



國立中山大學海洋科學系

碩士論文

Department of Oceanography

National Sun Yat-sen University

Master Thesis Dissertation

斜坡上底邊界層的對流溫降與湧升機制——

以澎湖水道為例

Mechanism of bottom convection and upwelling over continental
shelf

研究生：余俊宏

Chun-Hung Yu

指導教授：曾若玄 博士

Dr. Ruo-Shan Tseng

中華民國 107 年 5 月

May 2018



國立中山大學海洋科學系

碩士論文

Department of Oceanography

National Sun Yat-sen University

Master Thesis Dissertation

斜坡上底邊界層的對流溫降與湧升機制—

以澎湖水道為例

Mechanism of bottom convection and upwelling over continental
shelf

研究生：余俊宏

Chun-Hung Yu

指導教授：曾若玄 博士

Dr. Ruo-Shan Tseng

中華民國 107 年 5 月

May 2018

論文審定書

國立中山大學研究生學位論文審定書

海洋科學系碩士班

研究生余俊宏（學號：M045090012）所提論文

斜坡上底邊界層的對流溫降與湧升機制－以澎湖水道為例
Mechanism of bottom convection and upwelling over continental shelf

於中華民國 107 年 5 月 18 日經本委員會審查並舉行口試，
符合碩士學位論文標準。

學位考試委員簽章：

召集人 陳冠宇 陳冠宇

委員 曾若玄 曾若玄

委員 楊穎堅 楊穎堅

委員 廖建明 廖建明

指導教授(曾若玄) 曾若玄 (簽名)

誌謝

在中山大學海洋科學系就讀碩士班這三年裡，經歷了許多挫折與困難，幸虧有許多老師給我機會，學長、朋友們鼓勵我，讓我持續地努力將我擅長的事情發揮運用到日常工作中，直到我現在完成了碩士學業。有你們每一個人的幫忙，我才有機會完成這篇論文。感謝媽媽大力的支持我，讓我沒有壓力的自由發展，思考自己該做的事與自主管理，在離家數百公里的地方靠自己生活，讓自己更加成熟。感謝 唐存勇 老師與台大海研所的 TSNOW 團隊提供的澎湖水道底碇流速資料，感謝我的指導老師 曾若玄 教授，您啟發式的教學在這三年真的讓我成長了很多，也訓練我們在突發事件下處理問題的能力。您不限制我們研究的方向也開放所有實驗室資料讓我們尋找自己研究的主題，這讓我們逐漸養成獨立思考的研究能力，並鼓勵我們去參加系上或是大型的國內外研討會，與不同地方的學者們交流尋找答案，雖然您平常很忙，但還是會抽空與我討論，一方面也會讓我分析很多其他實驗的資料，讓我的程式與眼見不斷的進步與開闊，在我眼中您不只是一個老師，也像一個挑戰者，讓我們保持持續學習與找尋方向的動力。感謝口試委員 陳冠宇 教授，謝謝您在我碩士班三年中不斷的教導我海洋物理的基礎知識，也讓我在研究中加入了很多數值模擬分析的元素，另外也謝謝您願意讓我在課餘的時間輔導我接觸模式資料，在我碩士生涯中給了我許多寶貴的建議及方向。感謝口試委員 楊穎堅 副教授，謝謝才剛從花蓮回來的您南下來參加我的口試，並且對於我的研究給予了很多實質上的建議，與您對答的過程中還發現了很多很有趣的研究方向，也導正了很多我現階段論文中的觀念。感謝口試委員 廖建明 副研究員，感謝您細心的看完了我論文的每一頁，在我所有格式的錯誤上給予導正，還特地與您的同事討論我研究的議題給予我建議，另一方面也謝謝您在我研究所時提供 POM 模式資料讓我分析內潮能量，雖然最後無法在這個議題上做出明顯的成果，但是過程中也增長了很多知識。也謝謝 王玉懷 教授這三年來對我的教導

與實務的經驗，希望您的身體會越來越好。以及感謝海研三號的工作同仁，有你們一起努力出海實驗才會順利的進行。我要感謝學長 煥傑，謝謝你與我討論我研究上的東西，也提供了我很重要的歷史資料，在很多不懂的地方有你的經驗談與教學才讓我突飛猛進，同時你也是實驗室中最有威望的人帶領我們一起完成很多事情，遇到困難也會很樂意的幫助我們。感謝學長 永昇 你就像一面鏡子，反應了很多我們需要學習的事情，讓我們在未來職場上、在生活中會記得時時督促自己，並記得要時時進步。感謝學長 俊德、學姊 宜婷，在我剛進實驗室時引領我融入這邊的環境，在碩一、碩二的生活中有你們的陪伴，生活中總是充滿歡笑。謝謝學弟 立南 這三年我們就像是一起成長的同學，一起討論課業，一起從零學習海洋中的紊流，學習實驗室中的各種事物，一起完成很多實驗室的任務，在生活中分享彼此生活中的趣事，很幸運在碩士班中遇到你，我們也會是一輩子的朋友。我的研究所時光有很大部份都在實驗室中度過，在課餘也會參加系上的球隊與活動，認識很多學弟妹也讓我的碩士班生活更加充實，很慶幸我選擇的實驗室與學習環境，能有這樣的老師、學長以及學弟妹，讓我這三年的生涯過的很快樂，你們的出現真的對我很重要。

摘要

本研究於 2015 年 9 月及 2016 年 4 月在澎湖水道利用垂直紊流剖面儀 (VMP) 進行實測，以及分析 1999 年~2000 年於澎湖水道北側的底碇海流剖面資料來探討海流於上坡時對海床邊界層不穩定混合的降溫效應以及底層艾克曼傳輸現象。澎湖水道的潮型為 M2 潮，由 VMP 的觀測中也發現澎湖水道底邊界的紊流強度呈半日周期的變化，渦動能消散率 (ε) 明顯出現於漲潮最大流速之後，其受紊流影響的底邊界層厚度可達離底 40 米，最大 ε 可達 $2.29 \times 10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$ ，紊流能量主要來自強流與底邊界的剪切應力。從水文資料中發現在漲潮時水深 80~105 米之間密度出現強烈的水團轉置不穩定，退潮時則呈現均勻混合，另外於底碇上的溫度資料也顯示底層海水溫度在漲潮時普遍下降攝氏 2~3 度，表示在水團爬坡時會產生底層結構不穩定並混合降溫的現象，本研究將此現象定義為平行水道方向的湧升流，且底層週期性降溫的現象在夏天較為明顯。本研究也分析底碇流速資料與估算渦流黏滯係數，發現底邊界層的流向存在週期性的艾克曼偏轉，偏轉角度於漲潮轉退潮 (流速小於 1 m s^{-1}) 時較為明顯，比較渦流黏滯係數與由 VMP 觀測到的渦流擴散係數，發現兩者的數值相近，夏天時渦流黏滯係數剖面在底邊界層內變化不大且分佈較平滑，有利於艾克曼現象的產生。綜上所述，夏天平行水道方向的湧升流，以及漲潮轉退潮時明顯的艾克曼傳輸效應，兩者連續性出現的週期性現象會加強澎湖地區的湧升流。

關鍵詞：澎湖水道、剪切對流、底邊界層、艾克曼傳輸、渦流黏滯係數、沿岸湧升流

Abstract

Turbulence, current, and stratification were measured in the northern section of Penghu Channel (PHC) during September 2015 and April 2016. Two datasets of current profiles and bottom temperature from bottom-mounted ADCP in summer and winter of 1999 at about 10 km north of PHC were used for bottom Ekman layer and eddy viscosity analysis. Our results indicate that the cycle of turbulence in the bottom boundary layer has a semi-diurnal period. Dissipate rate of turbulent kinetic energy, ε , is higher during the flood phase and reaches a maximum value of $2.29 \times 10^{-5} W kg^{-1}$. Turbulent layer extends from the bottom to a height of 40 m, is produced primarily by vertical shear of tidal currents. Density profiles show that stratification is eroded within depths of 80-105 m during the flood, and the bottom layer becomes well mixed during the ebb. Temperature observations from the bottom-mounted ADCP reveal periodic occurrence of temperature decrease of 2-3°C during the flood, implying shear-induced convective cooling near the bottom during the upslope flow. This phenomenon is more prominent in the summer which contributes to the along-channel upwelling in the PHC. Ekman veering of the current profiles near the bottom occurs periodically with tidal oscillation and is more obvious when the flow speed is less than $1 m s^{-1}$ during the summer. A comparison of the profiles of estimated eddy viscosity and observed eddy diffusivity indicates that the orders of magnitude of these two quantities are close. Eddy

viscosity has a maximum value at the bottom and decreases upward. In summary, the combining effect of along-channel, shear-induced convection and the cross-channel, bottom Ekman dynamics will act sequentially and periodically to promote upwelling in the PHC.

Keywords: Penghu channel; Shear-induced convection; Bottom boundary layer; Ekman transport; Eddy viscosity; Coastal upwelling

目錄

論文審定書	i
誌謝	ii
摘要	iv
Abstract.....	v
目錄	vii
圖目錄	ix
表目錄	xi
參數及符號	xii
一、前言	1
1-1 緒論	1
1-2 前人研究	1
1-2-1 海床邊界層的爬坡降溫效應	1
1-2-2 底邊界層的艾克曼效應	2
1-2-3 澎湖群島的沿岸湧升流	5
1-3 研究動機	6
二、觀測方法與資料來源	7
2-1 垂直紊流剖面儀(VMP-250)	7
2-1-1 溫鹽度探針 (CT Sensor)	8
2-1-2 剪切探針 (Shear probe)	9
2-1-3 熱敏探針 (Thermistor, FP07)	10
2-2 航次實驗介紹	12
2-3 底碇歷史資料	13
三、資料分析方法	15
3-1 渦動能消散率(Epsilon, ε) 與渦流擴散係數 (Eddy Diffusivity, $K\rho$)	15

3-2 渦流黏滯係數 (Eddy Viscosity, μ)	20
四、資料呈現	25
4-1 海研三號航次 OR3-1887	25
4-1-1 斜坡地形造成的底層水團翻轉	26
4-1-2 底層的渦流擴散係數 ($K\rho$)	28
4-2 海研三號航次 OR3-1923	30
4-2-1 斜坡地形造成的底層水團翻轉	32
4-2-2 底層的渦流擴散係數	33
4-3 夏季底碇資料 (wh11)	34
4-3-1 流速與潮汐分析	34
4-3-2 溫度變化分析	40
4-4 冬季底碇資料 (wh21)	41
4-4-1 流速與潮汐分析	41
4-4-2 溫度變化分析	44
五、 討論	46
5-1 平行水道方向的爬坡降溫 (Along Channel)	46
5-2 澎湖水道橫向湧升流 (Cross Channel)	48
5-3 澎湖群島的強烈降溫效應	50
六、 結論	51
七、 參考文獻	53

圖目錄

圖 1	分層水團爬坡底邊界層垂直對流不穩定示意圖 (Lorke. 2005).....	2
圖 2	表層艾克曼螺旋示意圖 (Oceanworld, Texas A&M University, 2004).....	3
圖 3	底邊界層艾克曼螺旋示意圖(http://slideplayer.com/slide/10012011/).....	4
圖 4	絞機裝置位置(船尾)及 VMP-250	8
圖 5	剪切探針內部構造草圖	9
圖 6	熱敏探針照片，無橡膠保護套(左)，包裹橡膠保護套(右)	10
圖 7	探針實裝圖	11
圖 8	澎湖水道地圖，船測實驗地點 (P2) 及底碇地點 (P_{mounted}).....	14
圖 9	剪切訊號與濾波.....	16
圖 10	剪切變動能譜 (黑色線為 Nasmyth 經驗曲線).....	17
圖 11	Nasmyth-Oakey 模擬剪切頻譜(藍)及積分範圍包含總體紊流能量比例..	19
圖 12	使用常數渦流黏滯係數剖面測試計算程式.....	23
圖 13	使用隨深度變化的渦流黏滯係數剖面測試計算程式.....	24
圖 14	OR3-1887 航次資料概觀.....	25
圖 15	OR3-1887 實測底邊界上下坡水團翻轉情形.....	27
圖 16	OR3-1887 航次利用 VMP 計算底層平均渦流擴散係數剖面	28
圖 17	OR3-1923 航次資料概觀.....	30
圖 18	OR3-1923 實測底邊界上下坡水團翻轉情形.....	32
圖 19	OR3-1923 航次利用 VMP 計算底層平均渦流擴散係數剖面	33
圖 20	1999 年 7 月 17 日~1999 年 8 月 28 日夏季底碇潮汐能譜.....	34
圖 21	夏季底碇平均流速統計及分潮潮流橢圓	35
圖 22	1999-08-07 底碇實測底層 30 米日平均流速流向變化	36
圖 23	夏季底碇日平均流速與艾克曼偏轉角度比較圖.....	37

圖 24	夏季底碇平均流速與底層流向偏轉角度 168 天示意圖	38
圖 25	夏季大小潮對渦流黏滯係數剖面的影響	39
圖 26	夏季 TP 溫度與流速時間序列	40
圖 27	夏季降溫幅度與流速時間序列	40
圖 28	1999 年 11 月 19 日~2000 年 4 月 19 日冬季底碇潮汐能譜	41
圖 29	冬季平均流速統計及分潮潮流橢圓	42
圖 30	冬季底碇日平均流與流向偏轉角度比較圖	43
圖 31	冬季底碇平均流速與偏轉情形逐時比較圖	43
圖 32	冬季底碇渦流黏滯係數剖面	44
圖 33	冬季 TP 溫度與平均流速時間序列	45
圖 34	冬季降溫幅度與流速時間序列	45
圖 35	平行水道方向的對流混合湧升流示意圖	46
圖 36	底碇 TP 溫度與流速交相關係	47
圖 37	垂直水道方向沿岸湧升流示意圖	48
圖 38	澎湖水道中爬坡溫降(左)而後沿岸湧升(右)示意圖	50

表目錄

表 1	出海實驗資料收集表.....	12
表 2	底碇資料資訊.....	13
表 3	由實測頻譜計算無因次參數 x ，與各參數值於積分範圍內所包含能量比率	19

參數及符號

- μ : 渦流黏滯係數 (Eddy viscosity) [m^2s^{-1}] 。
- N^2 : 浮力頻率 (Buoyancy Frequency) [s^{-2}] 。
- f : 科氏參數 (Coriolis parameter) [s^{-1}] 。
- ρ : 密度 (Density) [kg m^{-3}] 。
- τ_w : 風應力 (Wind stress) [N m^{-2}] 。
- k : 波數 (Wave number) [cpm] 。
- K_ρ : 渦流擴散係數 (Eddy diffusivity) [m^2s^{-1}] 。
- ε : 渦動能消散率 (TKE dissipation rate) [W kg^{-1}] 。
- ε_{10} : 頻譜中積分到 10 cpm 時的渦動能消散率。
- x : 由實測頻譜計算無因次參數。
- Γ : 混合效率常數 (Mixing coefficient) 本研究設為 0.2 。
- $\bar{U}$: 平均流速。
- z : 與底邊界距離。
- W : $u + iv$ 的流速形式。
- a_k : 艾克曼方程式中的加速度項。
- S_k : 艾克曼方程式中的剪切項。
- e_k : 艾克曼方程式中的誤差項。
- E : 艾克曼方程式中誤差項的平方和矩陣。
- A : 艾克曼方程式中的對角矩陣。
- ω : 分潮的角頻率。
- δ_E : 艾克曼層厚度。

一、前言

1-1 緒論

澎湖水道 (Penghu Channel, PHC) 位於台灣海峽東南方，由澎湖群島與台灣本島相夾而成，南邊與南海相連，北邊延伸到彰雲隆起，從南而北的連續坡道與向北內縮的口徑形成漏斗型的海水傳輸水道。澎湖水道內的潮汐為半日潮型，經由實測資料發現其漲退潮時的流速變化很不平均，漲潮時潮流向北，流速可達 1.8 m/s；退潮時潮流向南，流速只有 0.2 m/s；於歷史資料上來看，處於澎湖水道的越北邊，這種漲退潮不對等的情形越明顯，對流速資料做日平均濾除潮汐後發現在澎湖水道存在接近 1 m/s 朝北的背景流場；Hu et al. (2010) 整理過去台灣海峽水體傳輸的分析文獻，歸納出澎湖水道的淨傳輸量在夏天約為 2.07 Sv 在冬天約為 1.49 Sv，分別占整個台灣海峽傳輸量的 62% 與 86%，說明大部分台灣海峽內的海水傳輸必須經過澎湖水道，Jan and Chao (2003) 利用船測發現夏天上層 50 米的逕流速可達 1.5 SV，在冬天受到東北季風的影響減弱。強流帶給邊界層的應力大，且再加上內縮及上坡的地形，澎湖水道內的動力機制與混合狀況相對於台灣海峽的其他地方來說更為複雜、反應更加劇烈。

1-2 前人研究

1-2-1 海床邊界層的爬坡降溫效應

對於分層水團爬坡的研究 Lorke et al. (2005, 2008) 在瑞士阿爾卑納赫湖做湖水蕩漾產生的水團爬坡動力機制研究(如圖 1)指出：因為水層垂直溫度不同形成分層的湖水結構，分層湖水的等密度線在湖水靜止時與湖邊緣的斜坡相交產生密度梯度，當湖水蕩漾水團爬坡時，底邊界層因摩擦應力產生垂直於斜坡面的速度差 (Law of the wall)，速度差異使等密度線變形，較底層的冷水爬升到較上層的暖水

上面，形成上層密度大，下層密度較小的不穩定水團翻轉，浮力通量增加使爬坡時的底邊界層混合的更加劇烈，而水團下坡時，密度較大的水因重力往下坡處拉，使底邊界層的水團結構穩定。Endoh et al. (2016) 於東海也觀測到潮汐流上下坡時，底邊界層週期性的不穩定翻轉現象。Umlauf and Burchard (2011) 利用數值模擬也得到底邊界層週期性不穩定的結果，並指出這樣不穩定的現象會為底邊界層帶來紊流混合能量，其利用 0.05 m/s 的流速所計算出的結果最大影響深度離底約五米，穩定度 (N^2) 於上坡流時相較於其他時間小 100 倍，而穩定度的下降對於底邊界層的紊流能量 (TKE) 有增強的效果，在 2015 及 2016 的紊流實測資料中發現：在潮汐週期裡底邊界層紊流能量與其影響深度隨著時間有明顯的差異，除了澎湖水道本身漲退潮懸殊的流速差之外，與強流出現於流場上坡期間有很大的關係，這個部分於第四章有進一步的討論。

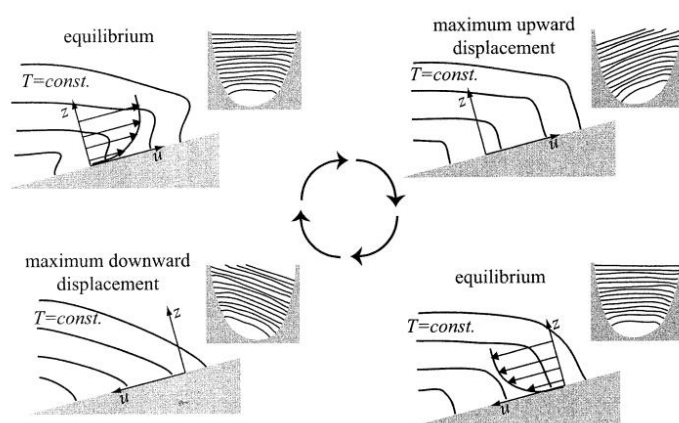


圖 1 分層水團爬坡底邊界層垂直對流不穩定示意圖 (Lorke.et al., 2005)

1-2-2 底邊界層的艾克曼效應

前人在研究艾克曼流場時，發現渦流黏滯應力 (Eddy viscosity stress) 在地轉流場中扮演著極為重要的角色 (Cushman-Roisin., 1996)；表層海水的艾克曼效應在北半球風驅流的黏滯應力與柯氏力平衡如式(1)，其中 μ 表示渦流黏滯係數 (Eddy viscosity)， f 表示柯氏參數 (Coriolis parameter)， τ_w 表示風所帶動的剪應力 (Stress)，

z 表示離邊界的距離， u, v 代表流速，流速隨著離邊界層距離越遠流速越小，且隨著 z 的增大向右偏轉產生表層艾克曼螺旋（如圖 2），此現象所發生的水層稱之為艾克曼層，表層艾克曼層的平均流速向右使水體有向右的艾克曼傳輸。

$$\begin{aligned} -fv &= \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), & fu &= \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) & (1) \\ \frac{\partial u}{\partial z} &= \frac{\tau_w^x}{\rho\mu}, & \frac{\partial v}{\partial z} &= \frac{\tau_w^y}{\rho\mu} & \text{at } z = 0 \\ u = v &= 0 & & & \text{at } z = \infty \end{aligned}$$

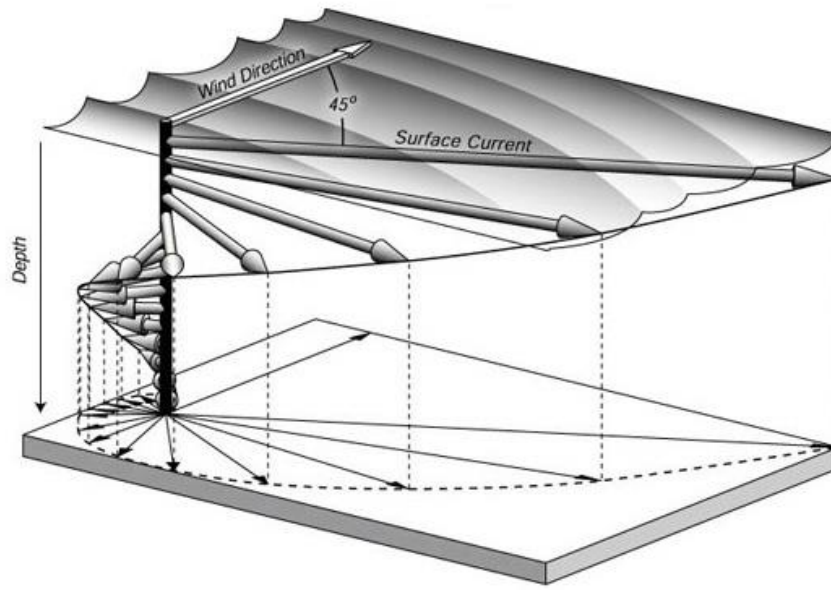


圖 2 表層艾克曼螺旋示意圖 (Oceanworld, Texas A&M University, 2004)

在底邊界層也有類似的艾克曼傳輸效應(如圖 3)，不同的是其應力梯度的方向與表層艾克曼的梯度方向不同如式(2)，使得艾克曼傳輸效應在底邊界層是傳向內部流場 (Interior flow)的左方，而且艾克曼螺旋隨著深度增加是逆時針的偏轉，在底床上 ($z=0$) 流速為零，在艾克曼層以上 ($z > \delta_E$) 流速等於內部流場。

$$\begin{aligned} -f(v - \bar{v}) &= \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), & f(u - \bar{u}) &= \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) & (2) \\ u = v &= 0 & & & \text{at } z = 0 \\ u &\rightarrow \bar{u}, & v &\rightarrow \bar{v} & \text{at } z = \infty \\ \bar{u}, \bar{v} &\text{ 為內層流速} & & & \end{aligned}$$

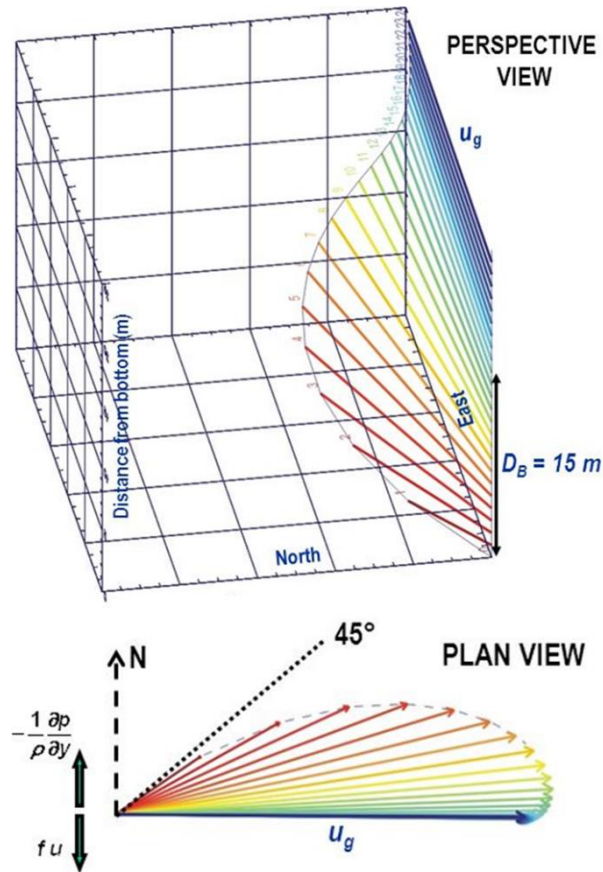


圖 3 底邊界層艾克曼螺旋示意圖(<http://slideplayer.com/slide/10012011/>)

前人研究中指出：海床摩擦所產生的剪應力是構成底邊界層紊流與混合的主要機制也是除了海面混合層之外最重要的海水混合區 (Garrett et al., 1993; Hosegood and van Haren, 2003; Thorpe, 2005)。Perlin et al. (2005,2007) 於美國奧勒岡州外海研究沿岸湧升流時發現：雖然表面風場所帶動的離岸流是大家所認定沿岸湧升流形成的主因，其底層的艾克曼效應也造成底層的高密度海水向淺水區傳輸；在大洋斜坡上 Yoshikawa et al. (2010, 2015) 在東海陸棚上佈放底碇並佐以垂直紊流剖面儀測量底邊界艾克曼層的表現，其偏轉的效果與潮汐有相當大的關係，除了流速較大時（約 0.3 m/s）有較大的偏轉幅度，不同分潮其偏轉方向也有不同；渦流黏滯係數在早期的計算中都是假設為常數，Yoshikawa et al., (2015) 的文獻中提出利用有限差分及最小平方法對底碇流速依照艾克曼方程式(2) 做矩陣運算，算出艾克曼層中的渦流黏滯係數剖面，結果指出渦流黏滯係數在艾克曼層中呈指

數成長，而在離底五米開始最大且趨近於常數；垂直紊流剖面儀所計算出同因次的渦流擴散係數 (Eddy Diffusivity) 結果與前者雷同，故底邊界層艾克曼現象可以根據渦流黏滯係數及渦流擴散係數來定量艾克曼層中的結構大小。

1-2-3 澎湖群島的沿岸湧升流

在眾多過往的研究中皆表明湧升流對於海洋中水團的垂直交換與混合有顯著的重要性，Hu et al. (2001) 歸納前人研究指出：在台灣海峽與南海地區有五個主要的湧升流區，分別是西北的海潭島湧升流區 (Pingtan upwelling, PTU)、梅州與廈門區的湧升流 (Meizhou and Xiaman upwelling, MXU)、東沙島湧升流 (Dongshan upwelling, DSU)、台灣淺灘湧升流 (Taiwan Bank upwelling, TBU)、澎湖湧升流 (Penghu upwelling, PHU)，這些湧升流區使台灣海峽內的水混合劇烈，其中澎湖湧升流最為強烈也是本研究所實驗地點：澎湖水道。

前人研究強烈季風差異對台灣海峽的湧升流的影響指出：夏天(5月~8月)的西南季風推動表層海流產生艾克曼傳輸效應，對澎湖產生離岸流，致使底層海水向上補充，再加上夏天黑潮支流流經台灣海峽，水團抬升時其沿岸的溫度梯度較大故湧升流的現象較為明顯；而冬天時(11月~2月)東北季風盛行，為台灣海峽西側帶來大陸沿岸流，而在台灣海峽東側(澎湖水道)則與海流方向相反，較不易形成沿岸湧升流 (Li et al., 1993)。而後幾年隨著衛星技術發展，高解析度的衛星影像應用於觀測大面積海水表面的海洋現象，Hu et al. (2001) 與 Tang et al. (2002) 利用衛星溫度計資料 (SST) 分析每個月的台灣海峽海表面溫度資料及計算空間上的溫度梯度，找到夏天湧升流明顯的證據；Lan et al. (2009) 針對澎湖的沿岸湧升流計算衛星水溫、葉綠素梯度、實測資料分析與模擬研究，發現澎湖周遭海域的溫度梯度在六月到九月間可以到達 $0.3\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{km}$ ，葉綠素濃度也比鄰近的其他海域高出 $10\text{ mg}/\text{m}^3$ ，對澎湖水道的實測資料進行模擬也有底層水團向表層垂直湧升的現象，表示澎湖地區漁場所需的高營養鹽及浮游藻類歸功於夏季旺盛的沿岸湧升流。

1-3 研究動機

相較於大洋，澎湖水道最南端水深只有 200 米左右而最接近澎湖群島處的水深只有 100 米，對比於如此淺的水深流速最大卻可以接近 1.8 m/s，其海流與底床之間的交互作用複雜且不可忽視過去本實驗室於 2011 年 9 月與 2012 年 3 月於澎湖水道(澎湖群島右側)進行定點連續時間的觀測，發現到底邊界層在爬坡時的對流降溫現象；與台大老師合作所得到 1999 年到 2000 年的澎湖水道的底碇資料中發現了底層海流偏轉的證據，澎湖夏季明顯的湧升流在前人的研究中說明季風應力是沿岸湧升流現象明顯的主因，Ko et al. (2016) 在探討穿心颱風對台灣附近海域流場的影響中提到在尚未有颱風風場效應時，澎湖水道內數值模擬流場有底層艾克曼傳輸的湧升流，故對於澎湖地區沿岸湧升流的水團傳輸機制除了前人所述的季風吹拂所產生的表層水艾克曼效應外，對於底邊界層水的降溫與動力傳輸是否影響其沿岸湧升流的強度做進一步的研究。

本篇文章將於接下來的第二個章節介紹 2015 年與 2016 年在澎湖水道實驗的儀器與內容以及歷史底碇資料，在第三章介紹紊流分析計算方法以及渦流黏滯係數運算方程式的建置與驗證，第四章做資料的呈現及分析結果，最後於第五章針對垂直水道向的對流降溫以及底邊界層的艾克曼傳輸進行討論，並說明兩種現象在潮汐週期中對澎湖地區湧升流的加強效應。

二、 觀測方法與資料來源

本篇研究所使用到的資料為 2015 年 9 月與 2016 年 4 月兩次海研三號的航次資料與 1999 年夏天與冬天兩筆底碇資料，在本章節介紹我們實驗主要使用的儀器以及實驗步驟。

2-1 垂直紊流剖面儀(VMP-250)

最早期有研究海洋中紊流的需求是美俄冷戰時期，水下潛水艇研發為水裡的一些小尺度的渦旋動力機制帶來進一步的研究發展，最早進行研究工作的是俄國的科學家 Kolmogorov 等人利用傅立葉轉換分析得到慣性次層能量(Inertial subrange)與波數(Wave number, k)的 $-5/3$ 斜率去計算紊流大小，而後加拿大的研究計畫研發出類似水下滑翔機的拖曳式水平水下載具，用以獲取水團之間低頻的溫度變動；而近代對於微觀尺度的紊流觀測更仰賴高頻率的資料收集，本實驗所使用之紊流儀是加拿大 Rockland Scientific 公司所生產製造的小型垂直微觀紊流剖面儀 (Vertical Microstructure Profiler, VMP-250, 圖 4)，淨重 10 公斤，水下的重量約為 4.1 公斤搭配電動絞機以自由落體的方式下放 (free-fall)，下放過程中除了重力提供的下拉拉力外不受到其他外力拉扯對資料產生污染，在儀器頂端扣上減速刷毛控制下沉速度；在資料收集方面是利用電纜連接儀器上即時收集模組 (Real-time Data Transmission Module) 將訊號傳送到筆記型電腦做資料顯示及記錄，下放時以三人為一組，一個負責儀器的下放出線及上收排線，一個負責控制絞機的速度，一個利用電腦紀錄資料；為了將非海水水體的剪切震動影響降到最低，我們只採用儀器下沉時的資料，並在放線時保持電纜的寬鬆，下放者觀察電纜在海水淺層的圈數，預留 3~5 圈的電纜在水裡並與操作絞機的人員溝通控制絞機速度，以確保儀器在水中不會受到拉扯，與此同時操作電腦的同仁回報儀器所在深度，與底床距離 10~20 公尺時開始上收避免觸底，澎湖水道的深度約為 120 公尺，在漲潮

流強的時候裝上一個減速刷毛，在流速小的時候掛兩到三個減速刷毛控制下放速度在 0.7~0.9 m/s 之間以獲取完整的資料點數。在儀器的底端可外接高解析度的剪切、溫度變動探針，另外也內建了壓力、導電度、溫度、螢光度及濁度探針，可以選擇 512 Hz (Fast-Channel) 或 64 Hz (Slow-Channel) 的取樣頻率進行資料收集。



圖 4 絞機裝置位置(船尾)及 VMP-250

2-1-1 溫鹽度探針 (CT Sensor)

內建的導電度及溫度計 (CT) 所使用的取樣頻率為 64 Hz，原廠表定的溫度測量的範圍為 $-3\sim 45^{\circ}\text{C}$ ，解析度為 0.001°C ，並有著 0.01°C 的精準度；鹽度量測的範圍為 2~65 PSU，解析度為 0.001 PSU，並有著 0.01 PSU 的精準度；配合下放時速度控制在 0.7~0.9 m/s 時，空間上的資料點解析度約為 2 公分，所收集到的導電度資料，在轉檔出來後利用 Gibbs Seawater (GSW) 的 Matlab 程式計算出絕對鹽度 (Absolute Salinity, SA)，同時在我們的分析中也是利用此程式包中的程式計算水體密度。

2-1-2 剪切探針 (Shear probe)

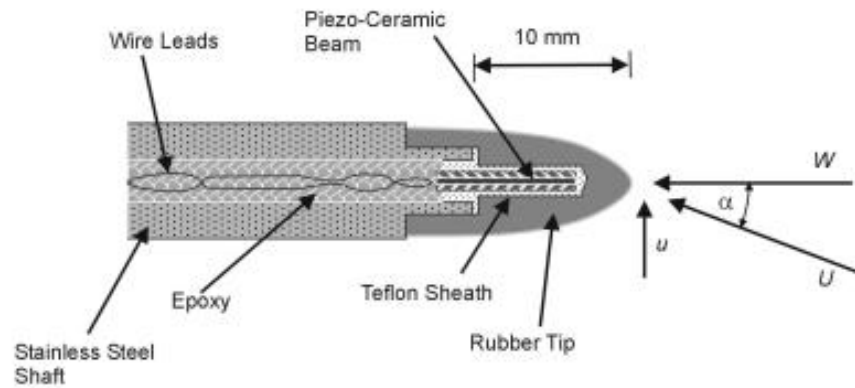


圖 5 剪切探針內部構造草圖

(Rockland 技術支援說明書, TN-005, Lueck (2010))

對於細微動力變化 1965 年 Ribner & Siddon 提出了一個羽翼型 (Air-foil) 的測量探針原型 (如圖 5), 而後在 1972 年 Osborn 將其運用到海水中的紊流測量上, 剪切探針主要是由電壓陶瓷管組成, 電壓陶瓷管包覆在塑膠裡連接於不鏽鋼金屬探針的尾端, 上面套上尖狀橡膠套做保護, 當流體通過探頭時垂直於探針的動力給予橡膠變形的壓力, 電壓陶瓷管彎曲產生電阻進而分析其剪切變動大小。

剪切探針總長度約為 13 公分, 裝置於儀器上時約 10 公分, 取樣頻率為 512 Hz, 測量值的範圍為 $0 \sim 10 \text{ Sec}^{-1}$, 解析度為 10^{-3} Sec^{-1} , 誤差大小約 5%; 在 VMP-250 上可以搭載兩隻剪切探針, 原先用意是兩隻探針探測方向相夾 90° 以量測 u 、 v 方向的剪切不穩定, 但在結果上發現兩個方向上的剪切變動大小幾乎一致, 也驗證了微尺度紊流計算上將剪切方向視為同向性 (Isotropic, *An Introduction to Ocean Turbulence* (2007)) 的假設。

2-1-3 熱敏探針 (Thermistor, FP07)

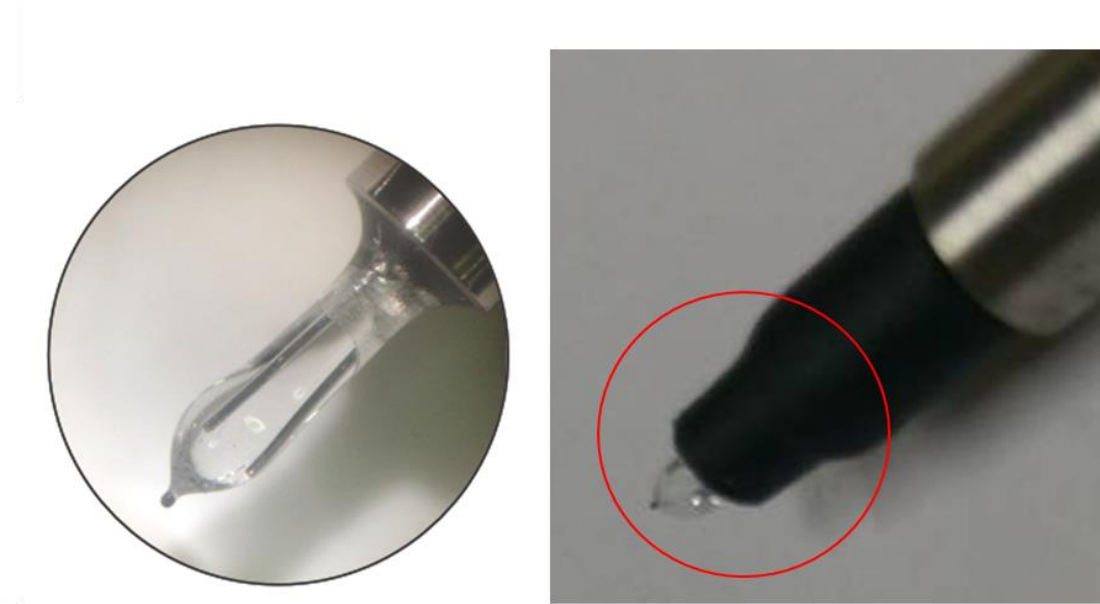


圖 6 熱敏探針照片，無橡膠保護套(左)，包裹橡膠保護套(右)

(Rockland 技術支援說明書, TN-005, Lueck (2010))

熱敏探針內部由玻璃材質包裹金屬氧化物組成(如圖 6)，藉由測量電阻來判斷溫度的變化，金屬氧化物電阻值的溫度係數 (Temperature-coefficient, α) 約為 $-0.04^{\circ}\text{C}^{-1}$ ，相較於金屬對溫度的變化更為敏感，整個探針的最前端有一個凸出極小的玻璃珠，是氧化物感應溫度的所在，如若不小心將其剝離其數值變動的敏感度會降低量測值也不準確。

熱敏探針總長約 12.5 公分比剪切探針略短一些，其裝載在 VMP-250 上的長度為 9.5 公分，取樣頻率為 512 Hz，測量值範圍為 $-5\sim 35^{\circ}\text{C}$ ，解析度為 10^{-5}°C ，精準度為 0.01°C ，在我們的實驗中只利用其優異的溫度變動解析度進行分析。



圖 7 探針實裝圖

2-2 航次實驗介紹

本研究於 2015 年 9 月 22 日至 9 月 24 日以及 2016 年 4 月 26 日至 27 日於澎湖水道(深度約 120 米)分別進行了連續 42 小時及連續 28 小時的定點觀測，航次代號分別為：OR3-1887、OR3-1923，實驗方式在 2015 年每 2 個小時下放一次 CTD 在 2016 年的實驗改為每小時下放一次 CTD，其 CTD 下放深度皆控制在離底 5m 左右，而兩次實驗皆每個小時下放連續 2~3 次垂直紊流剖面儀確保資料因為人為或電腦當機的錯誤缺失，垂直紊流儀的施放深度依操作人員把握度而有所調整，一般而言在下放時會先知會駕駛台減速或關閉船底螺旋槳避免危險，另外利用魚探儀了解水深，下放深度至離底深 20 公尺的地方開始停止絞機讓其自由落下，再離底 15 米左右會開始全速上收避免撞底，在 OR3-1887 航次中我們平均下放深度皆超過 110 米，其中只有兩次電腦當機下放深度只到 50 米，而 OR3-1923 航次中因風浪太差大部分的剖面只有下放至 100 米，其中有 4 個剖面到 90 米，而有兩個小時因為風浪太大避免意外放棄下放儀器外，其餘的時間皆有完整的時間序列資料用以分析資料剖面的時間變化，資料收集情形如表 1 所示。

表 1 出海實驗資料收集表

航次	1887(秋季)	1923(春季)
時間	2015/09/22-24	2016/04/26-27
總小時	42	28
CTD profile 數	22	27
VMP profile 數	130	57
VMP 缺失 (小時)	0	2

2-3 底碇歷史資料

本研究所使用的底碇式 ADCP 資料為台大海洋研究所在 TSNOW 計畫中於 1999 年 7 月 17 日至 8 月 28 日與 1999 年 11 月 19 日至 2000 年 4 月 19 日佈放的底碇觀測資料，地點在澎湖水道北邊水深 62m 與 70m 處，主要使用儀器為 RDI WORK HORSE 的海流儀 (ADCP) 與一個 SEASTAR 的溫深儀 (TP)，流速溫度與深度的時間解析度皆為一個小時一筆，海流剖面的空間解析度為 2 公尺一筆，第一筆資料位於離底 4 米，當時目的為測量台灣海峽區澎湖水道流量與彰雲隆起對上下層海水流向的影響，在這裡我們就溫度資料探討潮汐週期內的底邊界層溫度變化，並分析流速資料來研究底邊界層艾克曼效應以及計算渦流黏滯係數剖面的結構差異。

表 2 底碇資料資訊

底碇編號	WH1-1	WH2-1
時間	1999/07/17-1999/08/28	1999/11/19-2000/04/19
流速資料總小時數	1029	3641
TP 資料總小時數	449	3641
水深	62	70
垂直資料網格數	25	30

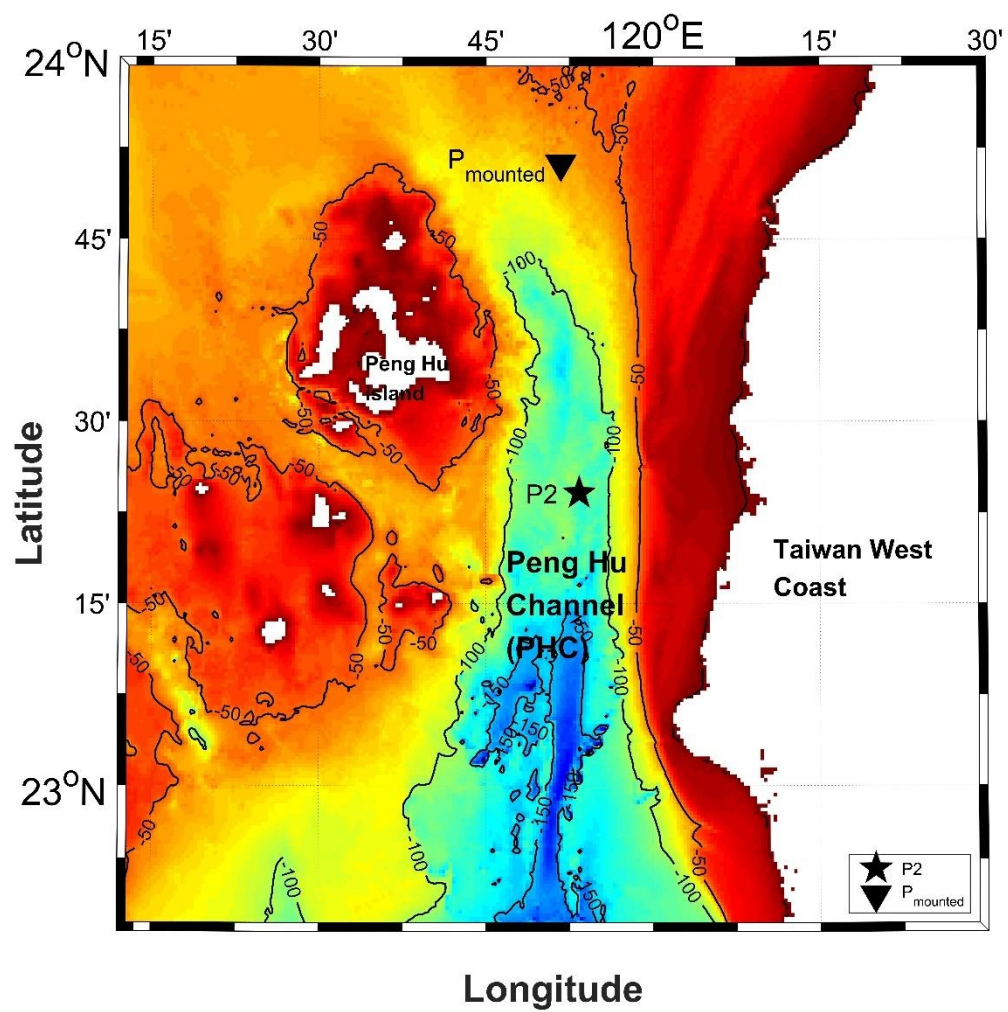


圖 8 澎湖水道地圖，船測實驗地點 (P2) 及底碇地點 (P_{mounted})

實測與底碇站位如圖 8 所示，實驗地點位在澎湖水道的正中央(P2)，而底碇位置(P_{mounted})位於水道北端。

三、 資料分析方法

在 Reynolds 於 1895 年所發表的文獻中提到，紊流的基礎是藉由不規則的水分子運動將水團的動能擴散出去，在這樣的過程中伴隨著能量的散失、熱量的交換、在海水中也代表著水團性質的混合（包含溫度及鹽度）。

對於紊流的量化，從過去有利用密度剖面變異去分析水團垂直轉置的 Thorpe Scale，或利用流速或高頻水團性質變異去計算的渦流擴散係數 (eddy diffusivity, K_ρ , K_T , K_S)，到後來精密儀器問世，我們能夠利用高頻探針獲取海水中細微動量變化，利用頻譜分析可以直接計算出渦動能消散率 (epsilon, ϵ)；在此篇研究中我們分析紊流的渦動能消散率、渦流擴散係數及利用艾克曼方程式推算渦流黏滯係數 (eddy viscosity, μ)，來定量紊流大小並相互比較其中的關係。

3-1 渦動能消散率(Epsilon, ϵ) 與渦流擴散係數 (Eddy Diffusivity, K_ρ)

渦動能消散率 (dissipation rate of turbulent kinetic energy, ϵ) 是用來表示水團紊流大小的一個參數，其單位為 W kg^{-1} ，近代的量測主要仰賴高頻探針直接分析能譜去計算混亂紊流的純量 (Lueck et al., 2002)；其量測值在一般平靜大洋中約為 $10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$ ，在強流的潮汐通道區可以達到 $10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$ ；其數值越大代表海水中動能消散的速率越快，我們所計算過程是簡化 Rockland 儀器公司所檢附之程式並參考 Lueck (2013) 所發表的文獻修改計算。

垂直紊流剖面儀所搭載的剪切探針取樣頻率設為 512 Hz，所量測到的物理量為海水中的原始剪切 $\frac{du}{dt}$ (如圖 9 藍色線)，再根據所測量的地區將收集到的訊號做濾波濾除雜訊，在非潮汐海水通道區我們視為開放水域 (Open Ocean)，使用高通濾波 (SH_HP) 做分析，而在潮汐海水通道區 (Tidal Channel)，使用帶通濾波

(SH_BP) 做分析；原因是因為在潮汐通道區做量測，紊流儀在下放時受強烈海流往外帶會有更大的高頻儀器震動，所量測值雖然也是很強烈，但不是我們所要的剪切變動頻率，而截斷頻率的界定，要與經驗曲線擬合後再行界定。

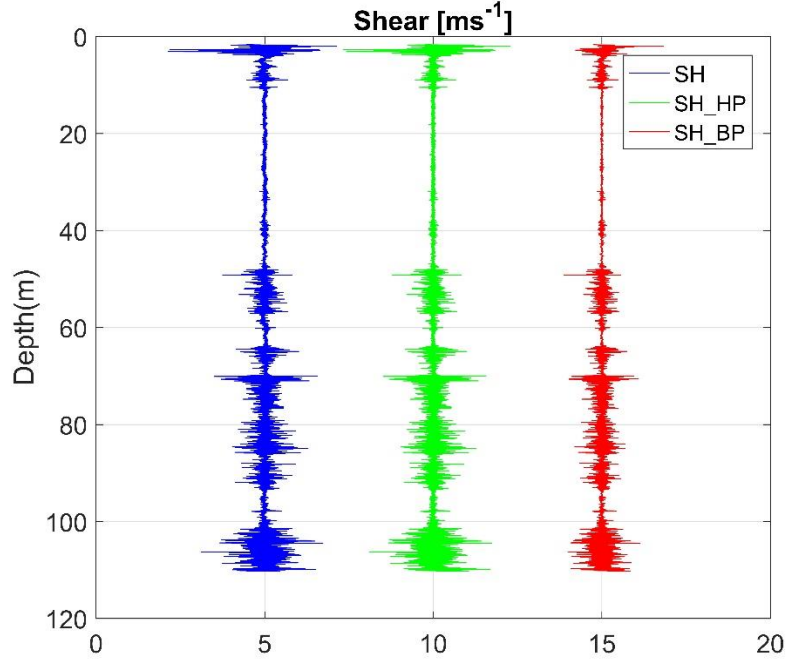


圖 9 剪切訊號與濾波。原始剪切訊號(藍)、高通濾波後訊號(綠)、帶通濾波後訊號(紅)

有了微觀尺度的剪切資料，我們可以根據直接計算的方式求得海水中的動能消散率如式 (3)，

$$\varepsilon = \left(\frac{15}{2}\right) \cdot \nu \cdot \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 \right\rangle \quad (3)$$

式中 ν 代表的是分子黏滯係數，在海水中我們視為常數 ($10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$)， $\frac{\partial u}{\partial z}$ 是空間上的剪切，尖括號 ($\langle \rangle$) 代表的是括號內變數的積分平均值，前面提到儀器上的剪切探針所量到的是時間軸上的剪切資料 $\frac{\partial u}{\partial t}$ ，將其轉換成空間上的剪切資料是必要過程，其過程中我們首先對原始濾波過的剪切資料對頻率做快速傅立葉分析與加

速度能譜作交相關係扣除加速度分量，再將其不同頻率的能量乘上下放速度轉換成波數能譜 (Wavenumber Spectrum)，在波數能譜上利用 Nasmyth 經驗曲線採遞迴的方式進行擬合，界定出積分上限，帶入式 (3) 中求得動能消散率。

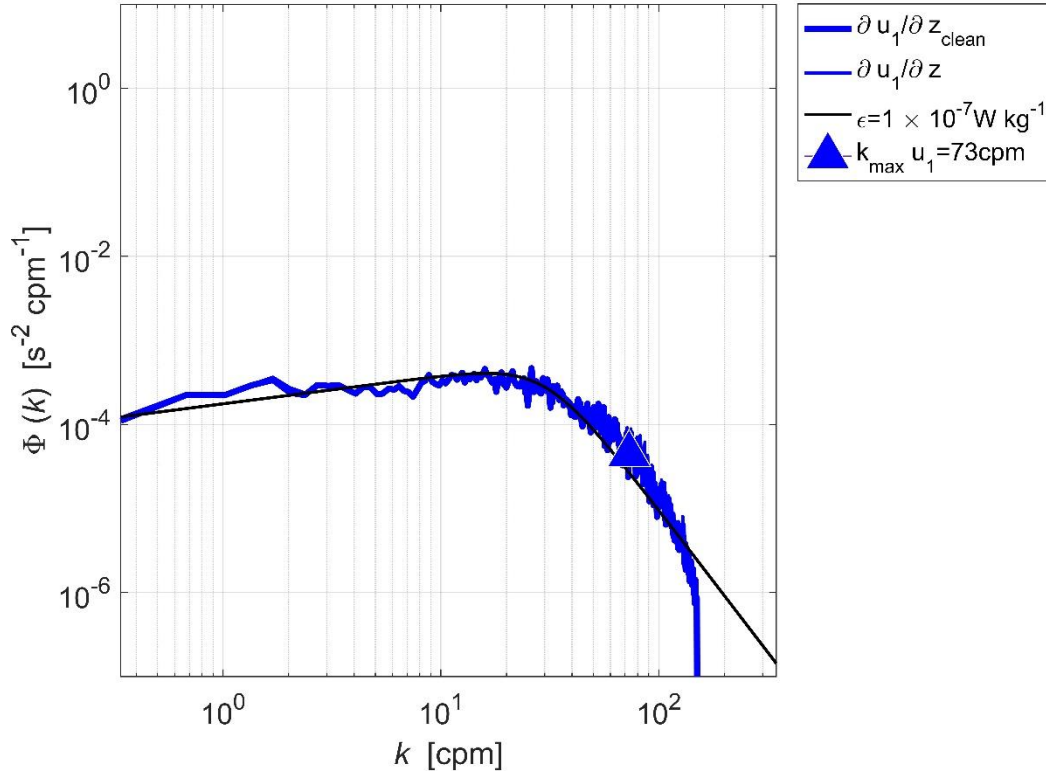


圖 10 剪切變動能譜 (黑色線為 Nasmyth 經驗曲線)

快速傅立葉分析的輸入資料，必須為等時間間距的資料，且資料點數為 2^n 筆，在我們的剪切觀測資料中取樣頻率固定為 512 Hz，故我們可以選取任意偶數秒來進行傅立葉分析(如圖 10)，在這裡每一個動能消散率計算的資料長度為 4 秒其中包含 1/2 的部分重疊 (overlap)，故每個資料點之間的距離約為 1.8 公尺，而每個資料點囊括約 3.6 公尺內的剪切不穩定資料做能譜分析；積分範圍的界定 (k_{max}) 主要仰賴 Oakey (1982) 所推導出的無因次參數 x ，由這個無因次的參數可以知道所使用的 k_{max} 內含括的剪切不穩定比例 (如表 3 及圖 11)，其數值計算步驟如下：

1. 將實驗測得頻譜積分至 10 cpm 帶入式(3) 計算出動能消散率 (ε_{10}) 帶入前人推導出的經驗公式 (式 4) 獲得起始點的動能消散率 (ε_0)。

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{10} \sqrt{1 + a\varepsilon_{10}} \quad (4)$$

where $a = 1.0774 \times 10^9 \text{ kgW}^{-1}$ is accurate to 4%

2. 將步驟 1 所計算的初始動能消散率帶入 Nasmyth 經驗公式比較其理論能譜與實測能譜的能量比例來修正 ε_0 值迭代 n 次得到新的值 ε_1 ，在我們的實驗中 n = 3 表示迭代三次。
3. 將後面表 3 中的公式左右移項變成式(5)，再將 x_{95} 與 ε_1 代入求出 k_{95} 。

$$k = x \left(\frac{v^3}{\varepsilon} \right)^4 \quad (5)$$

4. 界定出囊括 95%剪切訊號的上限之後，對這個範圍內的剪切訊號做三次方多項式擬合確定 k_{95} 的數值在儀器可量測範圍之內 (10 ~ 150 cpm)，並再次積分計算動能消散率 ε_2 。
5. 將 k_{95} 與 ε_2 代入式 (5) 中再使用 Lueck et al. (2013) 推導出 x 代表比例的方程式 (式 6)，將 ε_2 除以代表比例修正動能消散率數值 ε_3 ，並重複步驟 4 及步驟 5 直到 ε_2 與 ε_3 數值比利小於 1.02 得到 k_{max} 。

$$\frac{15}{2} \int_0^x \Psi(\xi) d\xi = \tanh\left(48x^{\frac{4}{3}}\right) - 2.9x^{\frac{4}{3}} \exp\left(-22.3x^{\frac{4}{3}}\right) \quad (6)$$

6. 最後積分實測頻譜至 k_{max} 再代入式 (3) 得到動能消散率。

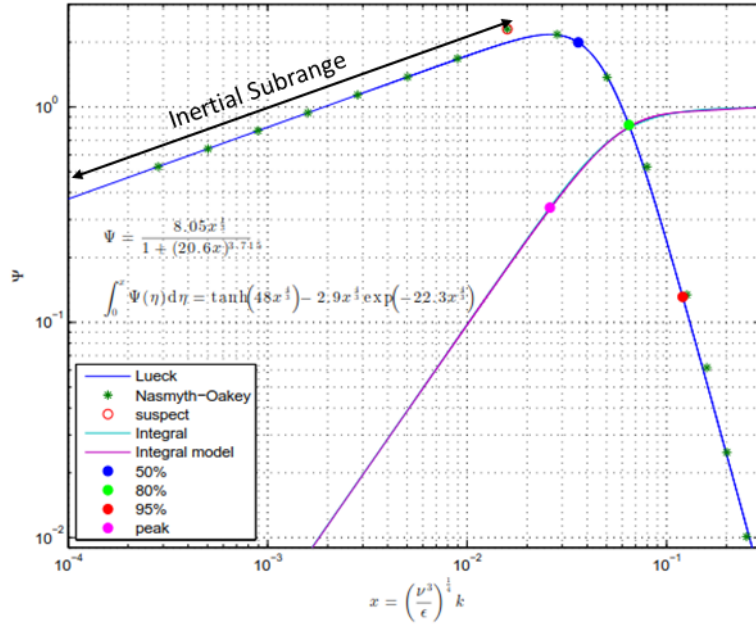


圖 11 Nasmyth-Oakey 模擬剪切頻譜(藍)及積分範圍包含總體紊流能量比例
(Rockland 技術支援說明書, TN-028)

表 3 由實測頻譜計算無因次參數 x ，與各參數值於積分範圍內所包含能量比率

	$x = k \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}$	Fraction
x_{50}	0.0361	0.50
x_{80}	0.0648	0.80
x_{85}	0.0744	0.85
x_{90}	0.0894	0.90
x_{95}	0.121	0.95
x_{99}	0.232	0.99

另外我們依照 Osborn (1980) 所推導出的經驗公式(7)，利用我們前述所計算出來的渦動能消散率來計算海水中的渦流擴散係數 (eddy diffusivity, K_ρ)；渦流擴散係數也是量化紊流混合強度的參數，單位為 m^2s^{-1} ；其中 Γ 為無因次的混合效率 (efficiency factor)，依照前人經驗在本研究中將此參數設為 0.2， N^2 為浮力頻率。

$$K_\rho = \frac{\Gamma \epsilon}{N^2} \quad (7)$$

3-2 渦流黏滯係數 (Eddy Viscosity, μ)

渦流黏滯係數 (eddy viscosity) 又稱為紊流黏滯係數 (turbulent viscosity)，與一般流體力學上所使用的黏滯係數不完全相同，一般流體力學上所述的黏滯係數是分子黏滯係數，在物理意義上流體黏滯係數越大時流體越不容易變形；而在紊流的研究中渦流黏滯係數是指流速梯度產生紊流的容易程度；在邊界上此一參數用來表示摩擦力造成渦旋垂直通量及動能消散的效率如式 (8)

$$\overline{u'w'} = -\mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \quad (8)$$

式中等號左邊的項為雷諾應力 (Reynolds stress)，也代表紊流渦旋的平均通量，等號右邊 $\frac{\partial \bar{U}}{\partial z}$ 代表平均垂直速度梯度。渦流黏滯係數 (μ) 與渦流擴散係數 (K_ρ) 兩者為同因次的參數，皆使用來表示紊流通量，但前者是利用流速計算強度，而後者是直接利用動能消散率除以水團穩定度推算。

在本篇研究中，我們利用 Yoshikawa (2014) 提出的方法將底層艾克曼的公式回算底邊界層渦流黏滯係數 (eddy viscosity, μ) 的剖面；Yoshikawa 在文獻中提出了三個計算邊界層渦流黏滯係數剖面的方案 (Scheme)，第一個 Scheme 是 Soulsby (1990) 提出的直接積分運算法，第二個 Scheme 是 Yoshikawa et al. (2010) 假設測量資料的誤差最小，利用最小平方法將各分潮分離出來帶入移項過後的艾克曼方程式進行矩陣計算，第三個 Scheme 是 Yoshikawa and Endoh (2015) 基於第一個方案，再假設艾克曼方程式的誤差最小所做的積分運算；在本研究中，我們所使用的是第二個方案因為我們所擁有的歷史資料為前人修正處理過後的資料故假設測量誤差微小，另外此地半日潮 (M2) 的比例與其它潮相較懸殊，故我們簡化原式只利用實測流速去做渦流黏滯係數計算。

在第一章提到的底邊界層艾克曼方程式式 (2) 中所表示的，是扣掉內層流後的純艾克曼流場，其中 A_v 為渦流黏滯係數是一個常數，我們的分析的目的就是將 A_v 改寫成隨深度變化的函數。為了滿足前人經驗公式的推算，首先我們將 u 方向與 v

方向的逐時流場改寫為 $w = u + iv$ 的複數形式以及以 $\mu(z)$ 作為渦動能黏滯係數的剖面如式 (9)，式中 i 為虛數， f 為科氏係數。

$$\frac{\partial w}{\partial t} + ifw = \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu(z) \frac{\partial w}{\partial z} \right] \quad (9)$$

將每一個時間點的底邊界層流速扣除內層流流速去掉式 (9) 中的時間項，得到單一時間上空間上的艾克曼方程式式 (10)，式中 $\tilde{W}$ 是原始流速， W_i 是內層流速，流速都以複數的方式表示，實部項為 u 方向流速，虛部項為 v 方向流速。

$$W(z) = \tilde{W}(z) - W_i$$

$$ifW(z) = \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu(z) \frac{\partial W(z)}{\partial z} \right] \quad (10)$$

利用有限差分法 (前差分) 將式 (10) 改寫為式 (11)，另外利用線性內插將流速空間網格與渦流黏滯係數空間網格交錯，使得加速度項 (等號左邊) 與剪切項 (等號右邊係數) 可以在經過差分計算後得到更接近渦流黏滯係數深度的資料，方便帶入矩陣運算。

$$ifW_{k+\frac{1}{2}\Delta z} = \mu_{k+1} \frac{W_{k+\frac{3}{2}} - W_{k+\frac{1}{2}}}{\Delta z} - \mu_k \frac{W_{k+\frac{1}{2}} - W_{k-\frac{1}{2}}}{\Delta z} \quad (11)$$

為了方便列式，等號左邊的加速度項以 a_k 表示，右邊的剪切項以 S_k 表示，而 ε_k 在這裡表示假設的動能 (加速度) 誤差，故式 (11) 可以改寫為：

$$a_k = \mu_{k+1}S_{k+1} - \mu_kS_k + e_k \quad (12)$$

在 Yoshikawa and Endoh (2015) 的研究中，他假設動量的誤差很小，並利用平方合 (Sum of Squared) 將誤差從複數變成純量如式 (13)

$$E = (e_k | e_k), \text{ where } (a | b) = \frac{a\bar{b} + \bar{a}b}{2} \quad (13)$$

在誤差最小化後得到：

$$\frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial \mu_K} = (S_K | S_K) \mu_K - (S_K | S_{K-1}) \mu_{K-1} - (a_K | S_K) = 0 \text{ at } k = K \quad (14)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial \mu_k} = (S_{k+1} | S_k) \mu_{k+1} - 2(S_k | S_k) \mu_k + (S_{k-1} | S_k) = 0 \text{ at } 2 \leq k \leq K \quad (15)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial E}{\partial \mu_1} = (S_2|S_1)\mu_2 - (S_1|S_1)\mu_1 - (a_2|S_1) = 0 \text{ at } k = 1 \quad (16)$$

式中大寫的 K 代表底邊界層頂端的資料，k = 1 代表最靠近底床的資料。在本研究的分析中，我們將上述的式子利用矩陣解法求出我們所需要的渦流黏滯係數剖面，矩陣安排方式如下：

對角矩陣 A

$$\begin{bmatrix} (S_K|S_K) & -(S_K|S_{K-1}) & 0 & \cdots & 0 \\ (S_{K+1}|S_K) & -2(S_K|S_K) & (S_{K-1}|S_K) & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & (S_K|S_{K-1}) & -2(S_{K-1}|S_{K-1}) & (S_{K-2}|S_{K-1}) & 0 & \cdots \\ 0 & 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \\ \vdots & & & & & \\ 0 & \cdots & & 0 & (S_2|S_1) & -(S_1|S_1) \end{bmatrix}$$

渦流黏滯係數矩陣 μ

$$[\mu_K \quad \mu_{K-1} \quad \cdots \quad \mu_k \quad \cdots \quad \mu_1]^T$$

誤差矩陣 E

$$[(a_K|S_K) \quad 0 \quad 0 \quad \cdots \quad 0 \quad (a_2|S_1)]^T$$

式 (14)、式 (15)、式 (16) 可改寫成：

$$A\mu = E \quad (17)$$

其中矩陣 A 為對角矩陣，其原式中的加速度項移項至等號右邊的誤差項，使 A 矩陣變為一個對角矩陣進行矩陣運算，最後利用式 (18) 求出 $\mu(z)$ 。

$$\mu = A^{-1}E \quad (18)$$

在本篇研究中，我們使用 MATLAB 建置程式實現我們的運算，為確保程式的準確性，我們利用艾克曼方程式，式 (19)、式 (20) 製造理想流場來測試我們的程式：

$$u + iv = (U_I + iV_I) \exp(i\omega t) \left(1 - \exp\left(-\left(1 + i\right)\frac{z}{\delta_E}\right)\right) \quad (19)$$

$$\delta_E = \left(\frac{2\mu_0}{|f + \omega|}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

我們的測試的控制變量分為兩個部分，第一個為改變假設的渦流黏滯係數剖面，在這裡使用常數剖面與隨身度變化的剖面做測試(圖 12)；第二個控制變量為資料間隔的大小(圖 13)，在我們的測試中分別使用 4 米一層、2 米一層與 1 米一層去做測試，測試結果如下：

1. 常數渦流黏滯係數剖面

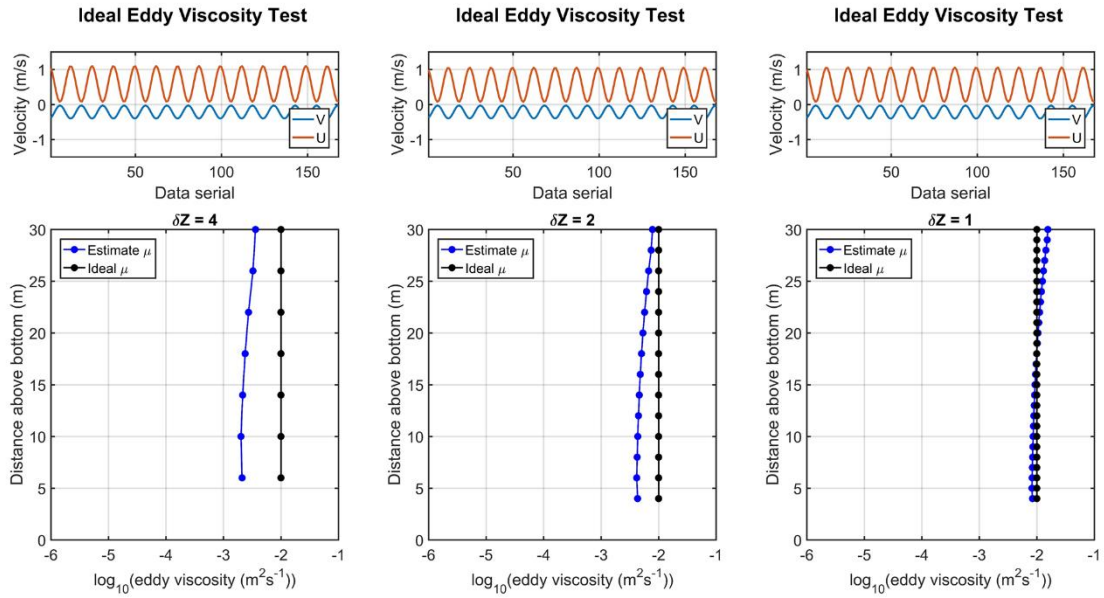


圖 12 使用常數渦流黏滯係數剖面測試計算程式。三個圖的網格解析度由左而右分別為：4 米一層、2 米一層、1 米一層

在第一項測試中，我們令我們的理想渦流黏滯係數為常數 ($10^{-2} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$) 去模擬艾克曼流場再將流速帶入程式計算結果，結果發現，計算值普遍比理想值來的小，且流速資料如果越密其誤差值越小，在 4 米一層的資料計算結果中發現理想值約為計算值的 3.83 倍，在 1 米一層的資料中約為 1.05 倍，故如若流速資料網格越

密，利用我們設計的程式算出來的資料越接近理想值；在本篇所使用到的底的資料中，我們的流速網格為 2 米，以此測試結果顯示 2 米一層的資料誤差約為 1.86 倍。

2. 隨深度變化的渦流黏滯係數剖面

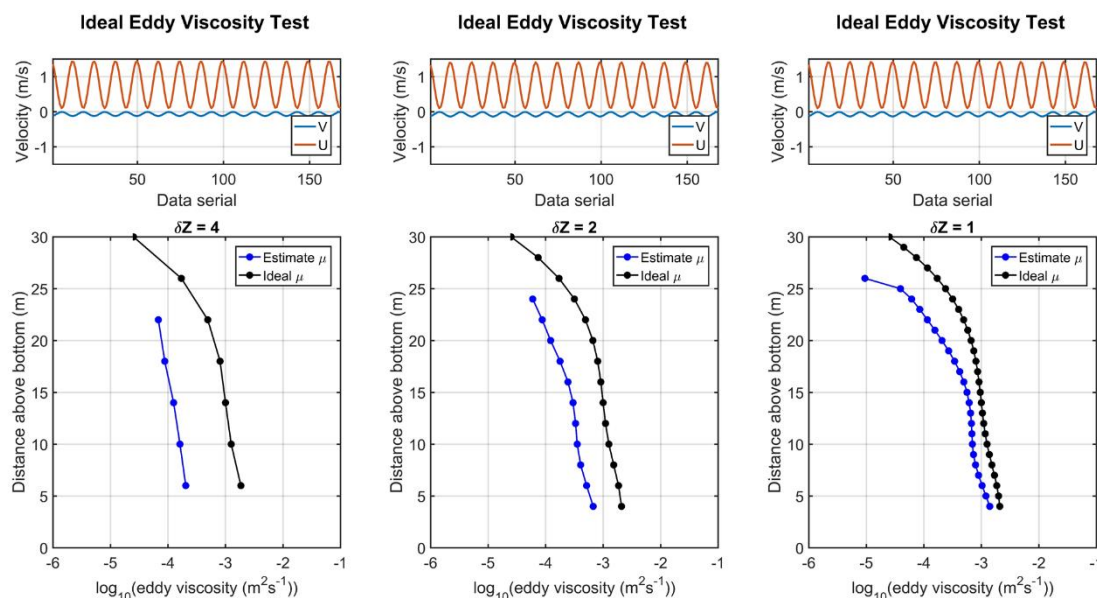


圖 13 使用隨深度變化的渦流黏滯係數剖面測試計算程式。

三個圖的網格解析度由左而右分別為：4 米一層、2 米一層、1 米一層

另外一個測試所假設的理想渦流黏滯係數剖面為隨深度呈指數增加的剖面，其越靠近底層的地方數值越大；這項測試的計算結果與常數剖面的結果相似，當資料越密時計算得到的計算值越接近理想值，在這項測試 4 米一層的資料的理想值約為計算值的 8 倍，2 米一層的資料約為 3.9 倍，1 米一層的資料約為 2.25 倍，誤差比常數剖面略高。

在第四章中提到的渦流黏滯係數的分析，就是依照此章節所建置的程式所做之計算，但是實際的流速資料會有其他影響流速的因素包含在裡面，每個時間點的渦黏滯係數剖面不會像理想上這麼一致，故在實際計算時我們將七天的渦流黏滯係數做平均去看期間內的數值分布情形。

四、資料呈現

4-1 海研三號航次 OR3-1887

OR3-1887 航次為期三天，於 2015 年 9 月 22 日至 24 日於澎湖水道 P2 站 (23.402°E, 119.890°N) 做連續 42 小時的定點連續量測，測量季節為秋天主要使用儀器為自由落體式垂直剖流儀 (VMP-250)，並搭配 CTD 與 Sb-ADCP 做逐時分析。

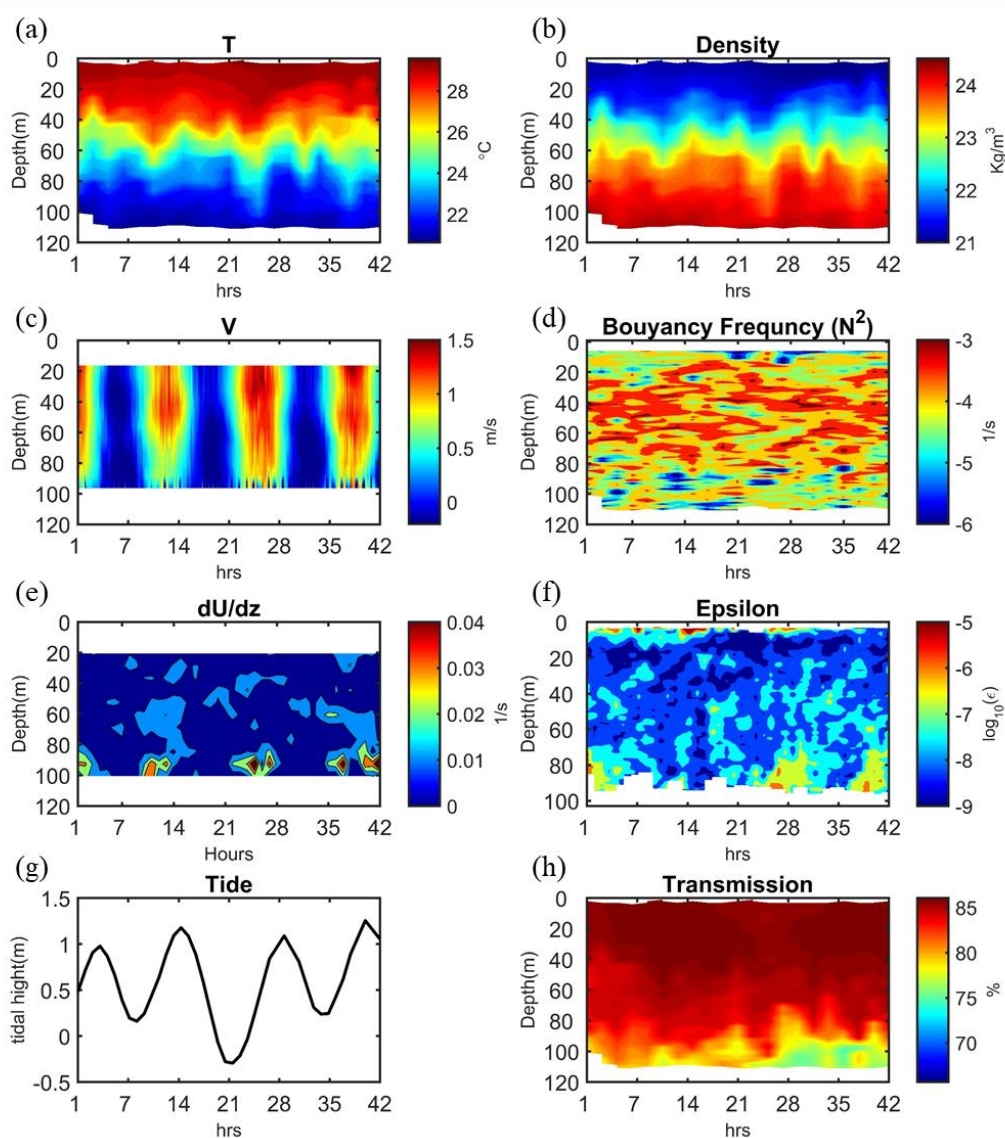


圖 14 OR3-1887 航次資料概觀。(a)溫度、(b)密度、(c)南北向流速、(d)浮力頻率、(e)剪切、(f)渦動能消散率、(g)潮位、(h)透光度，除了潮位之外，其他皆為時序列垂直剖面資料。

此次航次含括三次完整的漲退潮週期，此次實驗的期間為小潮，分析所採用的潮位資料為氣象局東石港的逐時觀測資料，最大潮差約為 1.5 米，最小潮差約為 0.9 米；此地流場為南北向的潮流為主且為不對稱潮型，漲潮時流速向北最大流速為 1.65 m/s，退潮時最小流速為 0.2 m/s 朝南。

水團性質的垂直結構並未有隨潮汐週期的規律變化，在整個實驗期間 20 米至 80 米左右的水團穩定度較高(如圖 14(d))，浮力頻率普遍可達 10^{-3} s^{-1} 以上，而 80 米以下水層的穩定度較低，表示混合情形較為完全。

分析 Sb-ADCP 流速資料為避免聲波接收到底床反射的錯誤資料，我們只採用到 85% 水深 (約 96 米) 的流速進行分析(如圖 14(e))；發現垂直剪切 (dU/dz) 明顯出現於底層且是在漲潮流速大的時候，利用垂直紊流剖面儀所量測到的動能消散率(如圖 14(f))，也在剪切應力較大時有強烈的紊流能量，在我們實驗期間，觀測到的最強動能消散率約為 10^{-5} W/kg ，是在漲潮後段的底邊界層，成 M2 週期性的出現，另外在漲潮時的中間水層(約 40~80 米)，也同時存在約 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ W/kg}$ 的紊流能量，相較於平靜大洋中的參考值 (10^{-9} W/kg)，澎湖水道觀測到的紊流能量是極強烈的。

另外在透光度上也看到了底邊界層混合強烈的證據(如圖 14(h))，混合所揚起的沉積物使底邊界層的透光度下降，在漲潮流開始時沉積物揚起混合層增厚，最大可以增厚至離底 40 米，而在退潮時逐漸混合沉降恢復穩定。

4-1-1 斜坡地形造成的底層水團翻轉

澎湖水道底邊界的紊流能量主要是因為潮汐流所引起，在許多前人的研究中表示潮汐所產生的底邊界層紊流為漲退潮各一次的 M4 週期，但在我們實驗的地點所看到的是只有在漲潮流時才會增強的 M2 週期，此一現象除了因為漲退潮流速差異懸殊之外，南北向的斜坡地形也是重要的影響因素。

在前人研究中表示層化的海水爬坡會破壞底邊界層層化穩定度，深層的高密

度海水往上坡處擠壓，同時又受到邊界剪切的摩擦應力減速，高密度水會往上坡處離底邊界較遠的地方躍升，造成上坡處上層密度較高下層密度較小的水團轉置，然而隨著不穩定的情況產生混合強度也跟著增強，一連串的效應就像是海流在上坡時不斷的向上波滾動，將底層高密度冷水向上坡處湧升，並不斷伴隨混合對流。

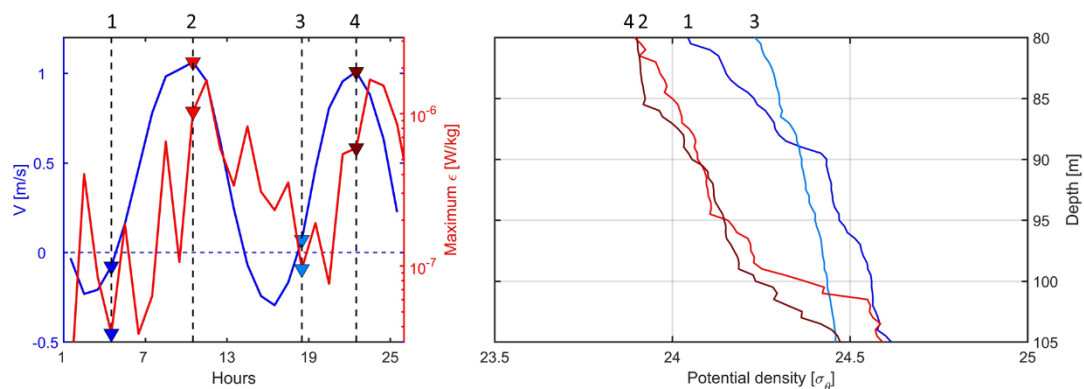


圖 15 OR3-1887 實測底邊界上下坡水團翻轉情形。左圖為底層平均流速(藍)與每小時渦動能消散率(紅)；右圖為水深 80 米到 105 米的密度剖面，編號 1、3 代表退潮流，編號 2、4 代表漲潮流。

在我們的研究中，利用頻繁下放的垂直紊流剖面儀收集高解析度的溫鹽度資料來分析漲退潮時期的底層密度剖面，如上個章節所敘述，紊流剖面儀下放到的深度每次約控制在離底 10 米到 20 米之間，在圖 15 中左圖的藍色線為 sb-ADCP 80 米以下的南北向平均流速，紅色線為 80 米以下量測到的最大動能消散率訊號，與先前的結論相同，動能消散率是漲潮時較大的 M2 週期，且與最大流速有一個小時左右的時間差；我們選定流速最強時的密度剖面(右圖紅色)，與流速最接近零的密度剖面(右圖藍色)做比較，密度資料的間格為 0.5 米，深度範圍設在 80 米到 105 米，在此區間的混合能量於圖 15 看到對於漲退潮的變化比較明顯，而在 100 米以下，每次下放所測量到的深度不一樣且邊界應力的作用很強，會一直存在混合的效應，故我們放大此區域去比較漲潮與退潮密度分布的不同；從圖上發現在漲潮流速大時期的分層效應較為明顯，且其中充斥著頻繁的密度翻轉，而在退潮的藍

色密度線結果是比較均勻混合的狀態，表示海水爬坡時確有高密度水擠壓水躍到離底較遠的水層，但是這種水團錯位並非是規律地從底層到中間水層的轉置，而是間歇的擴散到離底較遠的水層，其中不斷的有混合效應的產生，所以在漲潮時水團的不穩定度會逐漸增強，而反觀退潮後流速最接近零的密度剖面，在我們觀察的水層中趨近於均勻混合，且從上到下的密度分布較平均，翻轉情形也不明顯。

4-1-2 底層的渦流擴散係數 (K_ρ)

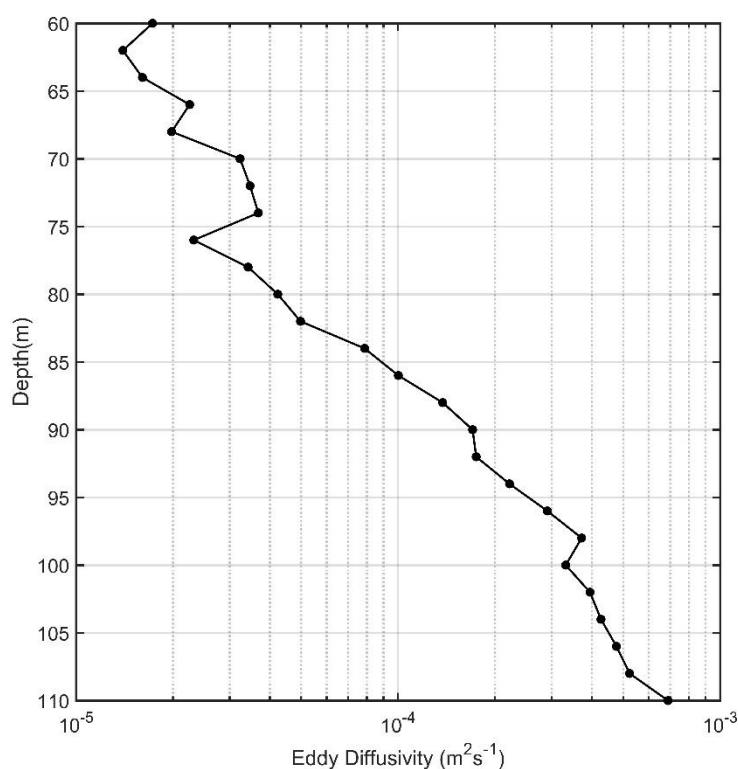


圖 16 OR3-1887 航次利用 VMP 計算底層平均渦流擴散係數剖面

我們也利用船測的動能消散率經由式 (7) 去推算渦流擴散係數剖面(如圖 16)，我們的分析中將下放的 130 個剖面進行計算並平均，結果可以發現在 75 米以下渦流擴散係數呈穩定指數成長，至水深 110 米左右約為 $10^{-3.3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (由於 VMP 每

次下放的深度不同，但說每個剖面皆有施放超過 110 米，故我們只計算到 110 米做平均);在定義中，渦流擴散係數表示分層水團內渦漩紊流的能量大小及能量通量，然而在邊界層，最主要的能量來源即為邊界摩擦的剪切應力，在我們的分析上也清楚看到越靠近底層越強烈的能量梯度，在前人研究中邊界的渦流擴散係數與渦流黏滯係數為同因次的關係且皆為表示邊界應力產生的能量大小，在我們的結果中也看到了與典型渦流黏滯係數剖面類式的趨勢，間接可代表我們實驗中也存在有邊界效應帶動的艾克曼傳輸現象。

4-2 海研三號航次 OR3-1923

OR3-1923 航次為期兩天，於 2016 年 4 月 27 日至 28 日同 OR3-1887 航次於澎湖水道 P2 站(23.402°E, 119.890°N) 做定點連續量測，測量季節為冬天，原定計畫也是要做超過 40 個小時的實驗，但風浪狀況惡化故只有收集到連續 28 小時的資料，其中自由落體式垂直剖流儀 (VMP-250)的資料有兩個小時失敗的缺值，CTD 與 Sb-ADCP 皆有完整的時序資料做逐時分析。

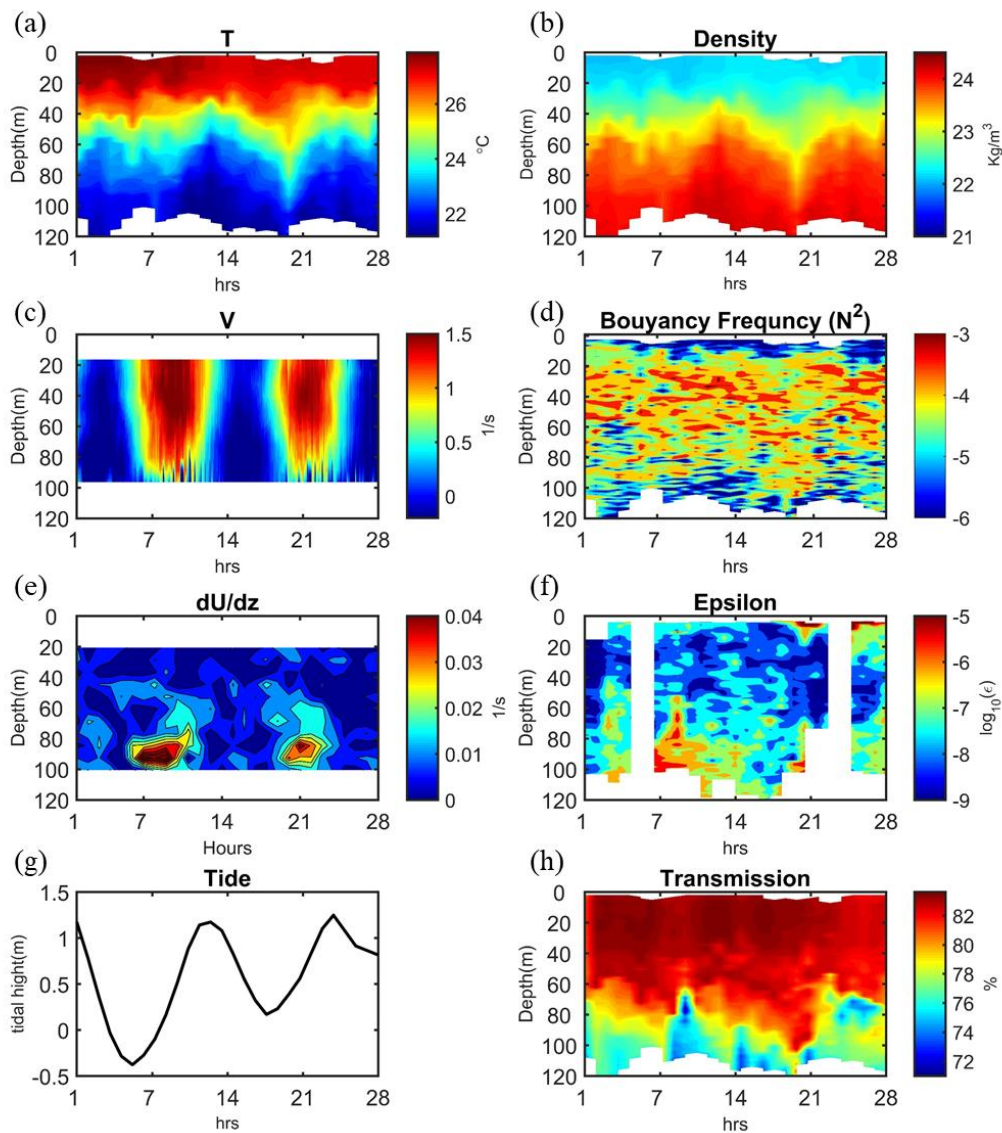


圖 17 OR3-1923 航次資料概觀。(a)溫度、(b)密度、(c)南北向流速、(d)浮力頻率、(e)剪切、(f)渦動能消散率、(g)潮位、(h)透光度，除了潮位之外，其他皆為時序列垂直剖面資料。

此次航次包括了兩次完整的漲退潮週期，實驗時間為大潮轉小潮的中間潮，所採用的潮位資料也是氣象局東石港的逐時觀測資料，最大潮差約為 1.5 米，最小潮差約為 1 米；流場與秋季相同為南北向的流場為主的不對稱潮型，漲潮時量測到流速向北最大流速為 1.8 m/s，退潮時最小流速為 0.5 m/s 朝南。

水團性質的等密度線上(如圖 17(b))，發現於第二次漲潮時有明顯下沉的訊號，而垂直穩定度並未有隨潮汐週期的規律變化(圖 17(d))，在整個實驗期間 20 米至 60 米左右的水團穩定度較高，浮力頻率普遍達到 10^{-4} s^{-1} 以上，而 60 米以下水層的穩定度較低，最小的穩定度小於 10^{-6} s^{-1} ，相較於夏天整體穩定度較低。

分析 Sb-ADCP 流速資料 (圖 17(e)) 我們與秋天一樣只採用到 85% 水深，但此次實驗時魚探儀(EK-60)所顯示的水深較之前深，達到 120~130 米，故我們流速資料採用到深 104 米進行分析；發現垂直剪切 (dv/dz) 也明顯出現於漲潮流速大的底層，數值比秋天觀測到的還要大，主要可能受最大流速不同的影響；利用垂直紊流剖面儀所量測到的動能消散率 (圖 17(f)) 也在剪切應力較大時有強烈的紊流能量，在我們實驗期間，觀測到的最強動能消散率大於 10^{-5} W/kg ，也是在漲潮後段的底邊界層，成 M2 週期性的出現，在我們有觀測到的資料中發現在春季紊流能量可以擴散到水深 60 米處，底邊界的混合厚度與強度都比夏天來的厚且強烈，中間水層(約 40~80 米)，也與秋天一樣一直存在約 $10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ W/kg}$ 的紊流能量，大於平靜大洋中的參考值，故在澎湖水道的春天紊流現象比起秋天來說是更為極強烈的。

在透光度上的觀測表現 (圖 17(h)) 仍然看到了底邊界層受沉積物混合影響的光衰減現象，在這次的實驗我們一小時放一次 CTD，所觀測到的光衰減度與紊流能量的反應非常一致，最大可以增厚至離底 60 米以上，在退潮時一樣逐漸混合沉降恢復穩定。

4-2-1 斜坡地形造成的底層水團翻轉

在春季的資料中，所觀察到的動能消散率最大可擴散到 60 米水深處，在水文資料中也看到春季的水團分層較秋季來說更不明顯，但紊流能量相較於秋天的資料更為強烈；出現強烈紊流的時間與秋季相同皆是漲潮流時期是 M2 週期變化。

在春季的資料我們分析 60 米水深到 105 米水深的密度資料觀察水團翻轉情形，在前一小節說明了春季的水團穩定度較低，在我們的資料中發現與秋天較不同的地方是漲潮流速較大時的密度剖面並沒有分層的很強烈，雖然因為穩定度較小，水團翻轉情形比秋天來的更強烈，但漲潮與退潮期間的底邊界層皆存在混合層，較不易看出明顯水團躍升混合溫降的效果。

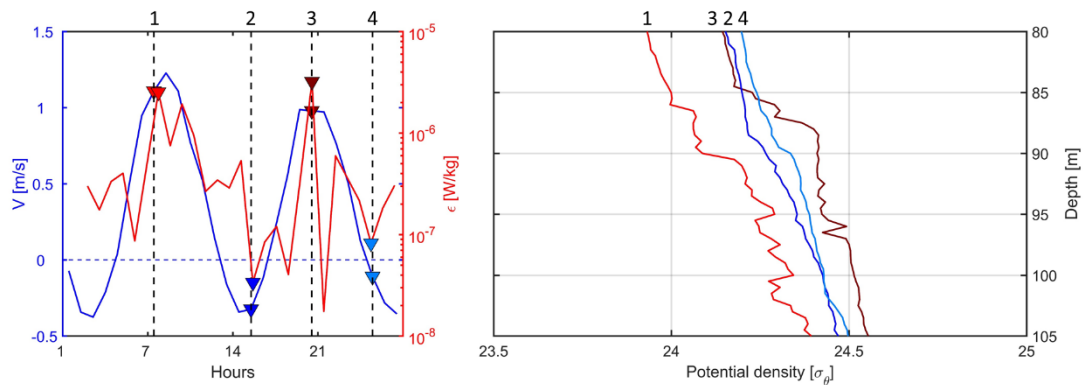


圖 18 OR3-1923 實測底邊界上下坡水團翻轉情形。左圖為底層平均流速(藍)與小時最大渦動能消散率(紅)；右圖為水深 80 米到 105 米的密度剖面，編號 2、4 代表退潮流，編號 1、3 代表漲潮流。

從密度資料上分析密度不穩定(圖 18)，依然發現水團躍升不穩定的深度是以 80 米到 105 米為主，在春季的水團翻轉現象較為頻繁，可能是因為背景的穩定度較低，密度差異較小，故利用溫度分析降溫幅度不會有明顯的結果，但這樣不穩定的翻轉混合也提供了一些動能消散率的能量，在直接量測的訊號上也是春天測到比秋天大約 10 倍的能量。

4-2-2 底層的渦流擴散係數

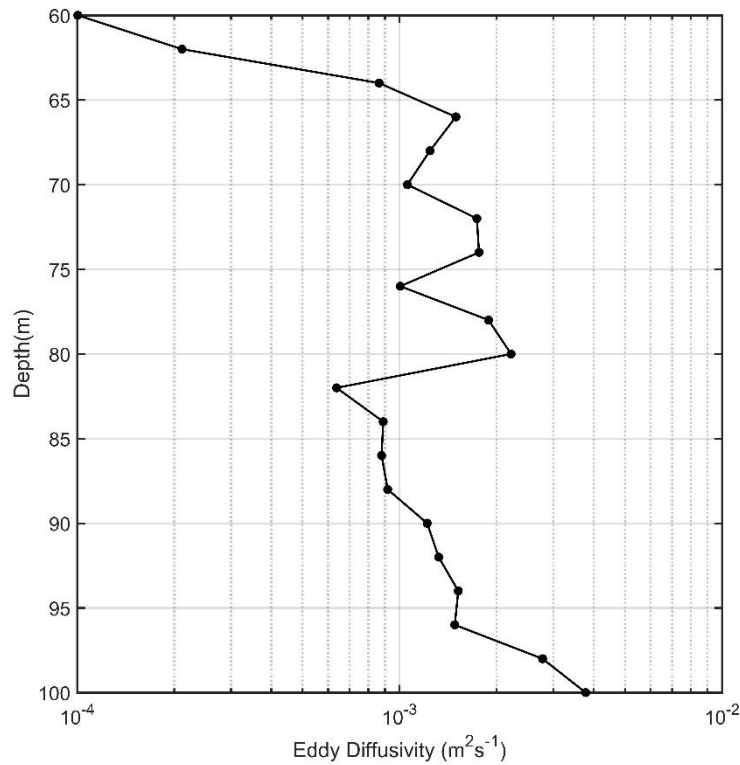


圖 19 OR3-1923 航次利用 VMP 計算底層平均渦流擴散係數剖面

春季的渦流擴散係數資料也是利用船測 VMP 紊流資料經由式 (7) 所推算而來(圖 19)，但因為氣候不佳，施放儀器為避免意外保守下放，在 27 個小時 57 個剖面中，有兩個小時（皆在漲潮流速最大時）未有收集到資料；剩下只有 4 個剖面下放深度不足 80 米，其他皆有達 100 米的資料，故我們在做春天資料的計算時拿掉下放深度不足 80 米的資料後只計算到水深 100 米做平均。

在春天的資料裡發現在 82 米水深以下的渦流擴散係數有穩定成長的訊號，而在水深 65~82 米之間的訊號看似跳動劇烈，但其大小仍介於 $10^{-2.9} \sim 10^{-3}$ 之間，表示在這一層中紊流的能量與水層穩定度的分布變化很大，受到其他因素所影響於資料中產生較大的極值，但總體來說春天的渦流擴散係數較秋天大 10 倍，但結構上仍是秋天較為平滑，故春天底邊界應力影響產生的艾克曼現象可能不是這麼規律且典型。

4-3 夏季底碇資料 (wh11)

此次底碇為台大 TSNOW 計畫於 1999 年 7 月 17 日晚上 9 點所佈放，位置於經度 119.862 'E，緯度 23.853 'N，水深 62 公尺，流速資料紀錄時間長度為 1029 個小時，溫深度紀錄的時間長度為 449 個小時。

4-3-1 流速與潮汐分析

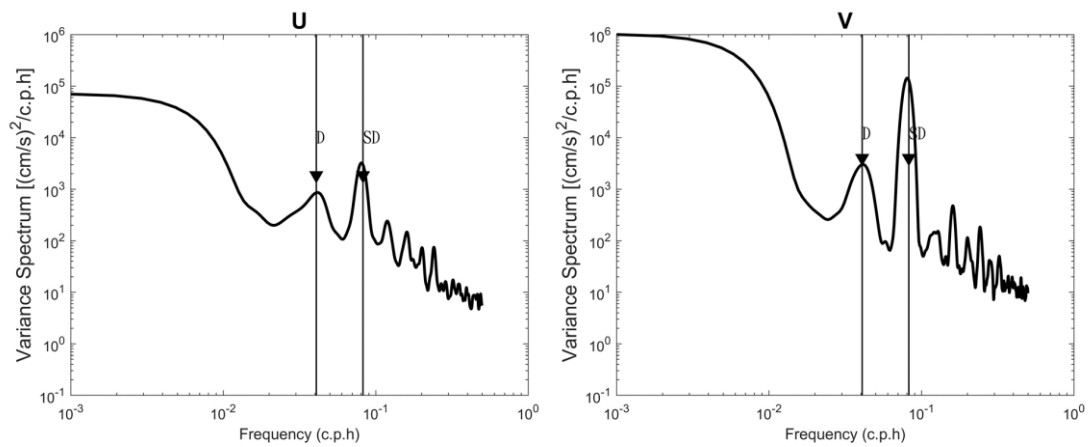


圖 20 1999 年 7 月 17 日~1999 年 8 月 28 日夏季底碇潮汐能譜

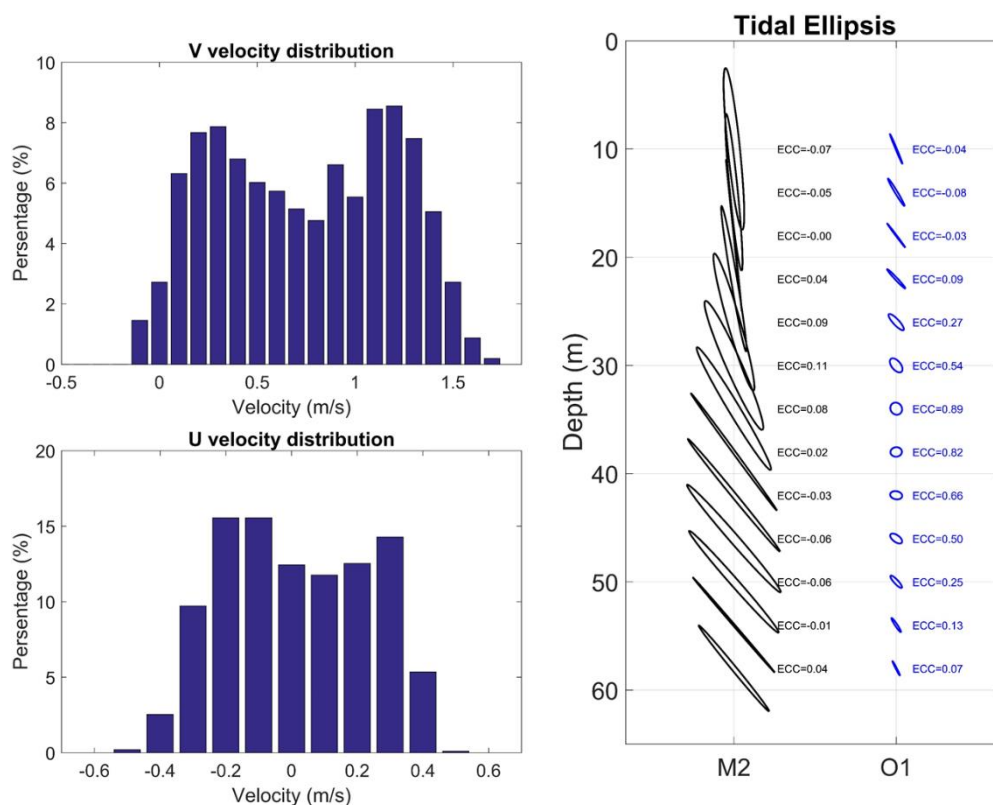


圖 21 夏季底碇平均流速統計及分潮潮流橢圓。左圖為 U、V 平均流速統計，右圖為 M2 及 O1 潮的潮汐橢圓

對流速資料做頻譜分析得到此地的潮汐為半日潮為主的混合潮型，統計發現這個地區在夏季的潮流以南北向較為強烈且比船測資料來的大，漲潮最大平均流速可達 1.8 m/s 往北，而退潮在大部分的時候流速仍然向北，僅有不到 5% 的時間向南流(如圖 21)；東西向的流速相對南北向的流速來說很小，故在分析流場變化時我們也主要以南北向的流速作為漲退潮的依據。

在這裡分析分潮情形所使用的是 Codiga (2011) 所發表的 UTide Matlab toolbox (<http://www.po.gso.uri.edu/~codiga/utide/utide.htm>)，輸入時間、uv 方向流速、緯度即可求得各分潮的分量，結果顯示各層海流 M2 潮所佔的比例都在 90% 以上，與船測實驗地點一致；從潮汐橢圓的圖上分析出 M2 潮在其各個水層的橢率極小，尤其在表水層 (10~20m) 與底水層 (40~55m)。

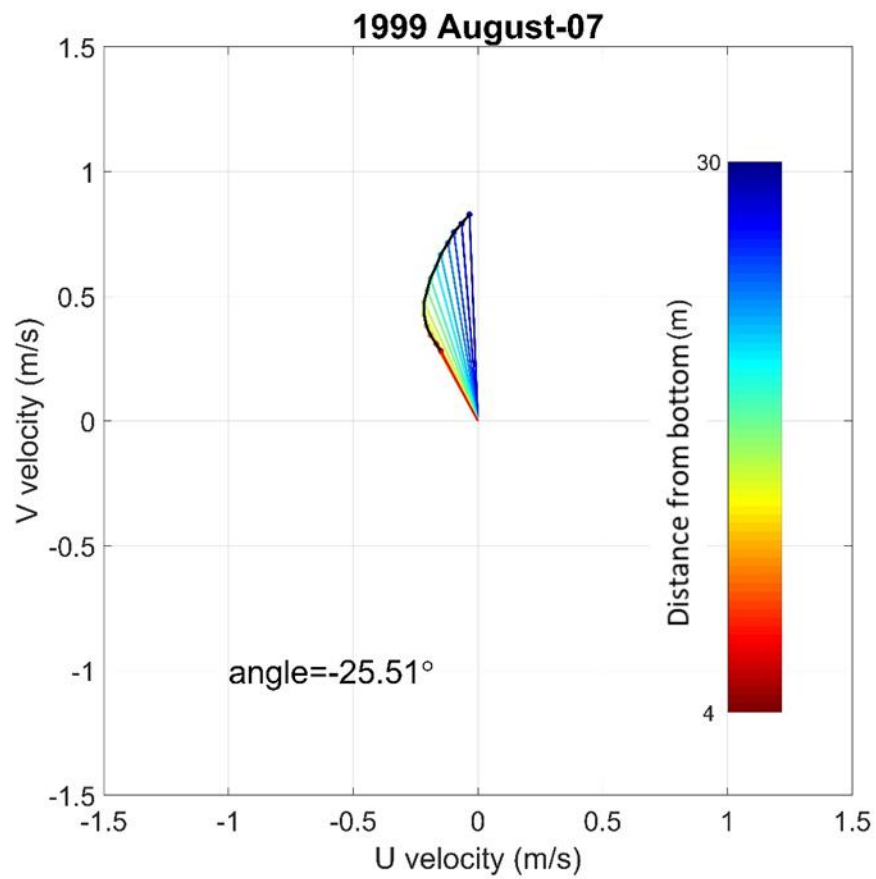


圖 22 1999-08-07 底碇實測底邊界層日平均流速流向變化

在水層剖面上發現 M2 潮的潮汐橢圓從上而下逆時針偏轉(如圖 22)，在海流資料上也確實發現有流向偏轉的情形，而這逆時針的旋轉與典型的底邊界層艾克曼偏轉一致，故我們對底層的流速做艾克曼效應的分析。

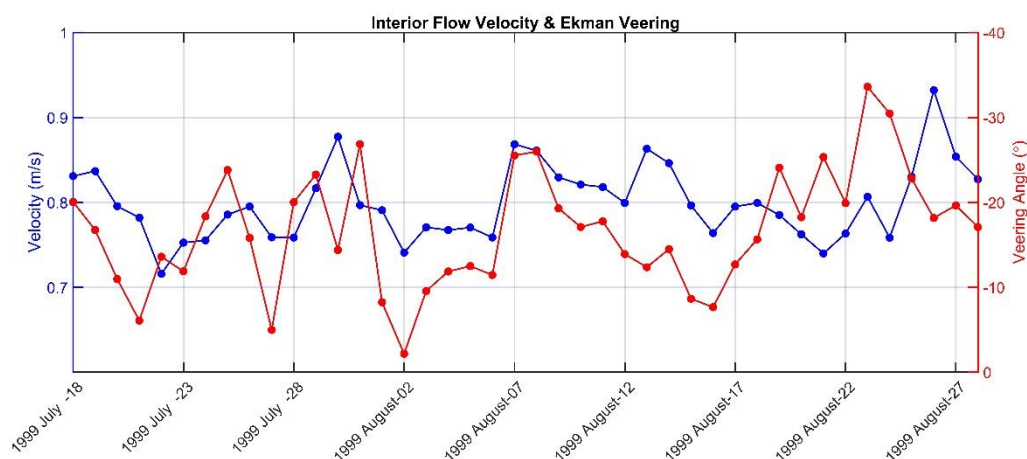


圖 23 夏季底碇日平均流速與艾克曼偏轉角度比較圖。藍色為日平均流速，紅色為偏轉角度(負數代表逆時鐘旋轉)

首先分析日平均流場的艾克曼偏轉效應(如圖 23)，我們將一小時一筆的流速資料平均成 24 小時一筆的資料；對於內層流 (interior flow) 所在深度的選定，我們以 u 方向流速最小的深度設定為底邊界艾克曼層的頂端向下計算流向的變化，最後將內層流的流向與最靠近底床的流向資料 (4m 處) 夾角做為艾克曼偏轉的角度，另外在計算順時針與逆時針偏轉時，是以內層流為基準，順時針為正，而逆時針為負。從資料上呈現，在夏季平均偏轉的角度約為 -17° 、最小偏轉為 -2° 、最大偏轉為 -33° 、標準差為 6° ，故在夏季大部分的時間底層流皆擁有的橫向傳輸情形，在底碇資料收集期間內層流流速皆在 $0.7\sim 0.9\text{ m/s}$ 之間，相對於前人在沿岸湧升流區的流速大一些，偏轉角度雖然並非與流速大小成正比的成長，但是我們可以看到流速大小與偏轉角度還是有一定的相關性。

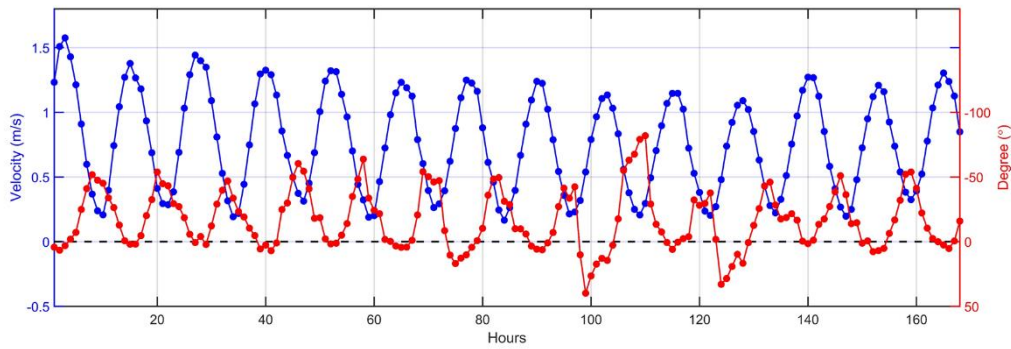


圖 24 夏季底碇平均流速與底層流向偏轉角度逐時比較圖。藍色為每小時平均流速，紅色為偏轉角度(負數代表逆時鐘旋轉)

第二項分析隨著潮汐週期的流向偏轉變化(如圖 24)，方法與分析日平均流速一樣以 u 方向流速最小的深度界定為艾克曼層的頂端向下計算偏轉角度；與日平均流速不同，潮汐的流速變化較大，從收集的資料上來看偏轉的現象也隨著潮汐有週期性的變化，最大的偏轉主要在流速小於 1 m/s 的時候，但是在流速最強勁的時候（大於 1 m/s ）反而沒有明顯偏轉的情形；另外在流極弱的时候（退潮期間）其偏轉的角度大於理想艾克曼的偏轉最大值（ 45° ），故雖說流速太強會影響到底層偏轉不明顯，但流速太弱時其它的外在影響也相對來說變得明顯。

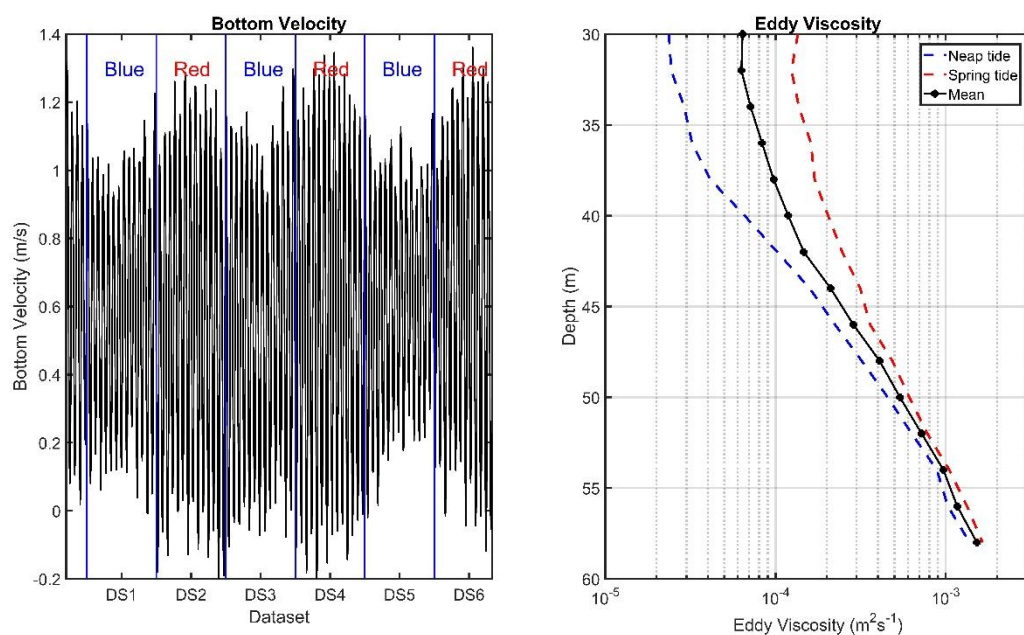


圖 25 夏季大小潮對渦流黏滯係數剖面的影響。左圖為底層平均流速的時間序列 (藍色代表小潮時段，紅色代表大潮時段)，右圖為渦流黏滯係數剖面

另外對於底邊界層的渦流黏滯係數的分析，我們將七天的流速資料剖面作為一個資料群（168 筆）代入第三章所述的矩陣計算七天的底層渦流黏滯係數剖面，這裡使用七天的資料的原因是為了區別大潮與小潮所帶動的流速差對底邊界應力的影響，從結果上發現，渦流黏滯係數隨離底距離的增加而呈指數性遞減，最大值在離底四米約為 1.5×10^{-3} ，在平均剖面上(黑色)離底 4 米的渦動能黏滯係數比離底 30 米大 10 倍，在小潮時(藍色)數值大小比平均值略小但上下差距可以到 100 倍，而在大潮時(紅色)數值較平均值大且上下的差距較不明顯；另外一方面在越靠近底部的地方，渦流黏滯係數在大潮與小潮時的大小相當，表示在靠近底邊界的地方剪切應力受大小潮不同的流速的影響並不明顯。

4-3-2 溫度變化分析

溫壓力計綁在底碇架子上，故我們可以量測到接近底部的逐時變化情形，夏季底層水溫平均溫度為 24.4°C ，最低溫為 22.7°C ，最高溫為 26.9°C ；其資料時間約為 18 天，故其中含括了一次大潮與一次小潮，大潮時潮差最大為 3.35 公尺，小潮時潮差最小為 1.73 公尺。

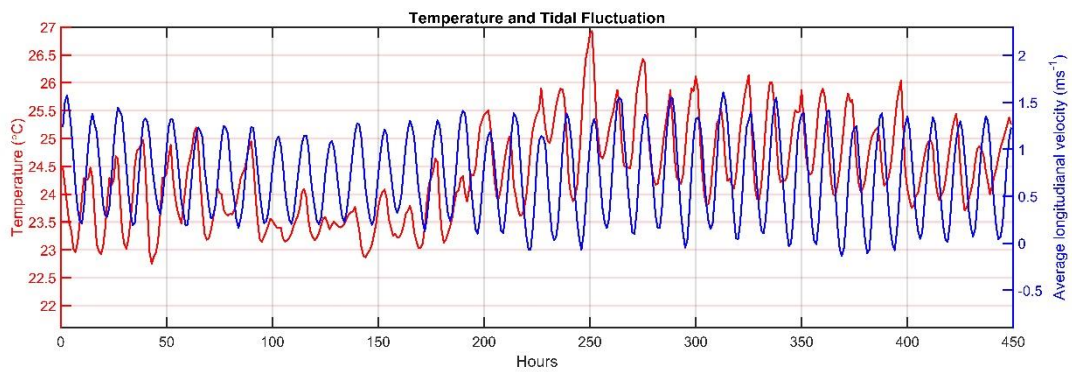


圖 26 夏季 TP 溫度與 v 方向流速時間序列。藍色為平均流速，紅色為 TP 溫度

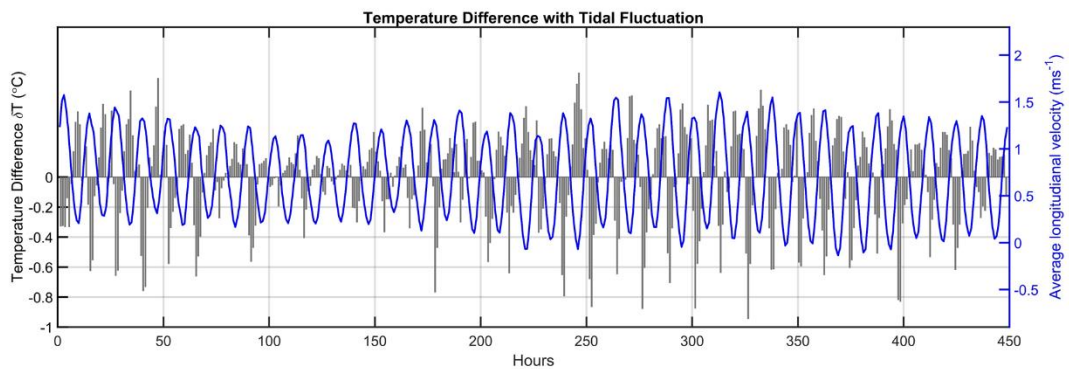


圖 27 夏季降溫幅度與 v 方向流速時間序列。藍色為平均流速，灰色直方圖為每小時溫度變化幅度

逐時分析溫度資料發現在夏季的底層溫度隨著潮汐有週期性降溫的波動(如圖 26、27)，主要開始降溫的時間在流速最強的時候 (漲潮)，最大的降溫幅度可達 2.5°C ，而在流速最弱的时候開始升溫 (退潮)，這樣的現象與前面章節船測資料上看

到的底層溫躍混合降溫現象相對應，故在整個澎湖水道斜坡上在漲潮時都會有冷水向上坡處湧升的效應。

4-4 冬季底碇資料 (wh21)

此次底碇為台大 TSNOW 計畫於 1999 年 11 月 19 日所佈放，位置於經度 119.834 'E，緯度 23.837 'N，水深 70 公尺，流速資料紀錄時間長度為 3641 個小時(約 5 個月)，溫深度紀錄的時間長度與流速資料相等。

4-4-1 流速與潮汐分析

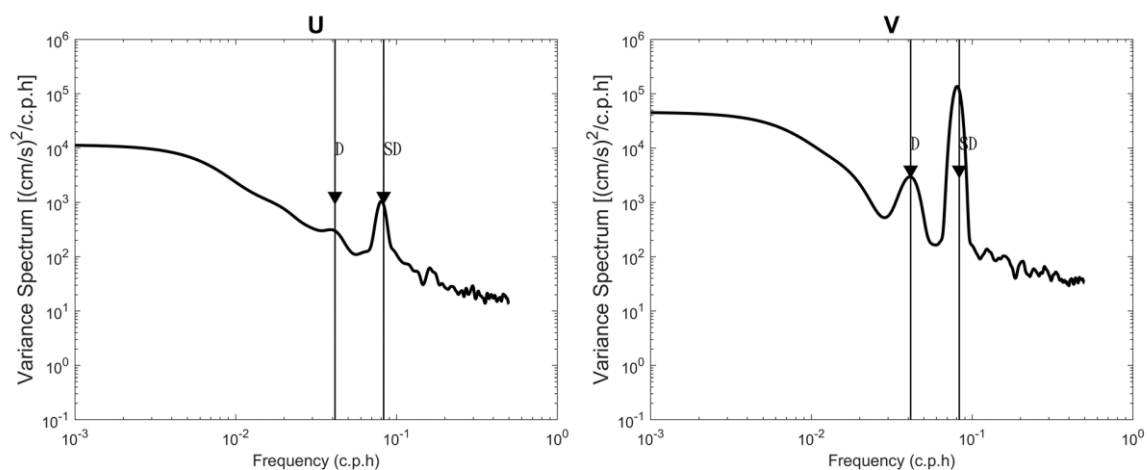


圖 28 1999 年 11 月 19 日~2000 年 1 月 19 日冬季底碇潮汐能譜

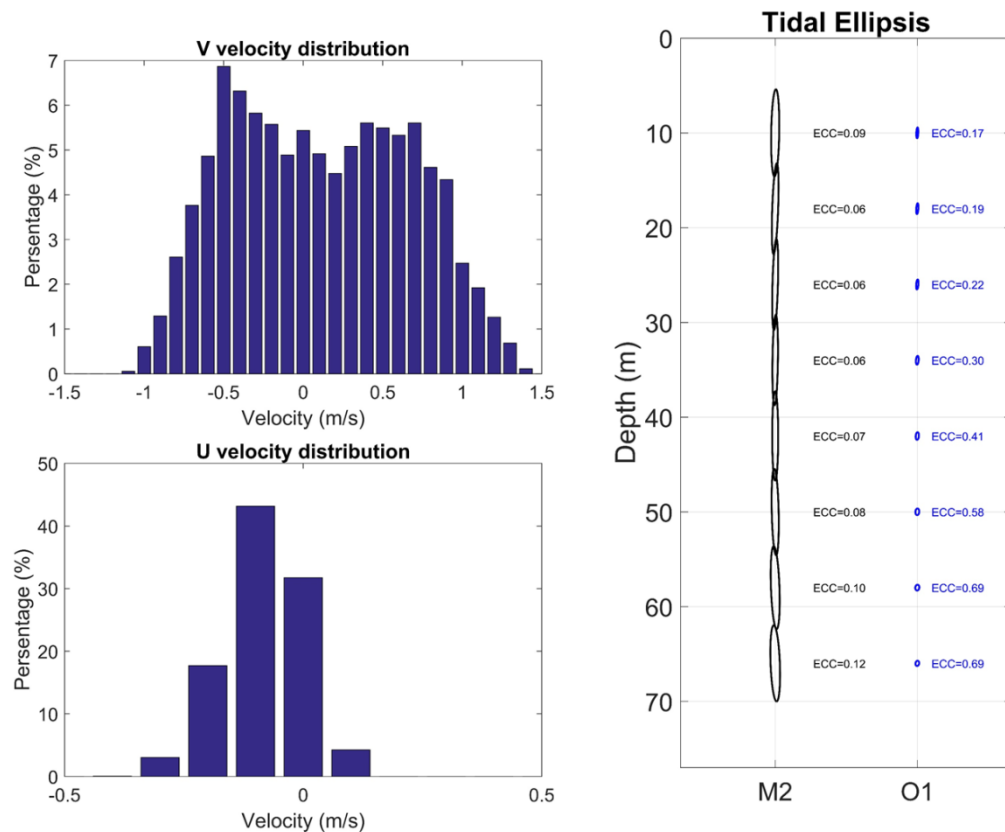


圖 29 冬季平均流速統計及分潮潮流橢圓。左圖為 U、V 平均流速統計，右圖為 M2 及 O1 潮的潮汐橢圓

在冬季的潮汐特性與夏季的一致為半日潮為主的混合潮，但潮汐上的流速結構與夏季的底碇資料很不相同，有別於夏季不對稱的漲退潮流速變化，冬季的資料較偏向於往復型的流速變化(如圖 29)，平均流速只有 0.11 m/s，漲潮最大的流速為 1.67 m/s，退潮的最大流速為 -1.56 m/s，從流速統計上也明顯看的到對稱型的潮流特性，另外東西向的流速在冬季有 70% 的時間小於 0.2 m/s，故我們在這裡一樣是以南北向為主來做為區分漲退潮的依據。

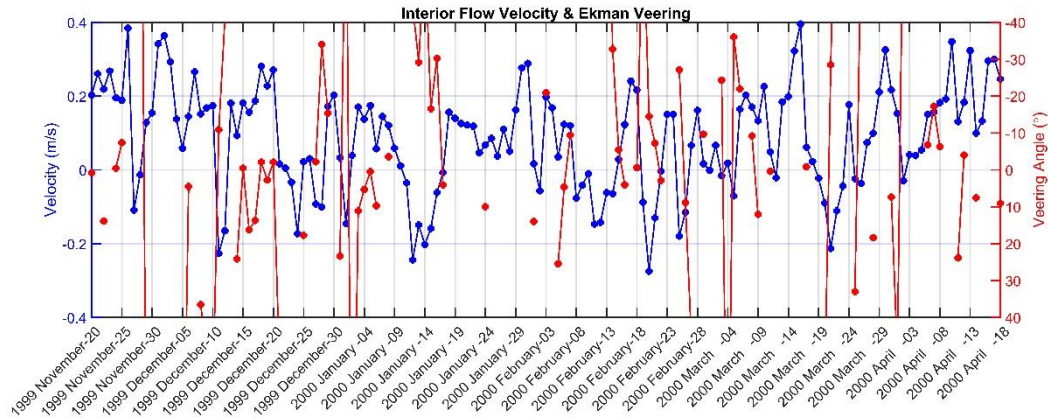


圖 30 冬季底碇日平均流與流向偏轉角度比較圖。藍色為日平均流速，紅色為計算的偏轉角度(負數代表逆時鐘旋轉)

在潮汐橢圓上所有水層的橢率皆很小，也說明整個水層也皆為往復的流場，潮汐橢圓的角度在這邊只有些微的變化（小於 3° ），在分析日平均流的底邊界層偏轉角度時(如圖 30)，採用與夏季底碇資料相同的方式以東西向流速最小的深度作為判斷艾克曼層深度的標準時，發現在大部分的時間中流速趨近於零時所計算出的角度有不合理的極值，故在冬季大部分的時間中不存在有明顯艾克曼效應。

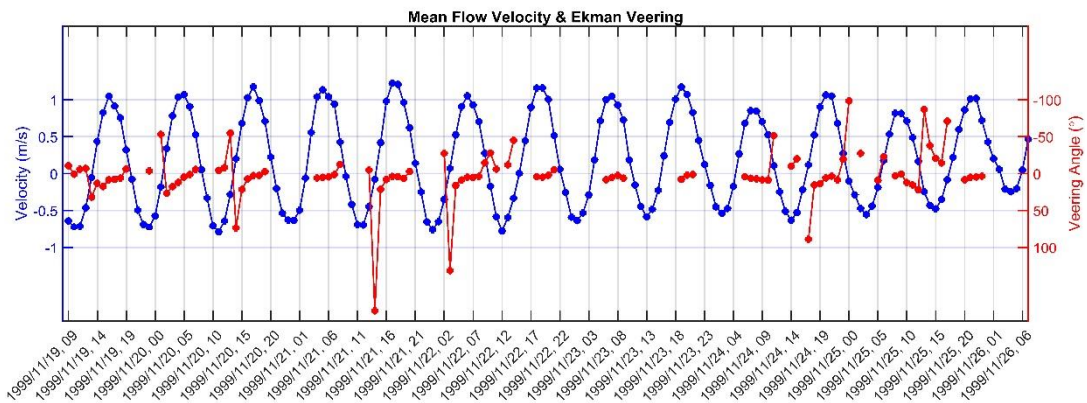


圖 31 冬季底碇平均流速與偏轉情形逐時比較圖。藍色為每小時平均流速，紅色為偏轉角度(負數代表逆時鐘旋轉)

另外一方面我們放大 168 個小時的冬季海流資料來做逐時流向偏轉分析(如圖 31)，結果與日平均流所得到的結果類似，並不存在明顯的艾克曼偏轉效應，故我們可以斷定在冬季底層流場所帶來的東西向水團傳輸是可以忽略的。

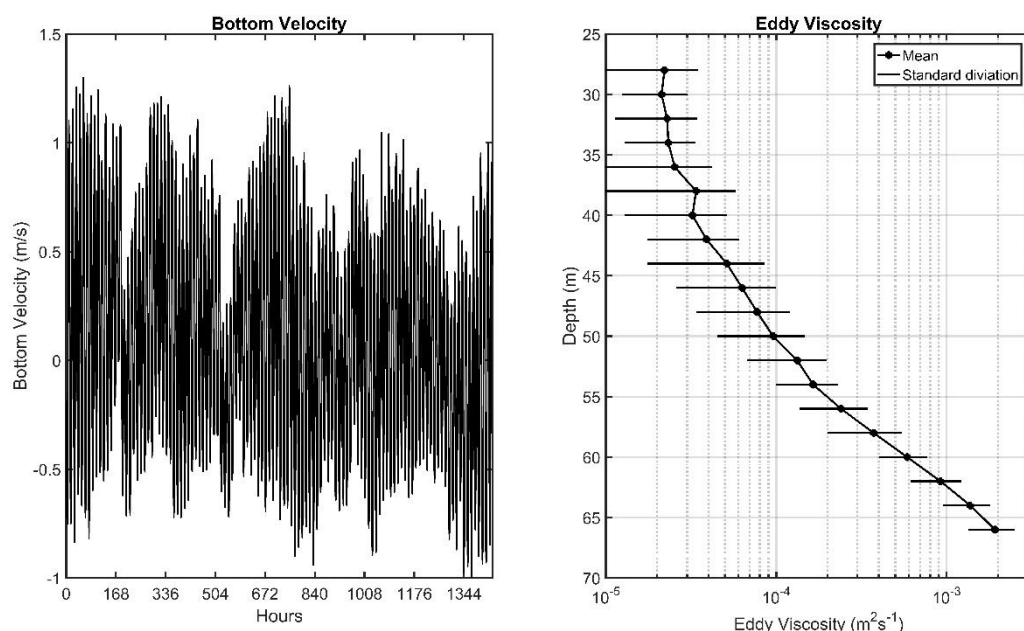


圖 32 冬季底碇渦流黏滯係數剖面。左圖為底層平均流速的時間序列，右圖為渦流黏滯係數剖面，其中 error bar 為平均值正負一個標準差的範圍

4-4-2 溫度變化分析

冬季的 TP 與夏季所置放的位置相同，而冬季的資料涵蓋整個流速測量期間；資料長度約為 151 天已涵蓋到春天的資料，故我們只擷取前 500 個小時（20 天）的資料做分析比對；從擷取的資料中得到冬季底層水溫平均溫度為 25.6°C，最低溫為 23.9°C，最高溫為 26.6°C，最大潮差約為 4 公尺，最小的潮差約為 2 公尺。

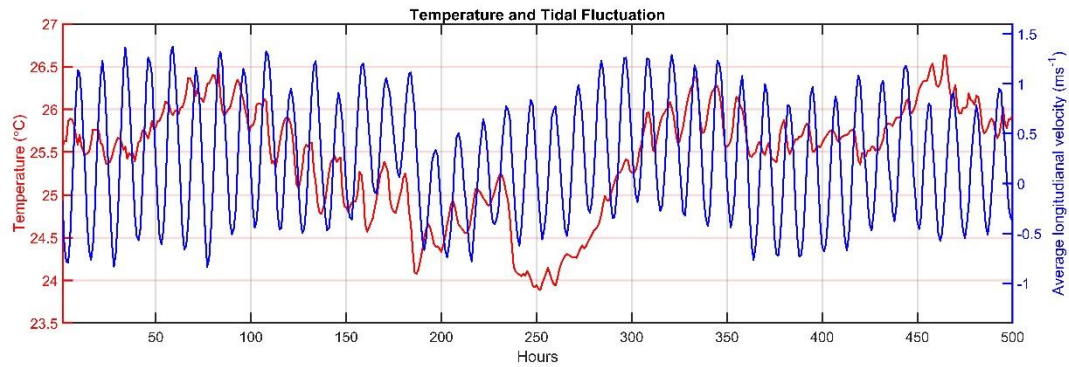


圖 33 冬季 TP 溫度與平均流速時間序列。藍色為平均流速，紅色為 TP 溫度

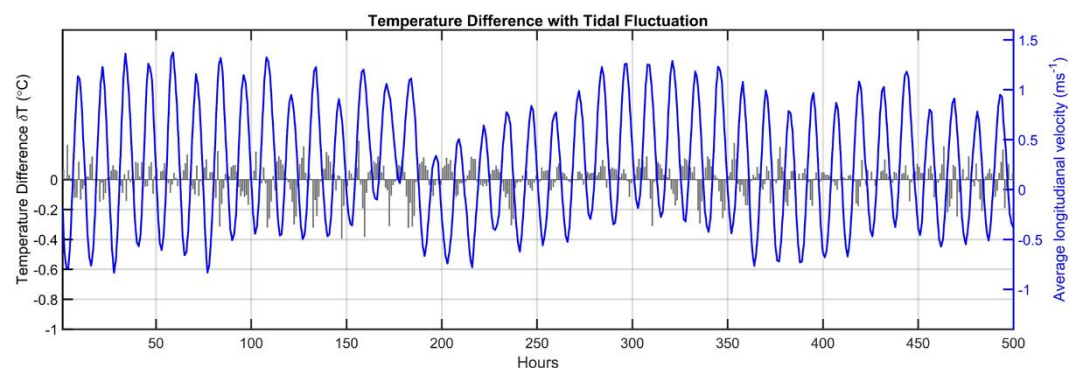


圖 34 冬季降溫幅度與流速時間序列。藍色為底層平均流速，灰色直方圖為每小時溫度變化幅度

冬季的溫度與流速的逐時分析如圖 33 與圖 34 所示，與夏季的資料做比較冬季的漲潮降溫現象依然存在但是較夏季來的不規律，從降溫幅度變化上可以明顯看出其降溫幅度也略小，而且並不是每一個漲潮期間都有負向的溫度梯度，冬天的水團垂直溫度差異不大分層較弱，所以水躍所帶來的冷水對於底層溫降的幅度會較不明顯，另外一點與夏季表向不同的是冬季斜坡上因為是往復的流場，在前人研究中所獲得的結果下坡流使邊界水團均勻混合往下坡處移動，這個程序也進一步破壞分層的結構，所以也影響到在下一個週期的漲潮流帶來的水躍溫降表現。

五、 討論

澎湖水道南深北淺且逐漸緊縮的地形，與 1 m/s 的背景強流使澎湖水道為研究邊界層交互作用、南海海水傳輸以及水體紊流的天然實驗場所。在前幾個章節中我們分析了在澎湖水道底邊界層的水文變化並探討其動力機制，潮汐對於我們所研究的這些現象的週期性變動來說是最重要的驅動力，此章節要歸納前面章節所述漲潮爬坡的混合溫降與底邊界層的艾克曼傳輸來說明兩者對澎湖劇烈湧升流的加強效應。

5-1 平行水道方向的爬坡降溫 (Along Channel)

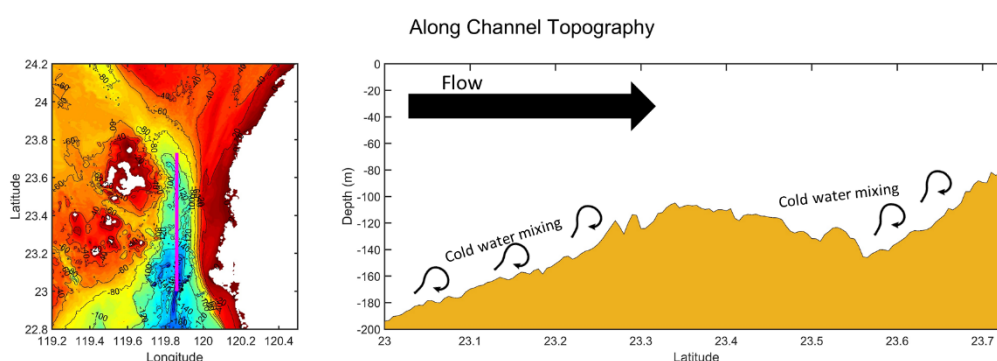


圖 35 平行水道方向的對流混合湧升流示意圖

澎湖水道在四個季節都為不對稱的 M2 潮型，南北向的漲退潮流速對於澎湖水道來說就是海流爬坡與下坡的現象，在我們的研究中發現漲潮時的上坡流使得 80 米到 105 米水層的水團產生頻繁的水團翻轉(如圖 35)，雖然不像前人在分層湖中或是大洋斜坡上觀察到的等密度線大幅度的變形產生上冷下熱的水團錯位，但大大小小的水團翻轉也意味著水團的不穩定進而產生對流混合；在夏季與冬季的資料中皆有發現水團的不穩定與底層混合的現象，但在降溫的幅度與規律性來說，夏天的降溫情形比起冬天更為明顯，在每一次的漲潮週期皆有 1~2 度的降溫，最

大的降溫幅度還接近 3 度，而冬天雖說在漲潮常有降溫的訊號，但幅度不大且並非在每一個上坡流週期中都有降溫的訊號；在本研究中推斷會造成夏天對流溫降極為明顯的原因為夏季水團分層明顯，從實測的密度剖面即可看到在夏天漲潮時 80 米到 100 米之間密度剖面已經有著 0.5 左右的密度差，而伴隨著對流的混合，在漲潮之後流速較弱時原本分層的水團均勻混合，如此漲退潮的差異除了明確表示潮汐所帶動的底層混合，也讓我們在底碇的固定式溫度計中看到漲退潮溫度明顯的差異；反觀冬天雖然也有著不亞於夏天的水團翻轉不穩定，但在漲退潮時期其密度剖面結構一直無明顯的分層現象，即便底邊界層依然存在隨潮汐周期的對流混合，但對於底層溫度的波動就較看不出明顯的差異及週期性。

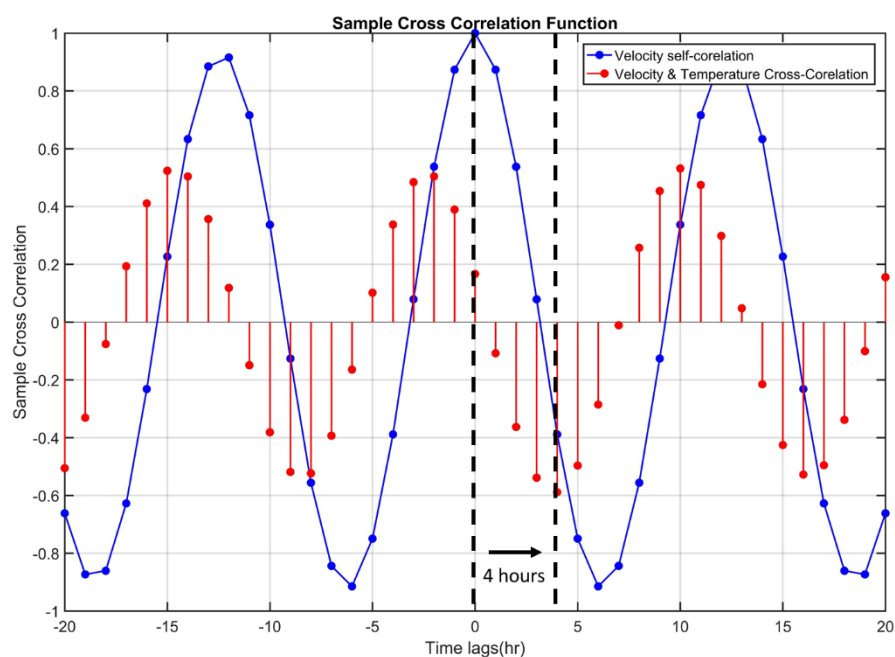


圖 36 夏季底碇 TP 溫度與流速交相關係。藍色線為流速的自相關，紅色為溫度資料與流速的交相關性，圖中黑色虛線表示溫度資料在位移四個小時之後與流速資料有最大-0.6 的相關性

針對夏季底邊界層的降溫，我們利用底碇資料中一小時一筆的溫度與平均流速共 449 筆資料做交相關係，發現在退潮轉漲潮時底層海水開始降溫，在流速最強後的第四個小時降到最低溫，接著是下一個漲潮的週期，所以在對於平行水道方向的底層降溫現象，最顯著的時期就是漲潮流的後半段到退潮轉漲潮的時候。

5-2 澎湖水道橫向湧升流 (Cross Channel)

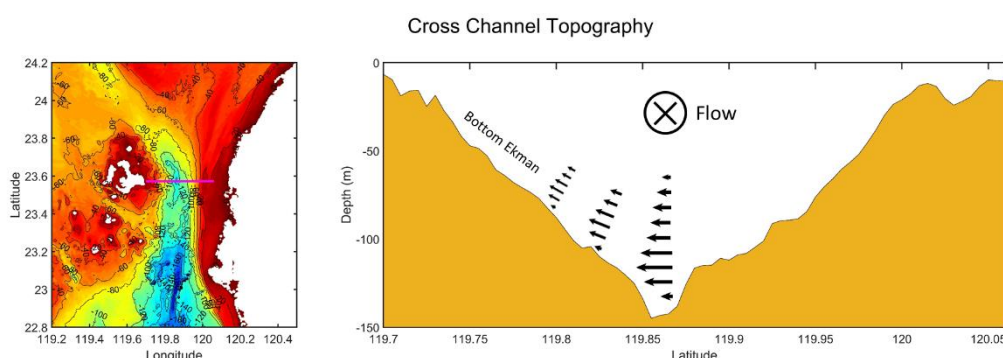


圖 37 垂直水道方向沿岸湧升流示意圖

在古典的底邊界層艾克曼效應裡，摩擦應力最大於海床的邊界隨著離底的距離越遠應力的大小越小且與表水層因風吹拂所產生的應力方向相反，所以底邊界艾克曼螺旋的方向是流速隨著離邊界的距離縮短而逆時針旋轉，在前人的研究中通常利用日平均或利用調和分析的方式去除潮汐的影響計算平均流的艾克曼傳輸效果，在我們的研究中也將底碇流速資料 24 小時平均來看流向的變化，如第 4-3 節與 4-4 節所示，夏天的資料明顯的存在底層偏轉的情形但冬季的偏轉情形不明確，第一點是在底碇實驗位置夏季及冬季的流場是不一樣的，夏季與我們船測位置類似是不對稱的潮流變化，有接近著 0.9 m/s 的背景平均流，在退潮時也大部分是朝北的流場，而冬季是往復的潮流，背景流場也是往北但只有約 0.2 m/s 的流速，而潮汐變化上的往復流場以及相對弱的背景流速也使我們在冬季所分析到的流向偏轉沒有一定的趨勢且有著許多缺值。

我們就觀測到明顯艾克曼現象的夏季底碇資料來分析潮汐變化上的底邊界層流向偏轉，發現底層流向的偏轉在漲潮轉退潮時較為明顯，與一般研究中表示流速越大偏轉幅度較大的前人結論不一樣，我們觀察流速剖面時發現我們研究地點的漲潮流速極大，在流速最強時我們收集到的流速剖面資料在接近底邊界層仍沒有明顯的速度梯度，表示強烈且上下一致的流速抑制了黏滯摩擦力對於海流流向的作用，而在漲潮後段流速開始減弱底層流速梯度與流向偏轉角度逐漸增大，在中層流速 0.5 m/s 時逆時針偏轉角度最大而後逐漸減小，在另一方面流速偏轉的大小在一次漲退潮周期內最大存在 50 度的逆時針偏轉，比典型底層艾克曼偏轉的最大角度來的大，研判是底碇實驗位置位於彰雲隆起海底地形的南方，且存在東北西南向坡度不明顯的斜坡，所以我們觀測到的流速偏轉其中除了邊界應力產生的艾克曼偏轉還有地形的影響，而且會在漲潮後段到退潮期間帶給底邊界層水團向西傳輸的動力機制。

5-3 澎湖群島的強烈降溫效應

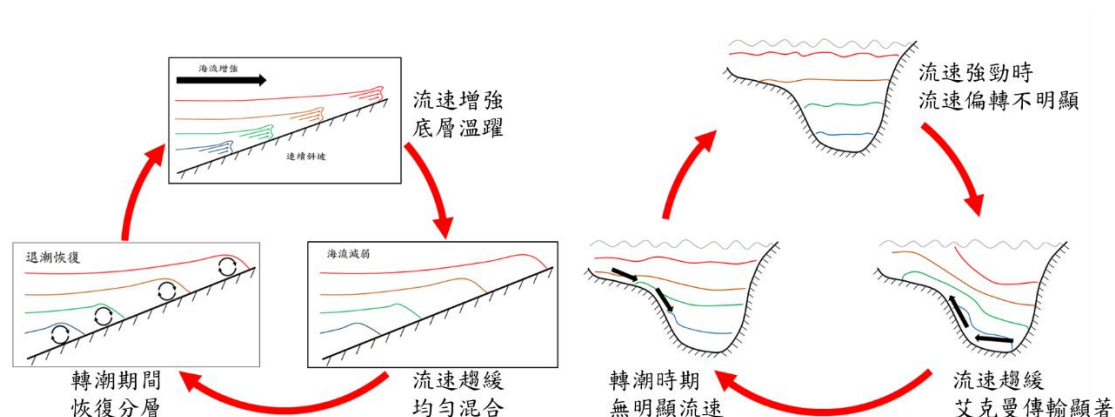


圖 38 澎湖水道中爬坡溫降(左)而後沿岸湧升(右)示意圖

在前幾個章節所分析澎湖水道內兩種不同方向的湧升流皆隨 M2 的潮汐週期有著週期性的變化，在我們利用船測資料與歷史底碇資料中發現了兩種現象先後發生對於夏天澎湖湧升流的加強效應；第一個部分為實驗室研究中證實的水團爬坡的降溫，正如前面所提到的澎湖水道地形地理特性，南深北淺的斜坡地形造成漲潮爬坡時深層的高密度冷海水向淺層的上坡處躍升，進而產生對流溫降的現象，在我們的研究中對流溫降在漲潮中段開始降溫至轉潮之前降到最低溫；第二個部分為底層的艾克曼傳輸，就我們分析的結果，向西的傳輸在最大流速後才漸漸增強其向西傳輸的水團剛好是底邊界層對流溫降後的高密度冷水，而且此一現象在每個潮汐週期中都是規律的出現，這樣週期性的冷水傳輸對澎湖來說是加強了湧升流的效應，除了提供一部分水團湧升的動力，也為明顯的沿岸湧升流的溫度梯度提供了冷水的來源。

六、 結論

1. 從 VMP 資料發現底邊界層的渦動能消散率擁有半日週期的變化，在漲潮中後段有明顯的能量成長，實測中渦動能消散率在秋季與春季皆可達到 10^{-5} Wkg^{-1} 以上，而秋天受較強烈的分層現象抑制，紊流影響到的深度達水深 80 米處，而在分層較弱的春季紊流可影響至水深 60 米處。
2. VMP 底層的不穩定混合降溫發生於漲潮時期，向北爬坡的強流與底床之間的摩擦力破壞穩定分層結構，帶動深層海水躍升至上坡淺水處，產生水團上下轉置的現象，在本研究中發現底層海水的降溫開始於漲潮中後段時期，底碇溫度資料顯示約在漲潮最大流速後的 4 個小時左右降至最低溫，而後開始升溫進入下一個降溫週期。
3. 於 VMP 資料計算的渦流擴散係數發現，在夏天 60 米水深以下隨深度也呈現穩定指數成長的趨勢，與底碇資料所計算出的渦流黏滯係數結果相同，表示 P2 測站在夏天底邊界層也是易於產生底層艾克曼現象的環境，而春天的渦流擴散係數呈現不規則的跳動，表示在底邊界層之上可能有其他動力機制影響水團紊流的產生
4. 從底碇流速資料上觀測到底邊界層的艾克曼傳輸於夏天時較為明顯，在潮汐週期中太過強烈的流速會抑制艾克曼現象的產生，平均流速大於 1 m/s 時，流向的偏轉並不明顯，而在漲潮轉退潮期間流向才開始有逆時鐘的偏轉。

5. 利用底碇流的速資料分析渦流黏滯係數剖面，發現夏天與冬天的渦流黏滯係數大小皆隨著深度呈指數增加，最大值皆為 $10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ 左右，而夏天的渦流黏滯係數於離底 30 米到離底 4 米之間的差距相較冬天來的小，表示夏天的邊界應力可傳遞到離底較遠的地方，較易於形成艾克曼效應。
6. 於船測計算的渦流擴散係數發現，在夏天 60 米水深以下隨深度也呈現穩定指數成長的趨勢，與底碇資料所計算出的渦流黏滯係數結果相同，表示 P2 測站在夏天底邊界層也是易於產生底層艾克曼現象的環境，而春天的渦流擴散係數呈現不規則的跳動，表示在底邊界層之上可能有其他動力機制影響水團紊流的產生。
7. 在夏天澎湖水道中存在兩種方向的湧升流，第一種是水團爬坡產生平行水道方向的湧升流，第二種是因為艾克曼現象造成的橫斷水道方向的湧升流，在本研究中發現在潮汐週期裡，平行水道方向的湧升流出現在漲潮，使底邊界層海水降溫，而在漲潮轉退潮時，橫斷水道方向的湧升流開始變得明顯，將冷水團向西傳輸，這樣一前一後的週期性機制為澎湖群島的表水層提供了冷水的來源，也是前人研究中發現夏季澎湖強烈湧升流其中一種可能的動力機制。

七、 參考文獻

- Cushman-Roisin, B., & Malačič, V. (1997). Bottom Ekman pumping with stress-dependent eddy viscosity. *Journal of Physical Oceanography*, 27(9), 1967-1975.
- Codiga, D. L. (2011). Unified tidal analysis and prediction using the UTide Matlab functions. *Narragansett, RI: Graduate School of Oceanography, University of Rhode Island*.
- Endoh, T., Yoshikawa, Y., Matsuno, T., Wakata, Y., Lee, K. J., & Umlauf, L. (2016). Observational evidence for tidal straining over a sloping continental shelf. *Continental Shelf Research*, 117, 12-19.
- Garrett, C., MacCready, P., & Rhines, P. (1993). Boundary mixing and arrested Ekman layers: Rotating stratified flow near a sloping boundary. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1), 291-323.
- Hu, J. Y., Kawamura, H., Hong, H. S., Suetsugu, M., & Lin, M. S. (2001). Hydrographic and satellite observations of summertime upwelling in the Taiwan Strait: A preliminary description. *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*, 12(2), 415-430.
- Hosegood, P., & van Haren, H. (2003). Ekman-induced turbulence over the continental slope in the Faeroe–Shetland Channel as inferred from spikes in current meter observations. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 50(5), 657-680.
- Hu, J., Kawamura, H., Li, C., Hong, H., & Jiang, Y. (2010). Review on current and seawater volume transport through the Taiwan Strait. *Journal of oceanography*, 66(5), 591-610.

- Jan, S., & Chao, S. Y. (2003). Seasonal variation of volume transport in the major inflow region of the Taiwan Strait: the Penghu Channel. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*, 50(6-7), 1117-1126.
- Ko, D. S., Chao, S. Y., Wu, C. C., Lin, I. I., & Jan, S. (2016). Impacts of Tides and Typhoon Fanapi (2010) on Seas Around Taiwan. *Terrestrial, Atmospheric & Oceanic Sciences*, 27(2).
- Li, L. (1993). Summer upwelling system over the northern continental shelf of the South China Sea: a physical description. In *Proceedings of the Symposium on the Physical and Chemical Oceanography of the China Seas* (pp. 58-68). China Ocean Press Beijing.
- Lueck, R. G., Wolk, F., & Yamazaki, H. (2002). Oceanic velocity microstructure measurements in the 20th century. *Journal of Oceanography*, 58(1), 153-174.
- Lorke, A., Peeters, F., & Wüest, A. (2005). Shear-induced convective mixing in bottom boundary layers on slopes. *Limnology and Oceanography*, 50(5), 1612-1619.
- Lorke, A., Umlauf, L., & Mohrholz, V. (2008). Stratification and mixing on sloping boundaries. *Geophysical Research Letters*, 35(14).
- Lan, K. W., Kawamura, H., Lee, M. A., Chang, Y., Chan, J. W., & Liao, C. H. (2009). Summertime sea surface temperature fronts associated with upwelling around the Taiwan Bank. *Continental Shelf Research*, 29(7), 903-910.
- Lueck, R. (2010). Converting shear probe, thermistors and microconductivity signals into physical units. *Rockland Science International Inc*, 1(6).
- Lueck, R. G. (2013). Calculating the rate of dissipation of turbulent kinetic energy. *Rockland Scientific Incorporated, Technical Note TN-028*.
- Osborn, T. R. (1980). Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 10(1), 83-89.

- Oakey, N. S. (1982). Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 12(3), 256-271.
- Perlin, A., Moum, J. N., & Klymak, J. M. (2005). Response of the bottom boundary layer over a sloping shelf to variations in alongshore wind. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 110(C10).
- Perlin, A., Moum, J. N., Klymak, J. M., Levine, M. D., Boyd, T., & Kosro, P. M. (2007). Organization of stratification, turbulence, and veering in bottom Ekman layers. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 112(C5).
- Soulsby, R. L. (1990). *Tidal-current boundary layer in the sea Ocean Engineering Science [M]*.
- Tang, D., Kester, D. R., Ni, I. H., Kawamura, H., & Hong, H. (2002). Upwelling in the Taiwan Strait during the summer monsoon detected by satellite and shipboard measurements. *Remote sensing of environment*, 83(3), 457-471.
- Thorpe, S. A. (2005). *The turbulent ocean*. Cambridge University Press.
- Thorpe, S. A. (2007). *An introduction to ocean turbulence*. Cambridge University Press.
- Umlauf, L., & Burchard, H. (2011). Diapycnal transport and mixing efficiency in stratified boundary layers near sloping topography. *Journal of Physical Oceanography*, 41(2), 329-345.
- Yoshikawa, Y., Endoh, T., Matsuno, T., Wagawa, T., Tsutsumi, E., Yoshimura, H., & Morii, Y. (2010). Turbulent bottom Ekman boundary layer measured over a continental shelf. *Geophysical Research Letters*, 37(15).
- Yoshikawa, Y., & Endoh, T. (2015). Estimating the eddy viscosity profile from velocity spirals in the Ekman boundary layer. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 32(4), 793-804.