

艾尼紐海面溫度的時間演變

許 晃 雄
台大大氣科學系

陳 圭 宏
中央氣象局

摘 要

艾尼紐型式是影響太平洋海面溫度的最主要適相關型式。本研究探討該型式的時間演變，發現有三項特點：(1) 赤道東太平洋高海溫區的形成過程，包括由中太平洋往東移動及由中美洲西岸往西移動的兩個分量，(2) 印度洋及西太平洋高海溫區落後艾尼紐型式2至4個月，(3) 赤道以北大西洋高海溫區落後艾尼紐型式4至6個月。東太平洋海溫變化可能導因於海流產生的水平及垂直熱通量的輻散或輻合。印度洋、西太平洋及大西洋海溫變化則可能是由於艾尼紐引發之大氣環流影響海面能量收支平衡而產生。

一、前言

大尺度海洋-大氣交互作用是影響氣候的重要因素，其中又以艾尼紐-南方振盪 (El Nino - Southern Oscillation, ENSO) 的影響為最顯著。過去數十年來，有關艾尼紐-南方振盪的研究不勝枚舉。Walker and Bliss (1932) 最早著文描述該現象；Bjerknes (1960, 1969) 則經由資料分析，提出概念模式，指出海洋-大氣交互作用的重要性。Rasmusson and Carpenter (1982)，Yasunari (1987a, b) 合成分析過去二、三十年發生的艾尼紐-南方振盪，使我們對該現象的三度空間結構及時間上的演變有更深一層的了解。

由於洋面上海洋及氣象資料缺乏，研究者無法經由資料的診斷及統計分析，了解海洋-大氣交互作用的詳細過程，尤其是在對流尺度、邊界層及海洋-大氣界面。氣象學家與海洋學者因此著手合作建立耦合海洋-大氣環流模式，模擬艾尼紐-南方振盪。此類耦合海洋-大氣環流模式，幾乎已成為

研究短期氣候變遷的重要工具之一，而且已經有相當程度的成果。比如Lau et al. (1992) 利用GFDL模式，成功模擬艾尼紐-南方振盪的某些特性。Barnett et al. (1991) 則利用一大氣環流模式及另一海洋環流模式，將觀測的海溫及風應力 (wind stress) 當作強迫機制，分別模擬大氣及海洋的反應。他們成功的模擬了1972/72及1982/83的艾尼紐-南方振盪的部份特性，而且更進一步分析模擬資料，有系統地評估海洋-大氣交互作用的各種相關機制的相對重要性。雖然這類研究的結論，仍有待未來更多、更可靠的觀測來驗證，在此一階段，則提供研究者思考理論研究及實驗設計的方向。

太平洋海面溫度的變化是艾尼紐-南方振盪最明顯的現象之一。Rasmusson and Carpenter (1982) 藉由合成分析，記錄1980以前艾尼紐-南方振盪發生前後的海溫變化，及相關的大氣環流結構。他們的結果顯示，艾尼紐-南方振盪發生時，中南美洲西岸附近的海溫先增加，高海溫區域赤道

逐漸西進，至成熟期時，原本屬冷洋區（相對而言）的赤道東太平洋的海溫已提高許多。然而，發生於 1982/83，本世紀以來影響最鉅的艾尼紐—南方振盪的海溫的主要變化，卻始於赤道中太平洋然後東進。此一觀測結果，與先前的合成分析結果不符。但是大部份的個案（包括 1982/83），卻明白顯示在艾尼紐—南方振盪發展過成中，海面氣壓由赤道西太平洋緩慢向東移動，至赤道中、東太平洋則演變成東西方向的滯留偶極結構。Barnett et al. (1991) 因此將之分為移行模 (propagating mode) 及滯留模 (standing mode)。Barnett (1983) 認為此移行模的發展與東亞季風有關。

Weare et al. (1976), Hsiung and Newell (1983) 等人利用經驗正交分析，發現第一正交函數具有與艾尼紐—南方振盪異常海溫分佈類似的結構，而稱之為艾尼紐型式；但是，並未進一步探討此型式的時間演變。本研究利用相同的分析方法，探討艾尼紐型式的時間演變及其與印度洋、大西洋海溫變化的關係，並藉由艾尼紐型式與大氣環流的時間差統計關係，討論造成印度洋及大西洋海溫變化的可能機制。

二、資料及統計分析

本研究所使用的海溫資料取自 Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set (COADS)，此資料組包含目前最完整的洋面上的海洋及大氣資料，詳細說明請見 Fletcher et al. (1983)。我們使用的海溫資料為 1946 至 1979 的月平均，網格密度為 $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ 。為了去除小尺度的變化，資料則經過九點空間平滑成 $4^{\circ} \times 4^{\circ}$ 的網格密度。用於經驗正交分析的海溫，則更進一步平滑成 $8^{\circ} \times 8^{\circ}$ 的網格密度。此一處理過程，減少計算量，但並不影響分析結果。

我們首先求得太平洋及印度洋地區的海溫經驗正交函數及經驗正交函數的時間序列（即主分量）；再進一步計算主分量與全球海溫及 500mb 月平均高度場的同時及時間差相關係數，記錄艾尼紐型式的時間演變及相關之大氣環流變化。500mb 高度場為 NMC 八角網格點資料。

三、海溫之經驗正交函數

本節我們將討論分別由含與不含氣候平均之季節變化的資料求得的兩組經驗正交函數。圖一 a, b 分別為含季節變化的第一、第二正交函數。第一經驗正交函數呈現南北半球反對稱的結構。其主分量（未繪出）呈規律的季節變化，顯示北半球夏季時，北半球海溫高，南半球海溫低；北半球冬季時溫度分佈則相反。此一結構解釋高達 79 % 的全變異量 (total variance)，顯見季節變化是影響海溫最重要的物理過程。第二經驗正交函數解釋 4.4 % 的全變異量，具有四個中心的結構：赤道東太平洋、北印度洋，北半球西太平洋的海溫變化與北太平洋、南半球西太平洋的海溫變化呈負相關。非季節性（即去除氣候平均季節變化之後）第一經驗正交函數（圖二）解釋 12 % 全變異量，其空間結構與圖一 b 類似，但是主要信號集中在具負相關性的赤道東太平洋及北太平洋。印度洋與南半球西太平洋地區的振幅則減弱許多。此經驗正交函數正是 Weare et al. (1976), Hsiung and Newell (1983) 等人定義的艾尼紐型式。Weare et al. 使用 1943-1973 太平洋海溫資料，Hsiung and Newell 使用 1946-1979 全球海溫資料，我們則使用 1946-1979 太平洋及印度洋資料，而且三組海溫資料獲得方式皆不同，但所得結果類似，顯示艾尼紐型式的統計穩定性。

圖三 a 是艾尼紐型式的時間變化，圖三 b 則是同一時間序列的五個月滑動平均。主要的艾尼紐年為 1951, 1953, 1963, 1965, 1969, 1972, 1976, Rasmusson and Carpenter 選中的六個艾尼紐 (1951, 1953, 1957, 1965, 1969, 1972) 也在其中。主要的拉尼那 (La Nina, 代表赤道東太平洋海溫低於平均值)，則包括 1950, 1954-55, 1964, 1967, 1970, 1973, 1975。圖三顯式艾尼紐型式 (或艾尼紐—南方振盪) 並不具週期性。

四. 艾尼紐型的時間演變

本節我們計算每一月份的艾尼紐主分量與 $30^{\circ} \text{S} \sim 60^{\circ} \text{N}$ 海溫之間的時間差相關係數 (lag correlation)，以探討艾尼紐型的時間演變特性。在計算過程中，每一月份資料都減去該月份的氣候平均值，因此氣候平均之季節變化已被去除。即使經過此道程序，艾尼紐型的變化仍具相當強的季節特性，因此若不分月份計算，將使信號模糊。圖四是十月份的艾尼紐主分量與海溫的時間差相關係數圖，時間差由海溫領先艾尼紐型式 8 個月至落後 8 個月。選擇 10 月是因為依據 Rasmusson and Carpenter 的定義，艾尼紐—南方振盪此時已進入成熟期。我們對每個月份都作了同樣計算，結果證明不論選用那一月份為基準月份，所得結論都一致。圖四 a 顯示在達到成熟期的 8 個月前 (二月)，南半球東太平洋海溫已顯著升高 (相關係數高於 0.5)，赤道中太平洋也已有類似的跡象。至四月，南半球高海溫區已向北及向西擴展至 150°W ，而北半球東太平洋也有一高海溫區由加州外海向西南延伸至赤道 170°W 附近。六月，赤道中太平洋高海溫區繼續東擴展，而赤道東太平洋高海溫區則向西擴展，幾乎與前者相連成一區。此時，北印度洋也開始出現高海溫區，澳洲東方海面溫度則明顯降低。十月，太平洋高海溫區東西涵蓋 160°E 至中北美洲西海岸，南北涵蓋 30°S 至 30°N ；在美洲西岸，則有沿海岸向極區擴展的現象。此時，南北半球的西太平洋皆出現低海溫區，而西印度洋已為高海溫區所涵蓋，而巴西東北方的大西洋出現高海溫區。隔年二月，東太平洋高海溫區涵蓋範圍逐漸縮小，北太平洋的低海溫區則繼續存在。熱帶印度洋幾乎完全變成高海溫，此高海溫區有逐漸向台灣及日本東方洋面擴展的跡象。在赤道以北的大西洋則出現一低海溫區及一高海溫區。四月，東太平洋高海溫區面積逐漸縮小，顯示一低海溫區正由美洲西岸逐漸向西擴張；印度洋及北西太平洋的高海溫區繼續存在，而 $0^{\circ} \text{N} \sim 30^{\circ} \text{N}$ 之間的大西洋已全部變成高海溫區。六月，東太平洋低海溫區繼續向西侵蝕高海溫區；印度洋及西太平洋高海溫區也逐漸縮小；赤道北方大西洋則仍舊維持高溫。十月，赤道東太平洋已為低海溫區所取代，印度洋、西太平洋、大西洋高海溫區也都已消散。

五. 可能的物理機制

由圖四全球海溫與艾尼紐型式之間的統計關係，我們可歸納出下列三項特點：

1. 赤道東太平洋高海溫區的形成過程，包括由中太平洋往東移動及由東太平洋往西移動的兩個分量。
2. 印度洋及西太平洋高海溫區落後艾尼紐型式 2 至 4 個月。
3. 赤道以北大西洋高海溫區落後艾尼紐型式 4 至 6 個月。

以下我們將針對上述三個現象提出可能的物理機制：

1. Barnett et al. (1991) 認為赤道中太平洋高海溫區向東移動是由海流產生的熱通量輻合所造成。圖五取自他們的論文，解釋此物理機制。首先在赤道高海溫區的北方及南方各有西北風應力及西南風應力，產生艾克曼海流 (Ekman current)，在高海溫區東側形成熱通量輻合 (見圖五之上圖)。其次，高海溫區亦即高動力高度區 (dynamic height)，在其北方及南方各形成順時鐘及逆時鐘方向海流，因此在其東側形成熱通量輻合，西側形成熱通量輻散 (見圖五之中圖)。此二機制的影響則如圖五之下圖，使高海溫區向東移動。Barnett et al. (1991) 的模擬結果，並無明顯的由美洲西岸往西移的現象，但是他們的計算指出在東太平洋，靠近美洲西岸附近湧昇流的是影響海溫的主要機制。圖四中所觀察到的西移現象，可能是因赤道東風減弱壓抑湧昇流而形成高海溫區域。
2. 圖六 a, b 分別是十月份艾尼紐主分量與同月份及隔年二月份之 500 mb 高度場的相關係數圖。圖六 a 顯示十月時在高海溫區的北側存在一類似 PNA 型式，橫跨北太平洋及北美大陸的波浪結構。同時，另有一波狀結構橫跨歐亞大陸，在黃海上空形成一負相關區，在南海、中南半島及印度半

島則形成一正相關區。此正相關區 (> 0.6) 顯示該地區環流屬於高壓系統，雲量較少，因此較多的短波輻射能為海面吸收，使海面溫度升高。至二月 (圖六b)，前述兩波狀結構消失，500 mb環流呈緯向分佈，但仍有一波狀結構由北太平洋橫跨北美洲至加勒比海。此時副熱帶北大西洋及加勒比海上空為正距平，屬高壓結構，而美國東岸及東方海面上空呈負距平，屬低壓結構。由於此項研究尚在進行之中，我們尚未計算海面氣壓與艾尼紐主分量的統計關係。但是由Yasunari(1987a)的合成圖 (圖七)，我們發現低緯度大西洋地區氣壓偏高，而在北側氣壓則偏低。在低壓地區雲量較多將減少短波輻射，使海面溫度降低；相反的，在高壓地區海溫升高。而且，由於高壓環流為順時鐘方向，產生的艾克曼效應，將抑制高壓籠罩區域的湧昇流，也會使海溫升高。圖七顯示西太平洋與印度洋的氣壓偏高，同樣的有利於海溫的升高。又，圖六b顯示東亞噴流在艾尼紐年位置偏東北，此種高空環流通常伴隨較弱的東北季風，亞洲東岸海洋向大氣輸出的熱通量將因此減少，因此有利於亞洲東岸附近海域溫度的升高。

以上論述暗示在東太平洋高海溫區的出現主要是由於海流的水平及垂直熱通量輻合所產生；在印度洋、西太平洋及大西洋的海溫變化，則是受伴隨艾尼紐現象的大氣環流的影響。正確與否，則需要詳細的海面能量收支計算來驗證。

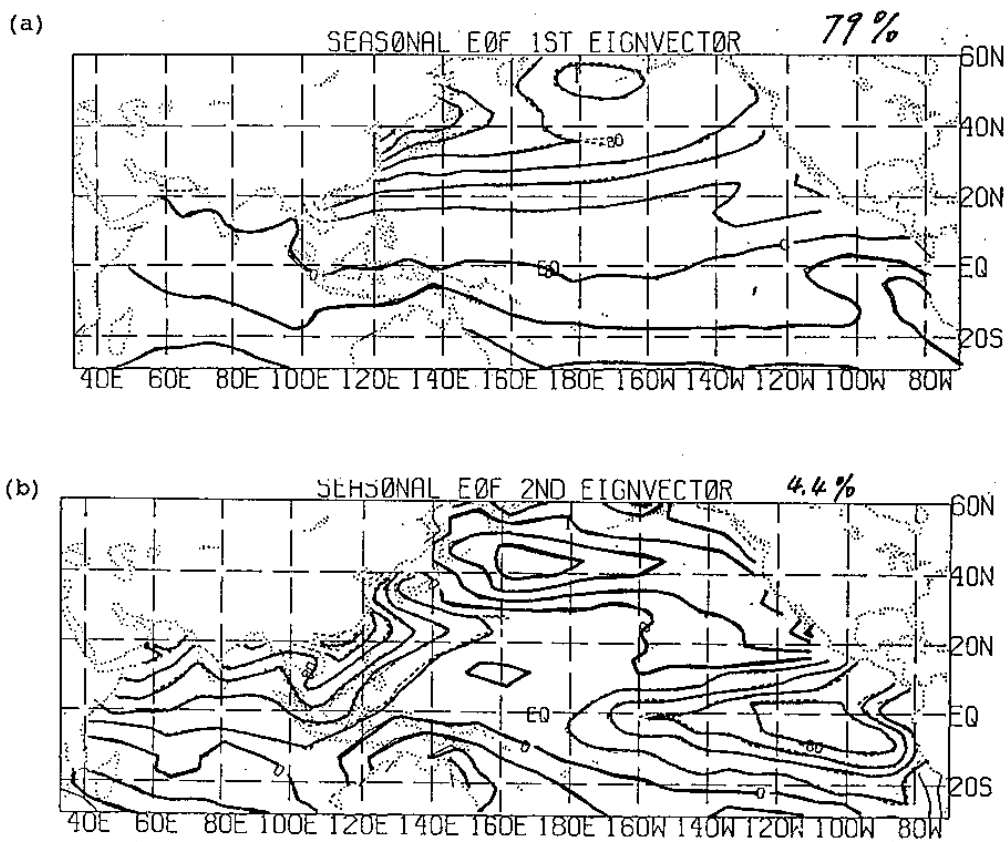
參考文獻：

- Barnett, T. P., M. Latif, E. Kirk, and E. Roeckner, 1991: On ENSO physics. J. Climate, 4, 487~515.
- Barnett, T. P., 1983: Interaction of the monsoon and Pacific trade wind system of the interannual time scales. Part I: The equatorial zone. Mon. Wea. Rev., 111, 756~773.
- Bjerknes, J., 1966: A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean temperature. Tellus, 18, 820~829.
- Bjerknes, J., 1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific. Mon. Wea. Rev., 97, 163~172.
- Fletcher, J. O., R. J. Slutz and S. D. Woodruff, 1983: Towards a comprehensive ocean-atmosphere data set. Trop. Ocean-Atmos. Newslett., 20, 13~14.
- Hsiung, J. and R. E. Newell, 1983: The principal nonseasonal modes of variation of global sea surface temperature. J. Phys. Ocean., 13, 1957~1967.
- Lau, N.-C., S.G.H. Philander and M. J. Nath, 1992: Simulation of El Nino / Southern Oscillation phenomena with a low-resolution coupled general circulation model of the global ocean and atmosphere. To be published.
- Russmusson, E. M. and T. H. Carpenter, 1982: The variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation / El Nino. Mon. Wea. Rev., 110, 354~384.
- Walker, G. T. and E. W. Bliss, 1932: World weather V. Mem. Roy. Met. Soc., 4, 53~84.

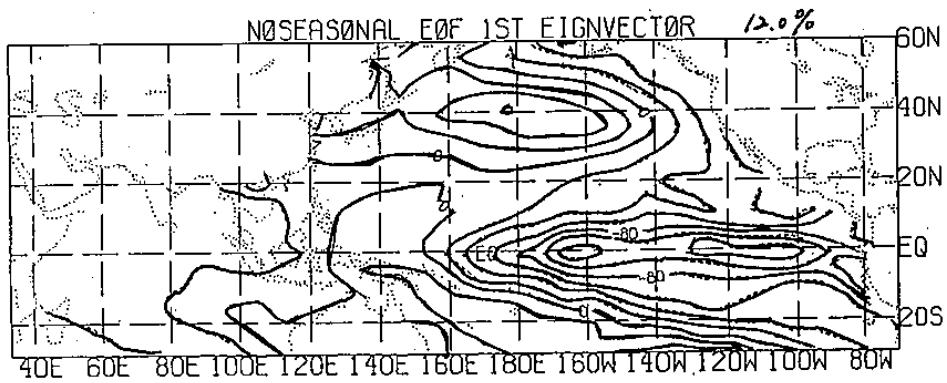
Weare, B. C., A. R. Navato and R. E. Newell, 1976 : Empirical orthogonal analysis of Pacific sea surface temperatures. J. Phys. Ocean., 6, 671~678.

Yasunari, T., 1987a: Global structure of the El Nino/Southern Oscillation. Part I. El Nino composites. J.Meteor.Soc.Japan, 65, 67~80.

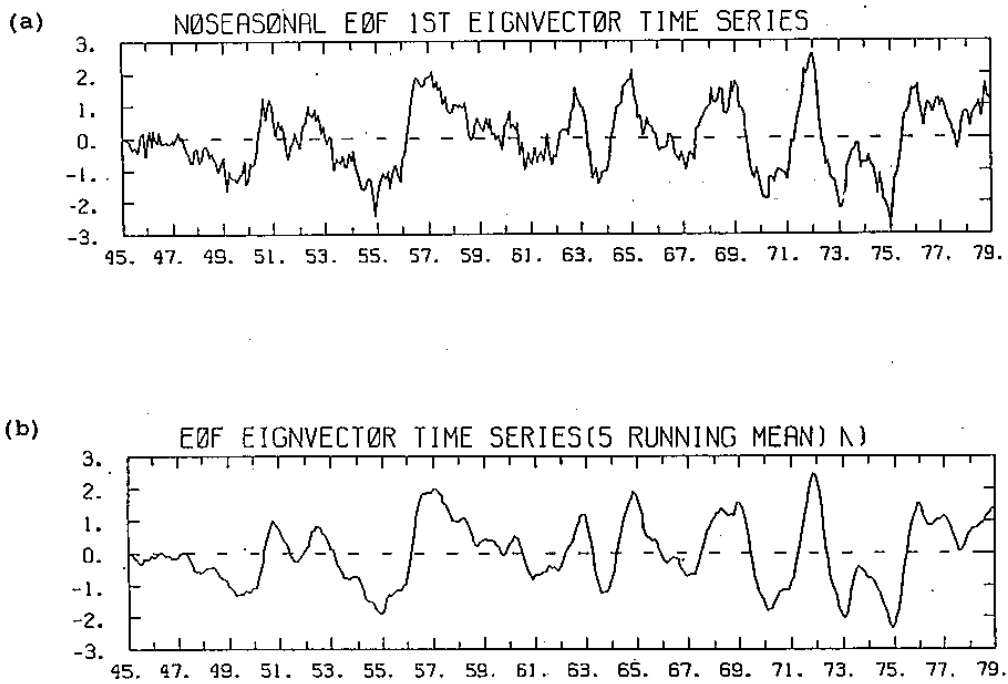
Yasunari, T., 1987b: Global structure of the El Nino/Southern Oscillation. Part II. Time evolution. J.Meteor.Soc.Japan, 65, 81~102.



圖一：季節性海面溫度經驗正交函數。(a)第一經驗正交函數，解釋 79 % 全變異量，(b)第二經驗正交函數，解釋 4.4 % 全變異量。

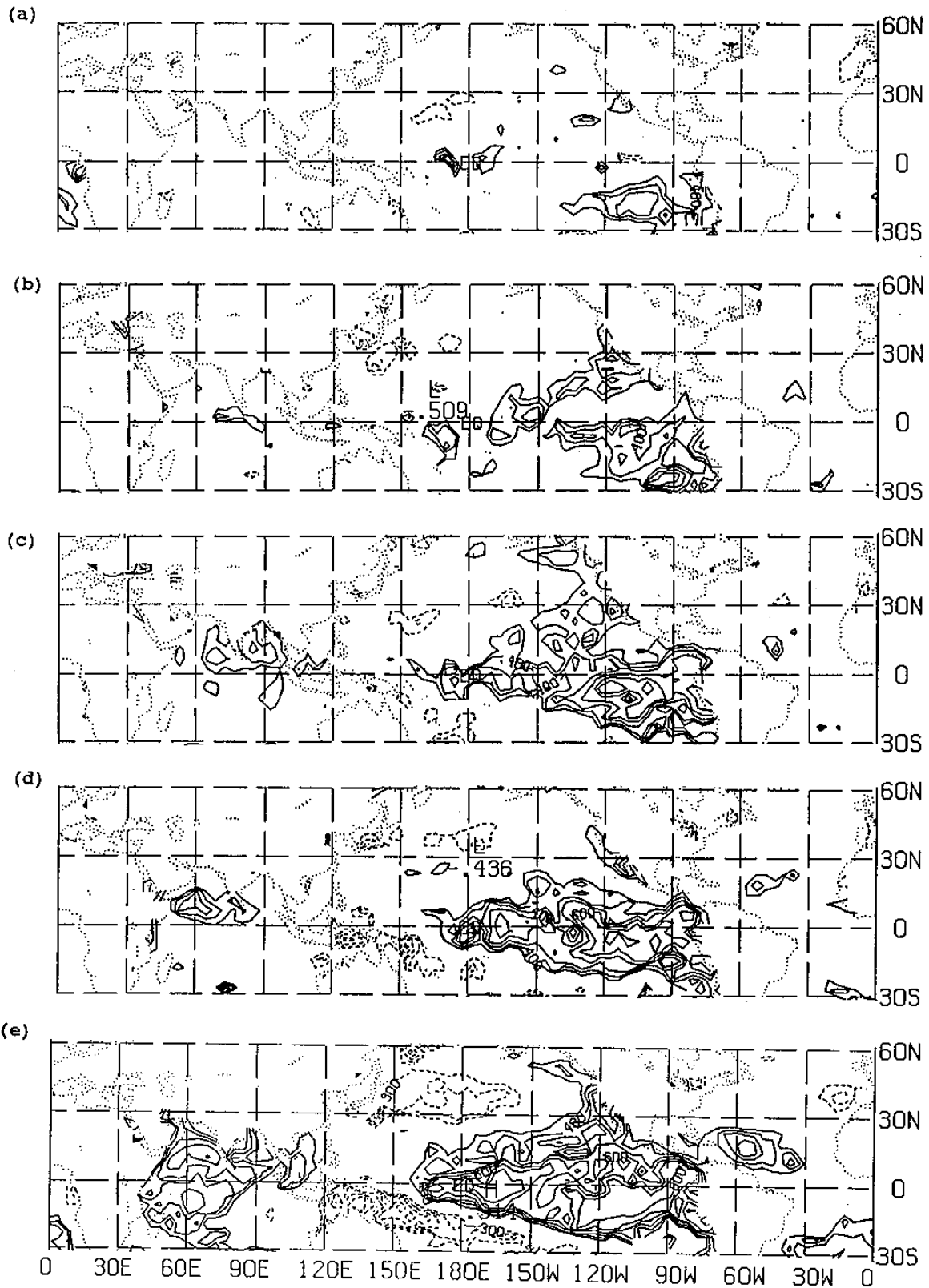


圖二：非季節性海面溫度第一正交函，解釋 12 % 全變異量。

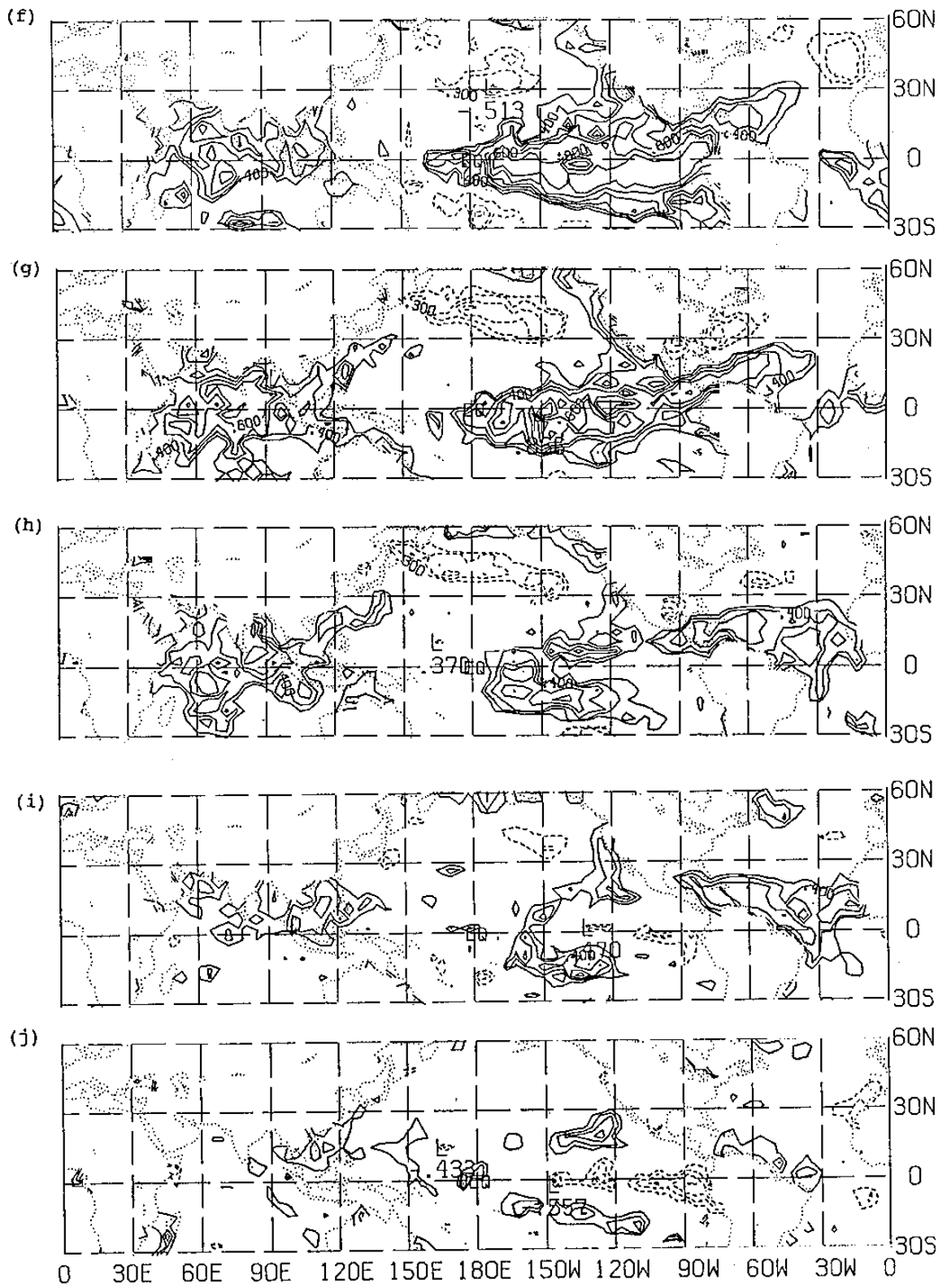


圖三：(a)非季節性第一經驗正交函數的時間係數。

(b) 同 (a)，但為五月之滑動平均。

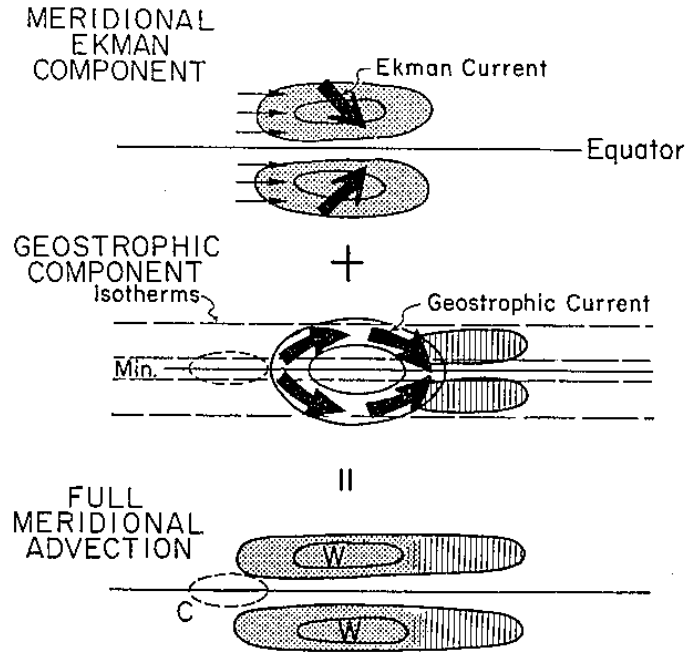


圖四：十月份艾尼紐主分量與 $30^{\circ}\text{S}-60^{\circ}\text{N}$ 海面溫度之時間差相關係數圖。時間差為艾尼紐型式領先海溫 (a)-8, (b)-6, (c)-4, (d)-2, (e) 0, (f) 2, (g) 4, (h) 6, (i) 8, (j) 10 個月。圖中相關係數絕對值小於 0.3者未繪出，等值線間距 0.1。

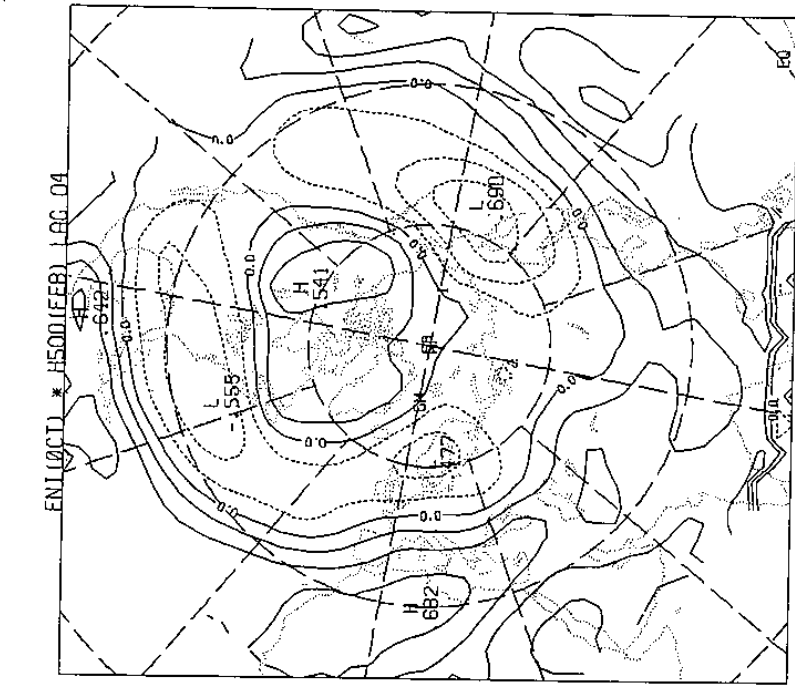


圖四

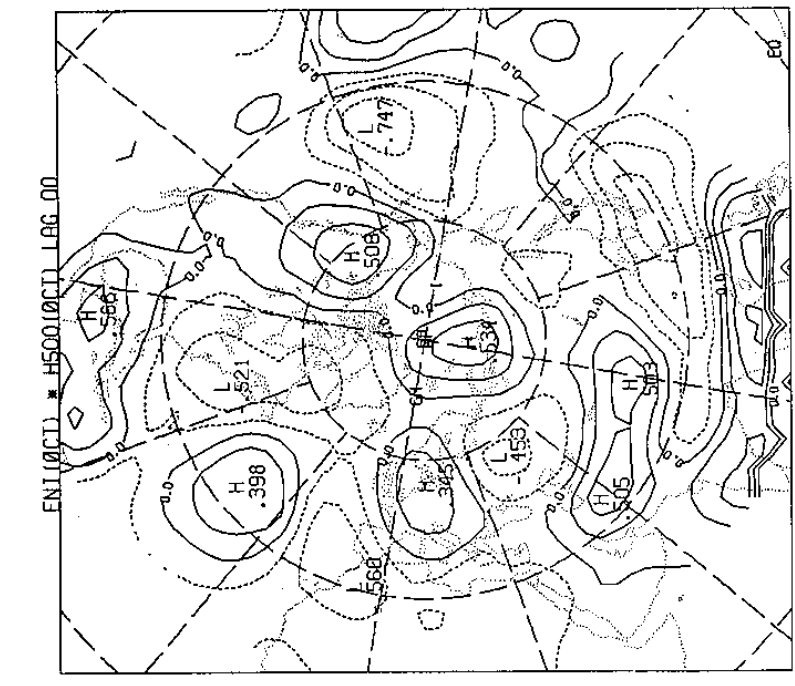
MECHANISMS OF EASTWARD SST MOTION SCHEMATIC



圖五：高海面溫度區東移機制之示意圖。解釋請見文章內容。
 取自 Barnett et al. (1991).

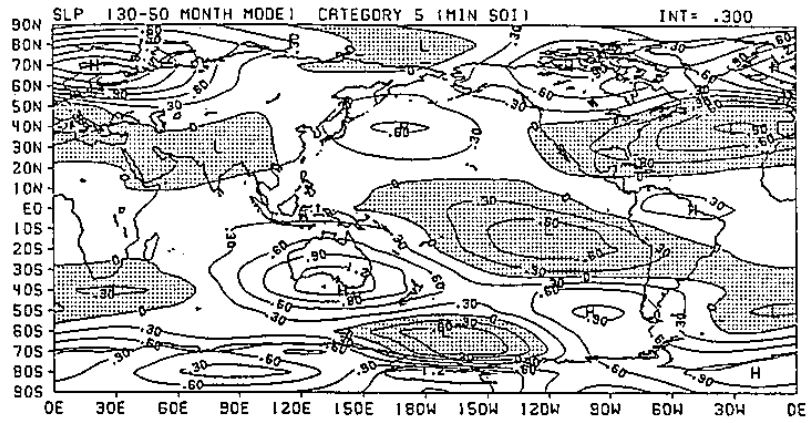


(a)



(b)

圖六：十月份艾尼紐主分量與 (a) 同月份，(b) 隔年二月份 500mb 月平均高度場的相關係數圖。等值線間距為 0.2，虛線代表負值。



圖七：艾尼紐 - 南方振盪成熟期之海平面氣壓距平之合成圖。資料經過 30-50 個月波段濾波 (band-pass filtering)。等值線間距為 0.3mb。取自 Yasunari (1987 a)。

Time evolution of sea surface temperature associated with El Nino

Huang-Hsiung Hsu
Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University

Kwui-Horng Chen
Central Weather Bureau

ABSTRACT

El Nino pattern is the most influential structure on the variation of sea surface temperature in the equatorial Pacific. This study investigates time evolution of the El Nino pattern, and finds the following characteristics : (1) the process of the appearance of high sea surface temperature in the eastern equatorial Pacific consists of one eastward moving component from the west coast of central America, and one eastward component from the central equatorial Pacific, (2) the appearance of the high sea surface temperature in the Indian Ocean and western Pacific lags the El Nino pattern by 2 to 4 months, (3) the appearance of the high sea surface temperature in the subtropical northern Atlantic lags the El Nino pattern by 4 - 6 months.

The variation of sea surface temperature in the eastern equatorial Pacific is possibly due to the heat flux convergence caused by ocean currents. The variations of sea temperature in the Indian Ocean, western Pacific and Atlantic are possible due to the influence of atmospheric circulation change accompanying the El Nino pattern on sea surface energy balance.