

# 一個對流過程參數法對季內振盪模擬之影響

陳奕安 陳柏孚 侯書宇 隋中興

國立臺灣大學大氣科學系

(中華民國 108 年 9 月 03 日 收稿；中華民國 109 年 2 月 04 日 定稿)

## 摘要

本研究目的為探討積雲參數法和雲微物理參數法對於對流模擬的影響，實驗包含單向預測實驗和 Model for Prediction Across Scales (MPAS) 全球模式模擬兩種方式，著重於分析 Tiedtke 積雲參數法對於季內振盪對流模擬之特性。

單向預測實驗結果顯示，需同時使用積雲參數法與雲微物理參數法，方能產生和觀測一致的降雨量。積雲參數法中淺雲扮演將邊界層水氣向上傳送的角色，被積雲參數法溼化的大氣有利後續雲微物理參數法產生更多降雨；而深對流雲對大氣之效應則為加熱和變乾，使雲微物理參數法產生較少的降雨。且積雲參數法能合理模擬出淺雲及深雲在季內振盪乾濕相位中的轉換過程。

本研究亦利用 MPAS 全球模式，以預設 Tiedtke 積雲參數法、逸入率乘上 1.8 倍、及改變逸出率三組實驗進行模擬。結果顯示，預設 Tiedtke 積雲參數法所模擬之對流較零散且降雨強度小於觀測，而增加逸入率和改變逸出率兩種方式皆能讓對流在更溼的大氣中組織發展。逸出率實驗中判斷當積雲參數法的深對流雲中界定次網格內雲和環境的差異小於特定程度時，將雲內水氣逸出改用大尺度動力和雲微物理參數法進行調整，讓對流調整在垂直分佈上具有變化。在逸入和逸出實驗中，調整後之積雲參數法能加強雲微物理降雨的產生，進而使降雨增加到與觀測相同量值、可降水量最大值增加、模式的大尺度上升速度增強，故積雲參數法與雲微物理參數法的相互配合對熱帶對流系統之發展亦扮演著重要角色。

**關鍵字：**積雲參數化、Tiedtke 積雲參數法、逸入率、逸出率、雲微物理參數化、對流組織

## 一、前言

季內振盪是熱帶大氣季內尺度中最主要的擾動之一，自從 Madden and Julian (1972)首先在熱帶探空資料中發現後，多年來許多研究發現季內振盪能夠與不同尺度的現象，如熱帶氣旋、季風、聖嬰現象產生交互作用，因此季內振盪被視為展期天氣、次季節至季節氣候監測跟預報中重要且複雜的科學議題。

在季內振盪的生命週期裡，幾乎所有雲種都能被觀測到(Benedict and Randall 2007)，而雲種所佔的比例會依照相位的轉變有所不同。當季內振盪處於對流抑制相位時，自由大氣較乾，大尺度為下沉運動，此時雲種以淺雲為主，提供持續穩定的低層水氣源，而水氣垂直傳送和混合作用也隨著淺雲的發展向上傳送，淺雲的濕化效應能幫助後續深對流雲的發展。當季內振盪處於對流活躍相位時，自由大氣環境較濕，大尺度為上升運動，以深對流雲為主。深對流雲的作用為能量和水氣的消耗、加熱大氣、驅動環流。在這個相位中對流雲簇如何組織成季內尺度的系統、對流與大氣波動交互作用、及大範圍的海氣交互作

用等都是重要的動力過程 (Chen and Wang 2019)。

熱帶大氣系統中淺雲的濕化與深對流雲的加熱效應，雲與輻射交互作用等複雜過程(Del Genio et al. 2015)，讓觀測和模式具有許多不確定性。低解析度大氣環流模式十分仰賴參數化的過程，常會有氣候平均場和季內振盪訊號強度兩者難以兼顧的情況(Ahn et al. 2019)，季內振盪越強時模式的平均場降雨與觀測的方均根誤差較大。另外氣候模式還有著日夜週期的時間點不佳的難題存在。這兩個問題的核心分別為積雲對流組織和積雲對流發展，皆與積雲參數法中的物理過程有密切的相關。

傳統大尺度模式中積雲參數法主導熱帶對流的模擬，其概念源自於 Yanai (1973) 所提出的大尺度視熱源(Q1)與視水氣匯(Q2)的收支，這兩項分別為溫度和水氣的趨勢項和水平平流項及垂直平流項的加總。大尺度收支項在一定大的空間和時間尺度上將與小尺度的積雲對流達成統計的熱力平衡。在次網格尺度以對流傳送項和雲的凝結、蒸發過程代表小尺度積雲對大尺度的貢獻。其中由 Arakawa and Schubert (1974)提出的質量通量型

方案，以積雲快速調整大氣不穩定度並維持大尺度穩態假設為基礎，建構了具有較完整的理論架構的對流模型。

新一代模式動力過程建構於非靜力平衡方程式上，其中對流過程的處理包括次網格積雲參數化和網格尺度的雲雨過程參數化。模式在粗網格，動力趨近於靜力平衡時，次網格積雲效應重要，網格尺度的雲雨過程主要是飽和凝結凝固；而模式在細網格、非靜力平衡成為必要動力架構時，模式可以解析積雲動力過程，網格尺度雲微物理過程的參數化益顯重要。在包含兩種參數法的新一代模式裡，空間解析度被普遍的認為是決定兩個參數法彼此重要性的關鍵。模式在粗解析度時，積雲參數法依據物理概念(例如 Arakawa 2004)，配合雲模式以及計算調整量的方法，建構了閉合的對流模型。從網格尺度動力方程和其他參數法中獲得的環境場變數和強迫項等已知變數來驅動對流調整，參數化次網格內未知的積雲效應。很多研究顯示，積雲參數法往往無法正確的模擬出降雨日夜週期變化，而模式在細解析度時，關閉積雲參數法較能模擬出正確的日夜週期(Guichard et al. 2004)，但模式更加仰賴雲微物理參數法且缺

少較大尺度(積雲參數法)的制約時，亦可能導致更多不確定性，使誤差成長更快。更仔細地說，積雲參數法在設計上會將逸入率、逸出率、和對流調整時間這些與大尺度熱力場直接連結的動力過程變數，放置在參數法的最外層，並透過這些變數讓積雲尺度動力和雲微物理過程能有交互作用。另外，雲微物理參數法則展現更完整的粒子轉換過程，此時雲動力仰賴大尺度運動方程，逸入率就變成 Navier-Stokes 方程中的擴散項，複雜度和自由度均提高許多，此時要調整單一的過程進而改進模式結果也變得相對困難。因此依照解析度適度的調整積雲參數法和雲微物理參數法的相對比重，是比較合理的做法(Arakawa and Wu 2013)。這是目前大家努力的方向，其中的理論與現實層面還需深入探討。

積雲參數法在描述次網格內的對流過程時，通常將次網格分成雲和環境。空氣塊從環境往雲內的混合作用稱為逸入過程；相反的，從雲內往環境的混合作用稱為逸出過程。逸入過程通常發生於雲底附近，影響著雲內的水氣和溫度；逸出過程發生於雲頂，使次網格內的雲水和雲冰能回到大尺度場以供後續的雲微物理參數法使用。

Kuo et al. (2017) 在 Community Earth System Model (CESM) 模式中測試了對流和環境水氣之間的關係，當可降水量超過閾值，對流開始產生降雨，水氣和對流之間具有良好的相關性。降雨閾值、降雨極值、可降水量的大小和機率分布，都與積雲參數法的逸入率有直接的關聯。當逸入率增加時，降雨閾值位於更高的可降水量，降雨極值和可降水量的極大值也增加，但因小雨減少而使模式中的總降雨減少。因為逸入率的作用表示次網格內雲和環境混合作用，控制積雲對流發展的區域，進而影響熱帶大氣的水氣分布。增加混合率表示當環境場較乾時對流不易發展，深對流為大氣中水氣的消耗項，減少深對流發生的頻率讓模式容納更多的水氣量。

Ahn et al. (2019) 提到單方向的增加逸入率雖使季內振盪訊號變好，但卻讓氣候平均場變差，還需另外提出組織對流的參數法，解決此問題。逸入率增加時 (Zhu and Hendon 2015; Chen and Mapes 2018)，不只積雲參數法的降雨發生變化，大尺度降雨也跟著改變，但很難單純藉由兩種降雨的比例來評估模式的好壞。

Yano (2014) 的文獻回顧中闡述積雲參數法發展初期的一段歷史，積雲參數法以平衡態的氣塊(plume)模型、積雲統計平衡的特性發展成現今的質量通量型積雲參數法，但真實的對流過程隨時間演變的特性，為質量通量型參數法難以描述的過程，而尋找其他對流模型是未來可能的研究方向。

在積雲參數法中，大尺度和積雲尺度的過程被分為兩部分，概念為積雲被動配合大尺度反應，驅動對流調整，積雲依據當下的狀態產生趨勢項回饋給大尺度場 (Arakawa and Schubert 1974)。在這樣的架構下，部分大尺度的資訊無法與積雲尺度緊密配合，例如動力場變數，次網格雲尺度的上升運動( $w_c$ )和大尺度的上升運動 $\bar{W} \neq \sigma w_c + (1 - \sigma)w_e$ 兩者並不相等( $\bar{\quad}$ 為次網格平均)，在粗網格時，假定積雲佔網格面積比( $\sigma$ )很小、假設次網格雲 $w_c$ 和次網格環境 $w_e$ 相互抵銷，計算出次網格內溫度和水氣傳送項 $(\overline{\omega'T'} \text{ 和 } \overline{\omega'qv'})$  ( $\overline{\quad}$ 為次網格內的小擾動的平均)與次網格的凝結和蒸發，再經由動力方程對積雲產生的對大尺度熱力效應進行調整，計算出來的 $\bar{W}$ ，此時雖然模式趨近靜力平衡但網格尺

度  $\bar{W}$  依然不完全等於零。如果模式的解析度上升到雲解析模式( $\sigma = 1$ )，動力方程就能直接解析雲尺度運動使得  $\bar{W} = \overline{w_c}$ 。但解析度不夠時必須使用積雲參數法時，積雲自身的反應(如對流生命期的成長和消散)和大尺度之間直接配合是模式中很難模擬的部分。為了讓積雲尺度和大尺度動力之間的關聯更加密切，本研究將藉由逸入率和逸出率實驗改變模式對深流雲的模擬策略，以大尺度動力過程和網格尺度的雲雨過程控制極端深對流，目標是為了掌握深對流組織的過程，並探討積雲參數法和雲微物理參數法的角色。

質量通量型積雲參數法中，積雲對流的質量通量隨高度的變化由逸入與逸出過程控制，故逸入與逸出過程在積雲降雨的產生和積雲參數法與雲微物理參數法間之作用扮演重要角色。故此研究將深入分析 Tiedtke 積雲參數法和 WRF Single-Moment 6-class (WSM6)雲微物理參數法，研究重點之一為評估此兩參數法在大尺度環境中的反應是否合理，並評估其在模式中對季內振盪模擬的影響；重點之二為探討 Tiedtke 積雲參數法中逸入與逸

出率的改變對季內振盪對流模擬的影響。

本文運用全球模式 Model for Prediction Across Scales (MPAS)，對 Tiedtke 積雲參數法逸入與逸出率做調整，進而探討季內振盪的對流過程模擬。本文第二章將會介紹 Tiedtke 積雲參數法及 WSM6 雲微物理及說明如何調整深對流雲的逸入與逸出過程，並介紹兩種驗證結果的方法：單向預測以及 MPAS 模式模擬。第三章介紹 Tiedtke 積雲參數法及 WSM6 雲微物理單向預測的結果。第四章則分析 MPAS 模式模擬的實驗結果。第五章為討論與結論。

## 二、研究方法

### (一) 對流參數法

Tiedtke 方案 (Tiedtke 1989) 是歐洲中長期預報中心 European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF)所發展出來的質量通量型積雲參數法，廣泛使用於現今 ECMWF Integrated Forecasting System (ECMWF IFS documentation-cy40r1 Operational implementation 2014) 和 Weather Research and Forecasting (WRF)等模式。此參數法最大的特色是以整體(bulk)的方式來決定模式中每

個網格內部的對流調整型態，一個網格只存在一種雲，分為淺雲、深對流雲與中層對流雲三種，個別對應著不同的雲底質量通量求取法，且不同的雲種描述逸入逸出過程的參數化方式也有所差異。

Tiedtke 積雲參數化由下面五個方程式組成，(1.1)到(1.4)分別為積雲影響大尺度水氣、溫度、雲水、雲冰參數化的趨勢方程式，(1.5)為降雨。

$$\left(\frac{\partial q_v}{\partial t}\right)_{cu} = g \frac{\partial}{\partial p} [M_{up}(q_{v_{up}} - \bar{q}_v) + M_{down}(q_{v_{down}} - \bar{q}_v)] - (c - e_{subcloud} - e_{down}) \quad (1.1)$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_{cu} = g \frac{\partial}{\partial p} [M_{up}(S_{up} - \bar{S}) + M_{down}(S_{down} - \bar{S})] + L[(c - e_{subcloud} - e_{down}) + (L_S - L_V)(M_{elt} - F_{rez})] \quad (1.2)$$

$$\left(\frac{\partial q_c}{\partial t}\right)_{cu} = D_{up} q_{c_{up}} \quad (1.3)$$

$$\left(\frac{\partial q_i}{\partial t}\right)_{cu} = D_{up} q_{i_{up}} \quad (1.4)$$

$$P = \int_{cloud\ top}^{surface} (G - e_{subcloud} - e_{down}) dp/g \quad (1.5)$$

其中  $q_v$  為水氣， $S$  為乾靜能 ( $c_p T + gz$ ， $c_p$  為定壓比熱， $T$  為溫度， $g$  為重力常數， $z$  為高度)， $q_c$  為雲水， $q_i$  為雲冰， $\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_{cu}$  表積雲參數法對各個大尺度場產生的趨勢項， $P$  為地表

的降雨和降雪， $\int_{cloud\ top}^{surface} O dp/g$  表示從雲頂積分到地表。 $c$  凝結， $e$  蒸發， $D$  逸出率， $G$  雲雨轉換率， $L$  冰和水混態的潛熱(依照溫度的經驗公式決定)， $L_S$  昇華的潛熱， $L_V$  蒸發的潛熱， $M_{elt}$  為雪的融化  $F_{rez}$  為雲水的凍結，下標  $up$  表上衝流，下標  $down$  表下衝流，下標  $subcloud$  表雲底以下。橫槓為環境。 $M_{up}$  為上衝流的質量通量。

上述 (方程式 1.1~1.5) 以一維雲模式求取。(方程式 1.1、1.2) 的第一項為對流傳送項，分為上衝流和下衝流，以次網格內的水氣和乾淨能通量的垂直分布再對高度微分求取，其中質量通量 ( $M$ ) 隨高度的變化由逸入逸出率 ( $E$ 、 $D$ ) 控制： $\partial M / \partial Z = E - D$ 。; 第二項為熱力項由凝結蒸發和雲物理過程控制。(方程式 1.3、1.4) 由逸出過程產生大尺度的雲水雲冰。(方程式 1.5) 為地表降雨。在計算時將模式的網格分為次網格雲和次網格環境，先以地表可感熱和潛熱來估算氣塊性質，再由環境往雲內的組織性逸入率帶動混合，使雲向上發展，同時質量通量向上增加，上升過程伴隨著絕熱冷卻使水氣凝結成雲，後經由簡化的雲物理參數處理

暖雲和冷雲過程、將雲水(冰)轉換成具有終端速度的降雨(雪)。並使用雲內動能方程計算浮力，當雲發展越高混合進越多環境的乾冷空氣，使浮力越來越小，而浮力小於零時參數化組織性逸出率，將雲內質量通量向上減少，質量通量遞減至零時而決定該高度為其雲頂。下衝流同樣需使用質量通量方程，伴隨著蒸發使降雨減少。降雨過程中假設雨和雪落下所需的時間遠小於模式時步，雨和雪不會留在自由大氣中，將所有轉換成降雨和降雪粒子的總量扣除下衝流和雲底的蒸發後從雲頂隨高度積分到最低一層，成為積雲產生的降雨(方程式 1.5)。在上衝流過程中逸出雲外的雲水雲冰會成為雲微物理參數化的雲粒子源(方程式 1.3、1.4)。詳細過程請參照 ECMWF IFS 的文獻介紹。

本研究使用 WRF 的雲微物理參數化 WRF single moment 6-class scheme (WSM6, Hong and Lim 2006)，包含六種水的形態(水氣、雲水、雲冰、雨、雪、雹)，具有暖雨過程和冷雨過程。輸入參數有溫度、壓力、水氣、水相及冰相粒子含量，藉由分布斜率係數( $\lambda$ )和給定的截距 $N_0$ (為常數)，計

算不同粒子隨粒徑大小( $D$ )的數量分布( $N=N_0e^{-\lambda D}$ )，後推算出終端速度再計算降雨量。過程中不同粒子間的轉換和終端速度的作用時間小於模式的積分時間因此須做疊代，算出水相及冰相粒子在這段時間內的移動和落到地上形成降雨(雪)的總量。

## (二) 觀測資料與研究個案

本文採用單向預測和 MPAS 模擬兩種方式，探討積雲參數法對 DYNAMO (Dynamics of the MJO) 觀測實驗期間季內振盪對流過程的模擬。DYNAMO 為 2011 年 10 月到 2012 年 3 月在印度洋進行的季內振盪大型觀測實驗，包含探空、雷達、船舶、飛機觀測，有助於觀測診斷分析及模式表現的評估。觀測期間中 10 月、11 月、12 月三個季內振盪事件訊號較顯著，每個月的上半個月為印度洋中季內振盪的對流抑制相位，下半個月為對流活躍相位。本文使用之觀測資料包含 Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) 3b42 降雨網格資料 (Huffman et al. 2007)、ECMWF 再分析資料(ERA-Interim, Berrisford et al. 2011)、National Oceanic and

Atmospheric Administration (NOAA) 向外長波輻射(Outgoing Longwave Radiation, OLR) (Liebmann and Smith 1996)、DYNAMO 探空資料(由 Xie Shaocheng 博士提供)。DYNAMO 探空資料(<https://www.arm.gov/news/data/post/34723>) 經由變分客觀分析(variational objective analysis)同化地面降雨和降雨雷達，保持隨高度做整層積分的視水氣匯(Q2)和地面降雨及蒸發的守恆，處理過後此資料可代表以中印度洋(東經 77 度，北緯 3 度)為圓心半徑 550 公里範圍內平均大氣狀態和大尺度的溫度和水氣的強迫項。此資料的格式為垂直 40 層，時間解析度為 3 小時。變數有大氣場資料(水氣、溫度、相對溼度、風場)，強迫項(Q1、Q2、海面上的可感熱通量及潛熱通量)。

### (三) 單向預測實驗設定及使用資料

單向預測實驗之目的為由大尺度的熱力場變數和強迫項單方向驅動積雲參數化及雲微物理參數化，產生對應此大氣狀態下的積雲跟網格雲雨反應並進行診斷分析。

單向預測實驗是隨著每個時間間隔都在給定的大尺度環境場與溫度、水氣

源匯下，計算參數化模式的反應，其結果容易診斷。而在完整的模式中，只有在初始時間給定大尺度場，隨後大尺度動力過程與參數化積雲過程和其他物理過程會互相影響，結果難以診斷。為了診斷評估積雲跟雲微物理參數化的反應，我們依照 MPAS 模式計算兩個對流過程的順序跟方式，以單向預測方式計算 Tiedtke 積雲參數化及 WSM6 雲微物理參數化對給定觀測資料的反應。時間步長設定為六分鐘，積雲參數化的降雨會隨著時步積分而減小，雲微物理參數化的降雨則時步積分而增加，積雲參數化進行四個時步左右降雨降至與觀測達到相同數量級，將積雲參數化的趨勢項和降雨做四個時步的平均進行診斷。

積雲參數法所需使用的大尺度變數如下。雲種選擇的部分需要使用地面的可感熱通量和潛熱通量(為了參數化不同雲種初始時的雲內水氣和溫度)，而淺雲和深對流雲的雲底質量通量求取都需使用邊界層內的強迫項(包含輻射參數法和邊界層參數法、可感熱通量和潛熱通量)。淺雲的雲底質量求取法使用邊界層內濕靜能收支，主要由強迫項決定量值大小；深對流雲的雲底質量求取法為對流可用位能(次網

格雲和次網格環境的虛溫差異，Convection Available Potential Energy (CAPE)扣除邊界層(Planetary Boundary Layer)內強迫項(CAPE<sub>PBL forcing</sub>)，此法的目的是為了改善陸地上日夜週期的模擬(Bechtold et al. 2014)，主要由自由大氣的環境場來決定量值大小。而中層對流雲的雲底質量通量求取使用大尺度上升運動，需由大尺度運動方程獲得。

考慮到 Tiedtke 方案一個網格只允許一種雲種的特性，本分析使用 ECMWF operational analysis 的網格資料 $1^{\circ} \times 1^{\circ}$ (東經 73 度~80 度，北緯 0 度~7 度) 共 64 格，調整 EC 資料使其面積平均場與探空資料的平均場一致，每 3 小時的資料內插成每 1 小時，增加樣本個數和使單向預測實驗能與 DYNAMO 探空資料進行比較。

藉由本實驗可以了解 Tiedtke 積雲參數法如何調整網格尺度大氣之溫度濕度剖面、積雲降雨產生之過程、及積雲參數法如何進一步與雲微物理參數法交互作用。

#### (四) MPAS 實驗設定及使用資料

MPAS (Model for Prediction Across Scales)模式 4.0 版(Skamarock et al. 2012)。動力核心為完全可壓縮的非靜力平衡方程，採用全球六角形網格點以及少數五邊形和七邊形網格，時間差分使用三階 Runge-Kutta 方案。參數法在模式積分中的順序同 Advanced Research WRF (ARW) (Skamarock et al. 2008)，先使用相同時刻的大尺度場計算邊界層、積雲、輻射參數化、大尺度動力場和熱力場的趨勢項，最後處理雲微物理參數化完成模式一個時步的積分，過程如圖一所示。

MPAS 模擬 DYNAMO 2011/10/01~2011/12/31 期間的季內振盪，分為六組實驗，每十五天進行一次模擬，以 National Centers for Environmental Prediction (NCEP) final analysis 的資料當作大氣初始場，將一天一筆的 Real-time global sea surface temperature (RTGSST) (Reynolds 1988)資料線性內插成六小時作為輸入的海溫，模式結果設為每六小時輸出一筆。六組的實驗結果依照時間先後，以前一組實驗最後一筆覆蓋下一組實驗第一筆資料的方式連接成三個月的模擬。

模式設定為全球近似均勻 60 公里的水平網格，共有 163842 網格點，垂直方向上有 41 層，最高一層的高度為 28 公里，時間步長為 6 分鐘，物理參數化選用為邊界層的參數化 Monin-Obukhov surface layer 方案、Yonsei University PBL 方案、four-layer Noah land surface model，短波和長波的輻射參數化為 Rapid Radiative Transfer Model for GCM (RRTMG)，積雲參數化 Tiedtke 方案，雲微物理參數化 WSM6 方案。

本研究設計了逸入率和逸出率實驗。Tiedtke 參數化中深對流雲預設的逸入率為  $E_{up} = \epsilon_{up} M_{up} \bar{\rho}^{-1} (1.3 - RH)(q_{sat}(\bar{T})/q_{sat}(\bar{T}_{surf}))^3$ 。  $\bar{\rho}$  為密度，RH 為相對溼度， $q_{sat}(\bar{T})$  為飽和水氣量， $\epsilon_{up}$  為逸入率的係數。 $\bar{\rho}$ 、RH、 $q_{sat}(\bar{T})$ 、 $q_{sat}(\bar{T}_{surf})$  均為網格尺度變數，前三個變數為高度的函數，而  $(q_{sat}(\bar{T})/q_{sat}(\bar{T}_{surf}))^3$  的物理意義為相對地表的量值做縮放使逸入率隨高度遞減。預設實驗的逸入常數為  $\epsilon_{up} = 1.75 \times 10^{-3} m^{-1}$ 。增加逸入率實驗就是將原本的深對流的逸入係數乘上 1.8， $\epsilon_{up}^{exp} = 1.8 \times \epsilon_{up}^{ctl}$ ，1.8 倍為作者經過測試後，能使實驗結果(以總降

雨強度為依據)較為顯著而決定的一個任意值。

解析度對於大尺度動力方程在網格大小為數公里到 10~100 公里的影響(遠大於紊流尺度時)，能簡單用連續方程  $\partial\omega/\partial p + \nabla_p \cdot v = 0$  估計，帶入特徵尺度將上式改寫成為  $W = (H/L)U$ ，當網格解析度越細 L 越小，上升速度 W 越大。Sato et al. (2009) 在日本的全球模式 Nonhydrostatic Icosahedral Atmospheric Model (NICAM) 中測試網格大小為 3.5 公里、7 公里、14 公里之下關閉積雲參數法模擬出來的日夜週期的的振幅和極值發生的時間點，結果顯示在粗網格解析度時，振幅越大且發生時間落後觀測越多(上升速度很小的緣故)，當網格大小下降為 3.5 公里時振幅變小和發生時間也提前，和觀測最為接近。Jung and Arakawa (2004) 在 2 維雲模式中進行不同解析度測試，結果顯示在粗網格解析度(網格大小為 32 公里)時會產生虛假的中尺度環流，雲水和水氣的垂直分布普遍落在低層。不像細解析度時，較多更小的對流雲能被模擬出來而避免了過強的中尺度環流，而雲水和水氣的垂直分布在較高層。

在高解析度(網格大小小於 10 公里)中能將積雲參數法關閉，模式中可容納很強的上升速度，能直接使用雲微物理參數法來模擬對流過程。而在 MPAS 模式網格大小為 60 公里，如將積雲參數法關閉，網格尺度的上升速度不夠使水氣在低層凝結出過多雲水，低層過大的加熱，增強低層上升速度，形成正回饋，產生過多的降雨，對流只會集中在模式最濕的地方，產生過強的中尺度環流(如同 Jung and Arakawa (2004))，且需要較久的時間才能將水氣送上高層(如同 Sato et al. (2009)的日夜週期的發生的時間點落後觀測的特徵)。除中尺度環流中心外，其他的區域水氣幾乎在低層被消耗殆盡送不上高層，高層大氣偏乾嚴重，且沒有充足的水氣產生冰相粒子，雲水和雲冰的比例約為 15:1，模式產生極大的誤差。Kang et al. (2015) 為解決此問題，對雲微物理參數法進行修改，將降雨粒子的終端速度改將為原本的一半，讓相對溼度大於 75%時水氣就能凝結成雲，凝結比例從相對溼度 75%時為零，線性增加到相對溼度 100%為一，使水氣的消耗速率變慢和對流區域擴大。

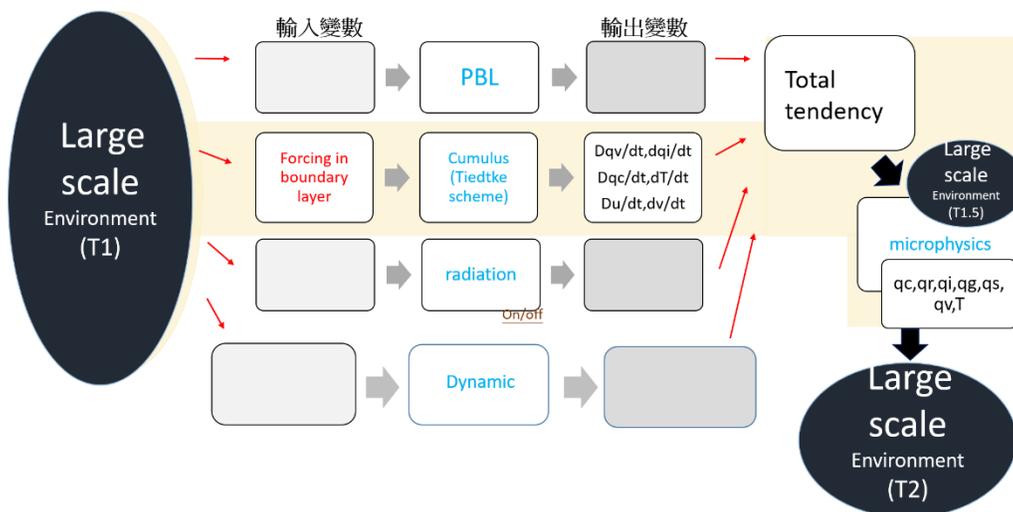
逸出率實驗的原理類似前兩段所述，假定當氣塊經由逸入過程向上抬升至下一層時，須與環境混合而帶進較乾和較冷的空氣，會使原本的浮力減小。逸出率實驗之操作方法為：如環境場越濕越暖跟次網格內雲的性質差異甚小時，為了讓混合後的浮力保持為正值，強迫逸出所有雲內質量通量，使 $D_{up}=M_{up}$  (逸出率等於上衝流的質量通量)，讓網格尺度的雲雨過程參數法去進行調整。上述作為判斷依據的浮力不同於計算積雲調整量 CAPE 的浮力，完整的積雲參數法過程中會在計算逸入率後，經由凝結過程使雲內增溫增加浮力及計算暖雲和冷雲過程，再抬升至下一層，逸出率的判斷條件則置於這些過程(凝結和雲粒子轉換)之前。一般情況下，積雲參數法的 CAPE(已考慮到凝結增溫增加浮力的過程)越大，對流越強。未考慮當次網格對流越強時，次網格積雲佔網格面積( $\sigma$ )可能越大。如果次網格積雲能大到與網格尺度相當就與原本很小  $\sigma$  的假設不同(Arakawa and Schubert 1974 ; Arakawa and Wu 2013)，和此時環境場可能會越接近於網格尺度雲微物理參數法可以控制的區域。 $\sigma$  很大的情況可能為網格解析度夠高(單一對流雲

的大小與網格尺度相當)，也可能為環境場夠濕但網格解析度沒有太高的時候(組織對流雲系佔據次網格總面積比

例很大)。而逸出率實驗想要測試的是後者的情況。

表一：MPAS 的三個實驗: 控制組、逸入率 1.8 倍、逸出率實驗的綜合比較。

實驗	控制組	逸入率1.8倍	逸出率實驗
對流	組織性差	組織性較好	組織性較好
六小時平均降雨極值 (TRMM 資料為 20~35mm hr <sup>-1</sup> )	10 mm hr <sup>-1</sup> (積雲參數法的貢獻)	35 mm hr <sup>-1</sup> (雲微物理參數法的貢獻)	30 mm hr <sup>-1</sup> (雲微物理參數法的貢獻)
850百帕大尺度垂直速度極值 (m s <sup>-1</sup> )	0.1 m s <sup>-1</sup>	0.8 m s <sup>-1</sup>	0.8 m s <sup>-1</sup>
可降水量 (kg m <sup>-2</sup> )	20~60 kg m <sup>-2</sup>	21~65 kg m <sup>-2</sup>	18~70 kg m <sup>-2</sup>
可降水量 (PW)和向外長波輻射(OLR)散布圖	極值位於可降水量高值、向外長波輻射低值	極值位於可降水量高值、向外長波輻射低值	機率分布在可降水量高值時，隨著向外長波輻射減少而遞減
三個月平均降雨場跟TRMM資料相關性 (Pattern correlation)	0.926	0.898	0.911



圖一：MPAS 模式參數法的積分順序，順序為由左到右。黑色圓圈表示大尺度場環境場(T1 第一個時步，T1.5 為雲微物理使用的大尺度場已經過中央方框的過程改變，T2 第二個時步)。中央方框的邊界層(PBL)、積雲(Cumulus)、輻射(Radiation)、大尺度動力方程使用的 T1 時刻的大尺度環境場，淺灰色方格表示輸入的變數，深灰色方格表示輸出的變數(趨勢項)，圖中只標示積雲參數法的輸入輸出變數。而以淺黃色為底的部分為單向預測實驗的操作流程。

### 三、單向預測結果

單向預測實驗類似於柱模式(single column model)，被廣泛應用於物理參數法的測試，省略水平方向的變化，也不考慮其他物理交互作用，這些過程都不會影響單向預測實驗的結果，易於理解參數法的過程。

#### (一) Tiedtke 積雲參數法單向預測實驗

以 2011 年十月觀測資料（參考第二章第三節）驅動 Tiedtke 積雲法單向預測實驗所得結果：降雨（圖二）、積雲影響大尺度水氣、溫度場的趨勢變化（圖三、圖四）顯示單向預測實驗中深雲淺雲的雲種轉換表現合理。十月前半個月為對流抑制相位，單向預測實驗模擬結果以淺雲為主，加熱量不大也幾乎沒有降雨，以積雲傳送項( $g \partial [M_{up}(q_{vup} - \bar{q}_v)] / \partial p$ ) 主導，逸入率集中在雲底而逸出率出現在雲頂，將低層水氣往上傳送。此過程在完整全球模式中能減少近地表水氣，根據整體公式(bulk formula，蒸發正比於風速和近海表與海面水氣差值) 有助於地表蒸發量再增加(Zhang et al. 2015)，同時有少部分淺雲的總水量趨勢項(方程式 1.1+1.3+1.4)，故能將整層大氣濕化

(圖三，十月 3 到 15 日)。十月後半個月為對流活躍相位，以深對流雲為主，積雲熱力效應為凝結消耗水氣同時加熱大氣（圖三、四，十月 17 日後），深對流雲降雨和觀測一致性良好，此為深對流雲的對流準平衡的特色，在給定調整時間時間內積雲對流快速消耗掉自由大氣的對流可用位能( $CAPE / \tau$ )，將能量轉換為降雨（圖二），其概念由 Betts (1997)提出，定義為重力波在調整時間( $\tau$ )內要傳出一個網格外，但 $\tau$ 很難在觀測中求得，不同參數法的表示方式也不盡相同。Tiedtke 深對流雲的調整時間為 $\tau \propto \frac{H}{\overline{\omega_{up}}}$  dx，H 為雲的深度， $\overline{\omega_{up}}$ 為上衝流的上升速度對雲的深度做平均，dx 為網格外大小。(詳見 ECMWF IFS documentation-cy40r1 Operational implementation 2014)。單向預測實驗中 CAPE 的量值從 0 到  $650 \text{Jm}^{-3}$ ， $\tau$ 的量值從 720s 到 10800s，兩者大致呈現正相關。隨著時步積分 CAPE 逐漸消耗，降雨約在第四個時步與觀測一致。27 日到 29 日 TRMM 降雨和診斷降雨有較大的偏差，積雲參數法中邊界層內如果已達穩定，深對流雲不會被激發，在此時被判斷為中層雲而產生較小的降雨。對比

DYNAMO 探空的觀測資料的 Q2(圖五)，  
 $Q2 \equiv -L_V(\partial\bar{q}/\partial t + \bar{v} \cdot \nabla\bar{q} + \bar{\omega} \cdot \partial\bar{q}/\partial P) = L_V\partial(\overline{\omega'q'})/\partial P + L_V(\bar{c} - \bar{e})$ ，  
 $\bar{q}$ 、 $\bar{v}$ 、 $\bar{\omega}$ 為空間平均後的大尺度水氣、水平風場、垂直速度。 $\bar{c}$ 、 $\bar{e}$ 為積雲尺度的凝結和蒸發。 $\overline{\omega'q'}$ 為次網格積雲的垂直傳送項。大尺度水氣的收支項大致在 15 日之前為濕化大氣，大尺度濕化較積雲參數法的淺雲顯著。單向測試中淺雲以垂直傳送主導著水氣的上下分配，無關整層濕化，凝結項和蒸發項會影響整層的水氣量趨勢項(方程式 1.1)，逸出的雲水雲冰成為雲水雲冰趨勢項。圖三中十月十日的淺雲為發展最高和強度最強的，凝結項消耗水氣較多，使大氣變乾。強度較弱的淺雲，蒸發大於凝結使水氣量具有溼化的效果(如圖三中日期軸的紅圓點)，加入逸出的雲水雲冰會讓總水量趨勢項(方程式 1.1+1.3+1.4)具有溼化的時間增加(粉紅方點)。即使加入雲水雲冰趨勢項後，總水量趨勢項具有溼化的時間依然較 Q2 短，推測 Q2 方程式中僅考慮垂直的紊流傳送而忽略了  $\nabla_h(\overline{v'qv'})$  水平的水氣紊流混合作用，此項在淺雲區的貢獻較大，為大尺度的濕化效應無法被參數法的淺雲  $(\nabla_v(\overline{\omega'qv'}) + e - c)$  所解釋的可能原因

(例如 Zermeño-Díaz et al. 2015)。而 20 日之後大尺度的收支項為變乾大氣，與積雲參數法的深對流雲的對大尺度趨勢項數量級相當。

## (二) WSM6 雲微物參數法單向預測實驗

將積雲單向操作中逸出的雲水雲冰再接由雲微物理進行後續計算。雲微物理單向操作中的計算時間設定為六分鐘(等同 MPAS 積分時步)，各種雲粒子間轉換過程和雨和雪終端速度在計算時間內多次疊代。

比較圖二和圖六，雲微物理降雨 ( $4\text{mm day}^{-1}$ ) 大約為積雲降雨 ( $30\text{mm day}^{-1}$ ) 的十分之一。圖六中將積雲對大氣場的水氣和溫度的貢獻加入討論，淺雲濕化大氣使雲微物理降雨增加，如圖六中十月 1 日到十月 16 日藍線(加入積雲反應)的值大於灰線(未加入積雲反應)的值，表示淺雲有利於後續的對流過程。而十月 20 日到十月 31 日期間，深對流雲加熱與變乾大氣，釋放不穩定度，使得雲微物理參數法降雨減少，藍線的值小於灰線的值，表示積雲參數法的深對流雲的發生會抑制後續的雲微物理的對流過程。

雲微物理參數法在操作上的時間設定會導致單向預測實驗產生不同的結果，圖六實驗的時間設定為六分鐘，雲微物理自行凝結成雲產生雲水冰的量值會比從積雲參數法獲得逸出的雲水和雲冰來的小很多，然而一旦積分時間增長使雲微物理產生出的雲水冰增加，且讓降雨粒子有充足的時間下降到地表，雲微物理的降雨能增加到積雲降雨相當的數量級(大於  $10\text{mm day}^{-1}$ )或甚至超過部分積雲降雨。操作上的時間設定與雲微物理過程各種粒子間的轉換速率和終端速度的大小有密切的關聯。

積雲參數法的對流可用位能( $CAPE/\tau$ )產生降雨和雲微物理參數法的降雨都對時間常數相當敏感。而如何選定這些係數，需進行更細部的研究。

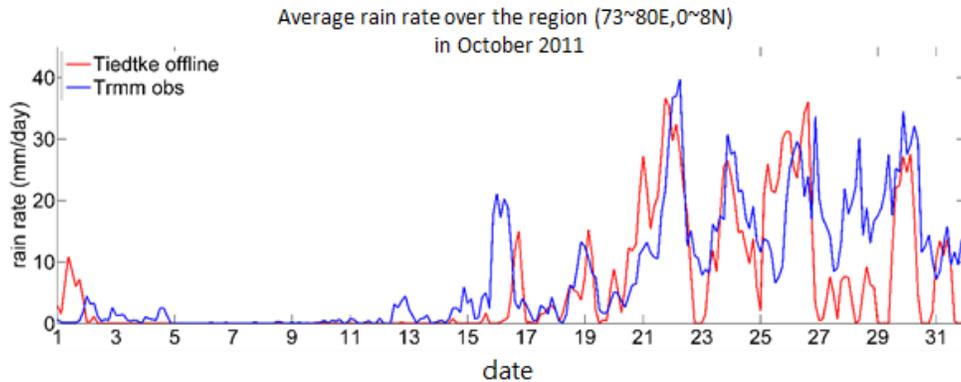
積雲參數法對於雲微物理參數法的影響有熱力的反應和雲水粒子的提供，以深對流為例，積雲加熱和變乾將不利雲微物理的雲粒子成長，而逸出過程能提供雲粒子，積雲的熱力項為抑制後續對流，積雲的雲水雲冰趨勢項為增進後續對流發展(如圖六)。而

兩者的淨效應為何，也還需做更進一步研究探討。

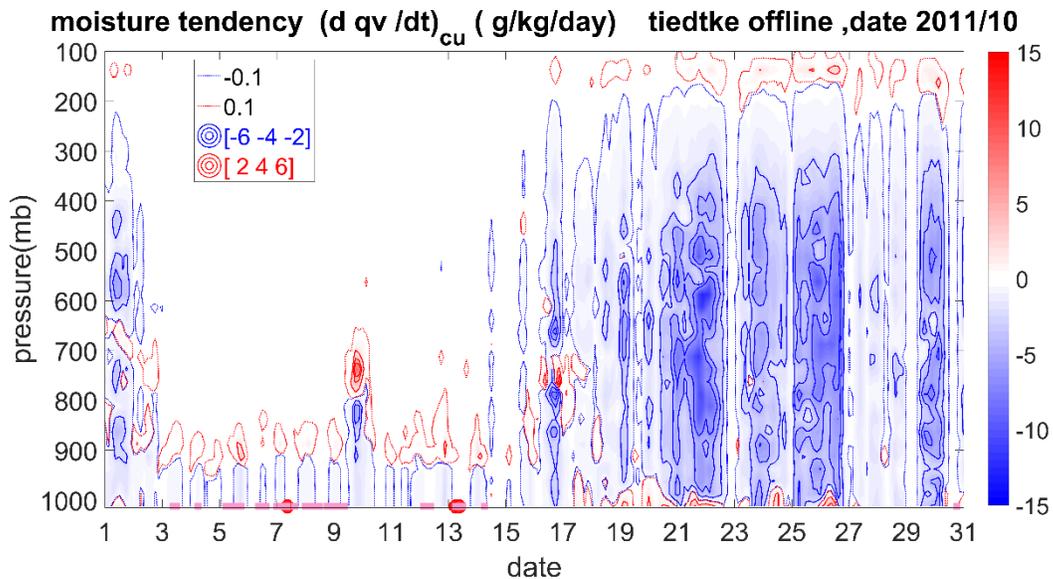
此部分的單向測試可能無法包含空間解析度的概念在其中，因為積雲和雲微物理參數法都是針對當下的水氣和溫度剖面進行調整，此部分選用解析度 $1^\circ \times 1^\circ$ 的 ECMWF operational analysis 資料，解析度遠大於雲尺度，則網格面積平均的環境場水氣( $\text{g kg}^{-1}$ )和溫度(K)能假設已達平衡，經過網格面積平均後的熱力學變數可能只具有較小的解析度的相關性。當解析度上升到雲尺度，能觀測到雲內不平衡的小尺度擾動，水氣和溫度能產生巨大的變異。此外單向測試跟雲解析模式的操作方式有所不同，雲解析模式需要使用整層大氣的 Q1 與 Q2 當作強迫項(Li et al. 2018)，Q1 與 Q2 計算與網格大小較有關連。而積雲參數法中深對流雲的強迫項只使用邊界層內的大尺度強迫項 Q1 與 Q2，深對流雲的對流調整及降雨強度還是由自由大氣的 CAPE(水氣和溫度的效應)決定，作法依照 Bechtold et al. (2014)，研究指出自由大氣的準平衡建立時間尺度約為一天，但邊界層的強迫項的反應時間更快，在 closure 部分需扣除邊界層內

的影響使得陸地上的日夜週期的時間點得到改善，此法類似淺/深對流雲的雲種選擇時需將邊界層內溫度和水氣做適當的垂直混合，以避免近地表的熱力學變數的量值過大。當白天太陽一加熱的地表就直接驅動深對流會使模式中降雨的發生時間過早。

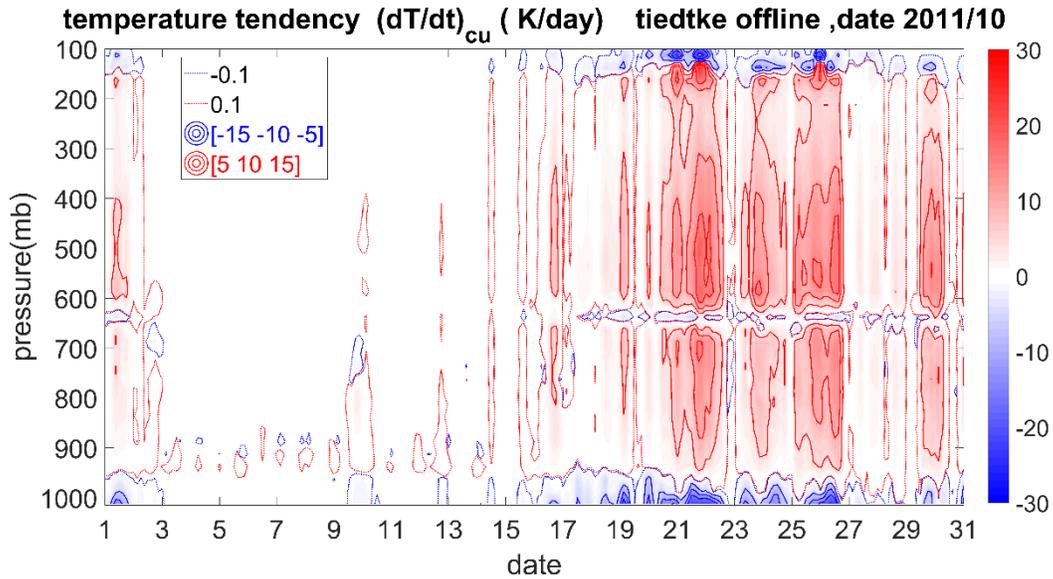
單向測試和完整模式的差別在於全球模式為依照初始條件和邊界條件進行數值積分，除了各個參數法間的交互作用，大尺度的動力場隨著對流尺度熱力場的變化所產生的反饋作用(如對流加熱引發波動或底層水氣輻合)也需要考慮。而對流過程與大尺度動力的配合由下章接續討論。



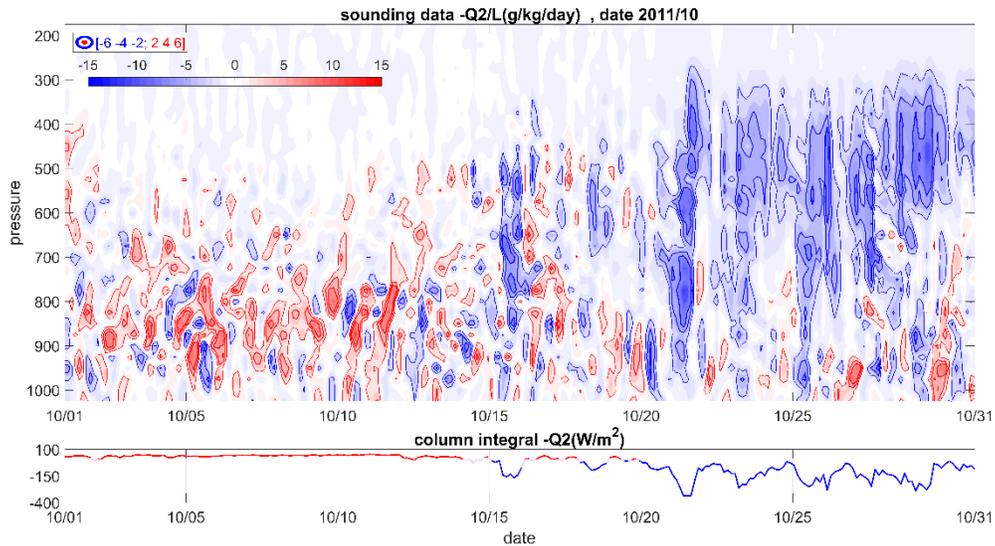
圖二：Tiedtke單向預測實驗模擬出的降雨（紅線）跟TRMM觀測降雨（藍線），單位為(mm day<sup>-1</sup>)。



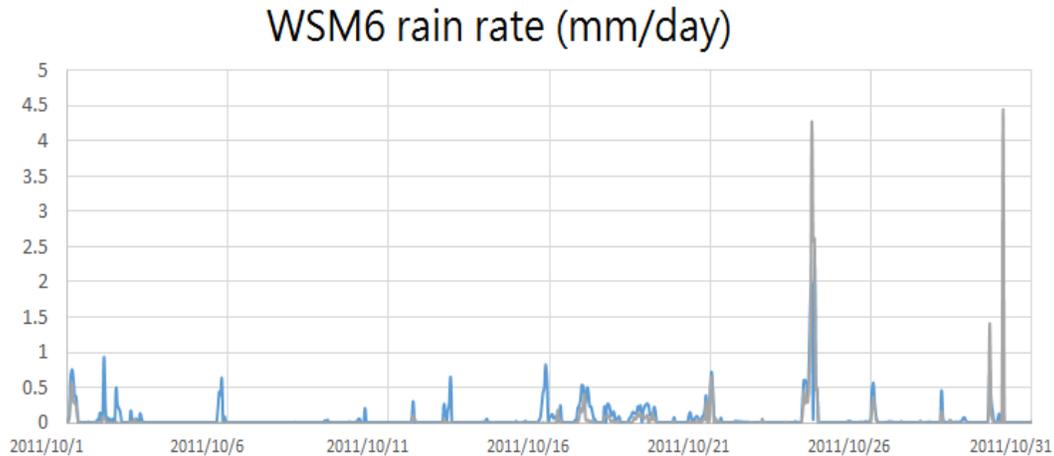
圖三：Tiedtke單向預測實驗模擬出的大尺度水氣場的趨勢項，單位是(g kg<sup>-1</sup> day<sup>-1</sup>)，紅色等值線為正表示溼化，虛線值[0.1] 實線值[2 4 6]；藍色為負表示變乾，虛線值[-0.1] 實線值[-2 -4 -6]。在日期軸的紅圓點表示水氣的趨勢項整層積分為增溼，粉紅方點表示總水量(水氣加雲水雲冰)的趨勢項整層積分為增溼。



圖四：Tiedtke 單向預測實驗模擬出的大尺度溫度場的趨勢項，單位是(k day<sup>-1</sup>)，紅色等值線為正表示加熱，虛線值[0.1] 實線值[5 10 15]；藍色為負表示變冷，虛線值[-0.1] 實線值[-5 -10 -15]。



圖五：DYNAMO 探空資料十月的Q2。上圖隨高度做整層積分成為下圖，上圖的單位為水氣變化量(g kg<sup>-1</sup> day<sup>-1</sup>)，下圖的單位為能量(W m<sup>-2</sup>)。紅色為正表示濕化，藍色為負表示變乾。



圖六：將Tiedtke 單向預測實驗模擬積雲的雲水雲冰逸出給WSM6再進行雲微物理的單向預測實驗計算後所得到的降雨。灰線雲微物理WSM6 單向預測實驗所使用大氣初始場的溫度和水氣不加入積雲反應後求得的降雨，藍線雲微物理WSM6單向預測實驗 使用積雲調整後大氣溫度和水氣剖面計算出來的降雨，單位為(mm day<sup>-1</sup>)。

#### 四、MPAS 預測實驗模擬

##### (一) 利用預設 Tiedtke 積雲參數法模擬季內振盪對流

初步測試 MPAS 預設積雲參數法的表現如圖七 b，季內振盪模擬的掌握能力不甚理想且降雨強度偏弱與部分研究結果顯示不同模式中的積雲參數法易於產生大面積的小雨一致。Lin et al. (2017) 在 CMIP5 實驗中發現模式普遍有偏乾偏暖且降雨偏小的誤差存在，Kang et al. (2015) 指出經由雲微物理參數法對冰雲中的霰 (graupel) 和冰雹 (hail) 更完善的處理能讓全球模式達到高強度的降雨，此過程在積雲參數法中較為簡化而無法完全描述冷雲的過程，降雨強度偏弱。現行的積雲參數法具有上述缺點，但將 MPAS 模式的解析度從 60 公里下降到較細的解析度，積雲參數法也可能無法產生更大的降雨，如同中央氣象局 Global Forecast System (GFS) 模式在 25 公里運行時降雨依然偏小(Su et al. 2019)。Tiedtke 和 simplified Arakawa-Schubert(GFS 模式中使用) 積雲參數法的降雨的能量來自 CAPE，為熱力場變數，能量建立的過程為由底層大氣的濕化效應和高層大氣的變冷效應產生 CAPE，在模式中與大尺度和其他參數法過程有密切的相關，而這些過程隨著解析度的改變為何，還須深入探討。

本研究以第一章所提及的研究為背景，調整 Tiedtke 積雲參數法的逸入率和逸出過程試圖改善在 60 公里粗網格下的進行對流過程模擬。質量通量(M)隨高度變化的方程式為  $\partial M / \partial Z = E(\text{逸入率}) - D(\text{逸出率})$ 。質量通量方程中逸入率表示將環境的空氣性質帶入雲內混合，同時增加質量通量；雲能發展多高，則是靠著逸入逸出測試熱力條件，檢驗雲內濕氣塊能抵抗乾空氣向上發展所到的高度，一旦喪失浮力，雲頂位置即被決定。調整逸入率能控制積雲參數化中，雲的發生，雲頂的高度，對應的就是積雲參數化對大尺度水氣和溫度趨勢項的剖面分布。另一方面，亦有研究修改雲底質量通量求取(closure)以決定積雲調整量的大小，雖能部分掌握陸地上的日夜週期的時間點(Bechtold et al. 2014)，但沒有修改逸入逸出描述積雲垂直上發展來的直觀。最後選用逸入逸出率作調整的原因也是希望對於深對流雲對環境場的敏感性及積雲發展的過程作討論。

## (二) 逸入率乘上 1.8 倍實驗

逸入率乘上 1.8 倍實驗如第二章第五節所述，此實驗所模擬之 2011 年十月到十二月，三個月間熱帶地區降雨如

圖七 c 所示。比對 TRMM 觀測降雨率(圖七 a)與預設積雲參數法模擬(圖七 b)，逸入率實驗能夠模擬出較大的降雨率，季內振盪對流組織較好且系統向東傳遞。增強逸入率表示增加積雲對環境水氣的敏感性，當大氣水氣偏乾時積雲較難發展，能先抑制住較零散的對流，不讓深對流雲消耗水氣，有利於累積環境的水氣，使對流雲的生長偏向較濕的區域，可助於積雲對流組織。圖八(a)與圖九(1-a)顯示，相對於預設實驗，增加逸入率讓可降水量的極值從原本的  $60 \text{ kg m}^{-2}$  增加到  $75 \text{ kg m}^{-2}$ ，而 850 百帕大尺度上升速度從  $0.1 \text{ m s}^{-1}$  變成  $0.8 \text{ m s}^{-1}$ ，表示能夠組織出更強的對流系統。另外，逸入率實驗中積雲降雨不會隨著可降水量和上升速度和增加而一直變大，而有一定上界，其降雨極值發生在可降水量  $65 \text{ kg m}^{-2}$  時(圖九 1-a)，850 百帕上升速度為  $0.2 \text{ m s}^{-1}$  時(圖九 1-b)，在過此上界後積雲降雨有逐漸變小的趨勢。而雲微物理降雨逐漸增加，到達最大上升速度  $0.8 \text{ m s}^{-1}$  時，雲微物理降雨遠大於積雲降雨(圖九 1-c)。

雲微物理參數法所接收到積雲逸出的雲水雲冰都位於雲頂的位置，雲微物理降雨常被稱為層狀降雨，如預設實驗中 850 百帕下沉區域所產生之雲微

物理參數法降雨(圖八 a)。另外雲微物理參數法在積分過程中放置於最後以確保模式穩定，當積雲參數法計算不到或沒有算完的時候(如圖二，單向預測實驗時 27 號到 29 號被積雲參數判定為中層雲，降雨較觀測小很多，此時與原本 Tiedtke 參數法假定深對流雲為熱帶降雨雲系，中層雲為中緯度暖鋒鋒面雲系，有些許差異。Tiedtke 參數法的深對流的雲種選擇可能有改進空間)，就會由雲微物理參數法進行凝結和降雨的計算。Chen and Mapes (2018) 修改逸入率和 Mishra (2011) 修改對流調整時間的實驗都改變了積雲參數法的效率，結果顯示當積雲參數法深對流雲的效率較低時，雲微物理參數法的效率就會提高。積雲參數法依照熱力學的角度設計，雲和環境差異產生的 CAPE 作為能量來估算積雲調整量，達到降雨和觀測一致的結果(單向預測診斷結果)，當能量消耗殆盡的時候基本上對流就會消散。圖十為逸入率實驗中 10 月下旬的一個氣旋系統。氣旋中心位於 60°E13°N 的位置。在這個對流系統中，高層的  $\partial\theta/\partial z$  在氣旋中心位置大於外部兩區，低層的  $\partial\theta_e/\partial z$  在氣旋中心位置小於外部兩區，不穩定度均是外部兩區較大，不穩定度在氣旋中心位置幾乎已經消失(圖十 a)，網格能解

析的對流中心已經飽和後，區分不出雲和環境，在此時要繼續維持對流系統的話，需靠外界的能量補充，如在模式中以大尺度動力強迫出來的對流系統(颱風、有組織的對流系統)的中心，建立可觀上升速度時會是以雲微物理參數法主導降雨(如圖九 1-b 和 1-c 及圖 10 b)。底層強輻合將水氣送入對流中心，提供對流生命中後期的能量維持。此為在粗解析度時雲微物理降雨依然不全為層狀降雨的一個例子，但這類情況也會依照各個積雲參數法有所差異。

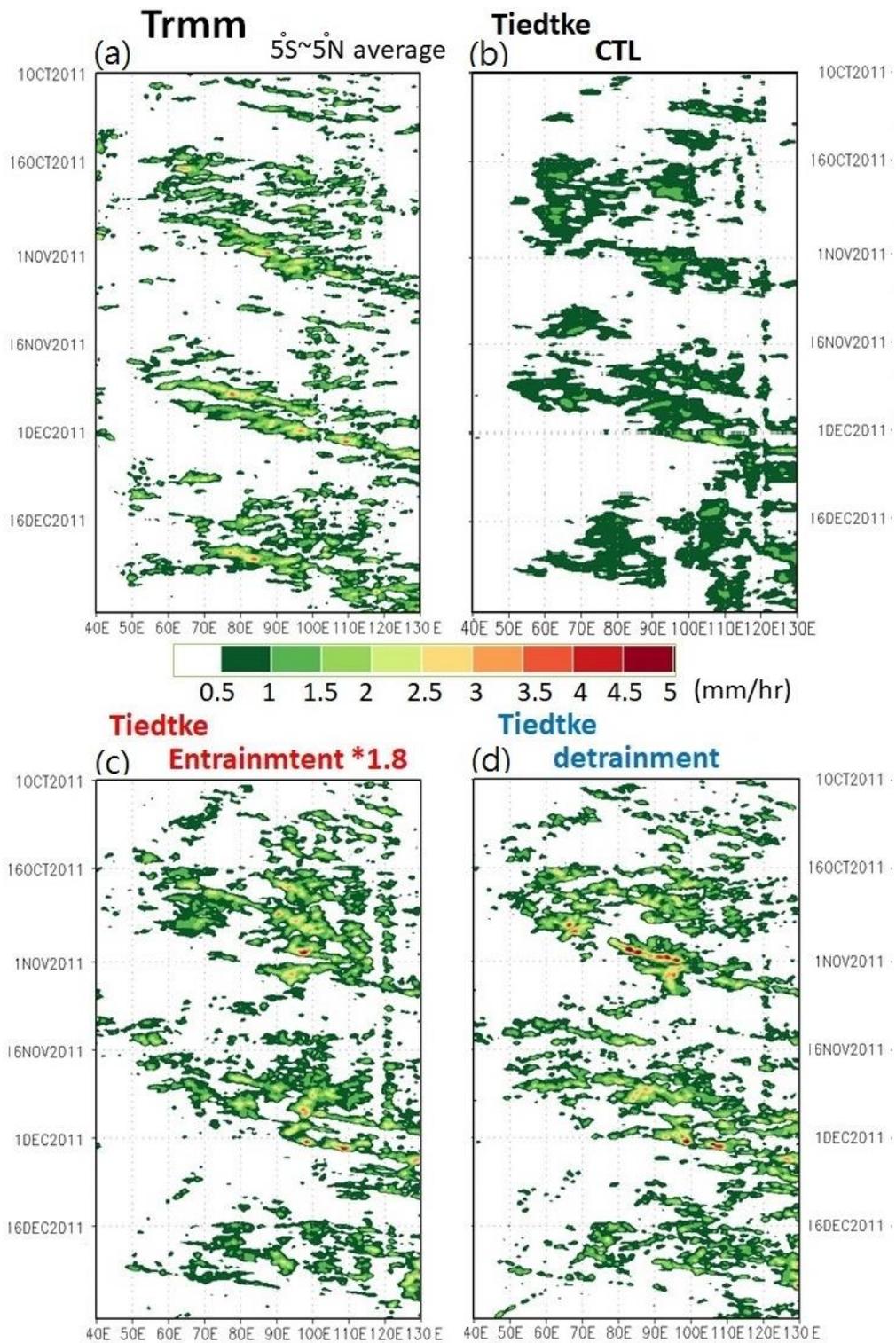
### (三) 逸出率實驗

與直接解析對流過程不同，積雲參數法中的質量通量方程為  $\partial M/\partial Z = E - D$ ，質量通量隨高度的變化由逸入逸出率決定。藉由環境場的熱力條件決定雲頂高度，而不是以上升速度乘上時間來表示距離( $w_c dt$ )，如果模式時步( $dt$ )小到能夠容許積雲從雲底至雲頂發展的過程不在一個時步內被完成，積雲參數法產生的加熱剖面的高度會被高估。當深對流雲發生時，網格尺度的上升速度的極值總是位於對流層頂。

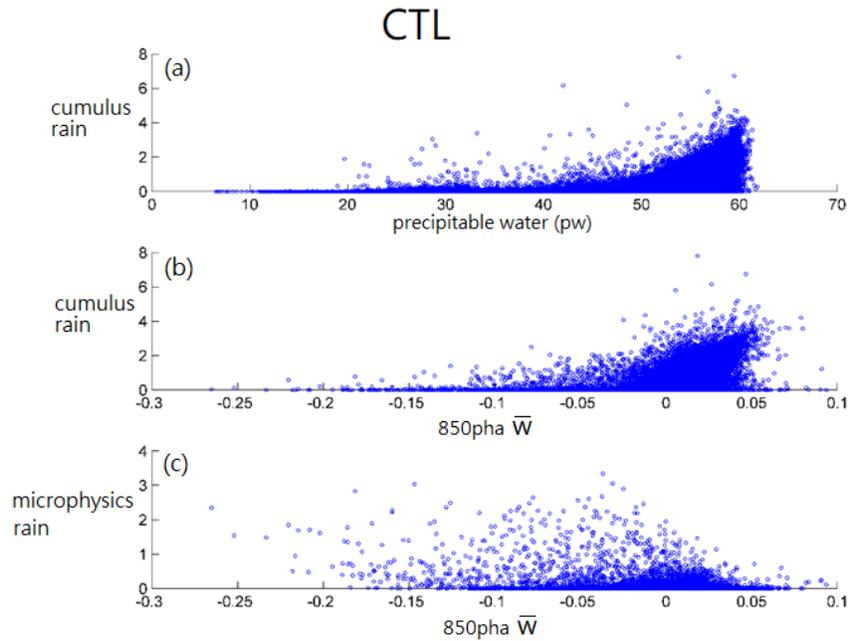
自由大氣濕時對流容易發展，開關積雲參數法皆如此。故本實驗採取在環境場較有利強烈深對流發展的地方進

行物理過程的改變，如 Jung and Arakawa (2004)實驗中，粗解析度關閉積雲參數法會產生虛假的中尺度環流，無法將水氣分配給周圍較乾的區域，對流的範圍被限縮，而無法模擬出正確的對流過程。調整逸出率實驗是讓積雲參數法的深對流雲對環境場做選擇，將粗解析度下只靠雲微物理參數法就能模擬出的中尺度環流中心留給雲微物理和網格尺度的上升運動進行對流調整，周圍較乾的區域由原本的積雲參數法的深對流雲進行對流調整。使模式在深對流雲區的模擬，能夠部分利用大尺度上升運動做對流調整以避免過高的積雲加熱(請參見第二章第五節逸出率實

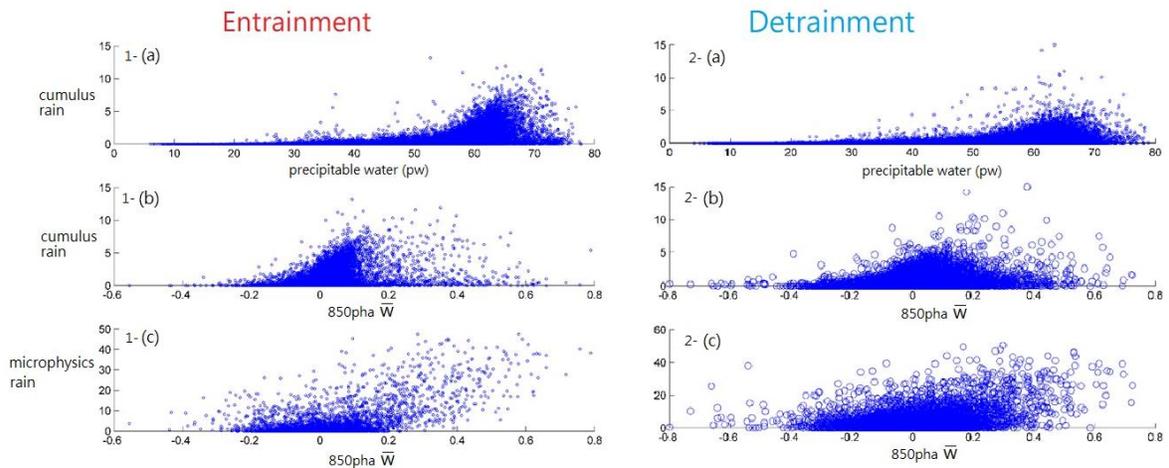
驗的描述)。逸出率實驗的方法為以深對流雲的逸入逸出過程診斷次網格內環境跟雲混合過程，逸入過程會因為帶進環境較乾會讓雲內浮力消失，浮力無法消失的情況將此時定義為環境和雲的特性差距不大，此時深對流達到一定的強度，環境場也夠濕。這種情況下，參數化逸出率使積雲參數法的深對流雲將次網格中的雲全部逸出，並藉由雲微物理過程進行調整。使用雲微物理操作垂直水氣平流隨時間向上推移的漸進發展將隨時間變化的凝結加熱分布貢獻給大尺度場，中低層的加熱直接誘發輻合，網格尺度上升速度增強，同時大尺度建立輻合中心。



圖七：2011年10至12三個月期間，降雨於南北緯5度間範圍內之降雨率(mm h<sup>-1</sup>) Hovmöller diagram：(a)TRMM 觀測資料、(b)控制組實驗(CTL) 模擬、(c)逸入率實驗模擬、(d)逸出率實驗模擬。



圖八：控制組實驗模擬之(a)可降水量( $\text{kg m}^{-2}$ )—積雲降雨( $\text{mm h}^{-1}$ ) 散布圖、(b) 850 百帕上升運動( $\text{m s}^{-1}$ )—積雲降雨( $\text{mm h}^{-1}$ ) 散布圖、及(c) 850 百帕上升運動( $\text{m s}^{-1}$ )—雲微物理降雨( $\text{mm h}^{-1}$ ) 散布圖。圖為 10 月 15 日到 31 日的實驗結果，時間解析度為六小時，選取的範圍為  $15^{\circ}\text{S}\sim 15^{\circ}\text{N}$ ， $50^{\circ}\text{E}\sim 100^{\circ}\text{E}$ 。



圖九：類似圖八，但左圖為逸入率實驗模擬結果、右圖為逸出率實驗模擬結果。

逸出率實驗模擬的三個月降雨 Hovmöller diagram 為圖七(d)，可以看到與逸入率實驗相似的結果，降雨的強度均大於預設實驗，由圖九(2-c)可知降雨極值主要由雲微物理貢獻，逸出率是讓積雲參數法的深對流雲停止作用，此時深對流的加熱和變乾(抑制對流)、逸出雲外的粒子(增進對流發展)均停止作用，雲微物理使用未被積雲調整過後的溫度濕度剖面進行計算，經由逸出率實驗結果可知在全球模式完整的動力架構下，不靠積雲參數法，雲微物理依然可以產生可觀的降雨。此實驗能對比第三章第二節及圖六的結果，單向測試結果如同模式預設實驗(圖七 b 和圖八)，預設的積雲參數法有效地抑制雲微物理參數法，讓雲微物理為高層雲的層狀降雨。圖七(b、c、d)顯示季內振盪在對流活躍相位時系統要是強度不夠，系統組織和東傳的訊號會較差，而圖七(c、d)顯示降雨強度增加為雲微物理貢獻，扮演著系統增強的角色(如圖九 1-c 和 2-c 使 850 百帕上升速度增強為  $0.8\text{m s}^{-1}$ )。

## (二)實驗綜合討論

Del Genio et al. (2015) 分析 DYNAMO 觀測資料並和某質量通量型積雲參數法的模式模擬結果做比較，結

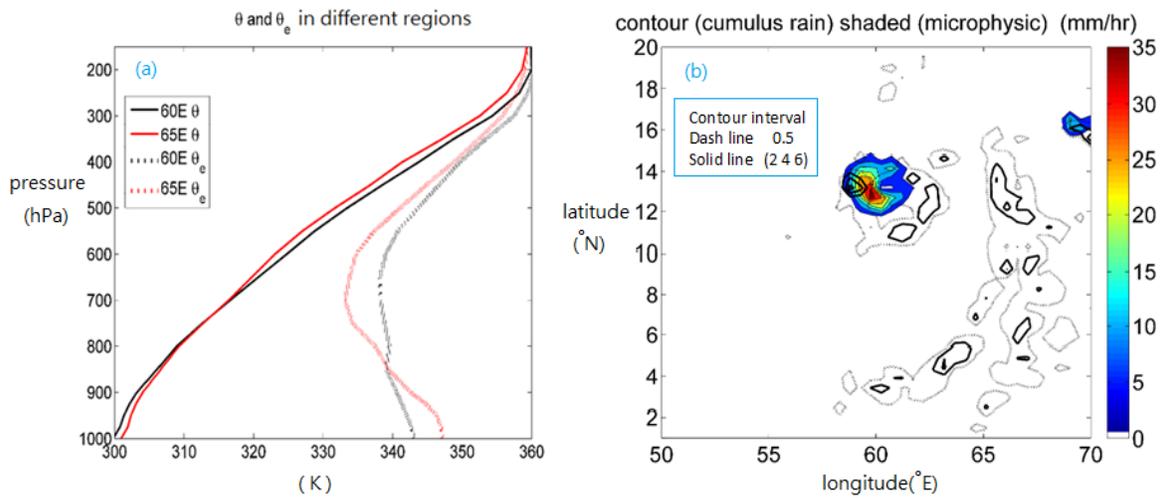
果顯示模式和觀測中環境場的可降水量與雲頂高度之間的關係呈現相反的趨勢。觀測(圖十三)在水氣多的時候低中高雲都有且雲頂越高機率分布越少，但模式中則幾乎全以雲頂最高的深對流雲為主。使用與 Del Genio et al. (2015) 類似之分析方式，繪製本研究 MPAS 實驗及觀測資料之可降水量(PW)和向外長波輻射(OLR)的機率分布散布圖(如圖十一所示)。

EC-interim 的水氣和 NOAA OLR 機率分布(圖九 a)顯示在 PW 適中時有極值且隨 OLR 降低有遞減的趨勢，和 Del Genio et al. (2015)雷達觀測到的結果較為相似，且與 Yano (2014) 提出真實的對流過程隨時間演變的暫態特性一致。和使用積雲參數法的過程不同，真實的對流過程中就算是能發展到對流層頂的深對流雲(當 PW 極大值時)，雲底(邊界層)和雲頂(對流層頂)的距離也不會像質量通量方程式中在一個時步中被完成，積雲參數法已經假設對流過程達到當下的平衡態，故無法描述暫態過程。

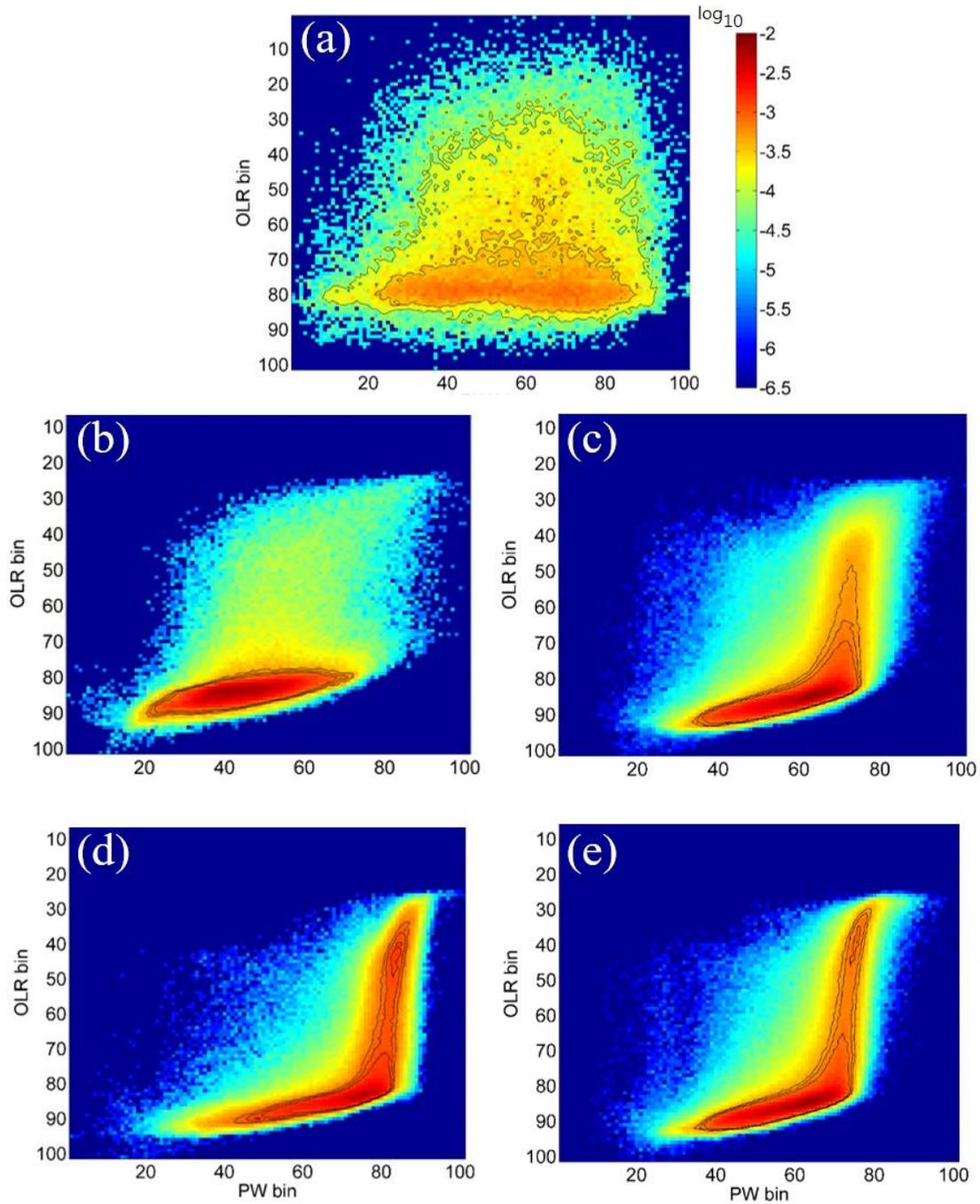
開關積雲參數法時，模式則有截然不同的表現：圖十一 b 和圖十一 c、d、e 顯示，關閉積雲參數法(圖十一 b)後兩變數的表現為太集中於 OLR 大值的區域顯示在粗解析度時深對流雲發展較

困難。使用積雲參數法時(圖十一 d、e) 機率分布的大值會位於 PW 最大值 OLR 最小值，顯示水氣多時深對流雲太容易生長且過高。逸出率實驗(圖十一 c)當 PW 大值時機率分布為隨 OLR 減少而

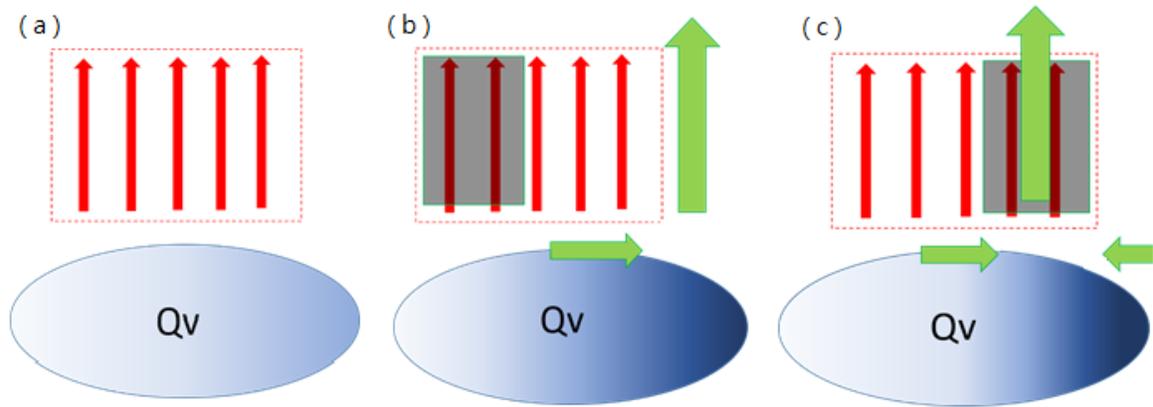
遞減和觀測較為相似，表示在模式中對流的發展過程被部分掌握以及減少過高的雲頂分布(如第四章第三節的敘述)。



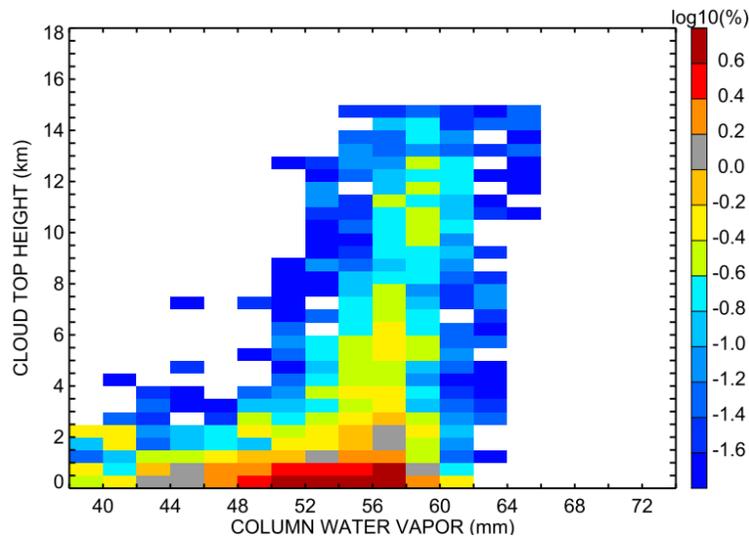
圖十：逸入率實驗中 10 月 29 日印度洋中產生的氣旋系統。(a)圖為取北緯 8°N 到 15°N 的範圍平均的位溫 $\theta$ (實線)和相當位溫 $\theta_e$ (虛線)的隨氣壓座標的垂直分布圖，黑線為東經 60 度區域和紅線為東經 65 度區域。(b)圖為水平分布圖，x 軸為東經 50 度~70 度，y 軸為北緯 1 度~20 度，等值線為積雲降雨(mm h<sup>-1</sup>)，色塊為雲微物理降雨(mm h<sup>-1</sup>)



圖十一：將 DYNAMO 三個月每六小時一筆， $10^{\circ}\text{S}\sim 10^{\circ}\text{N}$ ， $50^{\circ}\text{E}\sim 100^{\circ}\text{E}$ ，所有樣本的可降水量(PW)和向外長波輻射(OLR)兩個變數之間的關係畫成對數(log)機率分布圖，將變數分成 100 個等間距的區間(bin)，以 PWbin 與 OLRbin 做為座標。(a)圖為 NOAA OLR 和 ECinterim 水氣當成對照組，(b)圖為關閉積雲參數法，(c)圖為逸出率實驗，(d)圖為控制組實驗(CTL)，(e)圖為逸入率實驗。



圖十二：MPAS 實驗示意圖，(a) 預設 Tiedtke 實驗，可降水量為藍橢圓色調向右漸增，上方紅色箭頭表示積雲參數法的深對流雲。(b) 逸入率 1.8 倍實驗，對流往溼區集中，最左方紅色箭頭被黑色覆蓋表示水氣少處不利對流發展。水氣最多處為大尺度輻合區和雲微物理降雨(綠色箭頭)。(c) 逸出率實驗，在較強的深對流雲區改以網格雲雨和大尺度動力模擬深對流。



圖十三：引用自(Del Genio et al. 2015 圖四)，DYNAMO 實驗期間於 Gan 島上，KAZR 雷達觀測到的雲頂高度和大尺度資料中整層水氣量的對數機率分布圖。

## 五、結論

本篇論文藉由單向預測診斷分析和 MPAS 模擬探討積雲參數法中逸入與逸出過程對季內振盪對流模擬之影響。單向預測診斷使用 DYNAMO 探空資

料作為環境強迫，單方向的診斷積雲導出量並與雲微物理做連接。而 MPAS 模擬部分則著重分析積雲參數法和雲微物理參數化在粗網格解析度下(網格大小為 60 公里)的交互作用。在粗解析度的情況下，無論何種做法都不是為了直

接解析個別的對流雲單體，而是探討對流加熱的整體效應及其對大尺度環流間的反饋。如果要研究更細部的雲動力與對流組織過程，將網格解析度下降依然是必須的。

本研究中在粗網格解析度下使用預設 Tiedtke 積雲參數法的實驗結果顯示積雲參數法幾乎主導了熱帶的深對流的降雨但是強度小於觀測，而雲微物理為層狀降雨且強度顯著小於積雲參數法降雨(圖八)。

在逸入率實驗中，積雲參數法的對流會在釋放完穩定度後消失並由雲微物理主導對流，由消耗次網格內自由大氣的能量轉換成運用大尺度垂直水氣平流直接降雨。雲微物理讓降雨強度增強許多(圖九 1)。

逸出過程實驗則顯示讓雲微物理提前控制對流降雨，也能使降雨強度增加(圖九 2)，且避免過高的雲頂(低 OLR)機率分布(圖十一 c)。另外，測試逸出實驗對陸地日夜週期(積雲發展相關議題)的影響為未來可深入探討的方向之一。

全球模式的架構中，包含有積雲參數法的淺雲和深對流雲、雲微物理的大尺度降雨，依照模式計算各種參數法的先後順序，積雲對流降雨和雲微物理降雨的強度和空間分布大致上是互補的，

積雲和雲微物理參數法的對流調整均為了釋放掉大氣場具有的總能量，如同雲微物理單向預測操作時如將積雲的深對流雲對大氣的加熱和變乾效應加入其中雲微物理操作的降雨會變少。積雲參數法所使用的 CAPE 為自由大氣的能量，雲微物理的降雨機制為  $-\bar{\omega} \cdot (\partial \bar{q} / \partial p) = L_v (\bar{c} - \bar{e})$ ，靠著網格尺度的垂直水氣平流進行網格尺度雲雨過程的飽和凝結凝固計算，網格尺度的上升速度  $\bar{\omega}$  對於積雲參數法為外部動力，在操作積雲時不被考慮。雖然在粗網格時  $\bar{\omega}$  很小，但可能在系統增強時相對重要(如同逸入逸出實驗結果)。MPAS 預設實驗和單向預測實驗的結果為普遍認知的積雲參數法連結雲微物理參數法的方式，而在不同解析度下的作用為何，和積雲參數法所需的 CAPE 能量建立和消耗的時間尺度對組織對流的物理過程的影響也還需更細部的研究來探討。

Mishra (2011) 研究在 Community Atmosphere Model version 3 (CAM3) 模式中積雲參數法的對流調整時間對對流模擬的影響，以調整時間一小時和八小時兩組實驗做對比，八小時實驗中積雲參數法深對流雲降雨較小，積雲參數法淺對流雲和大尺度降雨較大，凱爾文

波較慢，季內振盪訊號較強。跟本文實驗中雲微物理降雨較強時的結果也有相似之處。而且 Mishra (2011)所使用的網格大小為 $2.8^\circ$ ，與本文實驗的 60 公里，均為粗網格解析度。更深入研究雲微物理降雨與季內振盪的關係為未來可行的研究方向之一。

網格尺度動力和雲微物理參數法常用於細解析度模擬，網格解析度增加的同時模式時步也跟著下降，在短時步中直接解析對流過程對於積雲發展的掌握能力較好。而模式的網格大小接近 10 公里時被稱為灰色地帶(grey zone)，開關積雲參數法都有著使用的原因與考量。以積雲參數法的角度，積雲參數法的雲種選擇和質量通量方程仍需保留否則會對模式造成誤差。這樣的解析度下依然需要對雲種進行判斷，因為淺雲的模擬需要更高的解析度(網格大小小於 1 公里)。積雲參數法深對流雲的加熱和變乾避免掉過強的網格雲雨，讓總降雨不至於較觀測偏強，如 Han and

## 參考文獻

Ahn, M. S., Kim, D., Park, S., and Ham, Y. G., 2019: Do We Need to Parameterize Mesoscale Convective Organization to

Pan(2011)讓積雲參數法有效抑制掉網格雲雨過程，使 850 百帕與 200 百帕重力位誤差縮小。

在不同的解析度之下積雲和雲微物理參數法之間的作用是否會改變還有待未來進行更多研究探討。目前由 Arakawa and Wu (2013)提出的依照解析度適度的調整積雲參數法和雲微物理參數法的相對比重的整合型參數法方案，被廣泛應用在各個模式之中，為熱門的研究議題。比較本研究 and Arakawa and Wu (2013)的方法彼此之間的關係和解析度的效應為另一個未來可行的研究方向。

## 致謝

本文作者感謝美國 Lawrence Livermore National Laboratory 的 Xie, Shaocheng 博士提供 DYNAMO 期間之分析資料。本研究在科技部自然司計畫(編號：MOST 106-2111- M-002-003-MY2)資助下完成。

Mitigate the MJO -Mean State Trade-Off? *Geophys. Res. Lett.*, **46**, 2293-2301.  
Arakawa, A., and Schubert, W. H., 1974: Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-

- scale environment, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674-701.
- \_\_\_\_\_, 2004: The cumulus parameterization problem: Past, present, and future. *J. Climate*, **17**, 2493-2525.
- \_\_\_\_\_, and Wu, C. M., 2013: A unified representation of deep moist convection in numerical modeling of the atmosphere, Part I. *J. Atmos. Sci.*, **70**, 1977-1992.
- Bechtold, P., Semane, N., Lopez, P., Chaboureau, J. P., Beljaars, A., and Bormann, N., 2014: Representing equilibrium and nonequilibrium convection in large-scale models. *J. Atmos. Sci.*, **71**, 734-753.
- Benedict, J. J., and Randall, D. A., 2007: Observed characteristics of the MJO relative to maximum rainfall. *J. Atmos. Sci.*, **64**, 2332-2354.
- Berrisford, P., and Coauthors, 2011: The ERA-Interim archive, version 2.0. 0. *ERA report series*, **1**, 1–16.
- Betts, A., 1997: The parametrization of deep convection: A review. In *Proc. ECMWF Workshop on New Insights and Approaches to Convective Parametrization, Reading, 4–7 November 1996*, 166–188.
- Chen, B., and Mapes, B. E., 2018: Effects of a Simple Convective Organization Scheme in a Two-Plume GCM. *J. of Adv. Model. Earth Syst.*, **10**, 867-880.
- Chen, G., and Wang, B., 2019: Dynamic moisture mode versus moisture mode in MJO dynamics: importance of the wave feedback and boundary layer convergence feedback. *Climate Dyn.*, **52**, 5127-5143.
- Del Genio, A. D., Wu, J., Wolf, A. B., Chen, Y., Yao, M. S., and Kim, D., 2015: Constraints on cumulus parameterization from simulations of observed MJO events. *J. Climate*, **28**, 6419-6442.
- Guichard, F. M., and Coauthors, 2004: Modelling the diurnal cycle of deep precipitating convection over land with cloud-resolving models and single-column models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **130**, 3139-3172.
- Han, J., and Pan, H. L., 2011: Revision of convection and vertical diffusion schemes in the NCEP global forecast system. *Wea. Forecasting*, **26**, 520-533.
- Hong, S. Y., and Lim, J. O. J., 2006: The WRF single-moment 6-class microphysics scheme (WSM6). *J. Kor. Meteor. Soc.*, **42**, 129-151.

- Huffman, G. J., and Coauthors, 2007: The TRMM Multisatellite Precipitation Analysis (TMPA): Quasi-global, multiyear, combined-sensor precipitation estimates at fine scales. *J. Hydrometeor.*, **8**, 38–55.
- ECMWF IV, I. F. S., 2014: Documentation—Cy40r1 Part IV: Physical Processes. *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts: Reading, UK*.
- Jung, J. H., and Arakawa, A., 2004: The resolution dependence of model physics: Illustrations from nonhydrostatic model experiments. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 88–102.
- Kang, I. S., Yang, Y. M., and Tao, W. K., 2015: GCMs with implicit and explicit representation of cloud microphysics for simulation of extreme precipitation frequency. *Climate Dyn.*, **45**, 325–335.
- Kuo, Y. H., Neelin, J. D., and Mechoso, C. R., 2017: Tropical convective transition statistics and causality in the water vapor–precipitation relation. *J. Atmos. Sci.*, **74**, 915–931.
- Li, X., and Coauthors, 2018: Evolution of precipitation structure during the November DYNAMO MJO event: Cloud-resolving model intercomparison and cross validation using radar observations. *J. Geophys. Res. Atmos.*, **123**, 3530–3555.
- Liebmann, B., and C. A. Smith, 1996: Description of a complete (interpolated) outgoing longwave radiation dataset. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 1275–1277.
- Lin, Y., Dong, W., Zhang, M., Xie, Y., Xue, W., Huang, J., and Luo, Y., 2017: Causes of model dry and warm bias over central US and impact on climate projections. *Nat. Commun.*, **8**, 881.
- Madden R. and P. Julian, 1972: Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40–50 day period. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109–1123.
- Mishra, S. K., 2011: Influence of convective adjustment time scale on the tropical transient activity. *Meteor. Atmos. Phys.*, **114**, 17–34.
- Reynolds, R. W., 1988: A real-time global sea surface temperature analysis. *J. Climate*, **1**, 75–87.
- Sato, T., H. Miura, M. Satoh, Y. N. Takayabu, and Y. Wang, 2009: Diurnal cycle of precipitation in the tropics simulated in a global cloud-resolving model. *J. Climate*, **22**, 4809–4826.
- Skamarock, W. C., and Coauthors, 2008: A Description of the Advanced Research WRF Version 3.

- \_\_\_\_\_, Klemp, J. B., Duda, M. G., Fowler, L. D., Park, S. H., and Ringler, T. D., 2012: A multiscale nonhydrostatic atmospheric model using centroidal Voronoi tessellations and C-grid staggering. *Mon. Wea. Rev.*, **140**(9), 3090-3105.
- Su, C. Y., Wu, C. M., Chen, W. T., Chen, J. H., 2019: Object-based precipitation system bias in grey zone simulation: the 2016 South China Sea summer monsoon onset. *Climate Dyn.*, **53**, 617–630.
- Tiedtke, M., 1989: A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models. *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1779-1800.
- Yanai, M., Esbensen, S., and Chu, J. H., 1973: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 611-627
- Yano, J. I., 2014: Basic convective element: Bubble or plume? A historical review. *Atmos. Chem. Phys.*, **14**, 7019-7030.
- Zhang, C., Y. Wang, and K. Hamilton, 2011: Improved representation of boundary layer clouds over the southeast Pacific in ARW-WRF using a modified Tiedtke cumulus parameterization scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **139**, 3489–3513.
- Zermeño-Díaz, D. M., Zhang, C., Kollias, P., and Kalesse, H., 2015: The role of shallow cloud moistening in MJO and non-MJO convective events over the ARM Manus site. *J. Atmos. Sci.*, **72**, 4797-4820.
- Zhu, H., and Hendon, H. H., 2015: Role of large-scale moisture advection for simulation of the MJO with increased entrainment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **141**, 2127-2136.

# The effect of parameterized convective processes on the simulation of intraseasonal oscillations

Yi-an Chen Buo-Fu Chen Shu-yu Hou Chung-Hsiung Sui

National Taiwan University, Taipei

(manuscript received 03 September 2019 ; in final form 04 February 2020)

## Abstract

This study focuses on the influence of entrainment and detrainment rates on the interaction between the cumulus scheme and the cloud microphysics scheme. Offline analysis and the Model for Prediction Across Scales (MPAS) model simulations were conducted to examine the role of Tiedtke cumulus scheme on the simulation of convection associated with intraseasonal oscillation.

The offline analysis shows that shallow convection transports moisture from the boundary layer to lower troposphere and provides a favorable environment for deep convection. After adjusting atmosphere temperature and moisture profiles by the cumulus scheme, the cloud microphysics scheme generates more precipitation in shallow convective region and generates less precipitation in the deep-convective region. Total precipitation in deep convection region is consistent with TRMM observation. Cumulus parameterization could simulate reasonable shallow-to-deep cloud transition in different phases of intraseasonal oscillation.

We also conducted three sets of MPAS experiments: default Tiedtke scheme (control experiment), Tiedtke scheme with 1.8 times entrainment rate, and Tiedtke scheme with modified detrainment rate. The higher-entrainment-rate experiment simulates more organized convection than that in the control experiment because convections are inhibited in the dry region and tend to aggregate in the moist region. Traditional cumulus parameterization in the framework of mass-flux is usually difficult to simulate convection development and to produce high cloud top. In the detrainment experiment, the model with a modified cumulus scheme detrains the precipitation and switches to cloud microphysics scheme to produce rainfall when the difference between subgrid-cloud and subgrid-environment is smaller than a certain threshold. In both entrainment and detrainment experiments, column water vapor and large-scale vertical velocity could be increased with a cloud microphysics scheme that produces enhanced rainfall

comparable with observation. A cloud microphysics scheme interacting with cumulus parameterization seems to be important to convective organization and development.

**Keyword: cumulus parameterization, Tiedtke scheme, entrainment rate, detrainment rate, cloud microphysics, convective organization,**

doi: 10.3966/025400022019064702002