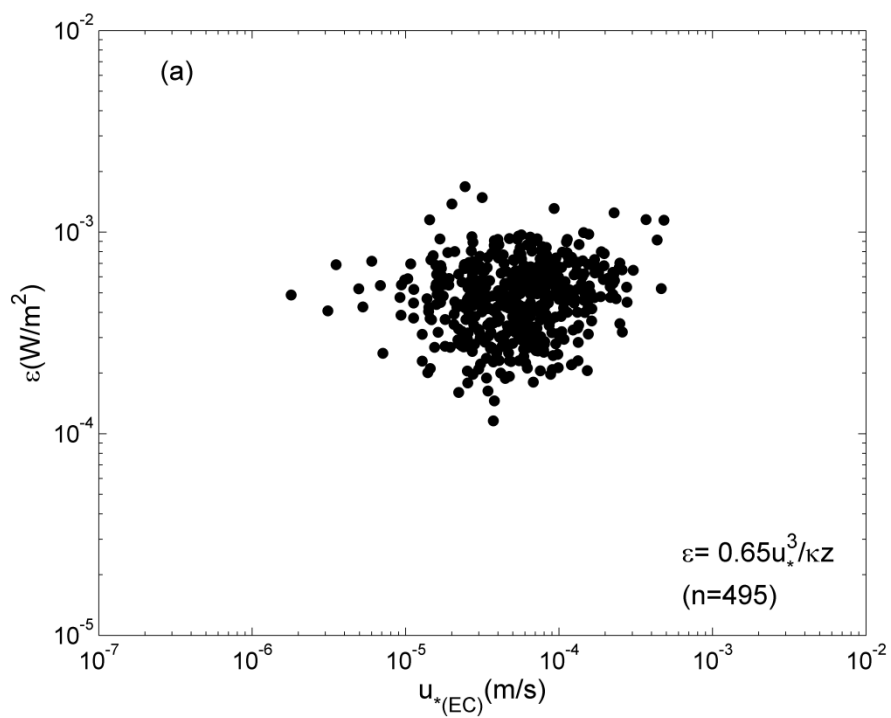


圖 5-9 紊流動能消散率 ε 與利用 EC 法求得的摩擦速度 u_* 作點狀圖。

(a) Hobo_1202 ; (b) Hobo_1210 。

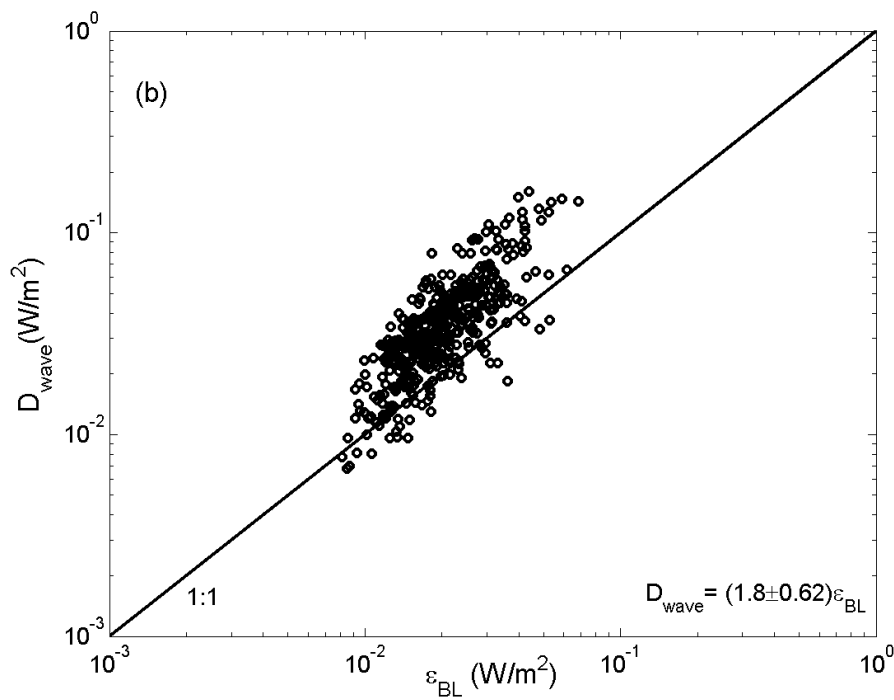
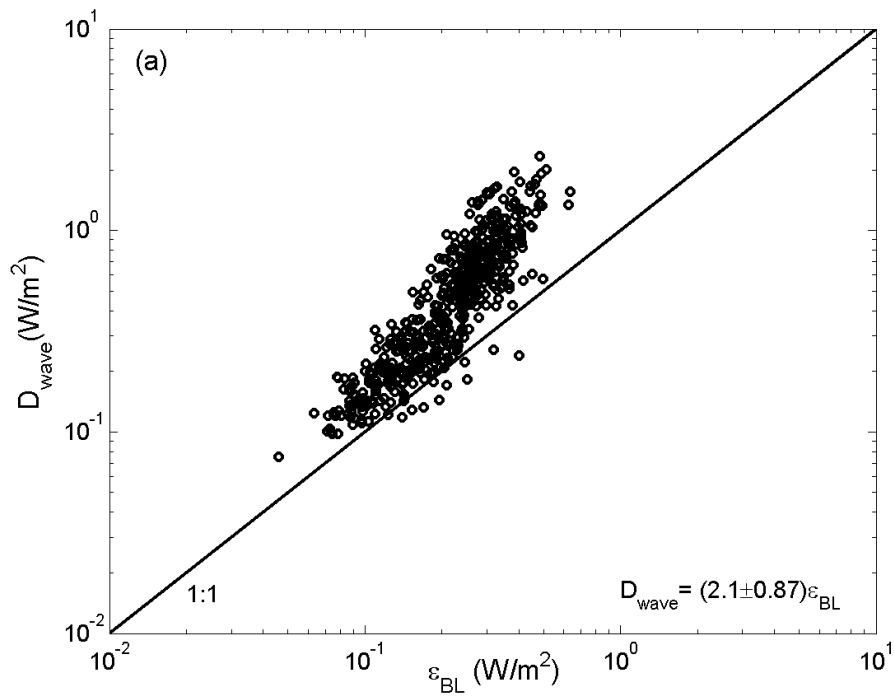


圖 5-10 波浪能量消散率 D_{wave} 與平均紊流動能消散率 ε_{BL} 作點狀圖。

(a) Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 。

5-4. 底床剪應力

圖 5-11 為三個實驗在觀測期間內利用三種不同方法計算的 τ 分別與流速及示性波高做比較的時序圖，由上至下的參數分別為平均流速 (m/s)、示性波高(m)、ID(N/m²)、TKE(N/m²)、EC(N/m²)。在 5-3.2. 提到淺水海域中，波浪和紊流能量消散具有高度的關連性，故在此假設波浪與海水剪切亦有相關，並藉由波浪軌道速度 $u_{b,n}$ 來討論 τ 的趨使力，圖 5-12 為三個實驗在觀測期間內利用三種不同方法計算的 τ 分別與 $u_{b,n}$ 做相關性之比較。

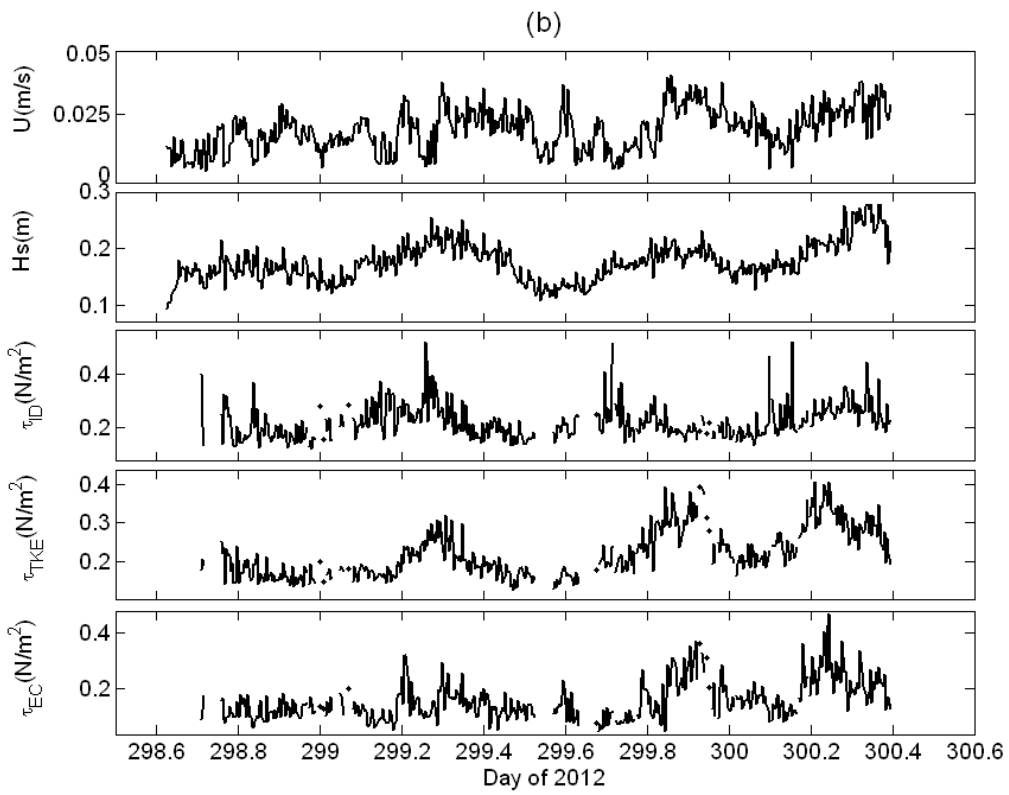
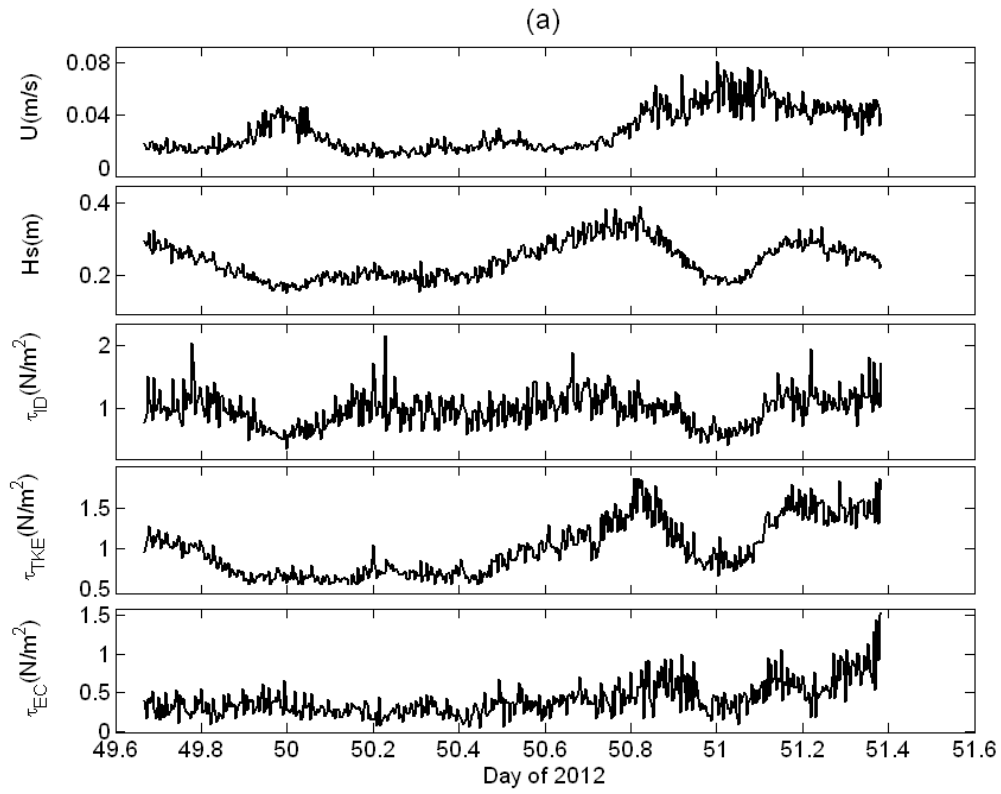
5-4.1. 三個實驗的底床剪應力結果分析

(a) Hobi_1202：在流速小但波高大的淺水珊瑚礁海域，其雷諾數介於 1636 到 3990 之間，與(Stapleton and Huntley, 1995)認為的充份發展紊流該介於 2500 到 4000 的範圍相差不大，觀察 τ 的時序趨勢能與波高變化一致，而由圖 5-12(a)得知 TKE 法計算出的 τ 與 $u_{b,n}$ 有著高相關性 ($R^2 = 0.64$)，這樣的結果表明了即使在混合程度高($K_E/K_M = 52$)的淺水海域裡 如表 5-2 所示，以能譜慣性區間所計算的 ID 法，其準確性仍值得懷疑，原因在於利用肉眼觀察來判斷慣性區間，此法並不具公式性、系統性，導致準確度降低，而利用 TKE 法計算的 τ 能與波浪變化一致，故其值較為真。

(b) Hobi_1210：此次觀測位置離岸距離較遠且水深較深，在能譜表現上有 17% 個 burst 其趨勢難符合斜率 -5/3 的走向 如表 3-1 所示，雷諾數與 Hobi_1202 比較相對較低，僅落於 494 到 1364 之間；波高與平均流的時序變化相似，常與剪應力 τ 有相同峰值之現象，由圖 5-12(b)所示， $u_{b,n}$ 依然與 TKE 法的計算結果最具相關性，與 Hobi_1202 的結果相比， R^2 由 0.64 降低至 0.45，這表明了 Hobi_1210 的實驗海域並非以單一物理機制來主導水體剪切，而是一個受波流交互作用影響的珊瑚礁海域。

(c) Howan_1212：在平均水深達 17.53 米的觀測位置，能譜表現上有 31% 個 burst 其趨勢難符合斜率 -5/3 的走向 如表 3-1 所示，雷諾數則介於 460 到 1913 之間，觀察 τ 的時序趨勢，此海域受平均流的影響較為明顯，由圖 5-12(c) 得知， τ 與 $u_{b,n}$ 彼此的相關性非常低，推測原因為 Howan_1212 海域由於強烈的東北季風影響，導致水體剪切受平均流的影響較大，受波浪因素影響較微弱。

藉由上述的剪應力計算結果中發現，ID 法在慣性區間的擷取上不具公式性、系統性，而利用此能量計算出的 τ ，其真實性可能隨著實驗海域的紊流發展不完全而逐漸降低；在 EC 法的計算方面，當雷諾數太小時，會使得底床剪應力等於雷諾應力之假設不成立，導致 EC 法計算結果不準確。故本文認為，利用變動速度計算出的紊流動能 (TKE) 來計算底床剪應力應是最理想、最通用的方式。



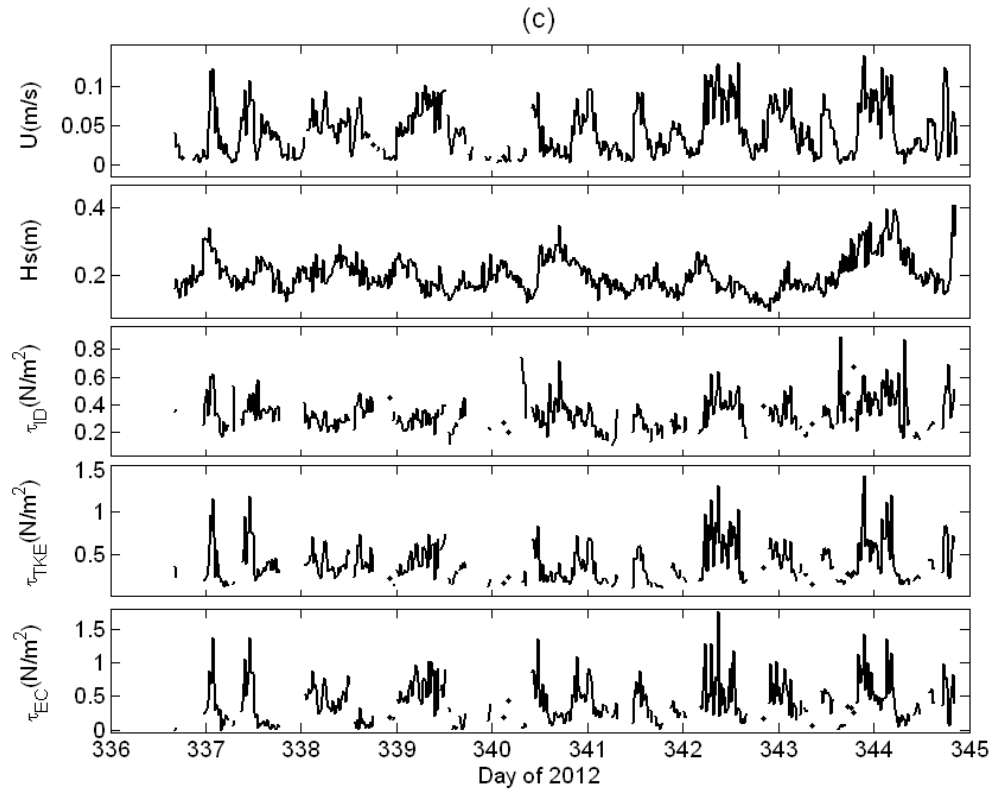


圖 5-11 利用 ID 法、TKE 法與 EC 法計算的底床剪應力對照流速與示性波高之時序圖。

(a) Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212 。

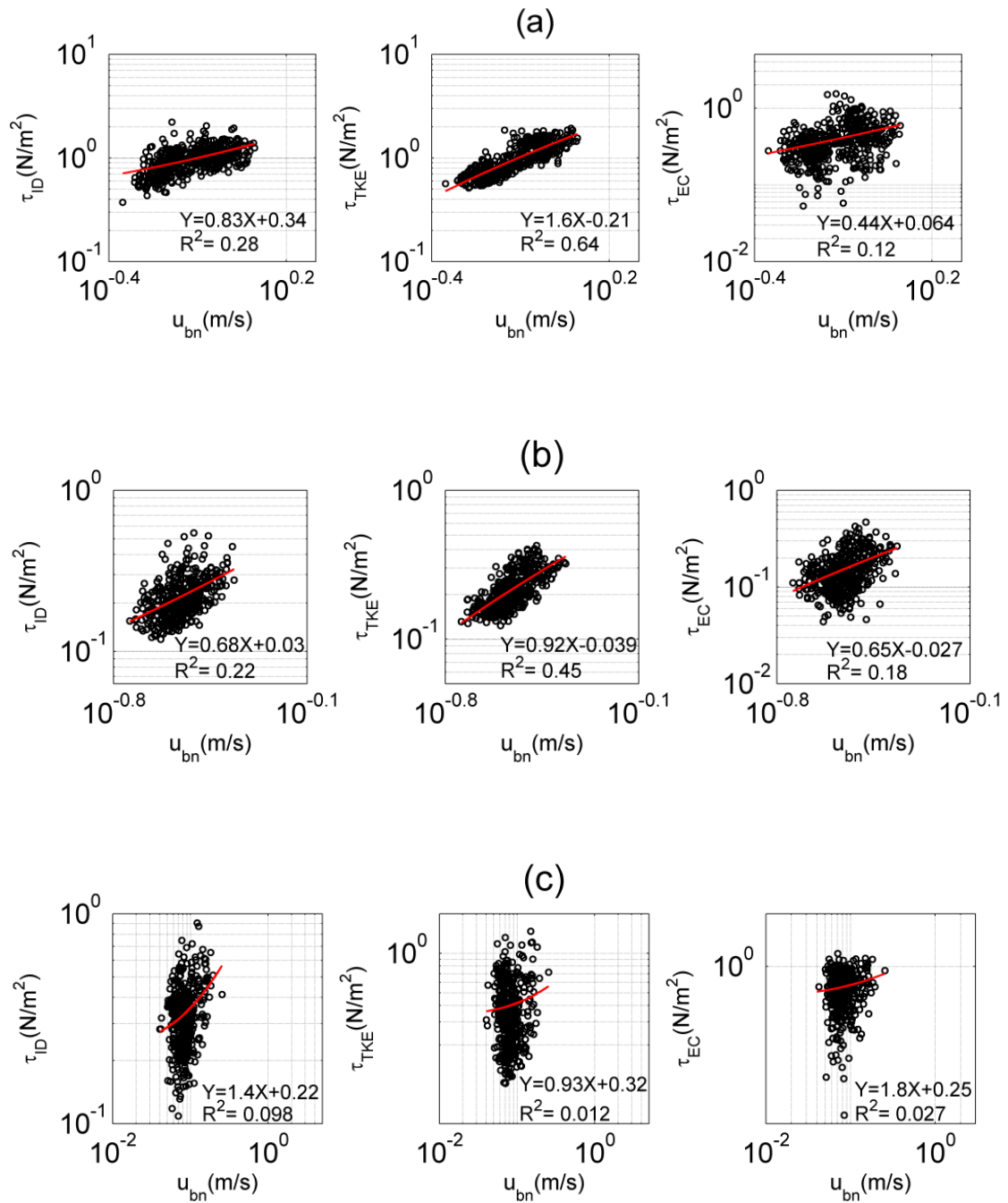


圖 5-12 ID 法、TKE 法與 EC 法計算的底床剪應力和波浪軌道速度 $u_{b,n}$ 的比較結果，直線為相關性 fit 線。

(a) Hobi_1202；(b) Hobi_1210；(c) Howan_1212。

5-4.2. 拖曳係數

拖曳係數(drag coefficient, C_d)可由 EC 法所求的 u_* 與平均流速 U 來表達(Reidenbach *et al.*, 2006)：

$$C_d = \frac{u_*^2}{U^2} \quad (5-16)$$

圖 5-13 為 U^2 與 u_*^2 作點狀圖，其迴歸係數分別是： 8.1×10^{-2} 、 1.4×10^{-1} 、 6.2×10^{-2} 。由上述實驗海域的討論中，可知 Hobi_1202 實驗的水體動能主要是由波浪因素所主導，受平均流的影響較小，但在 C_d 的研究裡，僅靠 u_*^2 與 U^2 的比值進行計算，故較依賴於平均流速的變化，因此 Hobi_1202 實驗所迴歸得到的 C_d 值並不可靠。Hobi_1210 則是明顯受波流交互作用影響的實驗海域，得到 $R^2 = 0.4685$ 其相關性表現相對較好，由於此實驗的水深較淺，且海底床較為粗糙之緣故，使得計算出的 C_d 值明顯比文獻上的結果大 2~3 個量級，如表 5-3 所示。而 Howan_1212 則是明顯受平均流影響較大的海域，得到 $R^2 = 0.5858$ ，此 C_d 結果與(高郁峰, 2012)同樣在後灣海域所測得的 C_d 值量級相同，與 (Liu *et al.*, 2009)在珠江出海口所得到的值大至 1~2 量級，如表 5-3 所示，觀察此差異，發現在珠江出海口的三次實驗其平均流速均大於 Howan_1212，故在 u_* 尺度相似情形下，使得本文的 C_d 值計算結果較大。

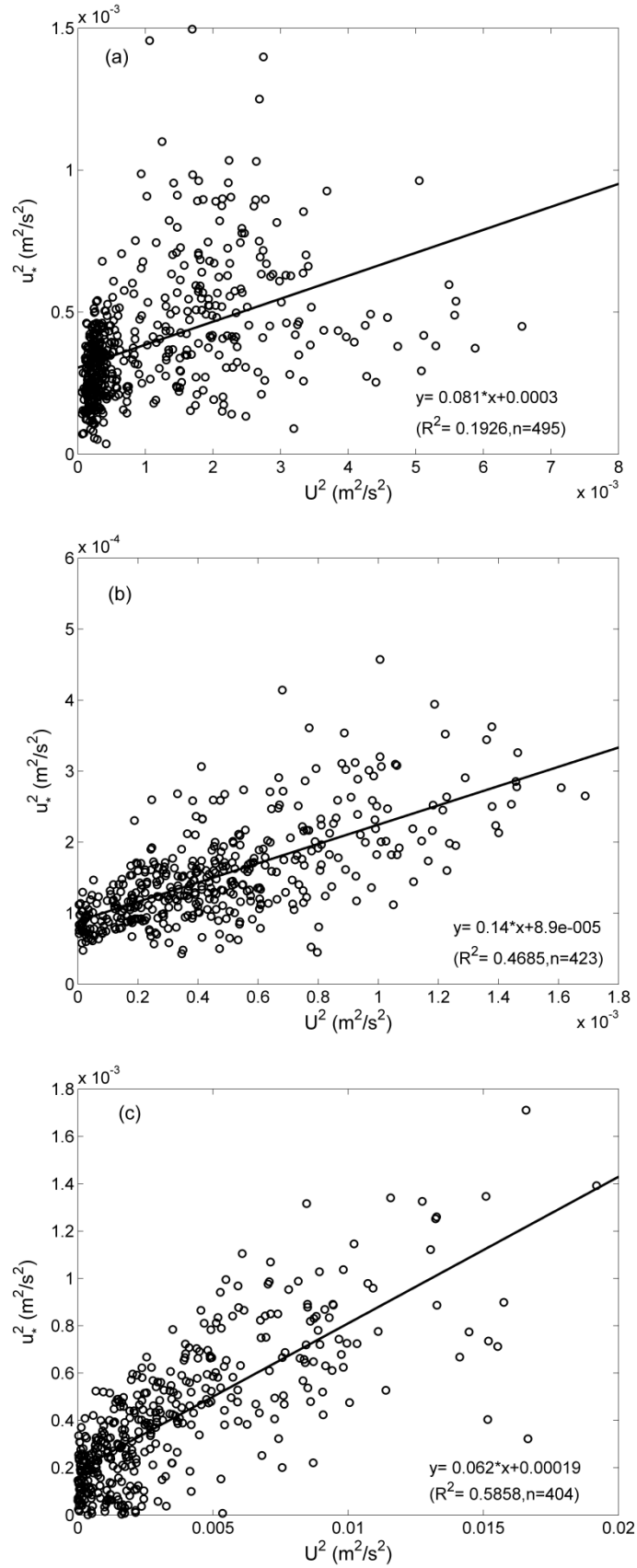


圖 5-13 觀測期間流速平方 U^2 和摩擦速度平方 u_*^2 作點狀圖。

(a) Hobi_1202 ; (b) Hobi_1210 ; (c) Howan_1212 。

第六章、結論

本研究分別在淺水珊瑚礁的後壁湖海域和後灣珊瑚礁海域總計做了三次觀測，而主要使用的儀器為 ADV，其測量點皆離海底床 0.15 m，過程都搭配濁度計的量測使本文能更清楚瞭解觀測海域的特性。討論海域的物理機制前，為了確保原始資料的正確性，本文建立了 ADV 前置處理項目，並討論處理前後之差異。接著再藉由 ADV、AQP、波浪儀以及 T/P 等儀器，探討觀測地點的水文狀態、消散率以及剪應力等紊流特性，獲得幾點結論，分別敘述如下：

1. 垂直剖面回聲強度變化

以 AQP 觀察後灣海域的回聲強度隨深度與時間的變化。結果顯示，從回聲強度的垂直分佈可看出造成散射的物質是由底部往上擴散的，而受波浪的影響，深層的變化與示性波高趨勢相似，受平均流速的影響較微弱；藉由回聲強度的剖面變化可粗略了解各水層的懸浮物質受波流影響之程度。

2. 消散率之比較

三個實驗的 ε 通常隨著波流的變化而變化，以垂向流速能譜計算出的 ε 不一定隨著平均流速變快而增大，且能譜會因為觀測海域未符合 law of the wall 以及擾動程度太低而沒有斜率-5/3 之走向，導致 ε 時序斷點過多。觀察 ε 的變化，淺水海域受到粗糙底床的影響，能量消散通常較大，而當實驗水深較大時，受到強烈東北季風影響，水體具有強剪切之現象，使得海水產生較大的紊動，由於彼此影響能量消散的機制並不相同，其結果不因水深變大而 ε 降低。另一方面，本文以後壁湖觀測資料來討論淺水珊瑚礁海域的波浪與紊流機制，利用 ε 以底邊界層尺度法計算平均紊流動能消散率 ε_{BL} ，其結果為 $D_{wave} = (2.1 \pm 0.87)\varepsilon_{BL}$ 以及 $D_{wave} = (1.8 \pm 0.62)\varepsilon_{BL}$ ，除了符合海域的水文特性外，其標準差與 0

相差不遠，由此現象可說明海域的波浪能量消散和紊流能量消散具有高度的關連性。

3. 三種計算底床剪應力方法之比較

以三種方法計算 τ 的結果發現，ID 法在慣性區間的擷取上不具公式性、系統性，而利用此能量計算出的 τ ，其真實性可能隨著實驗海域的紊流發展不完全而逐漸降低；在 EC 法的計算方面，當雷諾數太小時，會使得底床剪應力等於雷諾應力之假設不成立，導致 EC 法計算結果不準確。故本文認為，利用變動速度計算出的紊流動能(TKE)來計算底床剪應力應是最理想、最通用的方式。

4. 座標轉換對底床剪應力的影響

利用 EC 法所計算出的 τ 來討論座標旋轉前後對於計算上的影響。結果顯示，原始流速計算的 τ 其趨勢不隨著平均流趨勢變化而改變，不過當 τ 是以座標旋轉後的流速來計算時，其結果能夠與平均流的變化一致；另一方面，當流速小於 0.05 m/s 時，旋轉後流速所計算的 τ 通常小於旋轉前，且兩者比值會不穩定變化，但當流速大於 0.05 m/s 時，旋轉流速所計算的 τ 則大於旋轉前，且比值大多呈收斂以及具有穩定一致的趨勢。

第七章、參考文獻

- 李佳娜, 2005 : 潮汐與波浪之互動對邊界層之影響, 碩士論文, 國立中山大學海洋地質及化學研究所。
- 陳育村, 2007 : 海流及波浪對於 ADCP 回聲強度影響之研究, 碩士論文, 國立中山大學海洋物理研究所。
- 魯遠征, 2011 : 層化發育下黃茅海河口灣潮汐底邊界層流特徵, 碩士論文, 廣州中山大學物理海洋學。
- 高郁峰, 2012 : 沿岸海域底床剪應力特性之研究, 碩士論文, 國立中山大學海洋生物科技暨資源學系研究所。
- Ali, A., Lemckert, C. J., 2009 : A traversing system to measure bottom boundary layer hydraulic properties, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, Vol. 83, 425–433.
- Chanson, H., Trevethan, M., Aoki S., 2008 : Acoustic Doppler Velocimetry (ADV) in small estuary : Field experience and signal post-processing, *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 19, 307–313.
- Falter, J. L., Atkinson, M. J., Merrifield, M. A., 2004 : Mass-transfer limitation of nutrient uptake by a wave-dominated reef flat community, *Limnology and oceanography*, Vol. 49(5), 1820–1831.
- Feddersen, F., Trowbridge, J. H., Williams III, A. J., 2007 : Vertical structure of dissipation in the nearshore, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 37, 1764–1777.
- Green, M. O., 1992 : Spectral estimates of bed shear stress at subcritical Reynolds numbers in a tidal boundary layer, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 22, 903–917.

- Goring, D. G., Nikora, V. I., 2002 : Despiking Acoustic Doppler Velocimeter Data, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 128(1), 117–126.
- Huntley, D. A., Hazen, D. G., 1988 : Seabed Stresses in Combined Wave and Steady Flow Conditions on the Nova Scotia Continental Shelf : Field Measurements and Predictions, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 18, 347–362.
- Huntley, D. A., 1988 : A modified inertial dissipation method for estimating seabed stresses at low Reynolds numbers, with application to wave-current boundary-layer measurements, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 18, 339–346.
- Holthuijsen, L. H., 2007 : *Waves in oceanic and coastal waters*, Cambridge University Press.
- Hubert, C., Maiko, T., Mark, T., 2008 : Using turbidity and acoustic backscatter intensity as surrogate measures of suspended sediment concentration in a small subtropical estuary, *Journal of Environmental Management*, Vol. 88, 1406–1416.
- Huang, Z. C., Lenain, L., Melville, W. K., Middleton, J. H., Reineman, B., Statom, N., McCabe R. M., 2012 : Dissipation of wave energy and turbulence in a shallow coral reef lagoon, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 117, C03015.
- Klein, Y, H., Voulgaris, G., 2003 : Estimation of suspended sediment concentration in estuarine environments using acoustic backscatter from an ADCP, *Coastal Sediments*, ASCE.
- Kim, S. C., Friedrichs, C. T., Maa, J. P.-Y., Wright, L. D., 2000 : Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic Doppler

- velocimeter data, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 126, 399—406.
- Lowe, R. J., Falter, L., Bandet M. D., Pawlak, G. Atkinson, Ma. J., Monismith, S. G., Koseffl, J. R., 2005 : Spectral wave dissipation over a barrier reef, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 110(C4), C04001.
- Lumley, J. L., Terray, E. A., 1983 : Frequency spectra of frozen turbulence in a random wave field, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 13, 2000—2007.
- Liu, H., Wu, C., Xu, W., Wu, J., 2009 : Contrasts between estuarine and river system in near-bed turbulent flows in the Zhujiang (Pearl River) Estuary, China, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, Vol. 83, 591—601.
- Lugo-Fernandez, A., Roberts, H. H., Wiseman, W. J., Carter, B. J., 1998 : Water Level and currents of tidal and infragravity periods at Tague Reef, *Coral Reefs*, Vol. 17, 343—349.
- Mathisen, P. P., Madsen, O. S., 1999 : Wave and currents over a fixed ripped bed : 3. Bottom and apparent roughness for spectral waves and currents, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 104(C8), 18447—18461.
- Nielsen, P., 1992 : *Coastal Bottom Boundary Layers and Sediment Transport*, World Scientific., Singapore.
- Nelson, R. C., 1996 : Hydraulic roughness of coral reef platforms, *Applied ocean research*, Vol. 18(5), 265—274.
- Nortek, 2001 : Monitoring Sediment Concentration with acoustic backscattering instruments, Nortek As.
- Parsheh, M., Sotiropoulos, F., Porte-Agel, F., 2010 : Estimation of power spectra of acoustic-doppler velocimetry data contaminated with

- intermittent spikes, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 136(6), 368–378.
- Reidenbach, M. A., Monismith, S. G., Koseff, J. R., Yahel, G., Genin, A., 2006 : Boundary layer turbulence and flow structure over a fringing coral reef, *Limnology Oceanography*, Vol. 51(5), 1956–1968.
- Reidenbach, M. A., Koseff, J. R., Koehl, M. A. R., 2009 : Hydrodynamic forces on larvae affect their settlement on coral reef in turbulent wave-driven flow, *Limnology Oceanography*, Vol. 54(1), 318–330.
- Ruessink, B. G. 2010 : Observation of Turbulence within a Natural Surf Zone, *Journal of Physical Oceanography*, Vol. 40(12), 2696–2712.
- Soulsby, R. L., Dyer, K. R., 1981 : The form of the near-bed velocity profile in a tidally accelerating flow, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 86(C9), 8067–8074.
- Stapleton, K. R., Huntley, D. A., 1995 : Seabed stress determinations using the Inertial Dissipation method and the Turbulent Kinetic Energy method, *Earth Surface Processes and Landforms*, Vol. 20, 807–815.
- Tennekes, H., Lumley, J. L., 1972 : *A first course in turbulence*, MIT Press, Cambridge, Mass, 300pp.
- Thornton, E. B., Guza, R. T., 1983 : Transformation of wave height distribution, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 88, 5925–5938.
- Thorpe S. A., 2005: *An Introduction to Ocean Turbulence*, Cambridge University Press, 485 pp.
- Taebi, S., Lowe, R. J., Pattiaratchi, C. B., Ivey, G. N., Symonds, G., Brinkman, R., 2011 : Nearshore circulation in a tropical fringing reef system, *Journal of Geophysical Research-Oceans*, Vol. 116,C02016.

Xu, J. P., Wright, L. D., Boon, J. D., 1994 : Estimation of bottom stress and roughness in Lower Chesapeake Bay by the inertial dissipation method, *Journal of Coastal Research*, Vol. 10(2), 329–338.