

飛沫效應對熱帶氣旋發展的影響

汪建良
中正理工學院應用物理系

摘要

本研究採用一個軸對稱、非靜力熱帶氣旋數值模式，以探討「飛沫效應」對熱帶氣旋發展的影響。研究結果顯示，飛沫效應不影響熱帶氣旋的最大強度，但對於其增強的速率，則有較明顯的作用。尤其，當初始熱帶氣旋強度較弱時，飛沫效應會減緩氣旋的發展。

關鍵詞：熱帶氣旋發展，飛沫效應，海氣交互作用。

1 前言

過去的研究顯示（如Gray, 1979），全球每年約有80個熱帶氣旋生成，其中有33%是發生在西北太平洋，而由於我國位處西北太平洋熱帶氣旋（颱風）必經之路，因此熱帶氣旋乃成為氣象作業及研究中，不可或缺的課題。颱風所伴隨的豪雨及強風，是造成重大災害的主要原因，分別在1996及1997年侵襲台灣的賀伯及溫妮颱風，便是典型的例證。因此，預報豪雨及強風，便成為發佈颱風警報時，最重要的項目之一。而豪雨及強風，與颱風的發展息息相關，必須先能掌握颱風的發展趨勢，方能進一步對其所伴隨的豪雨及強風進行預報。因此，本研究著重於研究熱帶氣旋發展的特性。

影響熱帶氣旋發展的因素很多，本研究將重點放在海氣交互作用的影響之上。最早引起學者們廣泛注意的海氣交互作用，是指由於熱帶氣旋的影響，造成海水溫度降低，進而減緩熱帶氣旋的發展。在這一方面的研究，請參考Ginis（1995）所作的回顧。在本文中，我們將專注於研究近年才被提出的飛沫效應（sea-spray effect）對熱帶氣旋發展的影響。

Korolev *et al.*（1990）由兩個颱風個案之船舶觀測得知，在颱風的影響下，海水與10m空氣之溫度差，有隨風速增強而增大的現象。如圖1所示，當風速低於 20ms^{-1} 時，空氣較海水低約1K；當風速增至 26ms^{-1} 時，海水－空氣溫度差增至5-6K。他們假設此一現象，是由海面飛沫蒸發冷卻所造成的。當飛沫的蒸發效應降低近海面之空氣時，在此較低溫的環境中，熱帶氣旋所能吸收而用以發展之能量較低，Lighthill *et al.*（1994）據此建議氣旋之最大強度將因而受限。然而，Emanuel（1995）指出，由於飛沫的蒸發無法直接影響海氣熱通量，而且因其降溫所造成的吸熱效率改變並不明顯，所以飛沫之蒸發效應對熱帶氣旋的最大強度，不會造成明顯之限制。

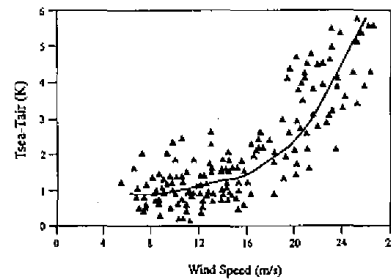


圖1：由兩颱風個案所觀測到，海水－空氣溫度差與風速之關係（摘自Fairall *et al.* 1994）。

雖然，飛沫效應對熱帶氣旋的發展有何影響，至今仍無定論，但由觀測（Betts and Simpson 1987）及熱帶氣旋邊界層之數值模擬（Fairall *et al.* 1994）得知，飛沫效應在熱帶氣旋邊界層內之熱力收支上，佔有重要地位。因此，本研究將以數值模擬，來研究飛沫效應對熱帶氣旋發展的影響。在此所指的飛沫效應包含了飛沫蒸發時，對可感熱及潛熱（即水汽）通量的影響；而熱帶氣旋發展，是指其最大強度（intensity，以最大切向風速定義）的變化。

在下一個單元中，將介紹本研究所採用的熱帶氣旋數值模式。

2 熱帶氣旋模式

在本研究中所採用的熱帶氣旋數值模式是以Rotunno and Emanuel's（1987）的模式為基礎，再針對研究需要進行修改。基本上，這是一個可壓縮、非靜力平衡之軸對稱模式，在圓柱座標（ r, ϕ, z ）上，其控制方程式如下：

$$\frac{dU}{dt} - \left(f + \frac{V}{r}\right)V = -c_r \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial r} + D_u$$
$$\frac{dV}{dt} + \left(f + \frac{V}{r}\right)U = D_v$$

$$\frac{dW}{dt} = -c_p \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + D_w + g \left\{ \frac{\theta - \bar{\theta}}{\theta} + 0.61(q_v - \bar{q}_v) - (q_c + q_r + q_i) \right\}$$

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} + \frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}_v^2} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial (r \bar{\rho} \bar{\theta}_v)}{\partial r} + \frac{\partial (w \bar{\rho} \bar{\theta}_v)}{\partial z} \right\} = 0$$

$$\frac{d\theta}{dt} = D_\theta + M_\theta + S_\theta + R_\theta$$

$$\frac{dq}{dt} = D_q + M_q + S_q$$

方程式中共有9個變數：徑向，切向，及垂直方向之速率 (ms^{-1})， U ， V ， W ；無因次之氣壓擾動場， π' ；位溫， θ (K)；水的混合比 (kg/kg)， q ，其中包含水汽 (q_v)，雲滴 (q_c)，雨滴 (q_r)，及冰 (q_i)。其餘符號是：濕空氣之密度， ρ (kgm^{-3})；聲速， $\bar{c}^2 = 300 \text{ ms}^{-1}$ ；乾空氣之定壓比熱， $c_p = 1005 \text{ JK}^{-1}\text{kg}^{-1}$ ；虛位溫， θ_v (K)；重力加速度， $g = 9.8 \text{ ms}^{-2}$ ；緯度15度之科氏參數， f ；時間， t (sec)。

D ， R ，及 M 表示擴散，輻射，及雲物理過程，而 S 則表示因飛沫效應所造成之 θ 及 q_v 的變動過程。在本研究中，我們延用Rotunno and Emanuel (1987)所使用的擴散及輻射參數化。在擴散參數化中，是以Richardson Number來決定各變數在空間中的混合；而下邊界的動量及熱量的傳遞，則以bulk aerodynamic formulae來計算，其中動量傳遞常數 C_D 會隨10-m風速 \bar{U}_{10} 變動，即 $C_D = 1.1 \times 10^{-3} + 4 \times 10^{-5} \bar{U}_{10}$ ；而熱量傳遞常數，則固定為 1.2×10^{-3} ，這一點與Rotunno and Emanuel (1987)之模式不同。在輻射參數化中，是以Newtonian Cooling的觀念，計算輻射冷卻效應，其時間尺度設定為12小時。雖然Newtonian Cooling無法準確地計算輻散過程，但在定性上，它並不會影響本研究的結果。

在Rotunno and Emanuel (1987)的模式中，雲物理參數化僅考慮了水汽及雲滴等兩種水。當雲滴之混合比超過 1 gkg^{-1} 時，雲滴轉換為雨滴，而以 7 ms^{-1} 的終端速度下降。以本研究之重點--飛沫效應--而言，此一參數化過於簡化，因為飛沫效應對於下邊界之水汽含量至為敏感。Ferris (1989)的雲物理參數化，考慮了水汽、雲滴、雨滴、及冰等四種水。本研究採用了Ferris的雲物理參數化，以便更完整的計算雲物理過程。

在飛沫效應上，我們採用了Fairall *et al.* (1994)所發展的飛沫熱量傳遞參數化。根據與飛沫有關的觀測資料，加上物理上的推導，Fairall *et al.* (1994)將飛沫蒸發所引起的可感熱 (Q_s) 及潛熱 (Q_L) 通量，分別以下列方程式表示

$$Q_s = 3.2 \times 10^{-3} \bar{U}_{10}^{3.4} \gamma \rho c_p (\theta_0 - \theta_{10}) ;$$

$$Q_L = 3.6 \times 10^{-2} \bar{U}_{10}^{3.4} \gamma \beta \rho L_v (q_{v,10} - q_{v,10}^s) .$$

其中 γ 及 β 分別代表海浪高度及大氣溫度對飛沫效應的影響； L_v 是凝結潛熱，在此設定為常數； θ_0 及 θ_{10} 分別為海面及10m之位溫； $q_{v,10}$ 及 $q_{v,10}^s$ 分別為10m之水汽混合比及其飽合值。如前所述，飛沫效應對於下邊界之

水汽含量至為敏感，可由 Q_L 之參數化看出：當10m之水汽混合比低於其飽合值時，飛沫效應才會對潛熱通量有所貢獻。值得一提的是，飛沫效應對潛熱通量的影響遠大於可感熱通量；並且，由我們的研究成果顯示，飛沫效應是由改變了潛熱通熱（亦即水汽通熱），而對熱帶氣旋發展產生影響。由 Q_s 及 Q_L 兩者之參數化還可看出，飛沫效應對於風速十分敏感。這便是飛沫效應，會被用來解釋熱帶氣旋近海面邊界層空氣隨風速增大而冷卻的現象。

若以 H_s 及 H_L 來表示下邊界之直接可感熱及潛熱通量，則在考慮了飛沫效應時，整體之可感熱及潛熱通量分別為

$$H_s + Q_s - Q_L ;$$

$$H_L + Q_L .$$

而由上述兩個方程式得知，飛沫效應對整體熱通量的影響來自可感熱部分。而由於 Q_s 甚小，所以若單純考慮熱通量，飛沫效應的貢獻並不大。這一點的影響，在討論與結論的單元中，會有更進一步的討論。

除了對於上述參數化的修改及增加外，我們對模式的垂直解析度，亦做了調整。由於所研究的過程，主要發生在近海面之邊界層內，所以我們希望在近海面能有較高之解析度。在Rotunno and Emanuel (1987)的模式中，在垂直及徑向上，均採用交錯網格。其徑向範圍為1500km，解析度為100層，亦即網格間距為15km；垂直範圍為25km，解析度為20層，亦即網格間距為1250m，而最低層是在625m。為了增加垂直解析度，同時避免增加過多之模擬時間，我們採用了Kálnay de Rivas (1972)所提出之方法，以拉伸座標 (stretched co-ordinate) 代替原有之固定解析度座標。經過修改之模式，其最低層在10m處；在500m高度以下，垂直網格間距為50m；其上，則使用拉伸座標，在8.5km高度以下，其垂直解析度均高於原有之解析度。總計，在修改後，垂直網格增為31層。模式修改前後之垂直網格配置比較，如圖 2所示。

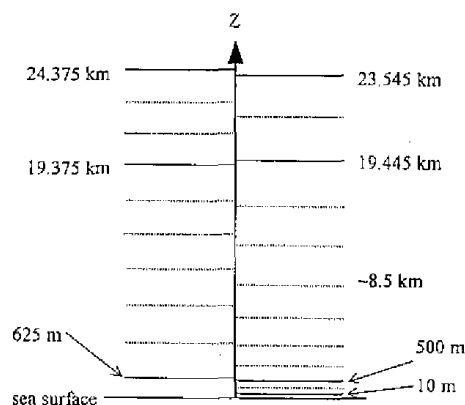


圖 2：熱帶氣旋模式修改前後之解析度比較。左側為修改前，右側為修改後。

3 模擬結果

3.1 初始條件

本文所討論的模擬實驗，其環境場均採用Jordan (1958) 所求得之颶風季節平均探空資料(溫度及濕度)，其地面氣壓為1015.1hPa，海面溫度為26.3°C。如圖3所示，我們延用Rotunno and Emanuel (1987)的方法以設定初始氣旋，令其在半徑82.5km處具有最大切向風速，而半徑為412.5km。在本文中將討論A、AS、B、及BS等四個模擬實驗，其中A及AS的初始最大切向風速為 $\sim 13 \text{ ms}^{-1}$ ，而B及BS則為 $\sim 12 \text{ ms}^{-1}$ 。AS及BS兩實驗包含飛沫效應，而A及B則沒有。

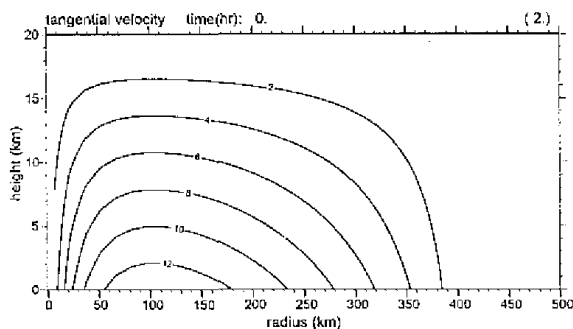


圖 3：初始切向風速 (ms^{-1}) 之徑向-垂直剖面圖，等值線間距為 2 ms^{-1} 。在半徑412.5km以外及高度19.5km以上，切向皆為0。因最內之網格在半徑7.5km之上，所以其內無等值線。

3.2 飛沫效應對熱帶氣旋發展的影響

圖4顯示模擬實驗A由0至200小時，切向風速的變化，可看出在數值模擬中，熱帶氣旋之發展情形，為Merrill (1984) 所定義之最大強度 (intensity) 增強，而其外圍氣旋強度 (strength) 及氣旋大小 (size) 則無法明顯變化，這是因為我們採用了軸對稱模式的必然限制；但這並不影響本研究的結果，因為原先設定的目標，就是限定於熱帶氣旋之最大強度變化。由圖4可看出氣旋在50小時後，明顯的加速發展，此點可由圖5更清楚地表現。

圖5顯示模擬實驗A在積分約60小時後，有明顯的增強，而於約150小時後，到達一準穩定狀態 (quasi-steady state)，其強度約為 42 ms^{-1} 。在圖5之中，同時顯示了模擬實驗A及AS的最大強度變化。基本上，A及AS可說有一致的發展過程，如均在60小時後開始明顯增強，而於150小時後，到達準穩定狀態；且由統計觀點而言，他們也可說是具有相當之最大強度。

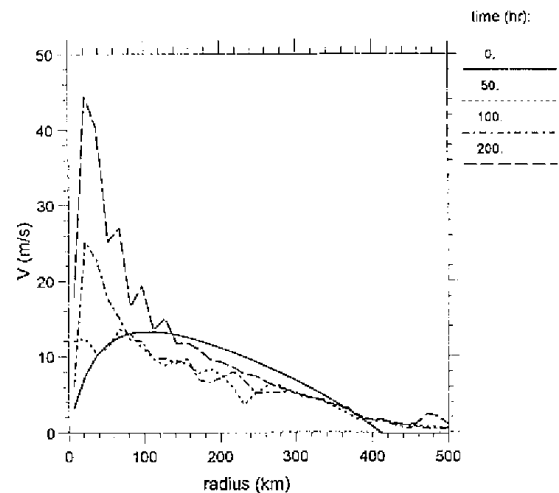


圖 4：在0，50，100及200小時，295-m高度切向風速之徑向分佈圖。

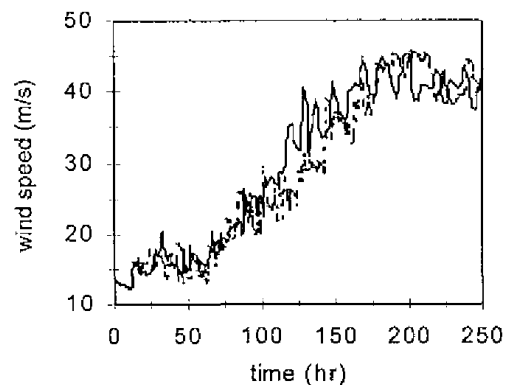


圖 5：模擬實驗A (實線) 及AS (虛線) 最大切向風之時間序列圖。

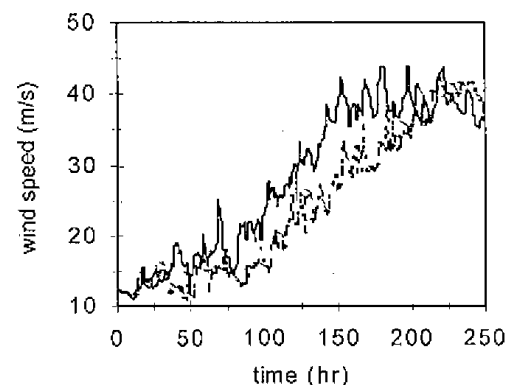


圖 6：模擬實驗B (實線) 及BS (虛線) 最大切向風之時間序列圖。

比較這兩個實驗，似乎已得到飛沫效應不會影響熱帶氣旋發展的證據。然而，就邏輯上而言，想要證明沒有比要證明有還要難，僅此兩實驗，仍無法給我們充分的證據來支持上述的結論。而且由圖5亦不難看出

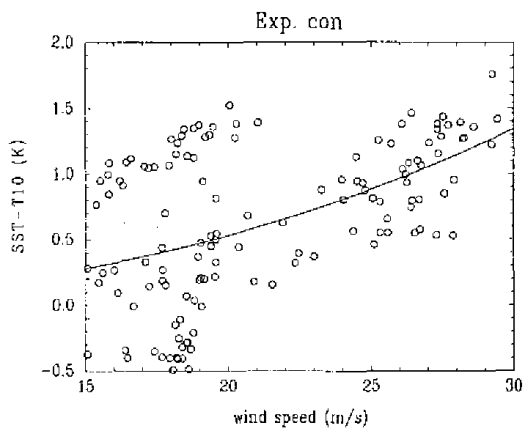


圖 7：模擬實驗A中，海水－空氣溫度差與風速之相關性，圓圈為模擬所得資料，實線為迴歸曲線。

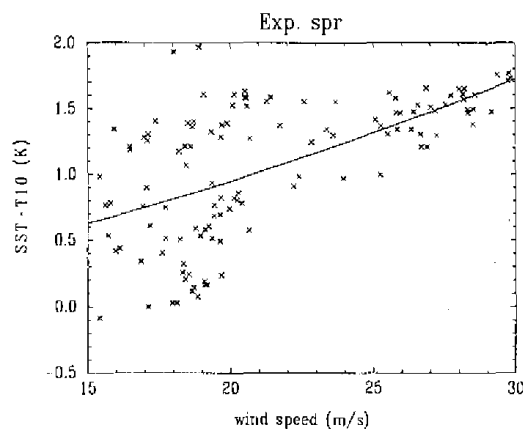


圖 8：模擬實驗AS中，海水－空氣溫度差與風速之相關性，x為模擬所得資料，實線為迴歸曲線。

在100至150小時之間，A及AS兩者的發展，雖然差距並不十分明顯，但仍可看出有些許的不同。為進一步地確認飛沫效應對熱帶氣旋發展有何影響，我們另外以不同的海面溫度（30°C）為邊界條件，進行數值模擬，其結果並無多大差異，還是無法得到令人滿意的結論。於是，我們將初始氣旋強度減小，再進行數值模擬，這便是為何要做B及BS等兩個實驗的原因。

如前面所述B及BS與A及AS，僅是在初始強度有 1ms^{-1} 的差異，其餘條件均相同。在圖6之中，同時顯示了模擬實驗B及BS的最大強度變化。十分明顯地，B及BS可說有不同的發展過程：B在約70小時後開始明顯增強，而於約150小時後，到達準穩定狀態，具有約 40ms^{-1} 的最大強度；而BS則發展較緩慢，在約100小時後才開始明顯增強，而於約200小時後，才到達到 40ms^{-1} 的最大強度。由統計觀點而言，他們可說是具有相當之最大強度，但其發展的速率則明顯地不

同。由此兩實驗，我們已得到飛沫效應會減緩熱帶氣旋發展的證據，而對其最大強度則影響不大。為進一步地確認此一結論，我們以海溫30°C為邊界條件及 4ms^{-1} 為初始氣旋強度來進行模擬比較，亦得到了相同的結果。

3.3 飛沫效應對邊界層的冷卻效應

飛沫效應受到重視，是來自它對邊界層的冷卻效應。在此，我們以模擬實驗A及AS之比較，對這一效應進行探討。圖7及圖8分別顯示由A及AS中，所取得的海水－空氣溫度差與風速之相關性。兩個實驗均顯示，海水－空氣溫度差與風速均呈正相關，但在AS之中其相關性較高。比較B及BS時，亦呈現相同之結果。由邊界層熱力收支之探討，我們發現，當模式中不含飛沫效應時，冷卻效應是來自雨滴的蒸發。但是，由於下雨的區域、強度與風速之相關性不高，所以所造成之蒸發降溫與風速之相關性，不如飛沫效應來得高。

上述結果意指，飛沫效應之所以減緩熱帶氣旋的發展，並不同Lighthill *et al.* (1994)所建議，是由於飛沫之蒸發冷卻所造成，而是另有其他原因。這一點，將在下一單元進一步地討論。

4 討論與結論

由前述之模擬實驗的結果中，我們發現飛沫效應減緩熱帶氣旋的發展。尤其，當初始熱帶氣旋強度較弱時，此一減緩效應更為明顯。但因為無論模式中是否加入飛沫效應，均能得到邊界層隨風速增加而受到冷卻的現象，是故無法單純地由冷卻效應，來說明飛沫效應對熱帶氣旋發展的影響。於是我們由形成熱帶氣旋開始發展的條件著手，進一步地探討飛沫效應的影響。

比較模擬實驗A在50小時前後之垂直速度分佈，顯示當中心出現持續之下沉氣流時，熱帶氣旋開始顯著的增強。這與過去研究顯示，眼的形成是熱帶氣旋發展成強烈颶風或颱風的必備條件（如Anthes, 1982）相符合。雖然，眼的形成仍無定論（參見Willoughby, 1997），但眼牆強烈之上升氣流必定扮演了重要的角色，亦即眼牆在近對流層頂之氣流輻散，會引起中心之輻合下沉，進而形成眼。這一點在我們所執行的各個模擬實驗中，均獲得證實。當眼牆之上升氣流減弱時，其中心之下沉氣流亦隨之減弱，進而造成氣旋強度減弱。這便是造成各個模擬氣旋強度，具有短週期變化的原因。

比較模擬實驗B及BS之垂直速度分佈，顯示BS之所以發展較為緩慢，乃是由於其中心出現持續下沉氣流的時間較B來得晚。而當中心持續下沉氣流形成

時，其發展與BS可謂一致。討論至此，我們可以假設是飛沫效應減弱了中心外圍之上升氣流，而延後了中心持續下沉氣流的形成，進而減緩氣旋的發展。然而，又是什麼因素，使得飛沫效應得以減弱中心外圍之上升氣流呢？

由所執行的數值模擬，我們發現在熱帶氣旋發展的過程中，在眼牆外圍之下沖氣流（downdraft），會透過引進中對流層低 θ_e 氣流的過程，減弱眼牆之上升氣流，這是一個追蹤為何飛沫效應能減弱眼牆上升氣流的重要線索。由Srivastava（1987）及Lord *et al.*（1984, 1988）的研究顯示，冰的融解會形成或加強 0°C 層以下之下沖氣流，而此一下沖氣流便是將中對流層低 θ_e 氣流引進眼牆的主要媒介。當模式中加入飛沫的蒸發時，增加了海洋對氣旋之水汽供應量，進而增加了冰的凝結。當這些冰被平流至外圍處，其融解便增強引中對流層低 θ_e 氣流進入中心區域的過程，因而減弱了上升氣流。之後，便如同上一段之討論，再進一步地減緩了氣旋發展。當初始氣旋較強時，直接水汽通量會減弱飛沫之蒸發，所以此一效應並不明顯；而較強之初始氣旋，亦可有較大之海氣熱通量，以平衡下沖氣流所帶來的負面影響。上述兩原因，可以解釋為何當初始氣旋較弱時，飛沫效應能較顯著地減緩氣旋發展。

由以上的討論，我們可以得到以下結論：

1. 飛沫效應對熱帶氣旋的最大強度沒有顯著的影響。
2. 飛沫效應透過雲物理過程，減緩熱帶氣旋的發展。

以本研究的目標而言，這兩點結論告訴我們，一個發生於邊界層的過程，可以透過其他的過程影響整個熱帶氣旋的發展。這不僅表示了飛沫效應的重要性，也顯示其他過程，如雲物理過程，亦是不可忽視的。

飛沫的蒸發除了影響海氣熱及水汽通量的效應外，其蒸發後所剩下之結晶鹽，亦可能隨上升氣流進入自由大氣，而進一步的影響雲物理過程。這一點是值得研究的一個方向。此外，飛沫在動量傳遞上的效應，亦不失為一值得探討的課題。在近期之中，有其他研究學者發現，在某些情況下，飛沫效應可加速熱帶氣旋的發展，並使之獲得更大之強度(Andreas *et al.* 1999；Wang *et al.* 1999)。這些研究結果與本研究之結論相異，代表了此一問題的複雜性，須要進行更多的相關研究與探討，才能進一步確認飛沫效應在熱帶氣旋發展中所扮演的角色。

5. 參考文獻

- Andreas, E., and K. A. Emanuel, 1999: Effects of entrant sea spray on tropical cyclone intensity. Preprints of 23rd Conference on Hurricane and Tropical Meteorology, AMS, Boston, MA 02108.
- Anthes, R. A., 1982: *Tropical Cyclones: Their Evolution, Structure, and Effects*. Amer. Meteor. Soc., 208pp.
- Betts, A. K., and J. Simpson, 1987: Thermodynamic budget diagrams for the hurricane subcloud layer. *J. Atmos. Sci.*, 44, 842-849.
- Emanuel, K. A., 1995: Comments on 'Global climate change and tropical cyclones': Part I. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 76, 2241-2243.
- Fairall, C. W., J. D. Kepert and G. J. Holland, 1994: The effect of sea spray on surface energy transports over the ocean. *The Global Atmosphere and Ocean System*, 2, 121-142.
- Ferris, P., 1989: *A Proposed Mixed Phase Precipitation Scheme for the Mesoscale Model*. U.K. Meteorological Office Working Paper No. 114.
- Ginis, I., 1995: Ocean Response to tropical cyclone. Chapter 5, *Global Perspectives on Tropical Cyclones*. Ed. R. L. Elsberry, WMO/TC-No. 693, Report No. TCP-38, World Meteorological Organization, Geneva, 198-260.
- Gray, W. M., 1979: Hurricanes: their formation, structure and likely role in the tropical circulation. *Meteorology Over Tropical Oceans*. D. B. Shaw, Ed., Royal Meteorological Society, p.155-218.
- Holland, G. J., 1997: The maximum potential intensity of tropical cyclones. *J. Atmos. Sci.* 54, 2519-2541.
- Jordan, C. L., 1958: Mean soundings for the West Indies area. *J. Meteor.*, 15, 91-97.
- Kálnay de Rivas, E., 1972: On the use of nonuniform grids in finite-difference equations. *J. Comput. Phys.*, 10, 202-210.
- Korolev, V.S., S. A. Petrichenko, and V. D. Pudov, 1990: Heat and moisture exchange between the ocean and atmosphere in tropical storms Tess and Skip. *Meteorologiya i Gidrologiya*, 2, 108-111.
- Lighthill, J., G. Holland, W. Gray, C. Landsea, G. Craig, J. Evans, Y. Kurihara, and C. Guard, 1994: Global climate change and tropical cyclones. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 75, 2147-2157.
- Lord, S. J., H. E. Willoughby and J. M. Piotrowicz, 1984: Role of a parameterized ice-phase microphysics in an axisymmetric, nonhydrostatic tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.*, 41, 2836-2848.
- Rotunno, R. and K. A. Emanuel, 1987: An air-sea interaction theory for tropical cyclones Part II: Evolutionary study using a nonhydrostatic axisymmetric numerical model. *J. Atmos. Sci.*, 44, 542-561.
- Srivastava, R. C., 1987: A model of intense downdrafts driven by the melting and evaporation of precipitation. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1752-1773.
- Wang, Y., J. Kepert and G. J. Holland, 1999: The impact of sea spray evaporation on tropical cyclone intensification. Preprints of 23rd Conference on

Hurricane and Tropical Meteorology, AMS, Boston,
MA 02108.

Willoughby, H. E., 1997: More about hurricane eye
thermodynamics. Preprints of 22nd Conference on

Hurricane and Tropical Meteorology, AMS, Boston,
MA 02108, 96-97.

Impacts of Sea Spray on the Development of Tropical Cyclones

Chien-Liang Uang
Department of Applied Physics
Chung Cheng Institute of Technology

Abstract

In this study, an axisymmetric and nonhydrostatic tropical cyclone model is used to explore the effects of sea spray on the development of tropical cyclones. The results show that the spray-mediated heat flux does not significantly affect the maximum intensity of a tropical cyclone. However, the vortex's intensification may be modified by the presence of sea spray. The effect of sea spray slows down the intensification of a tropical cyclone, especially, when the initial cyclone is weak.

Keywords: Development of tropical cyclones, Effects of sea spray, Air-sea interaction.

Corresponding author address: Chien-Liang Uang, Dept. of Applied Physics, Chung Cheng Institute of Technology, Taoyuan 335, Taiwan; e-mail: cluang@cc04.ccit.edu.tw.