

氣象學報

季刊

七卷三期

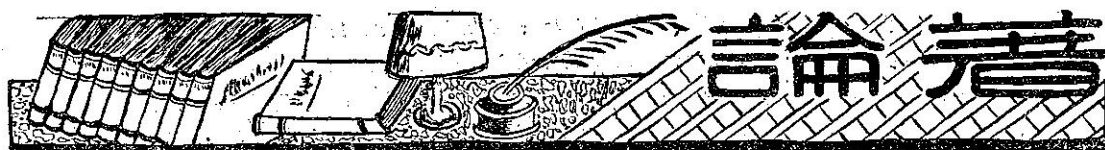
目次

一、論著

- ✓ 從空氣污染說到臺灣降落物輻射性測量結果.....鄭子政.....(1)
- ✓ 淡水河流域最大暴雨量之估計.....廖學銓.....(6)
- ✓ 臺北市氣候.....張月娥.....(15)
- 旋率簡介.....章燕禧.....(25)

二、譯述

- 中緯度地方農業季節的區分.....方冠英.....(42)



從空氣污染說到臺灣降落物

輻射性測量結果^(註1)

鄭子政

El problema de la contaminación de la atmósfera y el resultado de las observaciones sobre la lluvia atómica en Taiwan

Kenneth T. C. Cheng

Abstracto

En la primera parte de este estudio, el escritor ya discutió la cantidad de polvo, que se ha observado en la atmósfera de algunas partes del mundo. El polvo en la atmósfera se separa en dos estratos. El que en el plano superior viene del espacio y baja a la tierra se calcula en más de 14,300,000 toneladas al año. Se llama polvo meteórico. La contaminación atmosférica del estrato inferior en Londres contiene de 40,000 a 150,000 partículas de polvo por centímetro cúbico. Por lo tanto, este polvo puede transformar los fenómenos atmosféricos tanto más cuanto las partículas suspendidas en el aire forman las brumas o la niebla, que depende de la humedad existente en la atmósfera. Frecuentemente, las pequeñas partículas sólidas o líquidas disminuyen la transparencia de la atmósfera. La niebla, neblina o bruma puede teñirse de muchos colores; es blanca, amarilla, azul ... algunas veces.

En la segunda parte se examinó el contenido químico del polvo. Aquella partículas minúsculas en la atmósfera tienen mucho azufre y carbono. Todos estos elementos son nocivos para la salud del hombre. Mucha gente ha sido víctima de las impurezas del estrato atmosférico inferior.

Finalmente el problema de la radiación nuclear ha sido atacado desde el punto de vista de la explosión nuclear de la Rusia Soviética. La contaminación del polvo radioactivo nuclear da mucho miedo a todo el mundo. El Servicio Meteorológico de Taiwan ha hecho desde el año 1955 observaciones sobre la lluvia atómica o el polvo radioactivo. Se descubrió que la precipitación radioactiva tardaría tres días en llegar desde el Lago Baikal hasta la capa baja de la atmósfera de Taiwan; de tres a siete días desde la Isla de Tierra Nueva; seis o siete días desde el Sahara; una o dos semanas desde la Isla de Bikini; dos o tres semanas desde el desierto de Nevada. El polvo nuclear se queda a una mayor altitud en el verano que en el invierno porque los vientos del este son más suaves que los vientos del oeste en los estratos superiores de la atmósfera. Cuando aumenta el polvo radioactivo se produce como resultado la baja de la temperatura atmosférica inferior y aumenta la lluvia en el suelo.

Después de la explosión de Bikini, la radioactividad de la lluvia se midió en 22,222 micro-micro-curie por litro. El máximo de radioactividad del polvo en la capa de atmósfera que en Taiwan se registró el 8 de Julio de 1958, fué de 694 milli-curie por kilómetro cuadrado y el máximo en el aire fué de 3034 D. P. S. por metro cuadrado el mismo día 8 de Julio de 1958.

El Servicio Meteorológico de Taiwan descubrió la distribución de Sr.-90 en el suelo. En la capa de 5 cm. tiene la tendencia de aumentar del oeste al este de las Montañas Centrales y en el estrato de 10 cm. tiene la propensión de decrecer de norte a sur. Creo que el primer fenómeno es debido a la influencia de las montañas y el segundo resultado de la acción del viento monzón que sopla en dirección nordeste. Todos estos resultados deberían ser objeto de estudio de investigaciones ulteriores.

古代詩人稱世事爲塵事；而稱此世界爲塵世。蘇軾詩云：「日月何促促，塵世苦局束」。白居易詩有「若論塵事何由了，但問雲心自在無」。又說繁華之地謂紅塵。孟浩然洛陽詩：「酒酣白日暮，走馬入紅塵」。此皆比喻世上人事之繁雜，等如空氣中塵埃之衆多。空氣中所存在之微塵誠屬恒河沙數。此許多的微塵性質各異，隨風飄移，分佈地域，疏密不同。這些微塵一部份來自泰空，另一部份則自地球上所造成。據栢德遜 (Hans Petterson)^(註2) 估計在地球表面六十哩以上高空中所含流星塵的總量有二千八百六十萬噸，其半數一千四百三十萬噸，每年可能降落地面。乍看起來似爲一驚人的數值。但以地球面積一九七百萬平方英里平均分配每一平方英里不過一百四十五磅，若平鋪於地球表面僅有萬萬分之一三英寸厚度。一八八三年八月二十七日印尼巽他海峽 (Strait of Sunda) 的喀拉喀他 (Krakatoa) 火山爆發，火山塵沖入高空，障蔽日光，日色爲之變黃，地面平均氣溫因而降低者三年^(註3) 二年後尚可見微塵映日現象。至於地面人爲的微塵量亦屬可觀。一乘機動自行車經過後，在每立方公尺空氣中可達一萬「微克」(microgramme)^(註4) 的微塵量。一般標準煙突的放射量約每小時六千至八千立方尺，其煙塵的集中量約在每立方英尺 0.05 至 0.15 厘 (grain)^(註5)。英國一年中工業上燃用之煤煙量原有八十萬噸，由於煙塵的管制與燃料的變質已將煤煙量降低至每年十萬噸，但估計家庭燃用的煤煙量每年仍在九十萬噸左右。紐約城的煙塵年有二十萬噸。在孟哈登地方一條街上平均每月所聚的煙塵在二千八百六十七磅左右。居民每次呼吸中可能含有一十三萬七千粒的煙屑與微塵。倫敦空氣中每立方呎含有煙塵數量亦自四萬八千至十五萬之數。在大西洋空氣清鮮測驗所得每立方呎空氣

中亦尚含有二千微塵粒數。

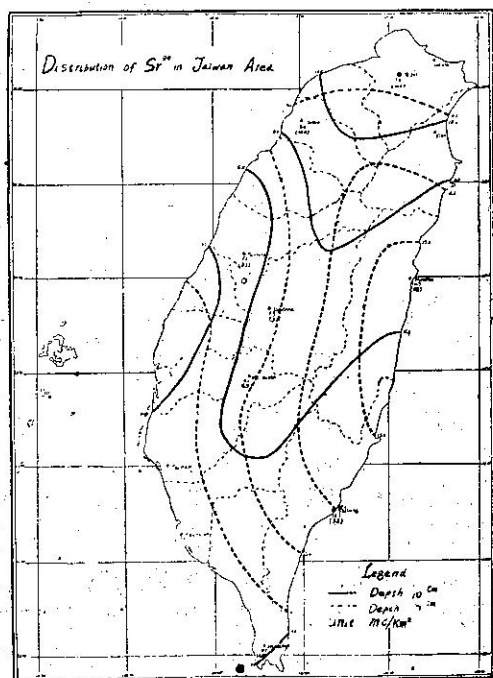
浮游在地面空氣層中有如許多的微塵，常足以影響到氣象的變化及人類生存的健康。當地面空氣達飽和狀態時，這些微塵迅速的化爲霧點凝結核心，使地面頓呈霧障，直至地面氣溫升高，霧點汽化而後，霧始消散。由於霧中含有雜質使人類生存霧中，直接的蒙其影響。一九二九年十二月三日至五日大霧彌漫於法國邁士河上，在此時期中死亡六十四人。一九五九年一月三十日倫敦密佈青灰色煙霧，引起交通凍結及失事與人民的恐怖，因於一九五二年曾有類似現象發生，而由於煙霧死亡人數達一萬二千人。死亡者百分之九十是四十五歲以上及患有心臟病或胸腔疾病者，但健康的人亦感到喉嚨與不適。據英國調查於一九五九年因肺癌死亡人數達二萬人，而慢性氣管枝炎 (Chronic Bronchitis) 死亡人數年達三萬人，因疾病而損失的天數達三千萬工作天。英國內政部長布洛克 (Henry Brooke)^(註6) 稱因英國人民因空氣污染煙塵的影響而死亡者年達五萬人。空氣污染不僅在於煙塵數量的增多，進而因塵埃質量上的影響足以損害人類的健康。勞善 (Lawther, P.J.)^(註7) 稱煙塵直接影響及於呼吸器官及心臟器官疾病使輸送至細胞所需的氧分不足，而呼吸或血液循環系統發生障礙，遂以招致肺癌，胃癌或心臟病症。若需此類病症的減少惟有移住在於空氣清淨的地域。污染空氣中的雜質成分以炭質和硫質爲多。炭質與硫質吸入人體以內均有損害於健康。硫化物質與水氣膠合後即產生腐蝕作用，因此在街頭的塑像歷久年代樹立於空氣中即見剝蝕現象。英國杜亨大學 (Durham University) 外科學教授費伯士 (Pybus, F.C.)^(註8) 謂癌症乃屬於長期潛伏症，普通病症的起因其百分之九十由於空氣污染影響的媒介。在一年中人體吸收的輪質酸基炭輕化合物

(Benzpyrene) 約有一克半。這些輪質炭輕化合物大抵由於煤烟塵埃中所散佈。英國工業應用上的煤質其中有百分之五的硫質由烟塵中發散。其極少部分直接的為三氧化硫，一部分則與空氣接觸後形為硫酸霧。其由家庭中運用的燃料其氣體大抵未能達充分氧化，可能含有百分之二十硫質擴散至空氣中。此種流質甚有害於人類的健康。又據美國龔棋博士 (Junge C.E.)^(註9) 論在地面空氣層中二氧化碳與二氧化硫的含量由於人類工業活動的增加，使此二種成分的含量自工業化時代以來，已增進其含量達百分之十。在未來世紀中可能繼續可驚的增加。至於空氣中的硫質在美國東北部雨水中含硫成分較諸內陸地域為多，顯見雨水中含硫量與地面工業活動的情形相吻合。以整個地球表面而言空氣中所含硫量百分之九十乃為人為射入的影響。由於空氣成分含量的變化將來可能形成有氣候變易的因果。

近自蘇俄於本年(五〇)十月三十日於北極圈內新地島以相等於五千萬噸黃色炸藥力量的原子彈爆炸試驗，使整個世界空氣中的微塵感染到放射性的污染，這些原子塵飄流到世界各地掀起了舉世人民對於原子塵 (Radioactive Fall-out) 的恐怖。空氣中浮游的微塵的核子爆發時因彈狀雲升入高空，可衝過對流層而上達平流層中。使廣大地區空氣中微塵，視其距爆炸中心之遠近而感染不同強度的放射性。在核爆後十小時至二十小時內降落的塵埃稱為初期原子塵 (Close-In-Fall-out)。在地上爆發時，其放出物質百分之七十至八十均降落於離爆發地點數百英里範圍之內。由於環境之影響，微塵直徑之大小而飄流有遠近。其在爆發後數週之間所降落之微塵，稱為中期原子塵 (Intermediate Fall-out)。一九五五年美國於內華達 (Nevada) 作核子試爆時，原子塵之半數約在二十二天內落盡，且在雨天降下時為多。原子塵在數月後或數年以後降落者則稱為晚期原子塵 (Delayed Fall-out)。在對流層中感染放射性的降落物 (即是微塵) 其飄流距離較近，而竄入於平流層者其飄流距離較遠。呂世宗君^(註10) 對於原子塵與氣象因素的關係，曾有所論列，從他的論著中顯示於夏季原子塵上達的高度較高，而在冬季較低，於夏季擴散的速率較緩而在冬季擴散的速率較速。由於夏季在大氣上層多東風而風力弱，至冬季在大氣上層多西風而風力強。原子塵可能致地面平均氣溫的降低，而可能使上空特定高度氣溫的增加。原子塵具有電離效用，易生帶電分子，而促成凝結核之發展，因此

有使地球表面雨量增加的可能。

臺灣省氣象所自民國四十五年一月起即在臺北、基隆、臺中、高雄、恒春、花蓮等處按日採集空氣中降落物標本以測量其放射性的變化。其次並於指定若干處採集空氣及雨水標本以作放射性的比較研究。美國於四十七年六月十五日在比基尼島核子試爆後所得最高紀錄在雨水標本中放射性強度於七月十一日每公升達 22,200 微微居里^(註11) 於七月九日降落物標



本所得輻射量為每平方公里 694.4 毫居里。四十九年二月十三日法國在非洲薩哈拉沙漠中所舉行之核子試爆，於臺北降落物標本所得輻射量為二十一日每平

方公里 140.7 毫居里。雨水標本則在其前一日為每公升 7,377.8 微微居里。自本年（五〇）十月三十日蘇俄於新地島以超級核彈試爆以後，臺灣空氣中原子塵污染現象於十一月二日即已見顯然增加，因蘇俄在新地島連續的試驗核爆至十一月五日，空中累積聚合的原子塵，遂不易覺察其核爆擴散原子塵確切到達臺灣上空的日期。在十一月十三日測知雨水中輻射性強度為每立升 2,616.8 微微居里。而於十一月七日降落物輻射量每平方公里為 8.5 毫居里。十一月八日臺北實測空氣中輻射性強度每立方公尺為 248.7 每分鐘蛻變數，顯出空中微塵感染輻射程度嚴重性。一九五五年美國於內華達核子試爆後在芝加哥測得十萬立方英尺空氣中乾燥降落物平均輻射量為一萬五千微微居里，其最高值達九萬微微居里。^(註12) 世界各地試驗核子爆炸其原子塵飄流擴散抵達臺灣上空所需的時日，大抵自貝加爾湖須歷二至三日；自新地島或巴爾喀什湖須有三至七日；薩哈拉須經過六或七日；比基尼須經歷一至兩週間；而內華達則須歷二至三週光景。^(註13)

原子塵可怖的因素在於「鈾九十」的含量，此放射性物質能進入人體，能破壞骨骼及骨髓、脾臟等造血系統，使人體內產生血癌或骨癌，而喪失人類生命。鈾九十的半衰期長達二十八年之久，因此其危害殊屬可怖。在自然環境中亦有放射性物質的存在，僅其含量不足以危害及於人體而已。羅辛斯基 (Rosinski, J.)^(註14) 一九五五年芝加哥觀測得一克重之降落物中含有「鈾九十」自 23~16 微微居里。此類放射性物質由於地面陽電物質 (Cations) 及陰電物質 (Anions) 所產生。其輻射強度在夏季與降落物直徑的立方成比例，而於冬季則與降落物直徑的四次方成比例。又據栢德遜^(註15) 作微塵中鈾含量之分析稱宇宙微塵中鈾含量較高，而來自地面的塵埃恰與此相反。在一千立方公尺的空氣中分析出 143 微克（約二百萬之一英兩）鈾的含量，但在隕星塵中分析得高達 2.5% 的鈾含量。在自然環境中輻射能往往因降水而受沖洗，使其環境再歸於潔淨。若以一小時之降水量為 2.5，若經過三小時後即可可能沖洗去其輻射能量 90% 以上。沖洗率須視原子塵粒子直徑的大小及其時降雨強度的變化而定。一般而論，降雨強度愈大則自上空沖刷而下的原子塵量愈多。假定每時降雨量為一耗而原子塵粒的直徑為十微米 (Micron) 即千分之一耗，經過十五分鐘即可沖洗去其 25% 以上，若連續降雨在三十分鐘時間即可沖刷去其輻射能 50% 左右。其沖洗而下的

原子塵降落地面，仍能深入土壤。呂君世宗曾赴臺灣各地採集土壤標本取其五種及十種深度土壤以測量其鈾九十的含量分佈，因而發現其五種深土壤中的鈾九十含量有隨同縱貫山脈分布的地形自東徂西與自北至南而遞減的傾向。在花連附近測得每平方公里 16.1 毫居里，恒春僅有 3.7 毫居里；臺中 7.1 毫居里，新竹 7.9 毫居里。至於十種深度土壤中鈾九十的含量則自北而南遞減的傾向，分外清楚。臺北為每平方公里 14.2 毫居里，新竹為 10.0；日月潭為 7.3，恒春為 4.9 毫居里。顯示此種形態分佈頗似受冬季季風分佈的影響，但仍有待於再度收集土壤標本，加以測量，始能加以證實。

至於放射性同位素在人體最大容量 (Maximum Permissible Activity) 的研究，係涉及於醫學範圍。孫茂士 (Summers, D. L.) 與賈思克 (Gaske, M. C.)^(註16) 晚近有專著介紹。呂世宗^(註17) 亦有文論及，茲不再詳引述。據各家所論列人體感受放射性同位素的限量大體均屬相近。現以國際原子能局 (International Atomic Energy Agency)^(註18) 所訂定的放射性強度對於人體最大容許量而言每日應不超過微人體效應率 (Milli-Roentgen Equivalent Man,) 或可稱人體效應倫琴等千分之一單位^(註19) 五十個單位。以每一週論應不能超過微人體效應率三百個單位 (300 MREM)。若在一週內感染輻射量 0.6 人體效應率 (0.6 REM) 皮膚及血管均可受到損壞。若一週感染到輻射量 1.5 人體效應率 (1.5 REM) 其手足均將受到傷害。若偶然一次感染到放射性照射亦應以人體效應率二十五個單位為限度，而以一百倫琴射線量為人類殺傷致死的臨界線。一次感染射線量達四百倫琴，死亡率將在 50% 以上，若在六百倫琴以上則將無生命生存的可能。一般飲料中最大容許量以在一立升不超過十分之一微微居里。三日後可能採用之飲水以不超過每立升五個毫居里。

結 語

總上所論，空氣的污染問題實不僅為空氣清濁的研究而是一個深切攸關於民族健康及環境衛生的問題，亦可說是一個關係於工業與經濟發展的課題。凡事豫則立，不豫則廢。空氣的污染危害，若人類能從早予以適當的處理，空氣污染問題不難澄清，使人類能在新鮮空氣的環境中生活。近代因工業發展而使空氣層中增加的煙塵，可以採取有效管制的辦法，使各工廠的煙突上裝置電動的煙塵沉澱器 (Electrostatic

Precipitator) 粗粒的烟塵均可能沉澱而下，不致擴散飄浮到都市區域以損害居民健康。且同時可增產消滅煤烟的物質 (Phurnacite) 使轉化無烟的燃料。據實驗的結果燃煤若參雜以鹼性物質，於燃燒後煤內含有硫量 70% 均可沉澱於灰燼中。此皆減少空氣中烟塵污染有效的方法，端在於如何加強推行而已。至於空氣層中人為放射性物質的污染問題，聯合國原子能委員會於一九四六年六月成立，即曾建議多項管制之原則^(註20) 以防止原子能之濫用而影響及於人類的安全，並以促進原子能的和平用途。而今會幾何時，人類已經遭受原子塵污染的恐怖。因此必須促使聯合國能發揮其機構的和平功能而有效的停止空氣中核子爆炸的試驗，以滅絕人為原子塵的來源。其次則有待於加強國家民防組織和設備。使於原子塵威脅人類生存時能有充實的防衛設施，以減少人類健康上的損害。一九五八年美國的民防措施^(註21) 已經指定三百萬民防人員並徵收百分之一的民防捐稅以擴充民防設施。三十七個大都市中有半數人員均經指定負責民防任務。有二百萬人曾受放射性防禦及其他各種訓練。美國民防設備經費達二萬萬元之譜。自一九五二至五八年經國會核撥經費達一億零六百萬元，此款額僅占其總額之 22.6% 而已。原子塵的防禦問題必須竭盡政府與人民共同的努力及科學、醫藥、衛生、民防多方面的合作而後可能使人民免受原子塵的威脅與危害以減低至於其最低限度。

引 用 文 獻

- (註1) 本篇為五十年十二月五日在臺北臺灣省立工專講演辭。
- (註2) 科學文摘一九五九年一月號。
- (註3) Humpherys, W. J.: *Physics of Air*, Page 615.
- (註4) 一微克 (Microgramme) 等於一百萬分之一克
- (註5) 一厘英國重量之單位，由於穀粒之重量而定者，一英磅含七千厘 (克冷)，一厘等於 0.0648 克 (gram)
- (註6) Henry Brooke, Minister of Housing said on Clean Air Exhibition at Bristol on 15th May, 1961.
- (註7) Lawther, P.J.: *Air Pollution and Its Effects On Man*, "Smokeless Air" No. 116 Winter, 1961. Page 116.

- (註8) "Smokeless Air" Vol. 30, No. 111, Page 47.
- (註9) "Smokeless Air" No. 119, 1961. Page 28.
- (註10) 呂世宗：氣象學與原子塵載臺灣省氣象所簡訊第一三八期民國四十八年六月一日出版。
- (註11) 居里單位 (Curie Unit) 一居里等於一克放射性能強度約等於 3.7×10^{10} d.p.s. (每秒蛻變數) 其千分之一謂毫居里；百萬分之一謂微居里。
- (註12) John Rosinski and John Stockham: *Radioactivity of Dye Matter In Urban Atmosphere*. Bulletin of American Meteorological Society, Vol. 42, No. 10, Oct. 1961, Page 688.
- (註13) 呂世宗：大氣放射性降落物驗測報告 臺灣省氣象所專題研究報告第四十三號。
- (註14) 見前 (註12) Cit. Rosinski
- (註15) 見前 (註2)
- (註16) Summers, D.L. and Gaske, W.C.: *Maximum Permissible Activity For Fission Products In Air and Water*. Health Physics, Vol. 4, pp. 239-292, Pergamon Press, 1961.
- (註17) 呂世宗：放射性同位素在人體之最大容許量 見臺灣省氣象所簡訊一七〇期 四十九年十月一日出版。
- (註18) International Atomic Energy Agency: *Health Physics Addendum*, 1960.
1. Interaction of Adiation with Living Cells, pp. 18-21.
 2. Maximum Permissible Dose, pp. 30-34.
- (註19) 人體效應率 (REM-Roentgen Equivalent Man) 指人體感受放射線時，在生物學上所發生的效應或吸收，其效果與愛克斯射線或加馬 (γ) 射線之一倫琴的效應相同時，此放射線能量值稱為人體效應率一單位 (1 REM)，若以此單位量之千分之一計則稱之微人體效應率 (MREM) 至於倫琴 Roentgen 單位係用於 X 射線或加馬射線上表示其射線量即在 0.001293 克空氣中產生靜電單位 (E.S.U.) 時所需的 X 線或加馬 (γ) 線之線量稱為倫琴。
- (註20) International Control of Atomic Energy-Policy At the Crossroads, 1948.
- (註21) United States Civil Defense In Figures Bulletin of the International Civil Defense Organization, No. 47, page 3.

淡水河流域最大暴雨量之估計

廖 學 鑑
徐 晉 淮

On Estimating the Possible Maximum Precipitation over the Drainage Basin of Tanshui River.

Abstract

Liao Shyue-yih
Hsu Chin-huai

The present work is used to estimate the possible maximum precipitation over the drainage basin of Tanshui River. Some conclusions are listed as follows:

(1) Amount of daily possible maximum precipitation at Taipei was estimated to be 384.2mm.

(2) Amount of daily possible maximum precipitation over Tanshui drainage area and its adjacent stations had all been computed. The values are listed in Table 2 and a isohyetal picture is presented in Fig. 3.

(3) The Average depth of possible maximum precipitation over the drainage basin of Tanshui River was 592.6 mm.

一、緒 言

自天氣學的觀點，詳細考察豪雨之結構，可以知道引起豪雨之必要條件有二。其一為該地區上空蓄積有可能造成豪雨之充分水汽。其二為該地區有充分強盛之大氣擾動，如低氣壓，鋒面或熱帶氣旋等，而其擾動之強烈上昇氣流，可以釋出大氣中所蓄積之水汽，使其變成豪雨。

根據上述之觀念，應用歷年的臺灣省氣象所高空探測資料，計算颱風侵襲臺灣而於淡水河流域誘致豪雨時之大氣中水汽含量，與實際豪雨降水日量做比較，推算淡水河流域之最大暴雨量，以供氣象災害防護設施設計之參考。

二、可降水量之計算法

水文氣象學 (Hydrometeorology) 上，應用所謂可降水量 (Depth of precipitable water, precipitable water content) 之觀念，估計低氣壓，颱風或鋒面侵襲期間之降水量，是晚近發展之新方法。原來可降水量是 Samuel B. Solot⁽¹⁾ 提倡之新思想，即底面積為一平方公分之大氣柱中全部水汽，完全凝結而變成雨水下降，其總量通常稱為可降水

量。若令 ρ_w 為水汽密度， z 為高度，即可降水量 W ，據其定義可寫成

$$W = \int_0^{\infty} \rho_w dz \dots\dots\dots (1)$$

再令 p 為氣壓， g 為重力加速度， ρ 為空氣密度，即靜力學方程式為

$$dz = - \frac{dp}{\rho g}$$

上式代入 (1) 式可得可降水量 W 為

$$W = - \frac{1}{g} \int_{p_0}^0 \frac{\rho_w}{\rho} dp \\ = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} \frac{\rho_w}{\rho} dp \dots\dots\dots (2)$$

其中 p_0 為海平面氣壓。

若令 q 為比濕，根據比濕之定義，可得 $q = \frac{\rho_w}{\rho}$

$$\text{即 } W = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} q dp \dots\dots\dots (3)$$

若令 x 為混合比，通常混合比與比濕之差數很小，可略而不計，即

$$W = \frac{1}{g} \int_0^{p_0} x dp \dots\dots\dots (4)$$

若有高空探測資料，可以知道比濕 q 或混合比 x 之高度變化，即可以由 (3) 或 (4) 式計算可降水量 W 。實際上 (3) 或 (4) 式之計算相當複雜並很費時間

註) 本文係應水利局第十二工程處之委託研究。

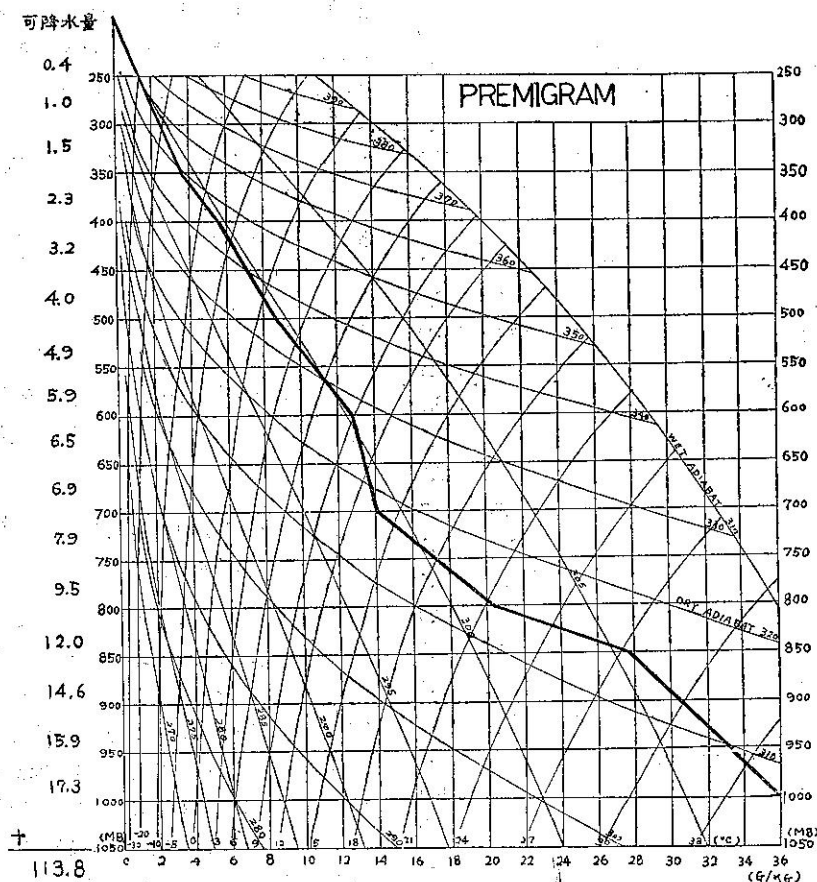


圖1：應用 Premigram 之臺北可能最大可降水量計算圖

。在本研究為計算之簡便起見，將使用如圖 1 中所示之所謂 Premigram⁽²⁾，應用圖解法計算可降水量。

原來 Premigram 係選擇混合比 x 及氣壓 p 各為橫、縱座標的計算圖表，該圖中氣壓差為 50mb，混合比差為 2 克之方格子之面積。是相當於可降水量 1mm。如果由高空探測資料中，查出 1000mb, 900mb, 850mb, 800mb, 700mb, 600mb, 500mb, 400mb, 300mb 等標準氣壓面上之混合比，而填入圖中可得如圖 1 中所示之一條狀態曲線。若計算狀態曲線左邊之方格子之數目，此數字即為當時之可降水量。又 Premigram 中有記載乾絕熱線 (Dry adiabat)，等溫線 (或等露點線) 及濕絕熱線 (Wet adiabat) 等線，故同時可當做絕熱圖應用之。

三、臺北地區可能最大降水日量之估計

若使用 1956 年至 1960 年 5 年間之臺北高空探測資料，應用於第二節中所記述之方法，計算颱風侵襲臺

灣而於淡水河流域造成豪雨時之臺北上空可降水量，得如表一中所示之結果。此可降水量與當時臺北之實際降水日量比較，即可繪得如圖 2 中所示之結果。茲使用最小自乘法，計算可降水量及實際降水量間之關係，得下述之實驗式；

$$\text{即 } W = 6.4 \times 10^{-4} P^2 + 55.5 \dots \dots \dots (5)$$

其中， W 為可降水量， p 為實際降水量，兩者之單位均使用公厘。可降水量 W 與實際降水量 p 之平方，成正比例，若使用圖表示即成拋物線，如圖 2 中所示。

同時計算圖 2 中各資料分佈點之上限包絡線 (upper envelope) 與下限包絡線 (lower envelope) 各為

$$W = 8.9 \times 10^{-4} P^2 + 65.5 \dots \dots \dots (6)$$

$$\text{及 } W = 5.0 \times 10^{-4} P^2 + 40.0 \dots \dots \dots (7)$$

此兩個包絡線同時也是拋物線，如圖 2 中所示。

如果根據上述之臺北區高空探測資料，選出 1000mb, 850mb, ..., 300mb 等標準氣壓面上之已往

表一：可降水量與實際降水日量之比較表

日 期 (年/月/日)	可降 水量 (mm.)	降 水 日 量 (mm.)	日 期 (年/月/日)	可降 水量 (mm.)	降 水 日 量 (mm.)
1946 7 7	66.8	136.6	1958 7 15	63.3	107.9
9 25	57.9	137.0	7 16	63.9	22.0
1956 5 29	64.5	122.7	7 29	57.9	137.0
7 30	66.0	6.1	9 2	52.3	0.5
7 31	77.0	165.9	9 3	63.6	93.1
8 1	78.0	132.0	1959 7 14	51.7	8.2
9 1	51.0	0.2	7 15	69.1	244.0
9 3	84.7	132.2	7 16	64.8	49.4
9 15	49.8	3.4	7 18	64.5	173.4
9 16	73.5	83.6	8 3	52.2	0.0
9 17	63.4	22.7	8 4	53.2	5.1
9 18	65.4	1.9	8 5	67.5	22.7
1957 9 1	55.8	1.8	8 28	50.4	1.1
9 2	50.0	T(微量)	8 29	70.4	66.4
9 3	48.5	0.2	8 30	缺	32.0
9 11	54.7	12.3	8 31	48.7	0.3
9 12	54.7	4.7	9 13	59.3	0.4
9 13	59.5	36.2	9 14	51.4	0.0
9 14	缺	75.0	9 15	67.4	94.9
9 15	58.5	28.7	9 17	缺	0.3
9 16	57.0	0.0	9 18	61.3	83.0
9 17	58.3	0.0	9 19	50.2	19.0
9 18	59.6	3.3	1960 8 8	80.5	120.0
1958 7 14	55.2	9.9			

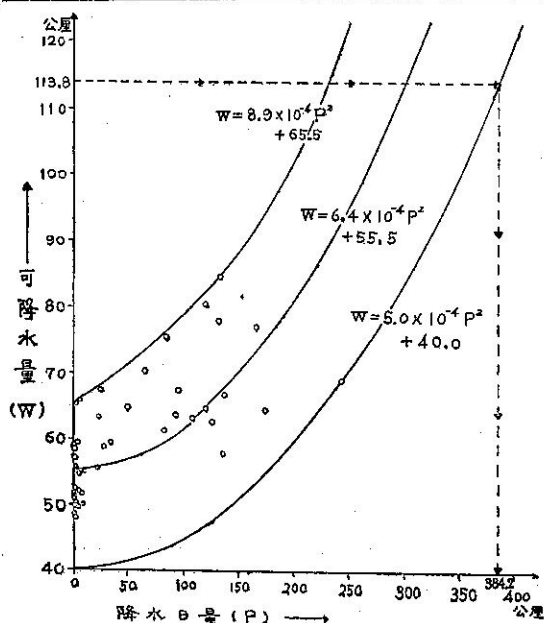


圖 2：臺北之降水日量及可降水量之相關圖

最高氣溫，可繪得如圖 1 中所示之狀態曲線。再假定此大氣完全飽和，即此狀態曲線可當做露點曲線，計算臺北之可能最大可降水量為 113.8 公厘，如圖中所示。此可能最大可降水量代入 (7) 式，計算 (7) 式中之 p，即可得臺北之可能最大降水日量為 384.2 公厘。此種計算同時可使用第二圖，由圖解法計算之。即由圖中求出，直線 $W=113.8$ 與代表 (7) 式之拋物線之交點，而讀出此交點之 p 座標 384.2 公厘，就是臺北之可能最大降水日量。

總之臺北之可能最大降水日量為 384.2 公厘。與已往 64 年 (1998-1960 年) 之實際最大降水日量 358.9 公厘 (係 1930 年 7 月 28 日所測得之降水日量) 比較，大 25.3 公厘。

四、淡水河流域各站可能最大降水日量之估計

淡水河流域地形較為單純，分水嶺走南北方向，颱風經過本省北部或北部海面時，因西北氣流卓越，時常在淡水河流域誘致豪雨。因該流域各地之豪雨原因大略相等，所以使用臺北可能最大降水日量與臺北實際最大降水日量之比例，推算淡水河流域其他各地之可能最大降水日量時，其誤差不致於很大。若令 M_i 為 i 測站之已往最大降水日量，即據上述之觀念，i 測站之可能最大降水日量 N_i

$$\begin{aligned} \text{即為 } N_i &= M_i \times \frac{\text{臺北可能最大降水日量}}{\text{臺北實際最大降水日量}} \\ &= M_i \times \frac{384.2}{358.9} = 1.0704 M_i \dots\dots\dots(8) \end{aligned}$$

從各測站已往之資料中，選出最大降水日量，代入 (8) 式可計算各測站之可能最大降水日量。據此方法計算之可能最大降水日量及已往最大降水日量，列如表二。

此資料填入淡水河流域之地圖而繪等雨量線，可得如圖 3 (A, B) 中所示之結果。使用此圖計算該流域之日面積雨量可得 592.6 公厘。由此圖可見大寮溪流域內，有兩個極大降水區域，一位置在堡西鎮西南地區，另一位在東眠山附近，其降水日量均超過 1,000 公厘。又新店溪流域也有兩個降水極大區域。一位在乾溝附近，另一位在潤瀨附近，其降水日量均超過 800 公厘。此四個降水量極大區域，分佈在淡水河流域之南至東南地區。流域西北部之樹林、新莊附近之降水日量較少，均在 200 公厘以下。總之淡水河流域之南部及東南部降水量較多，西北部及北部降水量較少。茲將淡水河流域之平均

表二：淡水河流域及附近各站已往最大降水日量與估計可能最大降水日量表

站名	最大降水時 (mm.)	發 生 日 期 (年 月 日)	資 料 統 計 年 數 (年)	估計可能最大 降 水 日 量 (mm.)
鎮 西 保	985.6	1956. 7. 31	3 (1954-1956)	1055.0
泰 亞 十	310.0	1940. 8. 30	13 (1933-1945)*	331.8
白 石	993.2	1956. 7. 31	17 (1940-1956)	1063.1
青 山	94.3	1954. 9. 24	2 (1945-1955)*	100.9
鞍 邵	518.8	1956. 7. 31	3 (1954-1956)	555.3
秀 巒	590.0	1956. 7. 31	6 (1951-1956)	631.5
玉 峯	780.0	1956. 7. 31	12 (1945-1956)	834.9
義 盛	200.0	1949. 1. 3	7 (1949-1955)*	214.1
三 光 (1)	538.0	1956. 7. 31	18 (1939-1956)	575.9
三 光 (2)	547.5	1956. 7. 31	10 (1947-1956)	586.0
萱 原	646.0	1912. 8. 28	34 (1912-1945)	691.5
巴 峻	767.5	1956. 7. 31	20 (1937-1956)	821.5
馬 鳴	615.0	1920. 9. 4	26 (1920-1945)	658.3
李 嶺 山	430.0	1912. 8. 29	4 (1912-1915)	460.3
高 義	466.0	1956. 7. 31	20 (1937-1956)	498.8
復 興 (1)	950.0	1941. 8. 20	45 (1912-1956)	1016.9
復 興 (2)	309.5	1956. 7. 31	10 (1947-1956)*	331.3
水 東 (1)	347.2	1932. 8. 24	26 (1931-1956)	371.6
水 東 (2)	123.0	1956. 7. 31	2 (1955-1956)*	131.7
阿 媽 坪	194.0	1955. 9. 2	3 (1954-1956)*	207.7
八 結	473.4	1920. 9. 3	26 (1912-1937)	506.7
石 門 (1)	467.1	1943. 7. 17	31 (1926-1956)	500.0
石 門 (2)	467.0	1943. 7. 17	16 (1941-1956)	499.9
二 坪	219.7	1955. 9. 2	3 (1954-1956)	235.2
大 溪 (1)	204.0	1950. 7. 21	9 (1948-1956)	218.4
大 溪 (2)	180.0	1948. 7. 5	9 (1948-1956)*	193.7
缺 子	249.2	1938. 8. 2	19 (1938-1956)	266.7
鶯 歌	58.5	1954. 7. 24	3 (1954-1956)*	62.6
大 約	486.0	1948. 9. 17	24 (1933-1956)	520.0
三 峽	275.0	1930. 7. 27	54 (1903-1956)	294.4
大 寮	230.0	1956. 9. 15	23 (1934-1956)	246.2
樹 林	197.4	1953. 8. 17	7 (1950-1956)	211.3
土 城	327.4	1930. 7. 27	14 (1929-1942)	350.4
板 橋	214.1	1953. 8. 17	9 (1948-1956)	229.2
新 莊	145.1	1956. 6. 1	3 (1954-1956)	155.3
福 山	436.3	1948. 9. 17	6 (1947-1952)	467.0
利 于	500.7	1920. 9. 3	45 (1912-1956)	535.9
阿 玉	432.4	1956. 9. 16	17 (1940-1956)	462.8
羅 好	496.0	1956. 9. 16	7 (1950-1956)	530.9
烏 來 (1)	434.3	1956. 9. 16	6 (1951-1956)	464.9
烏 來 (2)	256.0	1956. 9. 16	4 (1953-1956)*	274.0
坪 林 (1)	515.0	1924. 8. 5	54 (1903-1956)	551.3
坪 林 (2)	321.5	1948. 9. 17	12 (1945-1956)*	344.1

乾		溝	780.0	1949. 9. 14	8 (1949-1956)	834.9
屈		尺	360.0	1910. 8. 3	9 (1903-1911)	385.3
橫		窟	242.0	1944. 8. 13	10 (1935-1944)	259.0
小	粗	坑	299.0	1955. 9. 5	7 (1950-1956)	320.0
新		店	434.0	1946. 7. 18	9 (1948-1956)	464.6
石		碇	500.4	1924. 8. 4	43 (1903-1945)	535.6
木		柵	204.2	1956. 9. 2	4 (1953-1956)	218.6
臺		北	358.9	1930. 7. 28	64 (1897-1950)	384.2
臺	北	大安	327.0	1930. 7. 28	74 (1887-1960)	350.0
同		寮	260.0	1953. 8. 16	5 (1952-1956)	278.3
火	燒	底	509.8	1956. 9. 16	51 (1906-1956)	545.7
石		芳	413.0	1918. 10. 23	42 (1903-1944)	442.1
瑞		暖	496.6	1951. 9. 26	8 (1949-1956)	531.6
暖		山 (1)	436.0	1931. 10. 3	57 (1904-1960)	466.7
松		山 (2)	284.9	1940. 9. 30	9 (1936-1944)	305.0
松		山 (1)	290.8	1953. 8. 16	6 (1951-1956)	311.3
陽	明	山 (2)	485.5	1956. 9. 3	9 (1948-1956)	519.7
陽	明	林	435.0	1953. 8. 17	34 (1923-1956)	465.6
土		山	357.7	1930. 7. 28	31 (1914-1944)	382.9
大	屯	湖	407.0	1955. 9. 2	20 (1937-1956)	435.7
竹	仔	部	515.0	1932. 8. 24	30 (1931-1960)	551.3
大	山	頭	432.3	1943. 7. 17	19 (1942-1960)	462.7
雙	鞍	水	297.4	1914. 6. 30	53 (1904-1956)	318.3
淡	竣	脚	275.8	1956. 9. 3	64 (1897-1960)	295.2
山	仔	盛	164.5	1956. 7. 18	2 (1955-1956)	176.1
西		頭	178.9	1956. 7. 2	2 (1955-1956)	191.5
海	山	埔	125.5	1955. 9. 2	7 (1950-1956)	134.3
三	重	賀	210.0	1953. 8. 16	5 (1950-1954)*	224.8
頭	拉	分	263.4	1956. 9. 2	1 (1956)*	281.9
四	十	山	152.7	1956. 7. 17	1 (1956)*	163.5
龜		塔	462.1	1912. 9. 16	46 (1911-1956)	492.5
四		子	365.0	1954. 11. 10	6 (1951-1956)	390.7
倒	吊	瀨	545.0	1954. 11. 9	4 (1953-1956)	583.4
潤		嶼	800.0	1954. 11. 16	4 (1953-1956)	856.3
彭	佳	角	310.1	1940. 8. 31	55 (1906-1960)	331.9
富	貴	山	243.5	1923. 10. 1	62 (1899-1960)	260.6
金		隆	301.0	1924. 9. 6	49 (1912-1960)	322.2
基		角	330.6	1930. 7. 28	50 (1911-1960)	353.9
鼻	頭	庄	249.0	1921. 7. 24	61 (1900-1960)	266.5
林	口	岬	230.0	1943. 7. 17	29 (1932-1960)	246.2
白	沙	子	342.2	1922. 6. 17	62 (1899-1960)	366.2
新	庄	壠	273.1	1922. 6. 17	55 (1906-1960)	292.3
中		山	343.3	1932. 8. 24	48 (1913-1960)	367.5
角	板	角	523.6	1912. 8. 29	51 (1910-1960)	557.3
三	貂	蘭	192.5	1943. 6. 10	27 (1934-1960)	206.1
宜		埤	459.3	1954. 11. 9	54 (1907-1960)	491.6
天	送	端	959.7	1915. 10. 30	59 (1902-1960)	1027.3
池		澳	492.0	1926. 10. 8	49 (1912-1960)	526.6
大	南	南	541.0	1925. 9. 15	58 (1903-1960)	579.1
披	亞	部	580.0	1944. 8. 13	50 (1911-1960)	620.8
披	亞	部	620.0	1944. 8. 13	50 (1911-1960)	663.6

* 資料統計年數少或資料有疑問暫不使用。

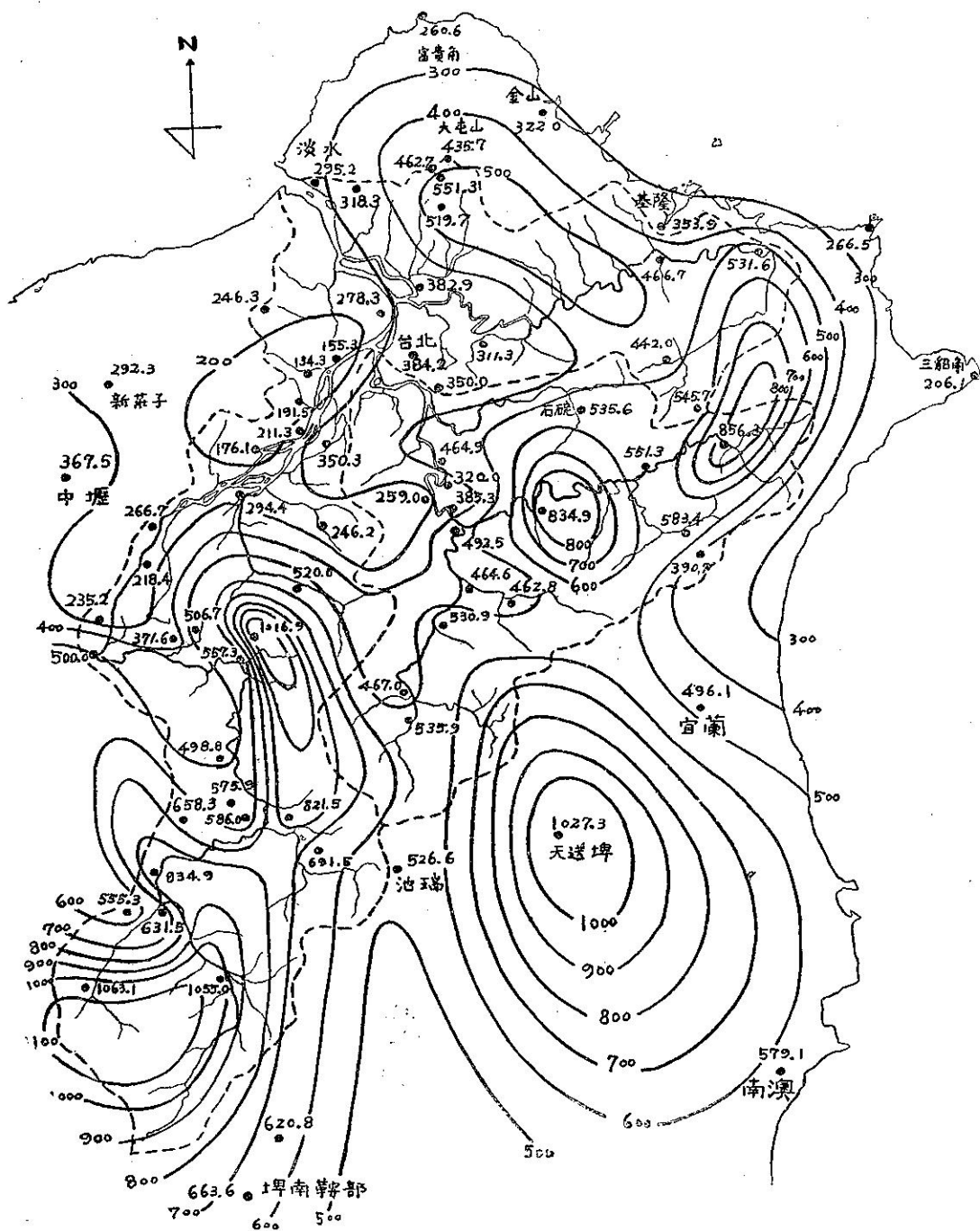


圖3A：淡水河流域可能最大降水日量分佈圖

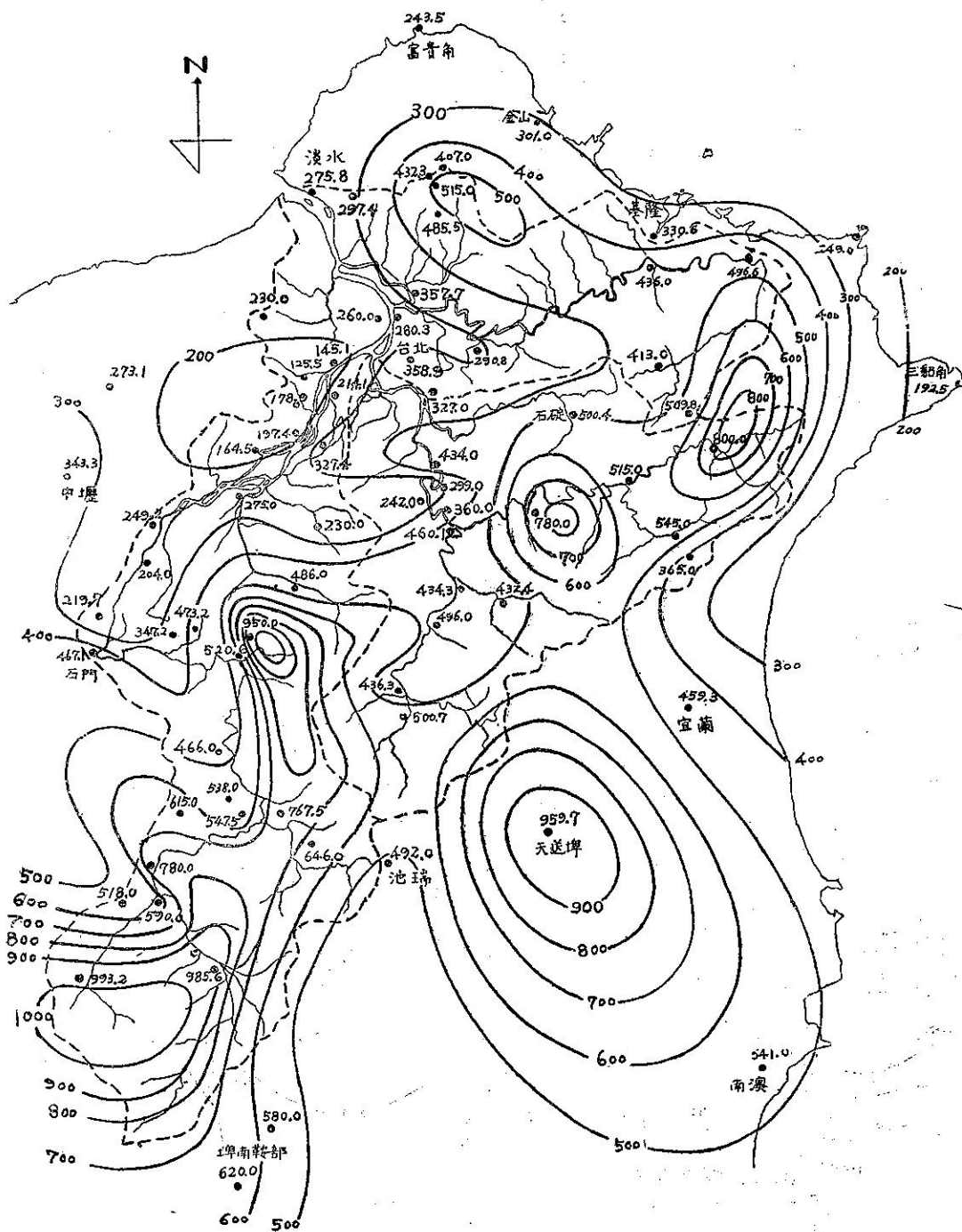


圖3B：淡水河流域歷年降水日量極值等降水量線圖

表三：淡水河各流域可能最大面積雨量表

淡 水 河	592.6公厘
大 嵙 崁 溪 流 域	773.5公厘
新 店 溪 流 域	560.7公厘
基 隆 溪 流 域	454.3公厘
淡 水 河 下 游 流 域	337.7公厘

面積雨量列如表三。即大嵙崁溪流域之面積雨量最多，達773.5公厘，而新店溪流域居其次，為560.7公厘，基隆溪流域為454.3公厘。淡水河下游流域最少，為337.7公厘。

五、臺北可能最大降水日量及再現週期之關係

據 E. J. Gumbel^(3,4) 之研究，年最大降水日量之頻率分佈，可滿足最大值頻率分佈之所謂 Fisher-Tippet 之理論⁽⁶⁾。依據此理論，由變數 X 之母集團 (Parent population) 中抽出 n 個之任意標本 (Random sample) 時， $n \rightarrow \infty$ 之場合，其中之最大值 X 之分佈函數 (Distribution function) 為

$$P(y) = \exp(-e^{-y}) \dots\dots\dots (9)$$

$$\text{其中 } y = A(X-B) \dots\dots\dots (10)$$

$$A = \frac{1}{0.799\sigma} \dots\dots\dots (11)$$

$$B = E(X) - 0.450\sigma \dots\dots\dots (12)$$

而 $E(X)$ 及 σ 各為 X 之母集團之平均值及分散 (variance)。

通常年最大降水日量可達 X 成以上之現象，於 T 年中可以期待發生一次時，稱 X 之再現週期 (Return period) 為 T 年。因此由 (9) 式可得

$$T = \frac{1}{1-P(y)} \dots\dots\dots (13)$$

茲將母集團之平均值 $E(X)$ 及分數 σ ，由標本之平均值及分散代替。使用臺北已往63年之資料，計算最大降水日量之再現週期，可得如表四中所示之結果。即於臺北100年可能有一次豪雨，其降水日量達351.4公厘，200年可能有385.4公厘，600年可能有438.8公厘，1000年可能有463.5公厘之豪雨。

本研究中估計之臺北可能最大降水日量為384.2公厘，大略與臺北之再現週期200年最大降水日量相當。

表四：臺北最大降水日量之再現週期表

雨 現 週 期 (年)	5	10	20	40	60	80	100	150	200	400	600	800	1,000
最大降水日量 (公厘)	200.8	237.2	272.1	306.8	326.7	340.8	351.4	371.3	385.4	418.9	438.8	452.9	463.5

平均值：156.2公厘，標準偏差：62.2公厘，最大值：358.9公厘，統計年數：63年 (1898-1959年)

六、設計標準與再現週期之關係

災害是一種破壞現象，即僅有暴風而無堤防之沖毀或人口之死傷等損失，不可以說是災害。若一力作用於某一物體，而其力量無超過物體能受之強度限度，不會發生破壞現象，即不會有災害。引起氣象災害之力，不僅為物理學上之力，有時是豪雨，或是暴風等。以下總稱此種力為破壞力 (Destructive Force)，

氣象災害防範之種種設施，應該要考慮該地區之最大破壞力，建設費及設備之壽齡等條件，以決定有效而經濟的設計標準建設之。如果設計標準過高，其安全率固然極佳，但是工料浪費而不經濟。如果設計標準過低，即其安全率低，缺少防範之作用。故設計標準應該顧及安全率及經濟兩方面，方為合理。

1957年 K. Takahashi⁽⁵⁾，應用晚近發展之所謂 Operational Research 之方法，理論的計算，合理

的設計標準及破壞力之再現週期之關係，得

$$T = 2L \dots\dots\dots (14)$$

其中 L 為防範設施之壽命， T 為破壞力之再現週期。根據第五節之研討，已知臺北之可能最大降水日量之再現週期為200年，因此由 (14) 式可得防範設施之壽命為100年，此與堤防之實際壽命比較，與已往之經驗壽命大略一致。可見可能最大降水日量之估計適宜。

七、結 論

茲將本文之研究結果，綜述如下：

- (1) 臺北之可能最大降水日量為384.2公厘。
- (2) 淡水河流域之可能最大降水日量，列如表二而其分佈圖列如圖3。
- (3) 淡水河流域之可能最大日面積雨量為592.6公厘。
- (4) 臺北之可能最大降水日量，相當於當地之再現週

期 200 年之最大降水日量。

本研究係初步研究，如今後有更多之高空探測資料，希望繼續研究淡水河流域之水文氣象學，進一步擴張此方法，以作淡水河流域降水量預報及洪水預報以減少水災，配合本省之經濟建設。

參 考 文 獻

- (1) Solt, S.B., (1939) : Computation of Depth of Precipitable Water in a Column of Air. Mon. Wea. Rev. 67 : 100-103.
- (2) 和達清夫, (1940) : 氣壓、混合比斷熱圖と其の應用及び斷熱濕度について, 海と空 20 日本海洋氣

象學會。

- (3) E. J. Gumbel(1941) : The Return Period of Flood flows. Ann Math, Statistics, 12, No.2 163.
- (4) R. K. Linsley, M. A. Kohler and J. L. H. Paulhus. (1949) : Applied Hydrology.
- (5) K. Takahashi (1957) : An Operational Research on Disasters concerned with Storm in Japan. Jour. Met. Research Jap., 9, 1-34.
- (6) Fisher. R. A., and L.H.C., Tippett, (1928) : Limiting Forms of Frequency Distribution of the Largest or Smallest Member of Sample, Proc. Cambridge Phil. Soc., Vol. 24, pp 180-190

氣 象 學 報 徵 稿 簡 則

- 一、本刊以促進氣象學術之研究爲目的，凡有關氣象理論之分析，應用問題之探討，不論創作或譯述均所歡迎。
- 二、本刊文字務求簡明，文體以白話或淺近文言爲主體，每篇以五千字爲佳，如長篇巨著內容特佳者亦所歡迎。
- 三、稿件請註明作者真實姓名、住址及服務機關，但發表時得用筆名。
- 四、譯稿請附原文，如確有困難亦請註明作者姓名暨原文出版年月及地點。
- 五、稿中引用之文獻請註明作者姓名、書名、頁數及出版年月。
- 六、惠稿請用稿紙繕寫清楚，並加標點。如屬創作論著稿，請附撰英文或法、德、西文摘要。
- 七、本刊對來稿有刪改權，如作者不願刪改時請聲明。
- 八、惠稿如有附圖務請用墨筆描繪，以便製版。
- 九、來稿無論刊登與否概不退還，如須退還者請預先聲明，並附足額退稿郵資。
- 十、來稿一經刊載即致稿酬，每千字按三十元至四十元計算。創作論著稿之特具價值者另議。
- 十一、惠稿文責自負。
- 十二、惠稿請寄臺北市公園路六十四號臺灣省氣象所氣象學報社收。

臺北市氣候

張月娥

The Climate of Taipei

Yeuch-ngo Chang

Taipei has a warm winter and hot summer climate which remarkably influenced by its topography and monsoon circulations. The mean annual temperature was 21.8°C . From April to November mean monthly temperature was about 20°C . The hottest month in July was 28.2°C and its absolute maximum temperature was 38.6°C in 1921. The coldest month of a year was February and the mean temperature recorded in February was 15°C . The absolute minimum temperature was -0.2°C in 1901. Rainfall is abundant. The annual mean precipitation was about 2100mm and there has no dry season in Taipei. Annual average number of rainy days was about 185 days. Number of cloudy days in a year was 194 while clear days only has a number of 9.6. The annual number of sunshine hours was 1645. It takes about 37% to the rate of possible duration of sunshine in a year. Mean relative humidity in a year was 81%. Mean wind velocity was 3.2m/s, but the maximum wind velocity recorded at Taipei was 31.3m/s which happened in August 5th 1899 during the passage of a typhoon.

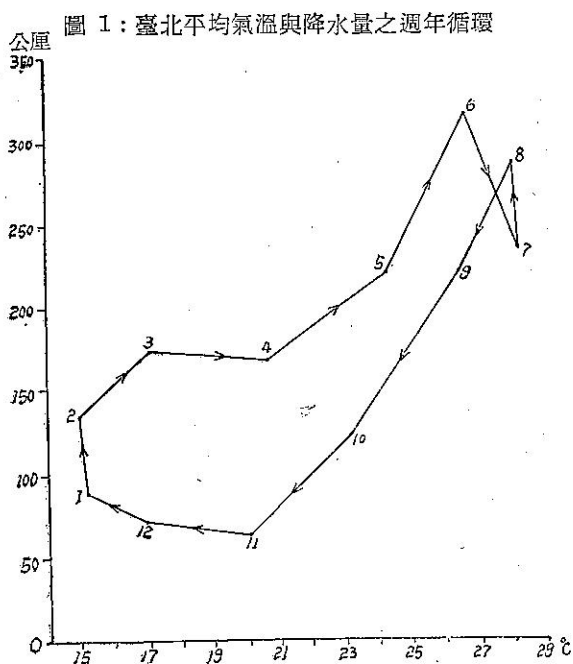
本市位于臺北盆地中央，在淡水河東岸，介于新店溪與基隆河之間，即北緯 $25^{\circ}02'$ ，東經 $121^{\circ}31'$ 。市區為一片平原，海拔平均約為 7 公尺，地勢大致由東南向西北緩斜。

本市之四週為丘陵所環繞，大屯山雄踞于其北偏東，觀音山隔淡水河遙峙于其西北，一連串的山地如五分山、姜子寮山、白雲山、土庫岳、二格山、岐山、大桶山、獅頭山及熊空山等，由其東南綿互至西南部。淡水河、新店溪、基隆河替本市開鑿四條平坦的走廊，東通基隆，西達鶯歌，南至新店，北至淡水鎮入海，臺北市之成為重要城市，淡水河及其支流之水運與有功焉。

本市受緯度、高度、地理形勢及季風等氣候因素之影響，為冬暖夏熱，四季多雨之溫暖濕潤氣候 (Cfa)。

本市年平均氣溫為攝氏 21.8 度，最冷月二月平均為 15 度，最熱月七月為 28.2 度，比臺南、高雄兩市之同月平均氣溫為高。自 4 月份起至 11 月份止，月平均氣溫均超出 20 度，且春季天氣極不穩定，涼暖善變，致時有感冒流行，頗不宜于健康。年降水量平均為 2100 公厘，四季分配較中南部為均勻，無嚴重之旱季。試以本市自 1897 至 1952 年之平均氣溫與降水量繪製如圖 1：

由上圖，可見冬季比較得低溫、少雨；春季氣溫



與降水量逐漸上升；夏季高溫而多雨、天氣悶熱困人；自八月份起，氣溫與降水量逐漸下降。頗有秋高氣爽之感。本市平均氣壓分佈，冬高夏低，適與氣溫週年變象相反。相對濕度甚大，年平均為 81%。平均雲量為 7.3。是以曇天日數甚多為 194.3 日，相反的碧天日數只有 9.6 日。平均風速為 3.2m/s (每秒公尺)，最多

風向為東北東 (ENE)。日照時數年平均只有1645小時，年平均日照率只有37%。

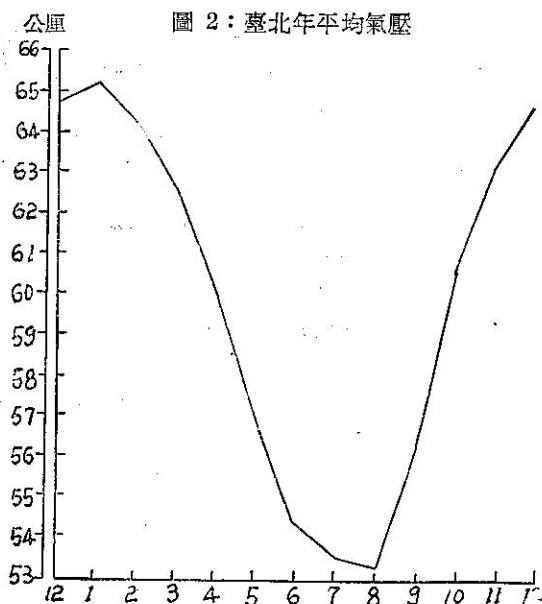
茲將本市之氣壓、氣溫、降水量、濕度、蒸發量、雲量、風、日照等氣候要素，製為圖表，分述于下：

I 氣壓：本市自1897年至1952年間之年平均氣壓為59.6公厘，其按月分配如圖2：

由右圖所示，可見自十月份起至翌年3月份止，月平均氣壓均在60公厘以上，最高月1月為65.2公厘，較年平均大5.6公厘；自四月份起氣壓逐漸低降，至八月最低為53.3公厘，較年平均小6.3公厘。九月份起又逐漸升高，其週年變象與氣溫適相反。年較差為11.9公厘。極端最高為77.5公厘(1917年1月10日)。極端最低為21.7公厘(1920年9月4日)。

氣壓週日變象：本市每日逐時氣壓之變象甚有規則，不論冬、夏季其變象均有兩次最高與兩次最低之波動，茲以1959年本所逐時之平均氣壓為例，計算冬、夏逐時氣壓平均與日平均之較差表如表二，並繪製如圖3：設橫線0為氣壓之日平均，實曲線為一月

圖2：臺北年平均氣壓

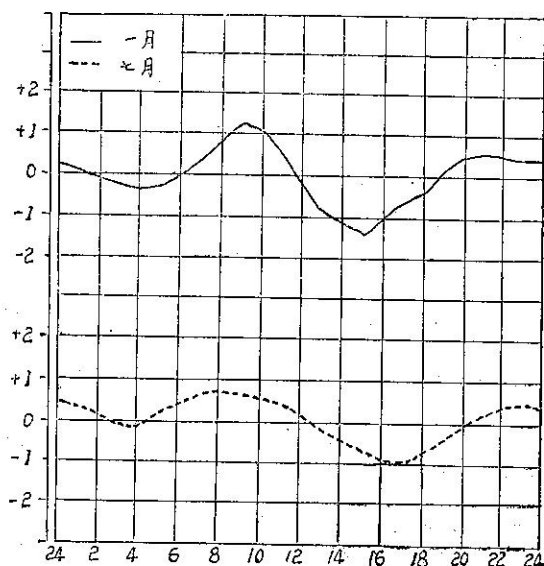


份之逐時平均與日平均較差之數值，虛曲線為七月份之逐時平均與日平均較差之數值，正者在0橫線之上，負者在0橫線之下，每格代表1公厘。

表一：臺北平均氣壓與其極端值 (mm) 1897-1952

	一月	二月	三月	四月	五月	六月	七月	八月	九月	十月	十一月	十二月	平均
平均氣壓	65.2	64.2	62.5	59.9	57.0	54.4	53.5	53.3	56.3	60.6	63.2	64.8	59.6
最高氣壓	77.5	77.3	74.1	72.8	66.5	62.8	60.8	61.7	64.9	69.1	73.8	76.2	
發生年	1917	1941	1906	1928	1919	1926	1934	1947	1931	1941	1948	1913	
日	10	1	6	7	2	1	31	7	30	26	29	30	
最低氣壓	53.2	49.8	50.6	48.7	46.5	26.0	22.2	22.4	21.7	39.3	49.3	53.0	
發生年	1950	1898	1914	1906	1920	1914	1929	1911	1920	1918	1946	1933	
日	2	19	4	8	6	30	18	31	4	5	8	29	

圖3：臺北週日氣壓變象圖



表二：臺北冬夏氣壓逐時平均與日平均較差700+mm

時	一月	較差	七月	較差
1	66.95	+0.12	54.85	+0.25
2	66.80	-0.03	54.71	+0.11
3	66.65	-0.18	54.56	-0.04
4	66.58	-0.25	54.53	-0.07
5	66.62	-0.21	54.65	+0.05
6	66.87	+0.04	54.93	+0.33
7	67.21	+0.38	55.11	+0.51
8	76.56	+0.73	55.19	+0.59
9	68.01	+1.18	55.17	+0.57
10	67.94	+1.11	55.11	+0.51
11	67.39	+0.56	55.00	+0.40
12	66.60	-0.23	54.70	+0.10
13	65.99	-1.21	54.36	-0.24
14	65.62	-1.21	54.06	-0.54
15	65.49	-1.34	53.91	-0.69
16	65.74	-1.09	53.75	-0.85
17	66.10	-0.73	53.71	-0.89
18	66.39	-0.44	53.81	-0.79
19	66.86	+0.03	54.10	-0.50
20	67.24	+0.41	54.40	-0.20
21	67.40	+0.57	54.75	+0.15
22	67.36	+0.43	54.99	+0.39
23	67.31	+0.48	55.04	+0.44
24	67.21	+0.38	54.92	+0.32
日平均	66.83		54.60	

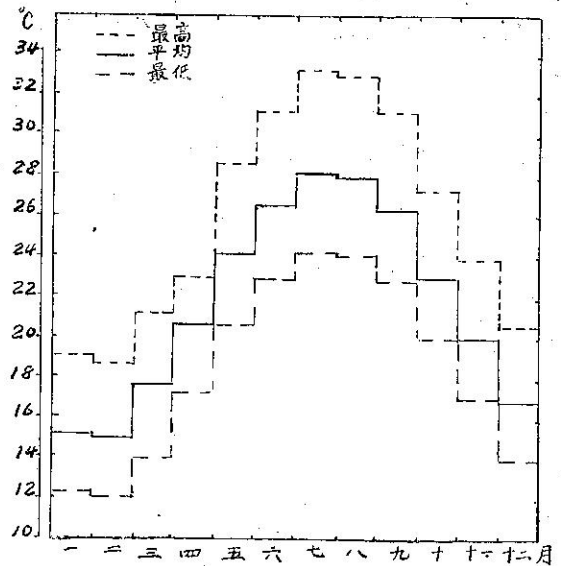
由上列圖表觀之，可見冬、夏兩季氣壓週日變象，不盡相同。主要最高，一月份在九時，七月份在八時；主要最低，一月份在十五時，七月份在十七時；次要最高，一月份在二十一時，七月份在二十三時；次要最低，一月及七月份均發生在清晨四時。每日振幅，冬季較大，在3公厘之內，夏季較小，在2公厘之內。

II、氣溫：本市氣溫，根據省氣象所六十五年來之紀錄，年平均氣溫為攝氏 21.8 度，平均最高在七月為 28.2 度，最低在二月為 15.0 度，年較差為 13.2 度。月平均超過 20 度者，有八個月—自四月至十一月，其餘四個月之平均氣溫在 15-18 度之間。可說臺北無真正之冬季。

平均最高氣溫之年平均為 26.1 度，最大在七月為 33.3 度，最小在二月為 19.1 度；平均最低氣溫之年平均為 18.5 度，最大在七月為 24.3 度，最小在二月為 12.1 度，其分佈如圖 4：

詳查省氣象所五十六年來之紀錄，臺北絕對最高氣溫甚高，如表三所列，在 1921 年 7 月 31 日最高氣溫達 38.6 度，除一月份而外，其他各月都有超過 31 度之

圖 4：臺北平均氣溫與其極端值 (1897-1952)



紀錄；絕對最低氣溫在零下者，是 1901 年 2 月 13 日之 -0.2 度，其他各月均在零度以上。氣溫最大較差為 20.2 度，發生於 1914 年 1 月 29 日。

表三：臺北絕對最高、最低氣溫及其最大較差 ($^{\circ}\text{C}$)

	一 月	二 月	三 月	四 月	五 月	六 月	七 月	八 月	九 月	十 月	十一 月	十二 月
絕對最高氣溫	29.8	31.2	32.6	34.8	36.5	37.1	38.6	37.7	37.1	36.1	33.6	31.5
發 生 年 日	1928 27	1931 4	1906 20	1931 2	1897 6	1913 9	1921 31	1941 8	1946 11	1938 7	1944 1	1934 22
絕對最低氣溫	2.1	-0.2	1.4	4.7	10.0	15.6	19.5	18.9	13.5	10.8	1.1	1.8
發 生 年 日	1952 8	1901 13	1932 1	1943 9	1917 1	1920 5	1897 1	1916 25	1902 29	1923 12	1922 27	1925 22
氣溫最大較差	20.2	18.3	19.2	19.4	17.5	15.0	15.5	14.8	15.3	15.9	18.3	19.7
發 生 年 日	1914 29	1947 25	1918 17	1941 5	1917 7	1950 13	1921 31	1921 19	1918 15	1945 30	1946 20	1923 27

最高氣溫超過 30 度以上之日數，如表四所示，臺北全年共有 129.9 日，夏季佔 65.2 日，秋季佔 56.8 日。最低氣溫在 10 度以下之日數，全年僅有 17.7 日，

冬季佔 9.5 日，春季佔 8.2 日。夏、秋兩季則未有低於 10 度者。

表四：臺北最高氣溫 30°C 以上及最低氣溫 10°C 以下日數 (1897-1952)

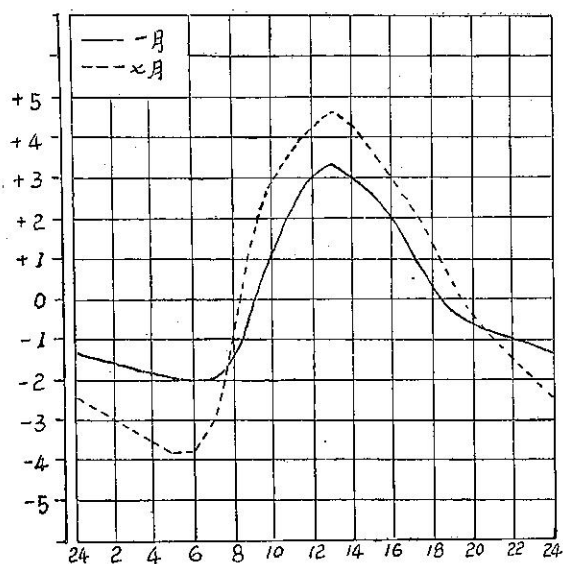
	一 月	二 月	三 月	四 月	五 月	六 月	七 月	八 月	九 月	十 月	十一 月	十二 月	合 計
最高氣溫日數	—	0.1	0.7	4.6	13.8	22.3	29.1	28.6	21.2	7.0	2.3	0.2	129.9
最低氣溫日數	5.8	5.9	2.1	0.2	—	—	—	—	—	—	0.6	3.1	17.7

本市氣溫週日變象，因緯度及地勢關係，變化頗有規則。茲以 1959 年本所逐時平均氣溫與日平均氣溫之較差，列表如表五並繪製如圖 5：設橫線 0 代表週日平均氣溫，曲線為一月之逐時平均氣溫較差值；虛

線為七月之逐時平均氣溫較差值，其曲線上各點在 0 上者為正，在 0 下者為負，每格代表一度。由圖中可看出兩種現象：(1) 一月份之逐時最低氣溫，發生於清晨六時至七時，而七月份則發生於五時至六時，

較一月份提早一小時，均略後于太陽出地平之時；逐時最高氣溫則均發生于十三時，在太陽正射地面之後。
 (2) 一月份曲線切于0線上為上午九時及下午十八時半，即謂此時間之氣溫與日平均氣溫相等；而七月份曲線切于0線上為上午八時半及下午十九時半，較一月份遲延一小時。平均日較差，一月為5.2度，七月較大為8.2度。

圖 5：臺北週日氣溫變象圖

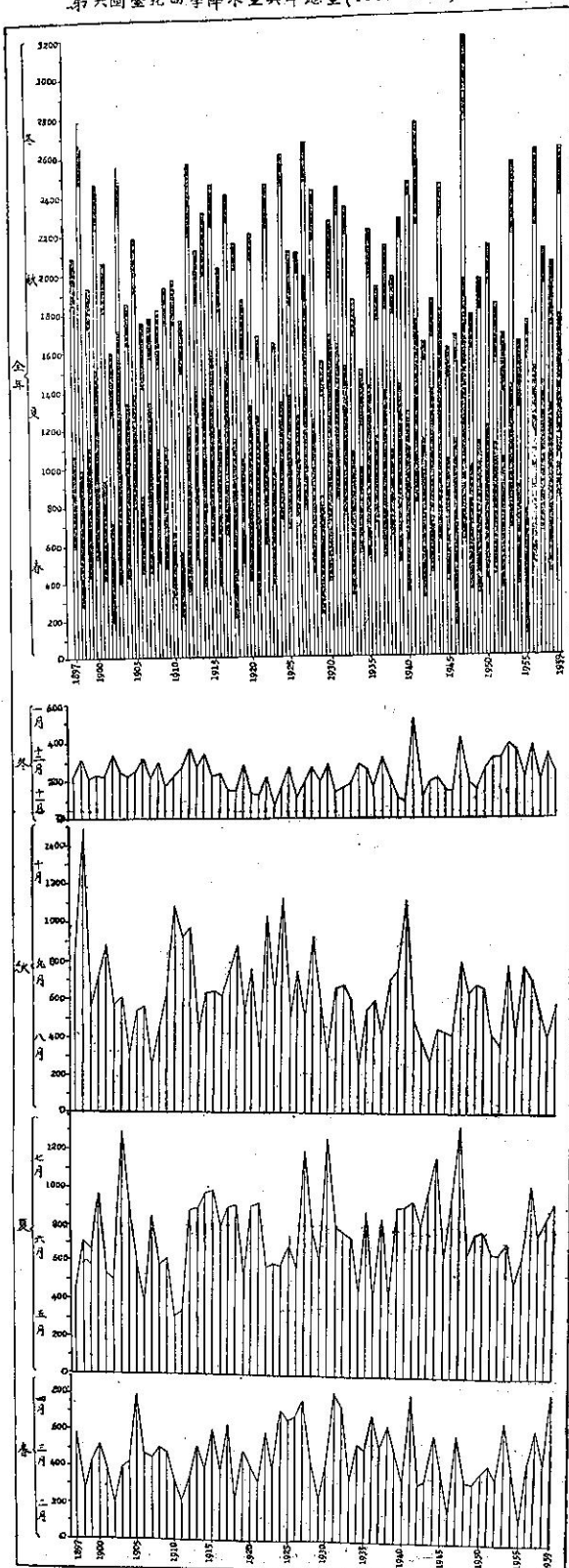


表五：臺北冬夏氣溫逐時平均與日平均較差°C

時	一 月	較 差	七 月	較 差
1	12.3	-1.4	25.7	-2.8
2	12.1	-1.6	25.4	-3.1
3	12.0	-1.7	25.2	-3.3
4	11.9	-1.8	24.9	-3.6
5	11.8	-1.9	24.8	-3.7
6	11.7	-2.0	24.8	-3.7
7	11.7	-2.0	25.5	-3.0
8	12.3	-1.4	27.1	-1.4
9	13.6	-0.1	30.0	+1.5
10	15.0	+1.3	31.5	+3.0
11	16.2	+2.5	32.4	+3.9
12	16.8	+3.1	32.8	+4.3
13	16.9	+3.2	33.0	+4.5
14	16.8	+3.1	32.9	+4.4
15	16.3	+2.6	32.1	+3.6
16	15.8	+2.1	31.4	+2.9
17	14.9	+1.2	30.8	+2.3
18	14.2	+0.5	30.0	+1.5
19	13.4	-0.3	28.8	+0.3
20	13.1	-0.6	28.1	-0.4
21	12.9	-0.8	27.6	-0.9
22	12.7	-1.0	27.0	-1.5
23	12.5	-1.2	26.5	-2.0
24	12.3	-1.4	26.1	-2.4
日平均	13.7		28.5	

Ⅲ、降水量：臺北之降水量，年平均為2100公厘，比在其東北角之基隆市(3043公厘)為減少。茲以本市六十三年來降水情形繪製如圖6。

第六圖臺北四季降水量與年總量(1897-1959) mm



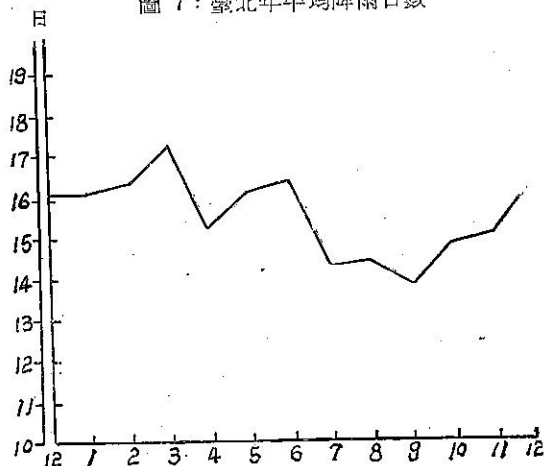
由上圖觀之，最多年雨量爲1947年之3173公厘；最少年雨量爲1934年之1499公厘。其四季分配，冬季較少，僅佔年總量10.8%，春季佔22.8%，夏季最多，佔年總量36.5%，其次爲秋季佔29.9%。年雨量變率爲20.7%。年雨量強度約11.3。故臺北少有乾旱潦澇之患。

臺北之降水日數，年平均爲185日，即一年之中有半年以上是雨天，就是說平均兩天有一天是下雨。其按月分配如圖7。自十二月至翌年三月之降水日數均在16日以上，其他各月亦在13.7日以上。三月最多爲17.2日，九月最少爲13.7日。以季節分配言，春季降水日數最多，達48.6日，而春季正是臺灣小麥開花成熟期及第一期水稻播種插秧期，多雨少照對小麥成熟期及水稻秧田期，有不良影響，故臺北不適宜小麥中間作之栽培。第一期水稻亦因之延遲其播種時間。

本市自1897年至1952年間之降水最大日量，以1930年7月28日之359公厘爲最大，超過我國蒙新區

一外蒙、新疆及甘肅省之河西區——一年所降之雨量。約等于漠南草原區一熱、察、綏、寧夏之南部、晉、陝甘之北部——一年所降之雨量。降水一時間最大量，以1946年7月29日之88公厘爲最大。

圖7：臺北年平均降雨日數



表六：臺北降水最大日量與降水一時間最大量 (1897-1952) mm

	一月	二月	三月	四月	五月	六月	七月	八月	九月	十月	十一月	十二月
降水最大日量	95.8	60.4	80.4	175.8	168.6	199.2	358.9	287.5	259.6	198.7	98.6	79.3
發生年日	1941 23	1950 15	1937 29	1931 15	1931 15	1903 17	1930 28	1911 31	1940 30	1926 9	1947 17	1902 10
降水一時間最大量	19.2	19.0	29.1	50.4	58.5	53.4	88.0	86.2	74.6	55.8	14.7	19.7
發生年日	1941 22	1945 18	1900 24	1941 25	1920 27	1941 18	1936 29	1340 3	1909 23	1947 2	1914 14	1899 5

臺北雷暴日數，年平均爲37.9日，發生于夏季者最多，爲19.4日，佔全年日數5.3%；其次是秋季爲11.8日，春季6日，冬季最少只有0.7日。本省五大城市中，以臺中之雷暴日數爲最多，年平均爲43.8日，佔全年日數之12.1%。臺南其次爲40.1日；臺北

居第三位。高雄與基隆，則以濱海關係，雷暴日數較少。而發生最頻時期，各城市均在夏、秋兩季，臺北有霜日數甚少，年平均只有0.7日。發生于十二月至翌年三月。降雪日數缺乏資料。有霧日數，年平均只有23.4日。

表七：臺灣五大城市雷暴日數之比較

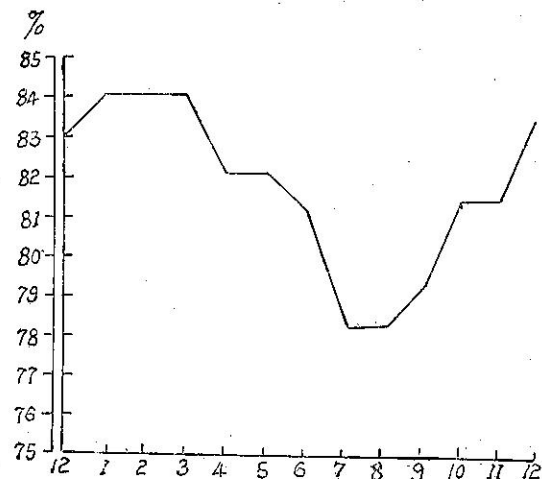
地 名	基 隆		臺 北		臺 中		臺 南		高 雄	
	日 數	佔全年日數之%	日 數	佔全年日數之%	日 數	佔全年日數之%	日 數	佔全年日數之%	日 數	佔全年日數之%
春	4.1	1.1%	5.0	1.3%	5.6	1.5%	3.7	1.0%	2.9	0.8%
夏	11.2	3.1%	19.4	5.3%	22.5	6.3%	19.0	5.3%	14.7	4.0%
秋	4.9	1.3%	11.8	3.2%	15.2	4.2%	16.9	4.8%	12.0	3.3%
冬	0.4	0.1%	0.7	0.2%	0.5	0.1%	0.5	0.1%	0.0	0.0
總 計	20.6	5.6%	36.9	10.0%	43.8	12.1%	40.1	11.2%	29.6	8.1%

IV、濕度：氣象學上所謂濕度，是指大氣中水汽張力（水汽壓）與相對濕度而言。在氣候學上表示空

氣之燥濕程度，則應用相對濕度，即實在水汽壓與同溫度之飽和水汽壓的百分比。

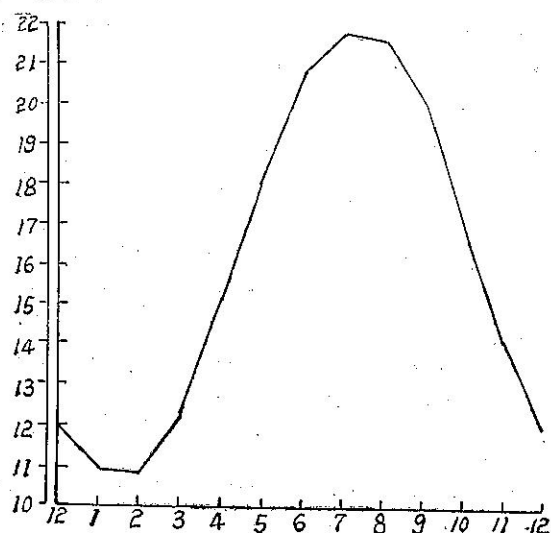
本市相對濕度，年平均為81%，年變象甚微，大致與水汽張力相反。（圖 8）自十一月至翌年六月共有八個月之平均濕度均在年平均以上；一月、二月、三月最大均為84%。七月、八月最小均為78%。

圖 8：臺北年平均相對濕度



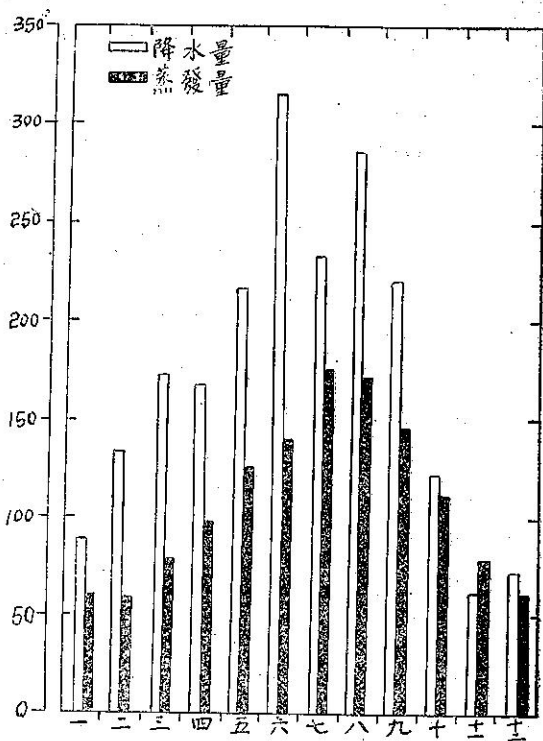
本市水汽張力年平均為 16.2 公厘，週年變象大致與氣溫相類似，因夏季溫度高，蒸發量增加，而且夏季多雨、植物茂盛，故自六月至九月均在 20.1 公厘以上，七月最大為 21.7 公厘；自十月至翌年五月均在年平均以下，二月最小為 10.8 公厘。年較差為 10.9 公厘。最大值為 30.5 公厘（1922 年 5 月 24 日），最小值為 3.3 公厘（1901 年 2 月 12 日）。約年平均五分之一而已。

圖 9：臺北年平均水汽張力



V、蒸發量：蒸發量與降水量為相反的兩種氣象要素。言某地區氣候之乾、濕，不應僅以降水量多寡為標準，應由兩者之差值而決定。例如某地降水量雖多，而蒸發量更甚，兩相比較，成虧損差值情形，則該地仍屬乾燥氣候；反之，降水量雖少，而蒸發量更微，兩相比較成剩餘差值，仍屬潤濕氣候。試以臺北五十六年來按月平均之蒸發量與降水量繪製如圖 10，則顯而易見的，除十一月蒸發量比降水量稍多外，其他各月均為剩餘差值，故臺北屬於潤濕氣候。

圖 10：臺北按月平均降水量與蒸發量之比較



本市年蒸發量為 1301 公厘，較年降水量減少 799 公厘，其按月分配及其極端值如表八。

由上表觀之，蒸發量最少月在二月為 59 公厘，最多在七月為 175.3 公厘。五十六年來最高蒸發量，以 1909 年 7 月之 294 公厘為最大，以 1897 年 2 月之 23.6 公厘為最低。因蒸發量與雲量、溫度、濕度、風等氣象因素有互相之關係。

VI、雲量：指天空為雲所遮蓋之十分數而言。平均雲量在 0~0.09/10 者為碧天，在 1/10 至 5.0/10 為疏雲；2/10 以下統稱為快晴；5.1/10 至 9/10 為裂雲，9/10 以上為密雲，平均雲量在 8/10 以上，統稱為曇天。雲量之多寡，對各地之氣溫變化及蒸發量有莫大之關係。因天空為雲掩蔽時，日間既遇阻太陽光線，

表八：臺北平均蒸發量與其極端值 (1897-1952) mm.

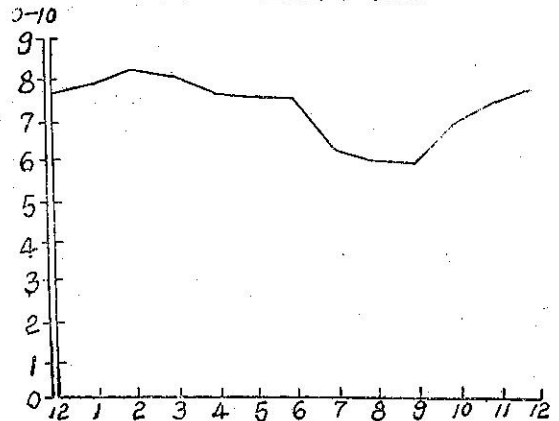
	一月	二月	三月	四月	五月	六月	七月	八月	九月	十月	十一月	十二月
平均蒸發量	59.0	57.3	77.1	97.5	125.1	140.6	175.3	172.2	145.2	111.3	79.1	61.4
最高蒸發量	104.8	94.3	117.9	145.7	183.5	227.6	294.0	271.5	214.6	165.9	123.2	104.6
最低蒸發量	26.0	23.6	43.8	54.3	68.7	80.8	121.8	114.9	87.7	58.1	36.7	26.4

減少傳熱，氣溫上升自微；夜間又遇阻熱量散失，氣溫低降亦少。多雲蒸發量小，晴天少雲蒸發量大。臺北按月平均雲量如圖11。

由上圖，可見臺北雲量年變象不大，二月最大為8.2，九月最小為5.9。晴天日數甚少，平均一年之間只有9.6日。快晴日數只有28.5日。相反的，曇天日數、裂雲日數、密雲日數則甚多。曇天日數年平均共194.3日，自十一月起至翌年五月止，每月在17.1至20.8日之間，即東北季風盛行之時，三月最多為20.8日，八月最少為9.8日（表九）。

VII、風：本省處於季風盛行區，冬季為風力強大之東北季風所控制；夏季受風勢緩和之西南季風所影響；故本省各地風向頻數，冬季以東偏北為最多，夏季則以西偏南為最多。臺北因地勢關係，東北吹來之冬季風受大屯山之阻障，改向沿基隆河谷西進；西南

圖11：臺北年平均雲量



吹來之夏季風受西南山地影響，改沿淡水河谷東進。茲以本省氣象所1950—1954年所統計之風向頻數，計算其百分比，列表于下：

表九：臺北各種天空狀況日數

	一月	二月	三月	四月	五月	六月	七月	八月	九月	十月	十一月	十二月	合計
有霧日數	2.6	2.8	2.8	2.1	1.9	2.3	1.5	1.2	1.2	1.2	1.6	2.2	23.4
快晴日數	2.1	1.3	1.7	1.6	1.2	0.8	2.6	3.5	4.8	3.7	2.9	2.3	28.5
曇天日數	20.2	19.7	20.8	17.9	17.9	16.4	10.1	9.8	10.2	15.2	17.1	19.1	194.3
碧天日數	0.8	1.0	0.4	0.2	1.4	0.7	0.4	1.0	1.8	1.0	1.0	0.4	9.6
疏雲日數	8.6	2.1	3.8	3.8	5.5	4.0	5.4	8.6	11.0	8.0	4.8	5.0	70.6
裂雲日數	7.2	8.4	9.4	9.0	13.0	14.0	17.0	16.0	10.0	10.0	8.0	8.4	130.4
密雲日數	14.4	17.0	17.4	17.0	11.0	13.8	7.8	5.4	7.2	12.0	16.2	17.2	156.4

表十：臺北各風向按月頻數與其百分比 (1950-1954)

風向 月別	N		NNE		NE		ENE		E		ESE		SE		SSE	
	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%
1	33	1.1	37	1.3	117	4.0	847	28.6	770	26.0	390	13.2	135	4.6	33	1.1
2	32	1.2	14	0.5	91	3.4	849	31.3	737	27.1	342	12.6	87	3.2	25	0.8
3	55	1.9	20	0.7	106	3.6	835	28.1	684	22.9	499	16.8	84	2.8	12	0.4
4	67	2.4	36	1.3	107	3.8	640	22.9	870	31.3	335	11.9	108	3.9	23	0.8
5	66	2.3	25	0.9	83	2.9	574	19.7	592	20.3	253	8.7	128	4.4	144	4.9
6	61	2.5	34	1.4	122	4.9	443	17.9	294	11.9	151	6.1	130	5.3	90	3.6
7	65	2.4	25	0.9	98	3.6	195	7.0	290	10.6	162	5.9	181	6.6	189	6.9
8	48	1.6	25	0.8	144	4.9	306	10.3	601	20.3	300	10.0	213	7.2	162	5.5
9	45	1.6	6	0.2	143	4.8	621	20.9	816	27.5	416	14.0	138	4.6	100	3.4
10	27	0.8	38	1.1	232	6.6	1207	35.9	801	23.9	606	18.0	113	3.5	53	1.6
11	27	0.8	53	1.6	180	5.6	1174	36.2	733	22.6	630	19.4	106	3.3	34	1.1
12	18	0.5	53	1.6	150	4.5	906	27.5	869	26.4	827	25.1	67	2.3	45	1.3
年	545	1.6	366	1.0	1575	4.4	8597	24.3	8057	22.8	4911	13.9	1495	4.2	910	2.3

月 別	風 向		S		SSW		SW		WSW		W		WNW		NW		NNW		合 計	
	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%	頻數	%
1	50	1.7	35	1.2	72	2.4	30	1.0	177	6.0	96	3.2	107	3.6	32	1.0	2961	100		
2	30	1.1	23	0.8	54	2.0	52	1.9	153	5.7	66	2.5	104	3.8	57	2.1	2716	100		
3	30	1.0	20	0.7	64	2.2	71	2.4	178	6.0	69	2.3	159	5.3	87	2.9	2975	100		
4	51	1.8	27	1.0	53	1.9	47	1.7	128	4.6	72	2.6	139	4.9	89	3.2	2792	100		
5	112	3.8	62	2.1	76	2.6	101	3.5	239	8.2	136	4.7	243	8.3	78	2.7	2912	100		
6	127	5.1	78	3.2	125	6.1	162	6.6	317	12.8	138	5.6	132	5.3	66	2.7	2471	100		
7	244	8.9	114	4.1	201	7.3	253	9.2	425	15.5	107	3.9	115	4.2	84	3.0	2748	100		
8	209	7.0	75	2.6	217	7.3	133	4.5	185	6.2	127	4.3	139	4.7	82	2.8	2966	100		
9	114	3.8	67	2.2	58	2.0	74	2.4	142	4.8	81	2.7	70	2.3	76	2.5	2968	100		
10	71	2.1	19	0.6	37	1.1	21	0.7	51	1.5	18	0.5	33	1.0	32	1.0	3364	100		
11	41	1.3	30	0.9	50	1.5	25	0.7	58	1.8	28	0.9	50	1.6	24	0.7	3243	100		
12	45	1.3	31	1.0	50	1.5	38	1.1	45	1.3	52	1.6	75	2.3	22	0.7	3293	100		
年	1154	3.3	611	1.7	1058	3.0	1007	2.8	2098	5.9	990	2.8	1366	3.9	729	2.1	35469	100		

觀上表，可見臺北之風向，冬季以東北東 ENE 之頻數為最多，佔年總頻數 24.3%，且自九月份起即佔月總數之 20.9%，尤以十月份之 35.9%，十一月份之 36.2% 為最高峯。十二月份稍減，只佔月總數 27.5%。一月起一直延長至四月止，其頻數均佔月總數 22.9% 以上；其次為東風，佔年總數 22.8%，其盛行時期最長，自八月份起至翌年五月份止，共有十個月之頻數佔各月總數 20.3% 以上。再次為東南東 ESE 佔

年總數 13.9%。夏季西南季風盛行期，臺北因丘陵互綿于西南關係，風信以西風為最多，五月佔 8.2%，六月佔 12.8%，七月佔 15.5%。

臺北之風速，根據省氣象所五十六年來之統計，如表十一，年平均風速為 3.2m/s，年變象不大，冬季風較強，自九月份起，一直延至翌年四月份止，平均風速自 3.1 至 3.9m/s，十一月最大為 3.9m/s；夏季風較弱，五月至八月為 2.2 至 2.8m/s。六月最小為 2.2m/s。

表十一：臺北平均風速與其極端風速 m/s (1897-1952)

	一月	二月	三月	四月	五月	六月	七月	八月	九月	十月	十一月	十二月	年平均
平均風速	3.4	3.3	3.5	3.1	2.8	2.2	2.5	2.7	3.1	3.7	3.9	3.8	3.2
極端最大風速	13.0	12.2	14.5	16.8	15.0	19.0	27.2	31.3	30.6	23.5	15.3	13.8	
發生年日	1946 27	1949 8	1947 25	1947 4	1945 21	1914 30	1948 6	1899 5	1912 7	1898 1	1952 13	1944 21	

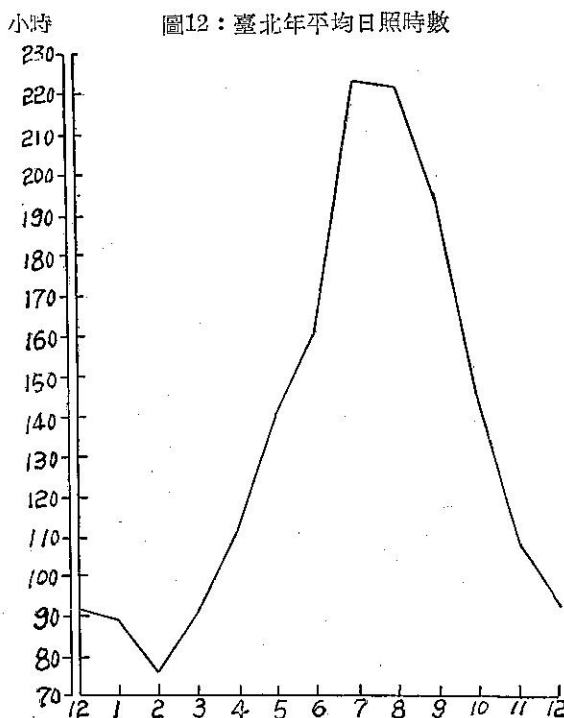
表十二：臺灣省各地最高風速之比較

觀 察 地 點			海 拔 m	紀 錄 期 間 自 至	風 速 m/s	風 向	發 生 年 月		
							日	月	年
臺 北 縣	彭 湖 湖 水 隆 市 市 蘭 結 市 縣 潭 湖 山 山 康 市 市 春 港 東 武 嶼	佳 子	99.0	1910-1952	50.0	ESE	31	8	1940
			836.2	1943-1952	33.3	S	8	7	1943
			600.0	1947-1952	25.8	N	5	7	1948
			19.0	1943-1952	41.7	WNW	6	7	1948
	北 竹 基	3.4	1917-1952	35.5	NW	28	8	1912	
		8.0	1897-1952	31.3	E	3	8	1899	
		32.8	1936-1952	33.4	NNE	2	9	1945	
		7.4	1936-1952	37.3	NE	11	7	1942	
		9.5	1947-1952	27.0	NE	19	3	1952	
		77.1	1898-1952	26.6	N	16	9	1912	
臺 新 宜 臺 花 日 澎 阿 玉 永 臺 高 恒 臺 東 縣	中 蓮 月 里	六	17.6	1911-1952	45.0	NNE	16	8	1944
			1014.8	1942-1952	17.5	N	6	4	1943
			9.4	1897-1952	40.3	NNE	3	9	1940
			2406.1	1934-1952	27.5	E	16	11	1950
	南 雄	3850.0	1944-1952	49.7	S	19	5	1947	
		11.0	1948-1952	40.0	SSE	14	11	1952	
		12.7	1897-1952	38.2	SSE	27	8	1911	
		29.1	1932-1942	38.0	S	22	6	1947	
		22.3	1897-1952	39.8	WNW	29	8	1910	
		36.5	1940-1952	39.2	S	14	9	1949	
新 臺 大 蘭	8.9	1910-1952	32.7	NE	6	9	1934		
	7.6	1940-1952	46.7	NNE	30	9	1945		
	322.2	1942-1952	47.8	NE	5	9	1948		

本省位於西太平洋颱風影響範圍內，故由颱風所引起之極端最大風速甚大。尤以迎風面之東部沿海島嶼為甚。例如孤處本省東北部海洋中之彭佳嶼在1940年8月31日之風速竟達 50m/s（每秒50公尺）。即謂每一平方公尺垂直于風向所受壓力約 300 公斤。其破壞力之大可以想像。本省東南部海洋中之蘭嶼，極端最大風速亦曾達 47.8m/s，他如沿海之大武壠曾達 46.7m/s，花蓮45.0m/s，恒春39.8m/s，新港39.2m/s，宜蘭37.3m/s，基隆35.5m/s。本市因四週皆山地，極端最大風速為 31.3m/s（1899年8月5日）。大致颱風季節大，冬季風季節小。

Ⅷ、日照：臺北日照時數，年平均為 1645.5 小時，約 68.5 日。年變象甚大；最少二月為 76.1 小時，自三月份起，日照時數逐漸增加，至七月達最高峯為 22.8 小時，八月份起逐漸減少，至十二月只有 91 小時，一月為 88.9 小時。

臺北日照百分率，年平均為 37%，最大八月

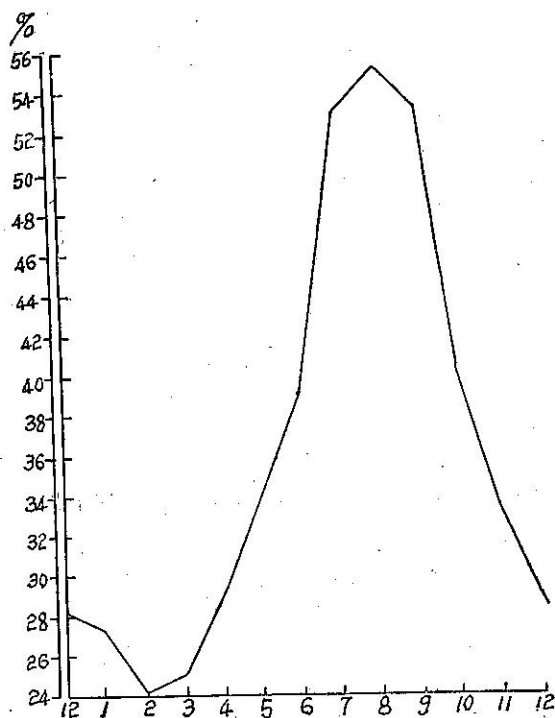


為 55%，最小二月為 24%，六月至十月平均在 39% 至 55%。十二月至翌年四月平均在 29% 以下。不照日數，年平均為 81.5 日，最多三月 11.1 日，最少七月為 1.7 日。自十二月至翌年三月，不照日數均在 10.2 日以上，其餘各月在 8.3 至 2.1 日之間。

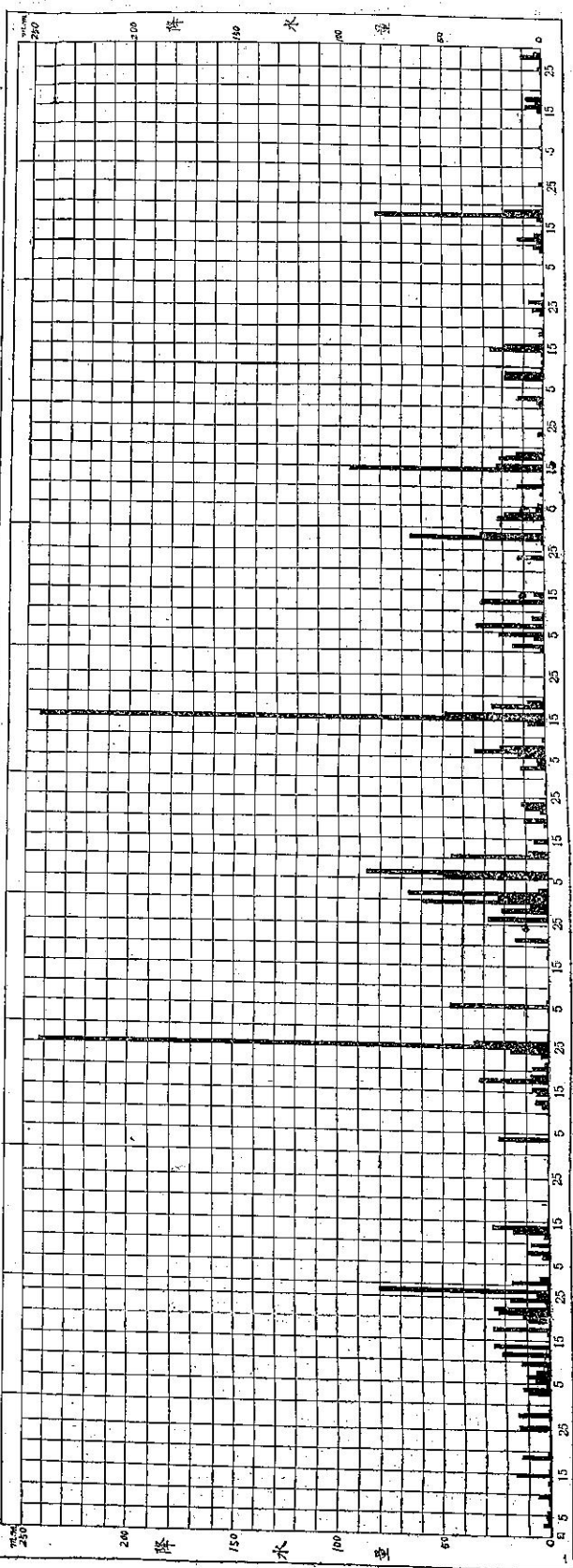
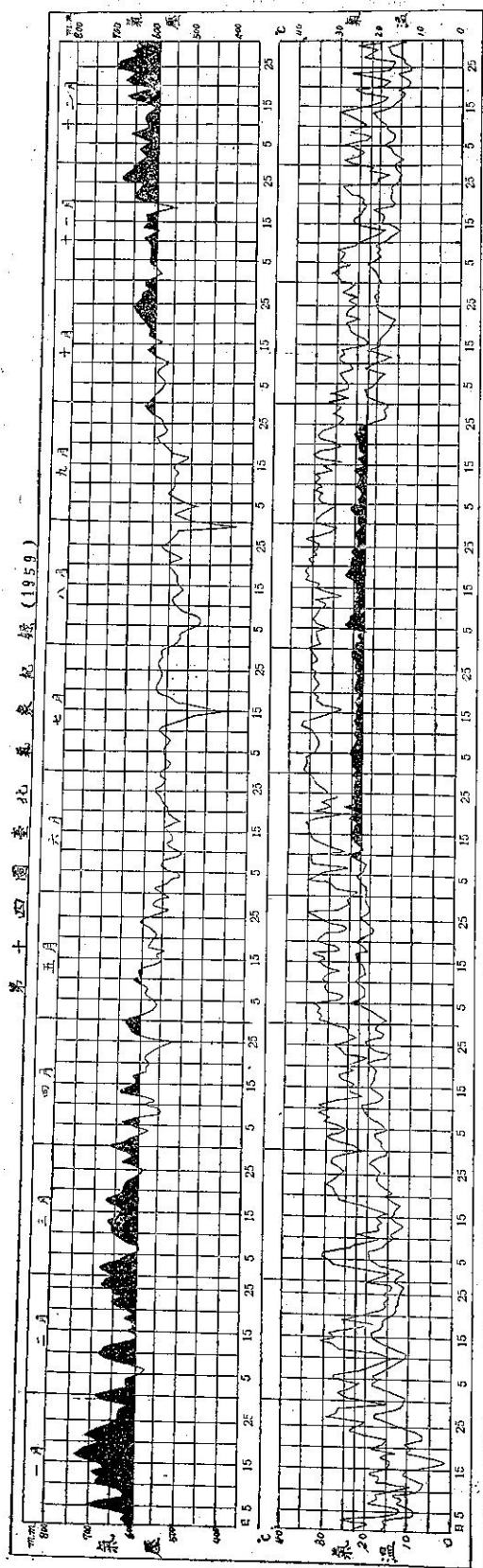
為明瞭氣象三大要素間之互相關係，以民國四十八年臺北市每日之氣壓、氣溫及降水量為例，繪製如圖 14：上方為氣壓週年變象，橫線為年平均氣壓一、本年年平均氣壓為 59.5 公厘，較累年平均低減 0.1 公厘。曲線為每日之平均氣壓，由圖上可見一、二、三各月為高氣壓，曲線在年平均之上，四月起氣壓逐漸

低降，四月一個月高壓、低壓互見，比較不穩定。自五月至九月均屬低氣壓，尤以七月十五日畢莉颱風侵襲時之 39.9 公厘及八月二十九日瓊安颱風進襲時之 34.3 公厘為最低。九月二十六日起氣壓又逐漸升高，十月一個月又在穩定之狀態中，高氣壓、低氣壓互見。十一月、十二月又為高氣壓。中方為氣溫週年變象，橫線為年平均氣溫一、本年年平均氣溫為 22.5°C，比累年平均高 0.7°C。曲線為每日之最高氣溫與最低氣溫，最高在七月十二日為 37.4°C，最低在一月十七日為 2.6°C。其情形大致與氣壓相反；春冬低溫而夏秋高溫，四月及十月氣溫高低亦不穩定，因該兩月為冬季候風與夏季候風交換之時期也。下方為週年之降水量與降水日數，本年年雨量為 2594 公厘，較累年平均多 494 公厘。日雨量在 10 公厘以上者共有 67 日，在 30 公厘以上者共有 19 日，全年降水日數共有 214 日，佔全年 59%。本年度有兩次之日雨量超過 200 公厘以上：一為四月二十六日本省北部發生低氣壓，一日之間降水 243.3 公厘；一為七月十五日畢莉颱風進襲本省北部，一日之間降水 244 公厘，造成臺北嚴重水災。本年度可怕之「八七」水災，本市因在背風區，降水僅有 34 公厘，幸無影響。八月二十九日瓊安颱風通過本省時，氣壓雖然甚低，但降水量不大，僅有 66.4 公厘而已。十一月十八日因受英瑞達颱風影響，降水量達 83 公厘。本年度無降水或降水少于 0.1 公厘之日數，只有 151 日，僅佔全年 41% 日。可謂多雨少晴之年。

圖13：臺北年平均日照率



第十四圖臺北氣象紀錄(1959)



旋 率 簡 介

章燕禧

A Brief Discussion on the Application of Vorticities in Meteorology

Yen-shi Wei

Abstract

Vorticity has been considered as an important parameter which is popularly used in meteorology and may be simply defined as the curl of the fluid velocity, $\vec{\nabla} \times \vec{V}$. However the physical significance of the fluid property remains to be determined.

Several sections had been introduced in the discussion of this paper. They are: 1) the definition of vorticity, 2) the expressions of vorticity in various coordinates and 3) its relations with meteorological elements and its applications.

一、前 言

在氣象學的研究上，旋率為一頗為重要而廣為應用的因素，本文特為介紹旋率的意義，在各種坐標系統中的表示法，與各種氣象因素的關係及其應用等。

二、旋率的定義及其在各種坐標系統中的表示法

1. 旋率定義與其直角坐標表示法

一般而言，旋率為一向量 (Vector)，以式表之為

$$\vec{\nabla} \times \vec{V}.$$

$$\text{此處 } \vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z},$$

$$\vec{V} = \vec{i} u + \vec{j} v + \vec{k} w.$$

$$\text{故 } \vec{\nabla} \times \vec{V} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u & v & w \end{vmatrix}$$

$$= \vec{i} q_x + \vec{j} q_y + \vec{k} q_z$$

$$\text{此處 } q_x = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, q_y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x},$$

$$q_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}.$$

普通在氣象學的研究與應用上，所謂旋率者乃指其在鉛直方向的分量，即鉛直旋率 (Vertical Vorticity)，以 q_z 表之，或簡寫為 q ，其定義為

$$q = \vec{\nabla} \times \vec{V} \cdot \vec{K} = \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ u & v & w \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} \\ u & v \end{vmatrix} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1)$$

(1) 式為旋率在直角坐標中的表示法，此處的旋率指鉛直旋率而言。

2. 地轉式旋率

在等壓面上，旋率可用地轉風方程式計算其近似值。地轉風方程式：

$$v_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial z}{\partial x}, u_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial z}{\partial y}.$$

$$\text{此處 } f = 2\omega \sin \phi \quad (2)$$

上列兩式各對 x, y 取偏導式，得

$$\frac{\partial v_g}{\partial x} = -\frac{g}{f} \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_g}{\partial y} = -\frac{g}{f} \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} + \frac{g}{f^2} \frac{\partial z}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial y}$$

由 (2) 式得 Rossby 參數

$$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = 2\omega \cos \phi \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{2\omega \cos \phi}{a} \quad (4)$$

a 為地球的半徑。故

$$\frac{\partial u_g}{\partial y} = -\frac{g}{f} \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} - \frac{\beta u_g}{f} \quad (5)$$

對 (3, 5) 兩式代入 (1) 式內，得地轉式旋率

$$q_g = -\frac{g}{f} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \right) + \frac{\beta u_g}{f} \quad (6)$$

上式中 $\frac{\partial v_E}{f}$ 在旋率最大密集地區甚為微小可以略去

。故

$$q_E = -\frac{g}{f} \left(\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \right) \dots\dots\dots (7)$$

又設 $\vec{\nabla}_P = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y}$ ，則 $\vec{\nabla}_P^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$

，故 (7) 式可寫為

$$q_E = -\frac{g}{f} \vec{\nabla}_P^2 Z \dots\dots\dots (7')$$

式中 $\vec{\nabla}_P^2 Z$ 稱為 z 的 Laplacian 式。

3. 旋率的定差分析表示法

欲求等壓面上高度場中 0 點的旋率 q_E (見圖 1)
，用定差法 (Finite Difference Method) 最為方便，取 d 為 150 海里最為標準。設

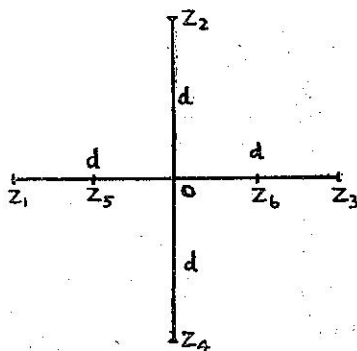


圖 1：高度場中的定差網格

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right) = \frac{\Delta \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)}{\Delta x} = \frac{\frac{\partial z_6}{\partial x} - \frac{\partial z_5}{\partial x}}{d}$$

且 $\frac{\partial z_6}{\partial x} = \frac{z_3 - z_5}{d}$ ， $\frac{\partial z_5}{\partial x} = \frac{z_1 - z_3}{d}$

故 $\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = \frac{z_1 + z_3 - 2z_5}{d^2}$ ，同樣 $\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{z_2 + z_4 - 2z_5}{d^2}$

故 (7) 式為

$$q = -\frac{4g}{fd^2} \left(\frac{z_1 + z_2 + z_3 + z_4}{4} - z \right) \dots\dots\dots (8)$$

此處 $\bar{z} = \frac{z_1 + z_2 + z_3 + z_4}{4}$ 稱為網格的空間平均 (Space-averaged) 等高線的高度， z 為網格中心 0 點等高線的高度。

4. 等高線型式中的旋率

茲考慮在等壓面上 (a) 槽線，(b) 脊線，(c) 低值中心，(d) 高值中心四種等高線型式中的旋率

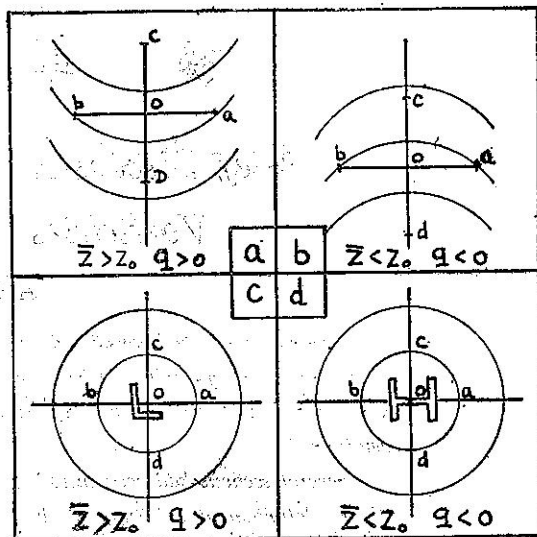


圖 2：等高線型式中的旋率

(見圖 2)。藉 (8) 式與圖 1 之助，可得出在槽線上與低值中心的旋率為正，在脊線上與高值中心的旋率為負。如果等高線梯度相同，低值中心的旋率約為槽線上旋率的兩倍；同樣，高值中心的旋率約為脊線上旋率的兩倍。

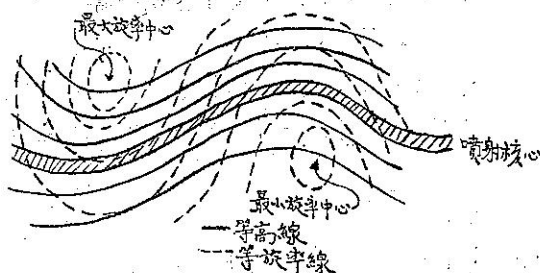


圖 3：地轉式旋率分析

在高度場中某點的高度值可從圖上網格點上讀出， $\bar{z}$ 為該點周圍網格上的平均值，所以該點的旋率可用 (8) 式計算得之。波狀等高線中，通常短波上的槽線相當於最大旋率處 (Vorticity maximum)，脊線相當於最小旋率處 (Vorticity minimum)。高度場中標準的地轉式旋率分析如圖 3 所示。

5. 固態旋轉體的旋率

以地球的旋轉為例，考慮靜止於地面上的質點 P ，當地球旋轉時 P 點的旋率。 P 點的位置向量

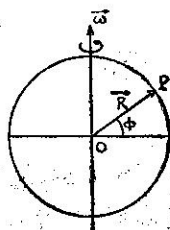


圖 4：地球的旋率 (Position Vector) 為 (見圖 4)

$$\vec{R} = \vec{i}x + \vec{j}y + \vec{k}z$$

地球自轉角速度

$$\vec{\omega} = \vec{i}\omega_x + \vec{j}\omega_y + \vec{k}\omega_z$$

則 P 點的線速度 (Linear Velocity) 爲

$$\vec{V}_E = \vec{\omega} \times \vec{R}$$

故得 P 點的旋率

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{V}_E &= \vec{\nabla} \times (\vec{\omega} \times \vec{R}) = \vec{\nabla} \times \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ x & y & z \end{vmatrix} \\ &= \vec{\nabla} \times [\vec{i}(\omega_y z - \omega_z y) + \vec{j}(\omega_z x - \omega_x z) \\ &\quad + \vec{k}(\omega_x y - \omega_y x)] \\ &= \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ \omega_y z - \omega_z y & \omega_z x - \omega_x z & \omega_x y - \omega_y x \end{vmatrix} \\ &= \vec{i}(\omega_x + \omega_x) + \vec{j}(\omega_y + \omega_y) \\ &\quad + \vec{k}(\omega_z + \omega_z) \\ &= 2[\vec{i}\omega_x + \vec{j}\omega_y + \vec{k}\omega_z] = 2\vec{\omega} \dots (9) \end{aligned}$$

故知固態旋轉體的旋率爲其角速度的兩倍。

再考慮旋率的鉛直分量：

$$q = \vec{\nabla} \times \vec{V} \cdot \vec{K} = 2\vec{\omega} \cdot \vec{K} = 2\omega_z$$

由圖 5 可知

$$\omega_z = \omega \sin \phi$$

故 $q = 2\omega \sin \phi$

由此可知靜止在地面上某點的旋率等於該處的地轉偏向參數。

6. 旋率的球面曲紋坐標表示法

在球面上，單位向量

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ 的大小不變，而其方向則隨地不同，故此等單位向量應爲變量。按旋率的定義得

$$\begin{aligned} q' &= \vec{\nabla} \times \vec{V} \cdot \vec{K} = \vec{\nabla} \cdot \vec{V} \times \vec{K} \\ &= \left(\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ u & v & \omega \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \\ &= \left(\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (\vec{i}v - \vec{j}u) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + \vec{j} \frac{\partial \vec{i}}{\partial y} \cdot v + \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{i}}{\partial z} \cdot v \\ &\quad - \vec{i} \frac{\partial \vec{j}}{\partial x} \cdot u - \vec{k} \cdot \frac{\partial \vec{j}}{\partial z} \cdot u \end{aligned}$$

因爲 $\vec{i}$ 與 $\frac{\partial \vec{i}}{\partial x}, \vec{j}$ 與 $\frac{\partial \vec{j}}{\partial y}$ 互相垂直，其無向乘積 (

Scalar Product) 爲零故也。

但 $\frac{\partial \vec{i}}{\partial y} = \frac{\partial \vec{i}}{\partial z} = \frac{\partial \vec{j}}{\partial z} = 0$ ，及由圖 6 可知

$$\left| \frac{\partial \vec{j}}{\partial x} \right| = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta \vec{j}}{\Delta x} \right| = \frac{1}{a} = \frac{\tan \phi}{a}$$

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial x} = -\vec{i} \frac{\tan \phi}{a}$$

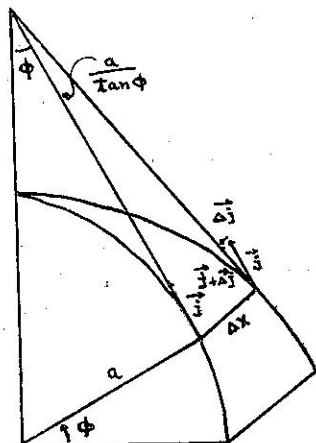


圖 6: $\vec{j}$ 在緯度方向的變化

$$\text{故 } q' = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{u}{a} \tan \phi \dots (10)$$

上式爲旋率的球面曲紋坐標表示法，將 (1) 式與 (10) 式相較，後者多出一項 $\frac{u}{a} \tan \phi$ ，此項的大小等級通常爲 10^{-5} 每秒，而在最大旋率區域內 $\frac{\partial v}{\partial x}$

$-\frac{\partial u}{\partial y}$ 的大小等級爲 10^{-4} 每秒，因此 $\frac{u}{a} \tan \phi$ 一項可予略去。故知在球面上的旋率亦可以 (1) 式表出之。若不予忽略，在北半球 ($\phi > 0$) 比較 q 與 q' 的大小：

(i) 向東過動 $u > 0$, $q' > q$,

(ii) 向西運動 $u < 0$, $q' < q$,

(iii) 南北運動 $u = 0$, $q' = q$ 。

7. 旋率的自然坐標表示法

在自然坐標中，切線方向的單位向量以 $\vec{t}$ 表之，

法線方向的單位向量以 $\vec{n}$ 表之，則

$$\vec{\nabla} = \vec{t} \frac{\partial}{\partial s} + \vec{n} \frac{\partial}{\partial n} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\vec{V} = \vec{t} v$$

$$\text{故旋率 } q = \vec{\nabla} \times \vec{V} \cdot \vec{k} = \vec{k} \times \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$$

$$= \vec{k} \times \left(\vec{t} \frac{\partial}{\partial s} + \vec{n} \frac{\partial}{\partial n} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot (\vec{t} v)$$

$$= \left(\vec{n} \frac{\partial}{\partial s} - \vec{t} \frac{\partial}{\partial n} \right) \cdot (\vec{t} v)$$

$$= v \vec{n} \cdot \frac{\partial \vec{t}}{\partial s} - \frac{\partial v}{\partial n} \vec{n} \cdot \vec{n}$$

因為 $\vec{n} \cdot \vec{t} = 0$ ， $\vec{t} \cdot \vec{t} = 1$ ， $\vec{t} \cdot \frac{\partial \vec{t}}{\partial n} = 0$ 之故也。

$$\text{又因 } \frac{\partial \vec{t}}{\partial s} = \frac{\partial \vec{t}}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial \psi} \frac{\partial \psi}{\partial s} = \vec{n} \frac{1}{K} = \vec{n} k$$

$$\text{故 } q = KV - \frac{\partial v}{\partial n} \dots \dots \dots (11)$$

上式為旋率的自然坐標表示法，式中 KV 稱為曲率項 (Curvature term)， $-\frac{\partial v}{\partial n}$ 稱為切變項 (Shear term)。此兩項各在南北二半球風場中的正負可由圖 7 表示之。

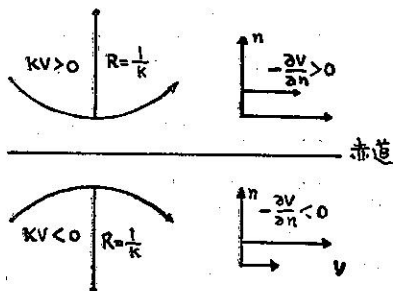


圖 7：南北半球自然坐標中的旋率

再研究固態旋轉體的旋率，在圓周運動中

$$V = R\omega = \frac{\omega}{K} \quad \text{即 } KV = \omega$$

$$-\frac{\partial v}{\partial n} = \left(-\frac{\partial R}{\partial n} \right) \frac{\partial \omega}{\partial R} = \frac{\partial (R\omega)}{\partial R} = \omega$$

(因 $\frac{\partial R}{\partial n} = -1$)

故由 (11) 式得出

$$q = \omega + \omega = 2\omega \dots \dots \dots (12)$$

此式與第 5 節中所討論者不謀而合。

三、風場中的旋率

在北半球旋率之值為正，稱為氣旋式的旋率 (Cyclonic Vorticity)，旋率之值為負，稱為反氣旋式的旋率 (Anticyclonic Vorticity)。在典型風場中的旋率，討論如下：

8. 風場型式中的旋率

就 (11) 式中曲率項與切變項的正負而論，風場

中的旋率可分做

六種可能配合情形，茲以北半球

上者而討論之：

圖 8 中方向線表示風向，虛線表示等風速線。

就 (11) 式中曲率項與切變項的正負而論，風場

中的旋率可分做

六種可能配合情形，茲以北半球

上者而討論之：

圖 8 中方向線表示風向，虛線表示等風速線。

就 (11) 式中曲率項與切變項的正負而論，風場

中的旋率可分做

六種可能配合情形，茲以北半球

上者而討論之：

圖 8 中方向線表示風向，虛線表示等風速線。

就 (11) 式中曲率項與切變項的正負而論，風場

中的旋率可分做

六種可能配合情形，茲以北半球

上者而討論之：

圖 8 中方向線表示風向，虛線表示等風速線。

就 (11) 式中曲率項與切變項的正負而論，風場

中的旋率可分做

六種可能配合情形，茲以北半球

上者而討論之：

圖 8 中方向線表示風向，虛線表示等風速線。

就 (11) 式中曲率項與切變項的正負而論，風場

中的旋率可分做

六種可能配合情形，茲以北半球

上者而討論之：

圖 8 中方向線表示風向，虛線表示等風速線。

就 (11) 式中曲率項與切變項的正負而論，風場

中的旋率可分做

六種可能配合情形，茲以北半球

上者而討論之：

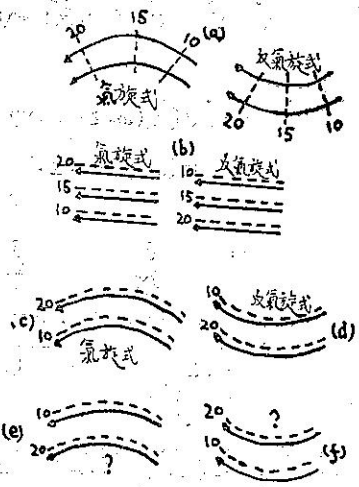


圖 8：風場型式中的旋率

，旋率的正負單由氣流線的曲率即可決定。

b. 氣流線呈直線形，此時曲率項為零，(因 $K=0$) 吾人面對氣流線的方向，若風速向左方遞減，則旋率為正，向左方遞增則為負。

c. 若曲率為氣旋式的，氣流的速率向左方遞減，則旋率為正。

d. 若曲率為反氣旋式的，氣流速率向左方遞增，則旋率為負。

e. 若曲率為氣旋式的，而氣流的速率向左方遞增，此時曲率項為正，切變項為負，旋率的正負須視曲率項與切變項絕對值的大小方可決定。

f. 若曲率為反氣旋式的，而氣流的速率向左方遞減，旋率的正負亦不能決定。

9. 噴射氣流中的旋率

噴射氣流地帶，最大風速位於氣流的中央，圖 9 表示噴射氣流的兩種主要型式。圖 a 中最大風速軸橫貫槽線的中央，按 8 節的討論，在此軸之北，旋率為氣旋式的；此軸之南，旋率的正負便不能決定，因為曲率項為氣旋式的，切變項為反氣旋式的。同樣，在圖 b 中，軸之南旋率為反氣旋式的，軸之北旋率的正

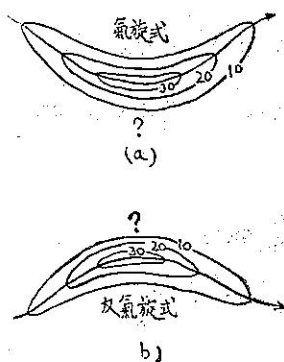


圖 9：噴射氣流中的旋率

負便不能決定了。

10. 颱風中的旋率
在討論颱風中旋率分佈情況時，為簡單起見假定：(一)颱風中等壓線成同心圓，沿等壓線吹到的風速不變，亦即等壓線與等風速線重合。(二)最大風速出現在中心附近，風速向外遞減。

(i) 在最大風速之外的地區，風速 V 與此處距中心距離 R 的關係，按假定(一)且設為

$$V = \frac{a}{R^b} \quad (13)$$

式中 a 與 b 皆為常數，且 $b > 0$ 。曲率項與切變項各為

$$KV = \frac{a}{R^{b+1}} \quad (14)$$

$$-\frac{\partial v}{\partial n} = -\frac{ab}{R^{b+1}} \quad (15)$$

因為 $R = \frac{1}{K}$ ， $\frac{\partial R}{\partial n} = -1$ 之故也。

(14, 15) 兩式相加，得旋率

$$q = \frac{a}{R^{b+1}} (1-b) \quad (16)$$

在颱風中旋率為正 ($q > 0$)，由 (16) 式得出 $b < 1$ ，故知 b 值應為介於 0 與 1 間的真分數，亦即

$$0 < b < 1$$

再將 (14, 15) 兩式相除，取絕對值得

$$\left| -\frac{\partial v}{\partial n} \right| = b$$

故知 b 之值為切變項與曲率項絕對值的比。

將 (13) 式代入 (16) 式內，得

$$q = \frac{V}{R} (1-b) \quad (17)$$

如果颱風的強度依旋率的大小而定，由 (17) 式知颱風的強度亦可由 b 值的大小而區分等級。按假定(一)等風速線既與等壓線重合，可知等旋率線亦與等壓線重合。且因， $\frac{q}{V} = \frac{1-b}{R} < 1$ ，知旋率向外遞減的程度較之風速向外遞減的程度為快。舉例言之，假設在颱風中最大風速之外地點的風速與距中心距離的平方根成反比 ($V = \frac{a}{\sqrt{R}}$)，由 (16) 式求得旋率與距中心距離的 $\frac{3}{2}$ 幕成反比 ($q = \frac{a}{2R^{3/2}}$)。

(ii) 在北半球，颱風中風向成反時針方向吹刮，由 8 節的討論，曲率項恒為正，切變項 ($-\frac{\partial v}{\partial n}$) 在最大風速之外為負，之上為零，之內為正。由此可知：颱風中最大旋率之值應出現在最大風速之內的近中心處。

四、絕對旋率與相對旋率

空氣質點在地面上運動，其絕對速度等於相對速度加上地球自轉的速度，以式表之為

$$\vec{V}_a = \vec{V} + \vec{V}_E = \vec{V} + \vec{\omega} \times \vec{R} \quad (18)$$

上式兩端各取 $\vec{\nabla} \times$ ，得

$$\vec{\nabla} \times \vec{V}_a = \vec{\nabla} \times \vec{V} + \vec{\nabla} \times \vec{V}_E$$

將 (9) 式代入得

$$\vec{\nabla} \times \vec{V}_a = \vec{\nabla} \times \vec{V} + 2\vec{\omega}$$

上式各項無向的乘以 $\vec{k}$ ，得出旋率的鉛直分量

$$\vec{\nabla} \times \vec{V}_a \cdot \vec{K} = \vec{\nabla} \times \vec{V} \cdot \vec{K} + 2\vec{\omega} \cdot \vec{K}$$

或寫為 $Q = q + f$ (19)

Q 稱為絕對旋率， q 為相對旋率。故知絕對旋率為相對旋率與偏向參數的和。

五、環流與旋率

11. 環流

環流就是速度沿封閉曲線環繞一周的線積分 (Line Integral)，以式表之：

$$C = \oint \vec{V} \cdot \delta \vec{r} \quad (20)$$

式中 $\vec{V}$ 為相對速度， C 為相對環流。如果 $\vec{V}_a$ 表示絕對速度，則絕對環流

$$C_a = \oint \vec{V}_a \cdot \delta \vec{r} \quad (21)$$

再者，(18) 式中地球半徑向量以 $\vec{r}$ 表之為

$$\vec{V}_a = \vec{V} + \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (18')$$

上式各項無向的乘以 $\delta \vec{r}$ ，取圍繞封閉環流曲線的線積分，且應用 (20, 21) 兩式的關係，得

$$\begin{aligned} C_a &= C + \oint \vec{\omega} \times \vec{r} \cdot \delta \vec{r} \\ &= C + \vec{\omega} \cdot \oint \vec{r} \times \delta \vec{r} \end{aligned}$$

茲解釋上式右端第二項的意義：設環流曲線的平面與地軸交於 O 點 (見圖 10)，此點作為向量 $\vec{r}$ 的原

點，有向乘積 $\vec{r} \times \delta\vec{r}$ 的方向與此平面垂直，其大小為 $\vec{r}$ 與 $\delta\vec{r}$ 兩向量所形成平行四邊形的面積，因此向量 $\frac{1}{2} \vec{r} \times \delta\vec{r}$ 的大小為此二向量所形成陰影三角形的面積。沿着曲線上支從點 1 到點 2 向量 $\frac{1}{2} \vec{r} \times \delta\vec{r}$ 的積分爲一向量，此向量與曲線平面垂直，其方向適合於右手螺旋系統的規定與積分有相同的方向，其大小等於曲線從點 1 到點 2 爲弧所構成的扇形面積；沿着曲線下支從點 2 到點 1 的向量積分爲一相反方向的向量，其大小爲從點 2 到點 1 爲弧的扇形面積。所以圍繞曲線的全部積分爲一向量，此向量的方向與曲線平面垂直，其大小爲曲線所包圍的面積，此向量稱爲面積向量，以 $\vec{A}$ 表之。

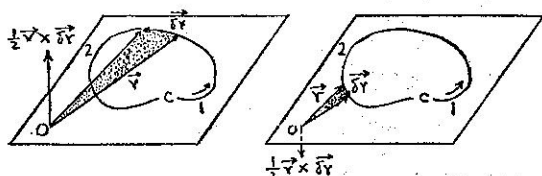


圖10：封閉曲線的面積向量

$$\vec{A} = \frac{1}{2} \oint \vec{r} \times \delta\vec{r}$$

故 $C_a = C + 2\vec{\omega} \cdot \vec{A} \dots\dots\dots (22)$

地軸 ($\vec{\omega}$) 與緯度 ϕ 處的水平面積向量 ($\vec{A}$) 間的夾角爲 $\frac{\pi}{2} - \phi$ ，故 (22) 式可故寫爲

$$C_a = C + 2\omega \sin\phi A \dots\dots\dots (22')$$

上式表出絕對環流與相對環流間的關係。

12. Green's 定理

此定理表出環流與旋率的關係，設曲線 AEB 與 AFB (見圖11) 的方程式各爲 $y=y_1(x)$ 與 $y=y_2(x)$

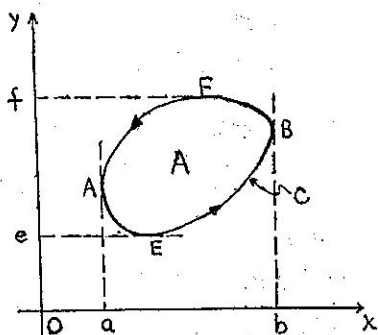


圖11：旋率與環流的關係

，又設 A 爲封閉曲線 C 所包圍的面積，則

$$\int_A \frac{\partial u}{\partial y} dx dy = \int_a^b dx \int_{y_1}^{y_2} \frac{\partial u}{\partial y} dy$$

$$\begin{aligned} &= \int_a^b [u(x, y_2) - u(x, y_1)] dx \\ &= - \int_a^b u(x, y_1) dx - \int_b^a u(x, y_2) dx \\ &= - \oint u dx \end{aligned}$$

即 $\oint u dx = - \int_A \frac{\partial u}{\partial y} dx dy$

$$\begin{aligned} \text{同理 } \int_A \frac{\partial v}{\partial x} dx dy &= \int_0^f dy \int_{x_1}^{x_2} \frac{\partial v}{\partial x} dx \\ &= \int_0^f [v(x_2, y) - v(x_1, y)] dy \\ &= \int_0^f v(x_1, y) dy + \int_0^f v(x_2, y) dy = \oint v dy \end{aligned}$$

即 $\oint v dy = \int_A \frac{\partial v}{\partial x} dx dy$

上列二式相加，得

$$\oint u dx + v dy = \int_A \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) dx dy \dots\dots (23)$$

此爲 Green's 定理在直角坐標的形式。

因 $\vec{V} \cdot \delta\vec{r} = u dx + v dy$ ， $q = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ 及

$dA = dx dy$ ，上式變爲

$$\oint \vec{V} \cdot \delta\vec{r} = \int_A q dA$$

取 q 的平均值 $\bar{q}$ ，再由 (20) 式得

$$C = \bar{q} A \dots\dots\dots (24)$$

由 (24) 式亦可求得固態旋轉體的旋率，因爲線速度 $V = \omega r$ ，圓周之長 $C = 2\pi r$ ，圓之面積 $A = \pi r^2$ ，故環流

$$C = cv = 2\pi r \omega r = 2\omega A$$

故旋率

$$q = \frac{C}{A} = 2\omega$$

此即 (12) 式。

13. 環流加速度

環流加速度亦稱環流變化率，就是環流對於時間的變化。先求絕對環流加速度，將 (21) 式對時間 t 取導式

$$\frac{dC_a}{dt} = \oint \frac{d\vec{v}_a}{dt} \cdot \delta\vec{r} + \oint \vec{v}_a \cdot \frac{d}{dt} (\delta\vec{r})$$

$$\begin{aligned} \text{但 } \oint \vec{v}_a \cdot \frac{d}{dt} (\delta\vec{r}) &= \oint \vec{v}_a \cdot \delta\vec{v}_a \\ &= \oint \frac{1}{2} \delta\vec{v}_a^2 = 0 \end{aligned}$$

因爲全微分沿封閉曲線環繞一周線積分的值爲零。所以

$$\frac{dc_a}{dt} = \oint \frac{d\mathbf{v}_a}{dt} \cdot \delta\mathbf{r} \dots\dots\dots (25)$$

同樣可得

$$\frac{dc}{dt} = \oint \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \delta\mathbf{r} \dots\dots\dots (25')$$

上二式表示圍繞封閉曲線加速度的環流積分等於曲線的環流變化率，為 Kelvin 所首先導出。

略去摩擦力的絕對運動方程式為

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = -\alpha \nabla p - \nabla \Phi \dots\dots\dots (26)$$

將 (26) 式代入 (25) 式內，得

$$\frac{dc_a}{dt} = -\oint \alpha \nabla p \cdot \delta\mathbf{r} - \oint \nabla \Phi \cdot \delta\mathbf{r} \dots\dots\dots (27)$$

因為 $\nabla \Phi \cdot \delta\mathbf{r} = \delta\Phi$ 表示 Φ 沿 $\delta\mathbf{r}$ 方向的增量，故

$$-\oint \nabla \Phi \cdot \delta\mathbf{r} = -\oint \delta\Phi = 0 \dots\dots\dots (28)$$

同樣 $\nabla p \cdot \delta\mathbf{r} = \delta p$ 表示 p 沿着線元素 $\delta\mathbf{r}$ 的增量，所以 (27) 式可寫為

$$\frac{dc_a}{dt} = -\oint \alpha \delta p \dots\dots\dots (29)$$

上式右端的積分可將環流曲線畫在 $\alpha, -p$ 坐標圖上計算得之，此種圖形如圖 12a 所示。(29) 式右端的積分值就是圖 12a 中環流曲線所包圍的面積，亦即單位正方形的數目，以 N 表之，

$$-\oint \alpha \delta p = N \dots\dots\dots (30)$$

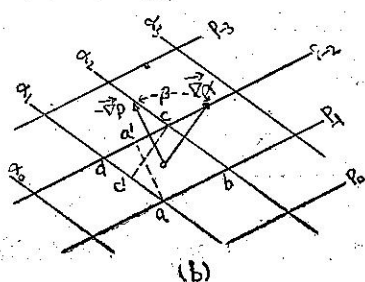
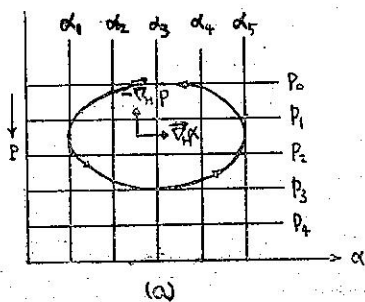


圖12：環流曲線內的力管

此等正方形係由等比容面與等壓面所構成，稱為壓力管 (Pressure Volume Solenoids)，或簡稱力管。

單位力管 abcd (見圖12b) 的面積， $A = (da) \times (dc) \sin \beta$ ，但因 $\sin \beta = \frac{cc'}{dc} = -\frac{aa'}{da}$ ，單位面積內的力管數 N 為

$$N = \frac{1}{A} = \frac{\sin \beta}{(aa') \times (c'c)}$$

氣壓梯度的大小顯然為 $-\frac{1}{aa'}$ ， α 的升度 (Ascendent) 的大小為 $\frac{1}{cc'}$ ，因此

$$N = p \text{ 的梯度} \times \alpha \text{ 的升度} \times \sin \beta$$

亦即 $\nabla \alpha$ 與 $-\nabla p$ 的有向乘積 (Vector Product)，以式表之，

$$\vec{N} = \nabla \alpha \times (-\nabla p) = -\nabla \alpha \times \nabla p$$

此處 $\vec{N}$ 稱為力管向量，垂直於 $\nabla \alpha$ 與 $-\nabla p$ 所在的平面，力管向量的鉛直分量

$$N = -\nabla \alpha \times \nabla p \cdot \vec{k} = - \begin{vmatrix} \frac{\partial \alpha}{\partial x} & \frac{\partial \alpha}{\partial y} & \frac{\partial \alpha}{\partial z} \\ \frac{\partial p}{\partial x} & \frac{\partial p}{\partial y} & \frac{\partial p}{\partial z} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

$$= - \begin{vmatrix} \frac{\partial \alpha}{\partial x} & \frac{\partial \alpha}{\partial y} \\ \frac{\partial p}{\partial x} & \frac{\partial p}{\partial y} \end{vmatrix} = \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial x} \frac{\partial p}{\partial y} \dots\dots\dots (30')$$

(30) 式代入 (29) 式內，得

$$\frac{dc_a}{dt} = N \dots\dots\dots (31)$$

此式表示封閉流體曲線的絕對環流加速度等於環流曲線內所包含的力管數，上式稱為絕對運動中的個別環流定理，由 Kelvin 所推出，後經 V. Bjerknes 推廣 (1898)。

同樣，相對運動方程式為

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\alpha \nabla p - 2\vec{\omega} \times \vec{v} - \nabla \Phi \dots\dots\dots (26')$$

將 (26') 式代入 (25') 式內，得

$$\frac{dc}{dt} = -\oint \alpha \nabla p \cdot \delta\mathbf{r} - \oint 2\vec{\omega} \times \vec{v} \cdot \delta\mathbf{r} - \oint \nabla \Phi \cdot \delta\mathbf{r} \dots\dots\dots (32)$$

上式右端第二項積分內之值 $2\vec{\omega} \times \vec{v} \cdot \delta\mathbf{r}$

$$= \vec{v} \times \delta \vec{r} \cdot 2\omega, \text{ 式}$$

中 $\vec{v} \times \delta \vec{r}$ 的大小為

$V_n \delta r$ (見圖13), 此

處 V_n 為速度在曲

線法線方向的分量

, 因為 $\delta \vec{r}$ 為曲線上

的線元素, $\oint V_n \delta r$

表示曲線所包的面

積在單位時間內的變化。設 A 為此面積的大小, $\vec{n}$ 為

法線方向的單位向量, 面積向量可表為 $A = A\vec{n}$, 又

因 ω 為常數向量, 故

$$\begin{aligned} - \oint 2\omega \times \vec{v} \cdot \delta \vec{r} &= - \oint \vec{v} \times \delta \vec{r} \cdot 2\omega \\ &= - \frac{d}{dt} (A\vec{n} \cdot 2\omega) \end{aligned}$$

但是地軸(或 ω) 與法線方向($\vec{n}$) 間的夾角為 $\frac{\pi}{2} - \phi$, 故

$$A\vec{n} \cdot 2\omega = 2\omega \sin \phi A$$

式中 $A \sin \phi$ 為 A 在赤道面上的投影, 故

$$\begin{aligned} - \oint 2\omega \times \vec{v} \cdot \delta \vec{r} &= \frac{d}{dt} (2\omega \sin \phi A) \\ &= 2\omega \sin \phi \frac{dA}{dt} \end{aligned} \quad (33)$$

將 (27, 33) 兩式代入 (32) 式內, 得出絕對環流加速度與相對環流加速度間的關係。

$$\frac{dC_a}{dt} = \frac{dC}{dt} + 2\omega \sin \phi \frac{dA}{dt} \quad (34)$$

實則上式由 (22') 式對時間 t 取導式而得出較為便捷。

六、旋率方程式

在特例, 設 α 僅為 P 的函數, 此時等比容面與等壓面重合, 力管之數為零, $N=0$, 此等流體稱為呈正壓狀態 (Barotropic), 由是 (31) 式可寫成

$$\frac{dC_a}{dt} = 0 \quad \text{或} \quad C_a = C_{a0}$$

式中 C_{a0} 為流體的原始環流, C_a 為此後任意時間的環流, 此式表示: 在正壓流體中封閉流體曲線的絕對環流具有保守性質, 此公式在流體動力學中相當於力學中的角動量不減原理。

合併 (22', 24) 兩式, 可得

$$C_a = QA \quad (24')$$

上式取對數再微分得

$$\frac{1}{C_a} \frac{dC_a}{dt} = \frac{1}{Q} \frac{dQ}{dt} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = 0$$

設 $\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = D$, 表示水平單位面積的變化率, 亦即水平輻散, 故上式可寫為

$$\frac{dQ}{dt} = -DQ \quad (35)$$

或將 (19) 式的關係代入, 得

$$\frac{d}{dt} (q+f) = -D(q+f) \quad (36)$$

由 (4) 式得 $\frac{df}{dt} = \frac{df}{dy} \frac{dy}{dt} = \beta V$

故 (36) 式亦可寫為

$$\frac{dq}{dt} = -D(q+f) - \beta V \quad (37)$$

上列 (35, 36, 37) 諸式為旋率方程式在直角坐標中的各種簡單形式。

(37) 式之一應用: 考慮一無輻散的氣流越過赤道的情形, 此時 $D=0$, 再由 (4) 式的關係, (37) 式再寫做

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{2\omega \cos \phi}{a} V$$

在赤道附近, $\cos \phi \approx 1$, 所以

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{2\omega}{a} \cdot V \quad (38)$$

如果氣流從南至北或北至南越過赤道, 隨氣流運動空氣質點的旋率在南北半球中皆為減小。如果氣流從南半球向北開始運動時的旋率為零 (見圖14), 空氣質點到達北半球時的旋率為負值, 即為反氣旋式的; 如果氣流從北向南越過赤道, 空氣質點到達南半球的旋率為正, 亦為反氣旋式的旋率。所以空氣質點越過赤道時有轉為反氣旋式旋率的趨向, 依照自然坐標的旋率 (11) 式, 在此種氣流中有反氣旋式的曲率或有反氣旋式的切變。在較廣闊的氣流中, 切變通常很小, 旋率主要的以反氣旋式的曲率表出之。印度的夏季季風便是此等作用的極好例子: 當一熱性低壓在亞洲大陸發展時, 南半球的東南貿易風迫向北方轉向, 當此種氣流越過赤道時, 成反氣旋式的彎曲, 到達印度時便為西南季風了。其餘情形留待21節中詳細討論。

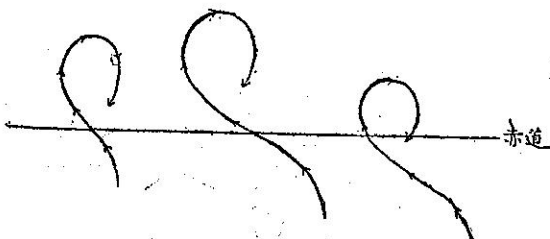


圖14: 氣流越過赤道

旋率方程式在各種坐標系統中的表示法，再詳細討論如下：

14. 旋率方程式的直角坐標表示法 等高面上的運動方程式

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = -\alpha \frac{\partial p}{\partial x} + fv \\ \frac{dv}{dt} = -\alpha \frac{\partial p}{\partial y} - fu \end{cases}$$

或

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ = -\alpha \frac{\partial p}{\partial x} + fv \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \\ = -\alpha \frac{\partial p}{\partial y} - fu \end{cases} \dots\dots\dots (39)$$

視 f 為變數，上列兩式各對 y, x 微分，再由前式減去後式，重行排列得

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(q+f) &= -(q+f)\vec{\nabla}_H \cdot \vec{V} \\ &+ \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ &+ \left(\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial \alpha}{\partial y} - \frac{\partial p}{\partial y} \frac{\partial \alpha}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (40) \end{aligned}$$

上式表示絕對旋率 $(q+f)$ 的個別變化率 (Individual Rate of Change) 係依照右端的三項而定。第一項稱為輻散項，第二項為旋管項，第三項為力管項。由觀測知大規模區域內的絕對旋率常為正值。(40) 式右端諸項逐一討論如下：

(i) 輻散項 (Divergence Term) 當水平輻合時，絕對旋率增加；水平輻散時，絕對旋率減小。

(ii) 旋管項 (Vortex-tube Term) 表示水平旋率變為鉛直旋率的改變率，此項的意義可以圖15為例解釋之，此處 $\frac{\partial u}{\partial z}$ 與 $\frac{\partial \omega}{\partial y}$ 二者為正，按 (40) 式絕對旋率的鉛直分量將與時俱增。其物理的意義：在 A 點水平的風速，按下沉運動而減低；而在 B 點，水平風速按上升運動而增加。因為微差垂直平流的結果，在 AB 層形成氣旋式的風切，因此而使旋率的鉛直分量增加。通常此項較之輻散項的平均值小至十倍之

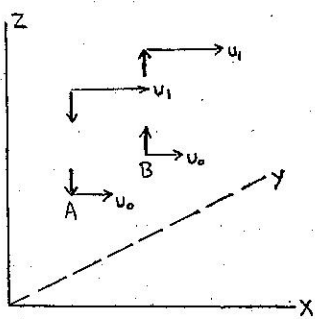


圖15：旋管項的意義

多。在純粹的水平運動中，旋管項不但為零，而且 (40) 式左端內旋率的鉛直平流 $\omega \frac{\partial q}{\partial z}$ 亦為零。

(iii) 力管項 (Solenoids Term)，表示運動質點上的氣壓轉矩 (Pressure Torque)，由 (30') 式知此項就是運動質點中心的單位水平面積內的力管數 N 。

因為地轉風方程式的向量形式 $\vec{V}_g = -\frac{\alpha}{f} \vec{\nabla} P$ $\times \vec{K}$ ，再由 $\alpha = \frac{1}{\rho}$ 得出 $\frac{\vec{\nabla} \alpha}{\alpha} = -\frac{\vec{\nabla} \rho}{\rho}$ 及由狀態方程式視 P 為常數得出 $\frac{\vec{\nabla} \alpha}{\alpha} = -\frac{\vec{\nabla} T}{T}$ ，所以力管項亦可寫為

$$\begin{aligned} N &= -\vec{\nabla} \alpha \times \vec{\nabla} P \cdot \vec{K} = -\vec{\nabla} \alpha \cdot \vec{\nabla} \times \vec{K} \\ &= f \frac{\vec{V}_g \cdot \vec{\nabla} \alpha}{\alpha} = -f \frac{\vec{V}_g \cdot \vec{\nabla} \rho}{\rho} \\ &= f \frac{\vec{V}_g \cdot \vec{\nabla} T}{T} \dots\dots\dots (41) \end{aligned}$$

由此可知，較密空氣的地轉平流可使絕對旋率增加，反之，較疎空氣的地轉平流可使絕對旋率減小。

但是， $\frac{dQ}{dt}$ 的大小等級約為 10^{-9} 每秒每秒，而 N 的大小等級約為 10^{-11} 每秒每秒。所以 (40) 式中的旋管項與力管項皆可略去，而得出如 (36) 式所示的可靠近似值。

15. 旋率方程式的球面曲紋坐標表示法

在球面曲紋坐標中的旋率方程式，Sherman 求得為

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(q+f) &= -(q+f)\vec{\nabla}_H \cdot \vec{V} + \vec{\nabla}_H \\ &\cdot (\omega q_x \vec{i} + \omega q_y \vec{j}) + \vec{\nabla}_H \cdot (\vec{K} \times \alpha \vec{\nabla}_H P) \dots\dots\dots (42) \end{aligned}$$

此處旋管項與 (40) 式所示的旋管項不同，相差一小的校正項 $\frac{V}{a} \frac{\partial \omega}{\partial n}$ ；同樣力管項可寫為 $\vec{\nabla}_H \cdot f \vec{V}_g$ ，與 (40) 式中的力管項有相同的形式 (忽去 f 的變化)。所以，球面曲紋坐標中的旋率方程式 (42) 中右端各項與 (40) 式中右端的各對應項極為類似。(42) 式中的 x 與 y 各為沿緯度圈與經度圈的曲紋距離，鉛直旋率 q 與水平輻散 $\vec{\nabla}_H \cdot \vec{V}$ 取其球面曲紋坐標表示法。

16. 旋率方程式的等壓坐標表示法

在等壓坐標 (Isobaric Coordinates) 中, 以 P 代替鉛直標 Z , 水平運動方程式可表為

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \\ \quad + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = -g \frac{\partial z}{\partial x} + fv \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \\ \quad + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -g \frac{\partial z}{\partial y} - fu \end{cases} \dots\dots\dots (43)$$

此處 $\omega = \frac{dp}{dt}$, 與 (40) 式取同樣的手續, 得出

$$\frac{d}{dt} (q_P + f) = -(q_P + f) \nabla_P \cdot \vec{V} + \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} \right) \dots\dots\dots (44)$$

此處 ω 與 w 極為相似, 由流體靜力方程式可知 $\omega = -\rho g w$, 上式較 (40) 式簡單, 因為此處不含有力管項。

須注意者, 等壓面上的水平風可以度量等壓旋率 q_P 與等壓輻散 $\nabla_P \cdot \vec{V}$ 二者, 旋管的意義與大小, 大致與直角坐標中所表示者相同。此外, (44) 式左端含有 $\omega \frac{\partial Q}{\partial p}$ 項, 此表示絕對旋率的鉛直平流, 假如對於等壓面的垂直運動可以忽略, (44) 式可改寫為

$$\frac{D(q_P + f)}{Dt} = -(q_P + f) \nabla_P \cdot \vec{V} \dots\dots\dots (45)$$

此處 $\frac{D}{Dt}$ 為在空間運動中按等壓投影 (等壓面上的軌跡線) 的變化率算子 (Operator)。

17. 旋率方程式的等熵坐標表示法

在等熵坐標 (Isentropic Coordinates) 中, 略去摩擦力的水平運動方程式為

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \\ \quad + \frac{\partial u}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial M}{\partial x} + fv \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \\ \quad + \frac{\partial v}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt} = -\frac{\partial M}{\partial y} - fv \end{cases} \dots\dots\dots (46)$$

此處 $M = (C_p T + gz)_\theta$ 稱為孟氏位 (Montgomery Potential) 或稱為等熵氣流函數。在乾絕熱運動時, $\frac{d\theta}{dt} = 0$, 與 (40) 式同樣手續可導出等熵旋率方程式

$$\frac{d}{dt} (q_\theta + f) = -(q_\theta + f) \nabla_\theta \cdot \vec{V} \dots\dots\dots (47)$$

此等 q_θ 與 $\nabla_\theta \cdot \vec{V}$ 各為在等熵面上水平風場的相對旋率與輻散, (47) 式為各種坐標系統中旋率方程式的最簡形式。在乾絕熱假定下, 平流與等熵面垂直, 故平流在等熵面上的分量為零。此外 (47) 式中無力管項與旋管項。倘若 q_θ 與 $\nabla_\theta \cdot \vec{V}$ 以球面坐標表之。略去高次諸項, 旋率方程式 (47) 在球面坐標中仍屬有效。

七、絕對旋率與其他氣象因素的關係

旋率方程式表出絕對旋率與輻散的關係。再者, 在正壓流體中, (24') 式可寫為

$$Q \cdot A = Q_0 \cdot A_0 = \text{常數} \dots\dots\dots (48)$$

上式表示絕對旋率與氣層的水平面積有反比例的關係。此外, 絕對旋率與 (1) 氣層的厚度, (2) 穩度因子, (3) 降溫率的關係, 列述於後:

18. 位置旋率不減定律——絕對旋率與氣層厚度的關係

以氣壓為鉛直坐標的連續方程式為

$$D = -\frac{1}{\delta p} \frac{d}{dt} (\delta p) \dots\dots\dots (49)$$

將 (49) 式代入 (35) 式內, 可得

$$\frac{dQ}{dt} - \frac{d\delta p}{dt} \frac{Q}{\delta p} = 0$$

式中 δp 以 Δp 表之, 積分得

$$\frac{Q}{\Delta p} = \text{常數} \dots\dots\dots (50)$$

或 $\frac{q+f}{\Delta p} = \text{常數} \dots\dots\dots (50')$

此式為 Rossby 首先導出 (1940), 稱為位置旋率不減定律, 表示絕對旋率與氣層的厚度成正比例。

所謂位置旋率 (Potential Vorticity) 者, 就是氣層的厚度 Δp 變為標準值 (例如 50mb), 該氣層所具有的旋率, 由 (50) 式可知位置旋率在乾絕熱運動中具有保守性質, 此等性質與位溫 (Potential Temperature) 頗為相似。

應用 (50') 式可解釋氣流越過南北縱向山脈後動力槽 (Dynamic Trough) 的成因。考慮無相對旋率 ($q=0$) 的西來氣流接近山脈時 (見圖16), 當氣流越山時, Δp 減小, 由 (50') 式知相對旋率 q 必為負值。假設此等變化大部出現在曲率項, 此氣流開始作反氣旋式的曲線運動。在背山面, Δp 增加, 因此

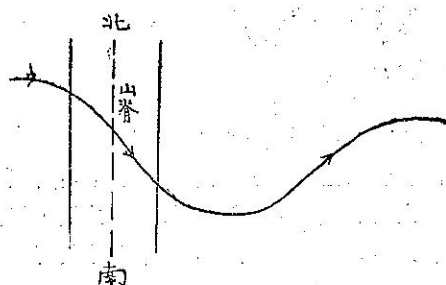


圖16：背山面西來氣流動力槽的形成

又使曲率改變為零。同時，緯度減低， f 之值變小，可使相對旋率的反氣旋的曲率變小。在 q 與 f 兩個因素合併影響之下，尤其是後者，卒使氣流的曲率變為氣旋式的了。氣流便向北偏轉。因此在背山面有槽的形成。此後氣流的軌跡便在緯度的變化下運動了。氣流越過冷氣團 (Cold Dome) 時亦有同樣的情形發生。

19. 位置旋率不減定律——絕對旋率與穩度因子的關係

在等壓面上的穩度因子 (Stability Factor) 表為

$$\sigma = -\frac{\partial \theta}{\partial p}$$

其與水平輻散有下之關係

$$\frac{d\sigma}{dt} = \sigma D \quad (51)$$

稱為穩度變化方程式，證明如下：

設等高面上的穩度因子為

$$S = \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (52)$$

由位溫的遞減率 ($\frac{\partial \theta}{\partial z}$) 知氣層的穩定，中性或不穩定端視 S 的為大於零，等於零或小於零而定。在等壓面上，將流體靜力方程式代入 (52) 式內，得

$$S = -\frac{\rho g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = \frac{\rho g}{\theta} \sigma \quad (53)$$

式中 $\sigma = -\frac{\partial \theta}{\partial p}$ ，設 $\theta = \theta(x, y, p, t)$ ，上式對時間

t 取導式，得

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_p + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p \theta \\ &+ \frac{dp}{dt} \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (54) \end{aligned}$$

乾絕熱運動時， $\frac{dp}{dt} = 0$ ，則

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_p = \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p \theta + \frac{dp}{dt} \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (55)$$

將 $\sigma = -\frac{\partial \theta}{\partial p}$ 代入 (55) 式內，再將其對 p 取偏導式，得

$$\begin{aligned} -\frac{\partial^2 \theta}{\partial p \partial t} &= \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p} (\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \theta) \\ &= \sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{dp}{dt} \right) + \frac{dp}{dt} \frac{\partial \sigma}{\partial p} \\ &= \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} \cdot \vec{\nabla}_p \theta + \vec{V} \cdot \frac{\partial}{\partial p} \vec{\nabla}_p \theta \\ &= \sigma \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{dp}{dt} \right) + \frac{dp}{dt} \frac{\partial \sigma}{\partial p} \quad (56) \end{aligned}$$

倘若加速度沿鉛直方向無顯著的變化， $\frac{\partial \vec{V}}{\partial p}$ 代表風的速度在兩氣層間的向量差，亦即熱風 (Thermal Wind)，又在等壓面上，等溫線與等位溫線重合，故熱風與位溫梯度成垂直，因此

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial p} \cdot \vec{\nabla}_p \theta = 0 \quad (57)$$

將 (49) 式所表示的連續方程式交換微分符號得出 $\frac{\partial}{\partial p} \left(-\frac{dp}{dt} \right) = -D$ ，與 (57) 式俱代入 (56) 式內，得

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p \sigma + \sigma D + \frac{dp}{dt} \frac{\partial \sigma}{\partial p} \quad (58)$$

但 $\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \sigma + \frac{dp}{dt} \frac{\partial \sigma}{\partial p}$

上式代入 (58) 式內即得 (51) 式了。

再將 (51) 式代入 (36) 式內，得

$$\frac{\frac{d}{dt}(q+f)}{q+f} + \frac{\frac{d}{dt} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial p} \right)}{\frac{\partial \theta}{\partial p}} = 0$$

積分得

$$(q+f) \frac{\partial \theta}{\partial p} = \text{常數} \quad (59)$$

上式亦可由等熵坐標中的旋率方程式推導出，在乾絕熱情形下，等熵坐標中的連續方程式為

$$\vec{\nabla}_\theta \cdot \vec{V} = -\frac{\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right)}{\frac{\partial p}{\partial \theta}} \quad (60)$$

上式代入 (47) 式中，得

$$\frac{\frac{d(q_\theta+f)}{dt}}{q_\theta+f} = -\frac{\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right)}{\frac{\partial p}{\partial \theta}} \quad (61)$$

積分得

$$\frac{q_\theta + f}{\frac{\partial p}{\partial \theta}} = \text{常數} \dots\dots\dots (59')$$

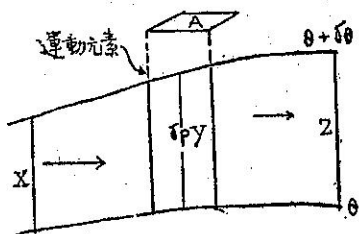


圖 17：氣流在等熵面間的運動

此方程式的應用，可用圖 (17) 說明之，此處等熵流 (Flow) 假定介於二鄰近等熵面之間，此二等熵面間位溫之差為 $\delta\theta$ ，因此 (59') 式可寫為

$$\frac{q_\theta + f}{\frac{\partial p}{\partial \theta}} = \left(\frac{q_\theta + f}{\frac{\partial p}{\partial \theta}} \right)_0, \quad \frac{1}{\delta p} \frac{d}{dt} (\delta p) = -\vec{\nabla}_\theta \cdot \vec{V} \dots\dots\dots (62)$$

由此可知當空氣隨氣流運動時，如 δp 增加，則有等熵的輻合，且使絕對旋率增加；反之，如 δp 減小，則有等熵的輻散，且使絕對旋率減小。

18. 絕對旋率與降溫率的關係

先求降溫率與氣壓高度的關係，在等高面上，(55) 式可改寫為

$$-\frac{\partial \theta}{\partial t} = \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \theta + \omega \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

上式若對高度 z 取偏導式，且設 $\Gamma = -\frac{\partial \theta}{\partial z}$ ，同樣可得出如 (51) 式的相似結果

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\Gamma \frac{\delta \omega}{\delta z} \dots\dots\dots (63)$$

將連續方程式改寫為 $\frac{\delta \omega}{\delta z} = -\frac{\frac{d(\rho A)}{dt}}{\rho A}$ ，代入 (63) 式內，得

$$\frac{d\Gamma}{dt} - \frac{d(\rho A)}{\rho A} = 0$$

積分得

$$\frac{\Gamma}{\rho A} = \text{常數}$$

但 $\Gamma = -\frac{\partial \theta}{\partial z} = -\frac{\theta}{T} (\gamma_d - \gamma)$

故 $-\frac{\theta(\gamma_d - \gamma)}{AT\rho} = \text{常數}$

再由狀態方程式，且 $R\theta$ 為常數，可得

$$\frac{\gamma_d - \gamma}{AP} = \frac{\gamma_d - \gamma_0}{A_0 P_0} \dots\dots\dots (64)$$

(48) × (64)，得

$$Q(\gamma_d - \gamma) = -\frac{P}{P_0} Q_0 (\gamma_d - \gamma_0) \dots\dots\dots (65)$$

式中 γ_d 與 γ 各表乾絕熱降溫率與實際氣層的降溫率。

低層大氣中， p_0 在 800 與 1000mb 之間，氣壓的變化即使大至 100mb，其所生的影響尚小於降溫率與旋率在計算時所生的差誤。如實用起見，(65) 式可寫為

$$Q(\gamma_d - \gamma) = Q_0 (\gamma_d - \gamma_0) \dots\dots\dots (66)$$

由此可見：氣層在穩定的情況下 ($\gamma_d > \gamma$)，絕對旋率增加，降溫率亦與之俱增。

八、其他應用

21. CAVT

在某氣壓層上 (例如 600mb 氣壓層)，水平輻散為零，旋率方程式 (45) 略去下標 p 可寫為

$$-\frac{d}{dt} (q + f) = 0 \dots\dots\dots (67)$$

將 (11) 式代入，積分得

$$KV - \frac{\partial v}{\partial n} + f = K_0 V_0 - \left(\frac{\partial v}{\partial n} \right)_0 + f_0 \dots\dots (68)$$

上式稱為絕對旋率不變方程式，凡空氣質點依照 (68) 式條件運動所成的軌跡，稱為絕對旋率不變跡線 (Constant Absolute Vorticity Trajectory)，簡寫為 CAVT。Rossby 給以四項假定，以求 (68) 式的解答。

(i) 沿軌跡線風的速率不變， $V = V_0$ 。

(ii) 開始運動之點位於氣流線的轉向點 (Point of Inflection) 上， $\frac{d^2 y}{dx^2} = 0$ ，即 $K = 0$ 。

(iii) 沿軌跡線附近的風切 (Shear) 不變，

$$\frac{\partial v}{\partial n} = \left(\frac{\partial v}{\partial n} \right)_0$$

(iv) 氣流呈穩定狀態，即氣流線的曲率與軌跡線的曲率相等。

由此四項假定，可將 (68) 式變為

$$KV = -(f - f_0) = -\beta(y - y_0) \dots\dots\dots (69)$$

此處 $\beta = \frac{2\omega \cos \phi}{a}$ ，在北半球恒為正值。

北半球上，假設空氣質點向北運動， $y - y_0 > 0$ ， K 為負值，此質點必到達位移最大之處，得到最大反氣旋曲率後，開始向南運動，質點經過與轉向點同緯度處後， $y - y_0$ 變為負值，曲率變為氣旋式的，此質

點向南到達位移最大之處，得到最大氣旋曲率後，又開始向北運動，如此循環不已，軌跡線便成爲一波形曲線了。如圖18a,b所示

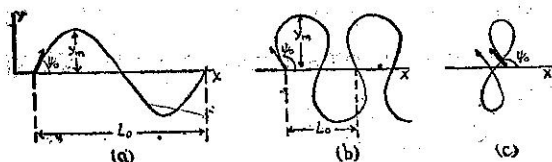


圖18：平面上的CAVT

將地面視爲平面，平面曲率

$$K = \frac{\frac{d^2y}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{3/2}}$$

則 (69) 式變爲

$$\frac{\frac{d^2y}{dx^2}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right]^{3/2}} = -\frac{\beta}{v}(y-y_0) \quad (70)$$

(i) 如波幅甚小時， $\frac{dy}{dx} \approx 0$ ，且設 $y_0 = 0$ ，

(70)式爲

$$\frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{\beta}{v}y$$

解此微分方程式得出

$$y = A \sin X \sqrt{\frac{\beta}{v}} \quad (71)$$

式中 $A = \sqrt{\frac{C_1 v}{\beta}}$ 稱爲波幅，求之如下：

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_0 = \tan \phi_0 = \left(A \sqrt{\frac{\beta}{v}} \cos X \sqrt{\frac{\beta}{v}}\right)_{X=0} = A \sqrt{\frac{\beta}{v}}$$

$$\text{故 } A = \tan \phi_0 = \sqrt{\frac{v}{\beta}}$$

波長爲相鄰二同相(Phase)間的距離，令 $y=0$ ，(71)

式內兩相鄰橫坐標間的距離爲波長

$$L = 2\pi \sqrt{\frac{v}{\beta}} \quad (72)$$

(ii) 如波幅不甚小時，(70)式的解可表爲

$$y - y_0 = F(x) \quad (73)$$

此處 $F(x)$ 爲一橢圓積分(Elliptic Integral)，給予某種原始條件：(1) 轉向點的風向 ψ_0 ，(2) 轉向點的緯度 ϕ_0 ，(3) 風速 v ，則 (73) 式具有波狀曲線的性質，即有波幅 y_m ，波長 L_0 ，週期 T 。

Platzman 求得 (70) 式的解爲

$$y^2 = -\frac{v}{\beta} - 2(\cos \psi - \cos \psi_0) \quad (74)$$

令 $\psi = 0$ ，則 $y = A$ ，故得波幅

$$A = \sqrt{\frac{2v(1 - \cos \psi_0)}{\beta}} \quad (75)$$

在數量的觀點上，CAVT 可以敘說如下，最大波長可以 (72) 式表之 $L_0 = 2\pi \sqrt{\frac{v}{\beta}}$ 。當 ψ 增加時，波幅亦增加，波長則減小； $\psi_0 = 135^\circ$ 時，軌跡線成—8 字形。 $\psi_0 > 135^\circ$ 時，空氣質點向西位移(見圖18C)。當 (75) 式內 $\psi_0 = 180^\circ$ 時，得最大波幅 $2\sqrt{\frac{v}{\beta}}$ 。再者 ψ_0 值不變，風速與緯度增大時，波長與波幅則因此而減小。

(iii) 球面上的 CAVT：在此情形下，(69) 式中的 K ，Platzman 表爲

$$K = \frac{\delta \psi}{\delta s} + \frac{\cos \psi \tan \phi}{a} \quad (76)$$

式中 ψ 爲軌跡線上任一點的風向， s 爲弧長。合併 (69、76) 兩式，得

$$\frac{\delta \psi}{\delta s} = -\frac{\beta(y-y_0)}{v} - \frac{\cos \psi \tan \phi}{av} \quad (77)$$

上式右端最後一項表地球緯度圈的曲率，在地面視爲平面時此項爲零。因此，已知從轉向點至最大位移的距離，在球面上的 $\delta \psi / \delta s$ 較之在平面上者，前者有較大的反氣旋值(或較小的氣旋值)。由此可知，最

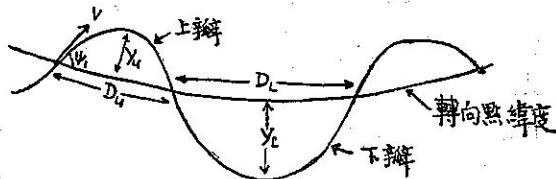


圖19：球面上的 CAVT

大反氣旋(氣旋)曲率使質點到達得較早(較遲)於平面上者，這便是在球面上 CAVT 上瓣(Upper limb)的波長與波幅較小於下瓣(Lower limb)的原因(見圖19)。所以在球面上的軌跡線是由不相等的上半波(Half Waves)與下半波所組成的。

此等半波的性質，可以 y_u , D_u ; y_L , D_L 各表上下兩部分的波幅與半波長，此等值可以原始條件 ψ_0 , ϕ_0 與 v 而決定之。美國海軍部(1952)依照原始條件製成了 y_u , D_u , y_L , D_L 表格，立可查出以繪製 CAVT，此表曾載於 Petterssen 著天氣分析與預報上冊(1956)附錄三。此外 Wobus 更發明了一種叫做 Wiggle Wagon 的儀器，在標準天氣圖上立可繪出 (77) 式所表示的 CAVT，頗爲便捷。

22. Rossby 長波運動方程式

若 (45) 式為一恰當 (Exact) 微分方程式，則絕對旋率在無速度輻散層 (Level of Velocity Non-divergence 簡寫為 LVND) 上具有保守的性質。利用 24 小時地轉風絕對旋率等值線的數值觀測，Cressman 指出 500mb 上地轉風絕對旋率 Q_g 等值線的平均運動速度僅為地轉風在此等值線法線方向分量的百分之八十。然而，在 600mb 上，旋率等值線的運動速度等於地轉風在此等值線的法線方向分量。所以，600mb 上地轉風絕對旋率沿着地轉風軌跡線具有保守性質。就地轉風絕對旋率的地轉平流而論，顯示 600mb 為無速度輻散的有效層 (Effective level)。

在 600mb 無速度輻散的氣層上，(67) 式展開後得

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial f}{\partial y} = 0 \quad (78)$$

因為 q 為 x, t 的函數， f 僅為 y 的函數故也。

設 u 為平均帶風 (Zonal wind)，視 u 為常數，旋率 (1) 式可改寫為

$$q = \frac{\partial v}{\partial x} \quad (79)$$

再由 (71) 式，可設軌跡線的方程式為

$$y = A \sin \frac{2\pi}{L}(x - ct) \quad (80)$$

式中 A 為波幅， L 為波長， c 為波速。上式按 t 取導式，得

$$V = \frac{dy}{dt} = -\frac{2\pi}{L} c A \cos \frac{2\pi}{L}(x - ct)$$

當運動開始時， $\sin \frac{2\pi}{L}(x - ct) = 0$ ，即 $\cos \frac{2\pi}{L}(x - ct) = 1$ ， $V = V_0$ ，代入上式得 $V_0 = -\frac{2\pi}{L} c A$ ，

因此

$$V = V_0 \cos \frac{2\pi}{L}(x - ct) \quad (81)$$

由 (79) 式得

$$q = \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{2\pi}{L} V_0 \sin \frac{2\pi}{L}(x - ct) \quad (82)$$

(82) 式先後對 t, x 取偏導式，再將 (81) 式代入，得

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} &= \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 c V_0 \cos \frac{2\pi}{L}(x - ct) \\ &= \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 c V \quad (83) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{與} \quad \frac{\partial q}{\partial x} &= -\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 V_0 \cos \frac{2\pi}{L}(x - ct) \\ &= -\left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 V \quad (84) \end{aligned}$$

因 $\frac{\partial f}{\partial y} = \beta$ ，將 (83, 84) 兩式代入 (78) 式內，化簡得

$$C = u - \beta \left(\frac{L}{2\pi}\right)^2 \quad (85)$$

此即著名的 Rossby 長波運動方程式。可藉此以預報長波的運動速度。在特例當長波駐留 (Stationary) 時， $C=0$ ，由 (85) 式得出駐留波長

$$L_s = 2\pi \sqrt{\frac{u}{\beta}} \quad (72')$$

上式與 (72) 式完全相似。此處 $\beta = \frac{2\omega \cos \phi}{a}$ ，故知駐留波長為平均帶風與緯度的函數。由是 (85) 式變為

$$C = \frac{\beta}{4\pi^2} (L_s^2 - L^2)$$

由此可知，當

- (i) $L < L_s$ 時 $C > 0$ ，向東運動，
- (ii) $L = L_s$ 時 $C = 0$ ，駐留，
- (iii) $L > L_s$ 時 $C < 0$ ，向西運動。

Petterssen 曾經導出如圖 3 正弦式等高線的波速 (Wave Speed) 公式。應用動力 (Kinematic) 原理，同樣可得極大 (或極小) 相對旋率中心速率 C 為

$$C = -\frac{\frac{\partial^2 q}{\partial x \partial t}}{\frac{\partial^2 q}{\partial x^2}} \quad (86)$$

此處 x 為等高線槽

線 (脊線) 的法線

方向。當 (86) 式

應用於 $\vec{\nabla}_H \cdot \vec{V} = 0$

的氣層上時，(45)

式改變為 (67)

式。再設帶風剖面

對於噴射軸為近似

的對稱，如圖 20 所

示。(86) 式可表如下之形式

$$C = \frac{U_{\max} - \frac{\beta L^2}{4\pi^2}}{1 + \left(\frac{L}{2\pi D}\right)^2} \quad (87)$$

D 稱為半球噴射核心 (Core) 的半距 (Half-width)，

此可由噴射氣流附近帶風風變的變化度量得之。事實上

Pettersson 證明拋物線帶風剖面 $\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = -\frac{U_{\max}}{D^2}$

，在應用 (87) 式於 500mb 上的短波時，發現槽線速率皆較計算所得超過一度經度，脊線要超過 3 度經度。

(87) 式與 (85) 式所表者不相一致，後者用平均

帶風 $U (< U_{\max})$ ，然而 (85) 式的分母為 1，而

(87) 式的分母大於 1。所以用此兩式各自計算的結果

，有時可能互相一致。如果 D 值為無限大，亦即在

子午線的 (Meridionally) 一致平均帶風上，此二結

果便完全相同了。

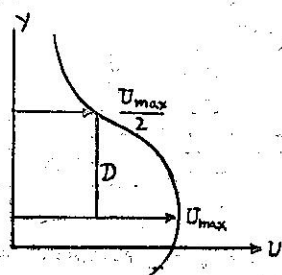


圖 20：噴射帶風剖面

23. 旋率在氣壓變化上的應用

旋率方程式 (45) 可用為決定在300mb上最大速度輻散面積，在簡單正弦式氣流線系統中，槽線之東脊線之西，500mb高度之上的底層，此地區質量輻散與等壓(Isobaric)輻散同時出現，如圖21所示。

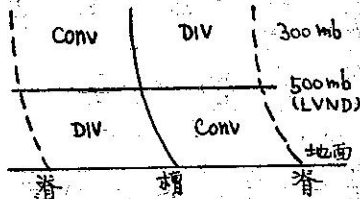


圖21：正弦式氣流線中的輻散

500mb等壓面上的趨勢方程式可寫為

$$\left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_{500mb} = -\frac{1}{g\rho} \int_0^{500mb} \nabla_P \cdot \vec{V} \delta P - \vec{V} \cdot \nabla_P Z + \omega \dots\dots\dots (88)$$

吾人由300mb上的等壓輻散可以決定500mb上的高度趨勢 (Height Tendencies)。又因

$$\frac{DQ}{Dt} = \frac{\partial Q}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla_P Q \dots\dots\dots (89)$$

倘若300mb上的 Q (或 Q_g) 等值線可以繪出。

在旋率場中任何特性點 (Identifiable point) 的動力 (Kinematic) 方程式為

$$\frac{\delta Q}{\delta t} = \frac{\partial Q}{\partial t} + \vec{C} \cdot \nabla_P Q \dots\dots\dots (90)$$

此處 $\vec{C}$ 為最大 (或最小) 絕對旋率中心的速度。 $\frac{\delta}{\delta t}$

表示隨最大絕對旋率中心運動的變化率。 $\frac{\delta Q}{\delta t}$ 可表絕對旋率場的強化率 (Intensification Rate)。強化率 $\frac{\delta Q}{\delta t}$ 通常較 $\frac{\partial Q}{\partial t}$ 為小，所以 (90) 式可寫為

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\vec{C} \cdot \nabla_P Q \dots\dots\dots (91)$$

上式代入 (89) 式中，得

$$\frac{DQ}{Dt} = (\vec{V} - \vec{C}) \cdot \nabla_P Q \dots\dots\dots (92)$$

$\vec{V} - \vec{C}$ 為對於運動 Q 中心的風速，因此 (92) 式表示絕對旋率的恆別變化可由相對軌跡線所包圍 Q 等值線的變率估計而得。在 LVND 上， $\frac{DQ}{Dt} = 0$ ，由

(92) 式知相對風速 ($\vec{V} - \vec{C}$) 平行於 Q 的等值線。

通常在 300mb 上 $V > C$ ，且常 $V \gg C$ ，因此取近似值

$$\frac{DQ}{Dt} = \vec{V} \cdot \nabla_P Q = V \frac{\partial Q}{\partial S} \dots\dots\dots (93)$$

(93) 式中可以沿着軌跡線的變化率代替沿着氣流線的變化率。合併 (45, 93) 二式，得

$$\vec{\nabla}_P \cdot \vec{V} = -\frac{V}{Q} \frac{\partial Q}{\partial S} \dots\dots\dots (94)$$

此式表出輻散與沿氣流線旋率變化的關係。

上式有兩種應用：

(i) 風切無變化的波狀等高線

300mb上波狀等

高線中，脊線與槽線間等壓輻散實際分佈情況如圖22所示。在脊線之東槽線之西的區域為輻合，由(94)

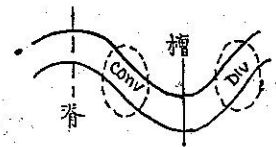


圖22：300mb上輻散的分佈

區域為輻合，由(94)) 式知 $\frac{\partial Q}{\partial t} > 0$ 。更有進者，在此區域內 $\frac{\partial q}{\partial S} > 0$ 與

$\frac{\partial f}{\partial S} < 0$ 同時出現。因為 $\frac{\partial Q}{\partial S} = \frac{\partial q}{\partial S} + \frac{\partial f}{\partial S}$ ，可知 $\frac{\partial d}{\partial S}$ 之值大於 $\frac{\partial f}{\partial S}$ 。在槽線之東脊線之西的區域為輻散，可以同樣討論之。一般而論，在 LVND 之上，

$\frac{\partial Q}{\partial S}$ 與 $\frac{\partial q}{\partial S}$ 的符號相同，在 LVND 之下，速度輻散與速度輻合的分佈與此相反 (見圖 21)，亦即表示 $\frac{\partial Q}{\partial S}$ 與 $\frac{\partial f}{\partial S}$ 同樣，而與 $\frac{\partial q}{\partial S}$ 有異號。

再者，如切變項不計，旋率的自然坐標表示法為 $q = KV$ ，則在槽線與脊線之間 $V \frac{\partial q}{\partial S}$ 的平均值為

$$V \frac{\partial q}{\partial S} = \frac{V}{S} [KV - (-KV)] = \frac{2KV^2}{S}$$

此處 K 為在槽線與脊線上氣流線的曲率，S 為槽線與脊線間沿氣流線的弧長。由此可知相對旋率的變化與 V^2 成正比，而緯度項 $V \frac{\partial f}{\partial S}$ 乃與 V 成正比。因此在 300mb 強大的風速下，曲率項佔優勢，所以 (94) 式可寫為

$$\vec{\nabla}_P \cdot \vec{V} = -\frac{V}{Q} \frac{\partial q}{\partial S} \dots\dots\dots (95)$$

(ii) 具有水平風切變化的波狀等高線

將 (95) 式應用於圖23的模式中，此模式稱為氣流線等風速線模式 (Streamline-isotach Mode)，

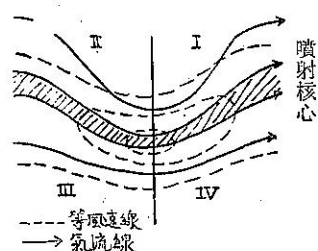


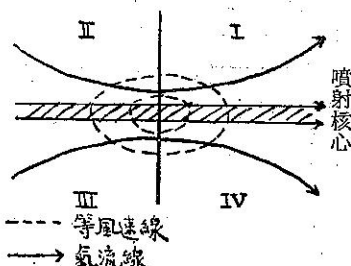
圖23：最大等風速線與長波槽重合

最大風速位於長波槽中，Riehl 等指出此情形常出現在當短波槽通過長波槽的時候。300mb上通常空氣質點很快的運動通過長波槽，即屬於此種

模式。此處的討論因需考慮風切，稍具繁複。按第 9 節的討論，風切在噴射軸之北為正，之南為負，在槽線處為最大。

在II區 $\frac{\partial q}{\partial S}$ 為正且為最大，因為旋率的曲率項與切變項隨風的進行而俱增。同理，I區中 $\frac{\partial q}{\partial S}$ 有最大負值。另一方面，在III區與IV區中，旋率的曲率項與切變項的符號相反。

。因此由(95)式知，在I區有最大的等壓輻散，II區有最大的等壓輻合。在III與IV兩區中各有較小的輻合與輻散。



同樣理由可應 圖24：氣流線等風速線模式用於其他的氣流線等風速線模式中，舉例言之：在圖24中，I，III兩區出現等壓輻散，II IV兩區出現等壓輻合。

24. Sutcliffe's 發展問題

如果通過等壓面的垂直平流忽去不計，(44)式可改寫為

$$\frac{D}{Dt}(q_p + f) = -f \vec{\nabla}_p \cdot \vec{V} - q_p \vec{\nabla}_p \cdot \vec{V} - \frac{\partial \omega}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial p} + \frac{\partial \omega}{\partial y} \frac{\partial u}{\partial p} \dots (96)$$

此處 $\frac{D}{Dt}$ 為沿等壓面上軌跡線的變化率算子。Sutcliffe指出在對流層的底部最大氣壓變化區域， $-q_p \vec{\nabla}_p \cdot \vec{V}$ 一項大部被旋管項所抵消。因此，(96)式中略去此二項，且將 $\frac{D}{Dt}$ 展開，得

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p (q + f) = -f \vec{\nabla}_p \cdot \vec{V} \dots (97)$$

上式中 q 的下標 p 已予略去，依照 Sutcliffe 的研究，(97)式表(96)式的近似值較之(45)式所表者更為良佳。此方程式可應用於 500mb 與 1000mb 兩氣層上，將此結果相減得出輻散差(亦稱相對輻散)。

$$f(\vec{\nabla}_p \cdot \vec{V} - \vec{\nabla}_p \cdot \vec{V}_0) = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla}_p (q + f) + \vec{V}_0 \cdot \vec{\nabla}_p (q_0 + f) - \frac{\partial}{\partial t} (q - q_0) \dots (98)$$

由等壓面上的地轉式旋率

$$q = -\frac{g}{f} \vec{\nabla}_p^2 Z, \quad q_0 = -\frac{g}{f} \vec{\nabla}_p^2 Z_0$$

(98)式右端末項變為

$$-\frac{\partial}{\partial t} (q - q_0) = -\frac{g}{f} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla}_p^2 Z - \vec{\nabla}_p^2 Z_0) = -\frac{g}{f} \vec{\nabla}_p^2 \frac{\partial h}{\partial t} \dots (99)$$

此處 $h = Z - Z_0$ ，為 1000mb 至 500mb 間的厚度(Thickness)。

再者，靜力方程式與狀態方程式合併積分，可得厚度

$$h = -\frac{R}{g} \int_{500}^{1000} T \ln p \dots (100)$$

上式對 t 取導式

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{R}{g} \int_{500}^{1000} \frac{\partial T}{\partial t} \ln p \dots (101)$$

因 $\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{dT}{dt} - u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{dp}{dt} \frac{\partial T}{\partial p}$ 與熱力學第一定律

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{C_p} \frac{dq}{dt} + \frac{\gamma}{g\rho} \frac{dp}{dt}$$

故(101)式為

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & -\frac{R}{g} \int_{500}^{1000} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) \ln p \\ & + \frac{R}{g} \int_{500}^{1000} \left(\frac{\gamma}{g\rho} - \frac{\partial T}{\partial p} \right) \frac{dp}{dt} \ln p \\ & + \frac{R}{g} \int_{500}^{1000} \frac{1}{C_p} \frac{dq}{dt} \ln p \dots (102) \end{aligned}$$

上式右端第一項稱為平流項(Advection Term)，第二項為動力項(Dynamical Term)，第三項為非絕熱項(Nonadiabatic Term)，(102)式取近似值，假定厚度的變化僅由溫度場的地轉平流而起，則

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{R}{g} \int_{500}^{1000} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) \ln p$$

設氣層間的平均風速為地轉風，再用(100)式的關係，上式為

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\vec{\nabla}_g \cdot \vec{\nabla}_p h = -\vec{\nabla}_g \cdot \vec{\nabla}_p h$$

此處 $\vec{\nabla}_g$ 為此氣層間的平均地轉風， $\vec{\nabla}_p$ 為上層的地轉風。故(99)式為

$$-\frac{\partial}{\partial t} (q - q_0) = -\frac{g}{f} \vec{\nabla}_p^2 (\vec{\nabla}_g \cdot \vec{\nabla}_p h)$$

因為 $\vec{\nabla}_p = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y}$ ， $\vec{\nabla}_g = \vec{i} u_g + \vec{j} v_g$ 及熱風分速

$$u_T = -\frac{g}{f} \frac{\partial h}{\partial y}, \quad v_T = -\frac{g}{f} \frac{\partial h}{\partial x},$$

故上式

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t} (q - q_0) = & -\frac{g}{f} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \\ & \left(u_g \frac{\partial h}{\partial x} + v_g \frac{\partial h}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \\ & \left(u_g v_T - v_g u_T \right) \\ = & u_g \frac{\partial^2 v_T}{\partial x^2} + v_T \frac{\partial^2 u_g}{\partial x^2} + u_g \frac{\partial^2 v_T}{\partial y^2} \\ & + v_T \frac{\partial^2 u_g}{\partial y^2} - v_g \frac{\partial^2 u_T}{\partial x^2} - u_T \frac{\partial^2 v_g}{\partial x^2} \\ & - v_g \frac{\partial^2 u_T}{\partial y^2} - u_T \frac{\partial^2 v_g}{\partial y^2} \end{aligned}$$

氣層中，水平輻散較為微小，故可設

$$\frac{\partial u_g}{\partial x} + \frac{\partial v_g}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial u_T}{\partial x} + \frac{\partial v_T}{\partial y} = 0$$

由是上式為

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t}(q - q_0) &= u_g \frac{\partial^2 v_T}{\partial x^2} - v_T \frac{\partial^2 v_g}{\partial x \partial y} \\ &\quad - u_g \frac{\partial^2 u_T}{\partial x \partial y} + v_T \frac{\partial^2 u_g}{\partial y^2} + v_g \frac{\partial^2 v_T}{\partial x \partial y} \\ &\quad - u_T \frac{\partial^2 v_g}{\partial x^2} - v_g \frac{\partial^2 u_T}{\partial y^2} + u_T \frac{\partial^2 u_g}{\partial x \partial y} \\ &= \left(u_g \frac{\partial}{\partial x} + v_g \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(-\frac{\partial v_T}{\partial x} - \frac{\partial u_T}{\partial y} \right) \\ &\quad - \left(u_T \frac{\partial}{\partial x} + v_T \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v_g}{\partial x} - \frac{\partial u_g}{\partial y} \right) \\ &= \vec{V}_g \cdot \nabla_P q_T - \vec{V}_T \cdot \nabla_P q_g \end{aligned}$$

令 $\vec{V}_g = \vec{V}_0$, $q_g = q_0$, 各代表下層的地轉風與旋率。

再因熱風 $\vec{V}_T = \vec{V} - \vec{V}_0$, 熱風旋率 $q_T = q - q_0$ 。故

$$\begin{aligned} -\frac{\partial}{\partial t}(q - q_0) &= \vec{V}_0 \cdot \nabla_P q_T - \vec{V}_T \cdot \nabla_P q_0 \\ &= (\vec{V} - \vec{V}_T) \cdot \nabla_P q - \vec{V}_0 \cdot \nabla_P q_0 \\ &\quad - \vec{V}_T \cdot \nabla_P q_0 = \vec{V} \cdot \nabla_P q - \vec{V}_0 \cdot \nabla_P q_0 \\ &\quad - \vec{V}_T \cdot \nabla_P (q + q_0) \end{aligned}$$

上式代入(98)式內，且視方程式右端中 $\vec{V}$ 與 $\vec{V}_0$ 為地轉風，得

$$\begin{aligned} \nabla_P \cdot (\vec{V} - \vec{V}_0) &= -\frac{1}{f} \vec{V}_T \cdot \nabla_P (q + q_0 + f) \\ &= -\frac{1}{f} V_T \frac{\partial}{\partial S} (q + q_0 + f) \dots \dots \dots (103) \end{aligned}$$

此處 $\vec{V}_T = \vec{V}_g - \vec{V}_0$ 為 1000mb 至 500mb 氣層間的熱風， S 為與熱風同向沿着厚度線的弧長。

其次，令 $q = q_0 + q_T$ ，此處 $q_T = \frac{g}{f} \nabla_P^2 h$ ，稱為熱風旋率，因此 (103) 式可寫為

$$\begin{aligned} \nabla_P \cdot (\vec{V} - \vec{V}_0) &= -\frac{2}{f} V_T \frac{\partial q_0}{\partial S} \\ &\quad - \frac{V_T}{f} \frac{\partial q_T}{\partial S} - \frac{V_T}{f} \frac{\partial f}{\partial S} \dots \dots \dots (104) \end{aligned}$$

上式右端第一項稱為熱導項，第二項為熱旋效應，第三項為緯度效應。

若將上式的結果應用在 1000mb 至 500mb 的氣層上，在 500mb 層上 $\nabla_P \cdot \vec{V} = 0$ ，因此 $\nabla_P \cdot (\vec{V} - \vec{V}_0) = -\nabla_P \cdot \vec{V}_0$ ，即謂相對輻散就是低層的輻合。在多數氣旋形成的情形中，此可指示高層為輻散。更有進者，低層輻合促使形成氣旋式的旋率，因此 (104) 式可用為指出氣旋的發展。此種情形可同樣應用在反氣旋的形成上。

(104) 式右端諸項逐次討論於下：

(i) 熱導項 (Thermal Steering Term) 地面氣旋 (反氣旋) 通常是最大 (最小) 相對旋率 q_0 之處，在 q_0 極大或極小之處， $\frac{\partial q_0}{\partial S} = 0$ ，此項消失。然而，氣旋的前方，通常熱風吹向 q_0 的降低值處 (Decreasing Values)，故有相對輻散。氣旋的後方，熱導項使之為相對輻合。因此氣壓系統係沿着厚度線而進行，特別在早期此種系統尚在形成之時為最顯著。

(ii) 熱旋效應 (Thermal-Vorticity Effect) 此項的形式與 (95) 式相似。可與 23 節同樣分析討論之：當在氣旋時，通常驅使冷空氣在其西邊，暖空氣在其東邊，因此在等溫場中的槽脊型式的發展與圖 23 所示者相同。如果圖 23 上的等高線以 1000mb 至 500mb 間的厚度線代之，I 區相當於沿着熱風進行的溫度旋率 (Thermal Vorticity) 的最大降低處，因為熱旋效應，此區為最大輻散區。因此造成一溫度槽 (Thermal Trough) 的前部，適合於氣旋的發展。同樣，II 區因為熱旋效應為最大輻合的區域。

(iii) 第三項代表溫度旋率變化型式 (見 23 節) 中的緯度效應，與第二項的符號相反，但在加強系統的情況下，其大小較第二項為小，故不予討論。

參 考 文 獻

1. 嚴夢輝：渦率觀念及其在天氣學上之推廣應用 氣象學報四卷一期 (47 年 3 月)
2. 廖學鑑：厚度圖對於天氣分析和預報之應用。氣象學報五卷四期 (48 年 12 月)
3. 韋燕禧：水平輻散及其與等壓線型式的關係。氣象學報七卷二期 (50 年 6 月)
4. 嚴夢輝：高空預報學，空軍訓練司令部出版 (44 年 9 月)
5. Holmboe, Forsythe, Guistin: Dynamic Meteorology (1945) pp295-336
6. Haltiner, Martin: Dynamical and Physical Meteorology (1957) pp 342-365
7. S. Petterssen: Weather Analysis and Forecasting Volume I (1956) pp123-137
8. H. Riehl: Tropical Meteorology (1954) pp 193-209
9. Hewson, Longley: Meteorology Theoretical and Applied (1944) pp 135-139
10. H. Panofsky: Introduction to Dynamical Meteorology (1956) pp108-124
11. W. J. Sancier: Principles of Meteorological Analysis (1955) pp340-349



中緯度地方農業季節的區分

王仁煜著
方冠英譯

這是一篇把天文季節區分為自然農業季節的研究。係以各類作物在一週中對於每日最高最低氣溫的反應作為分類的標準。

經常紀錄的氣象因子很多，但每日觀測的通常祇有兩項，即日雨量及其最高最低氣溫具有地理的分佈密度，足供特殊氣候研究之用。中緯度地方尤其潤濕地帶，季節性的變換，氣溫遠較雨量為顯著。所以以每日最高最低氣溫的百分頻率來闡說季節的變化是較為合理的。

前人研究

許多法則和途徑曾經被採用來區分世界氣候型，但被接受的却祇有少數的幾種。如柯本(W. Köppen)氏於一九一八年所公佈的途徑和桑威(C. W. Thornthwaite)於一九三一年所公佈及於一九四八年加以修正的分類法，曾贏得廣泛的支持。桑柯二氏都是根據年月來區分氣候型的。再說，不照傳統的天文四季而採用其他方法的則僅能獲得極少數人們的贊同。氣候學家們幾乎均一致認為現行的四季劃分法，特別在中緯度地區是有欠適宜的。

意大利人伊及(G. Azzi)氏於一九一四年即應用物候現象改訂季節時間表。安格(Angots)氏曾以平均氣溫的日數詳細劃分法國的冬令及夏令。亞施特(Alciator)氏以每日最高最低氣溫的平均值區分美國各地的夏季狀況，同時並按日氣溫與相對濕度的特性解釋各處夏令的情形。饒門(Newman)氏因致力尋找印度冬季不同霜期的真正生長季節，以日平均

氣溫的頻率釐訂收穫季節。他把氣溫經常位 32°F 以下的時日定為冬季。依結水時期的降臨區分春季為早春和晚春。指明晚春為無霜期。並依同樣方法劃分秋季，但採用相反的方式。而夏季則被定為是屬於日平均氣溫在 68°F 以上的季節。

近年來研究每日、每週、每月氣溫頻率的頗不乏人，用於研究春秋的霜期尤為可靠。在冬夏時期的氣溫極端值亦曾被加以研究採用。是項研究乃試圖以特有方式對某一特殊區域釐訂氣候或天氣的危險期之用。

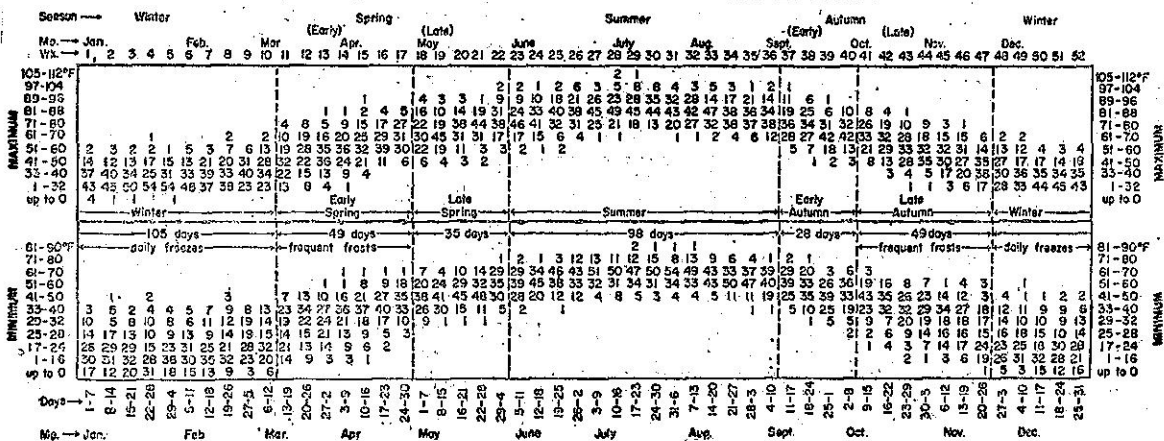
資料整理

應用美國氣象局分佈在威斯康辛州特選的十二觀測站的每日最高最低氣溫的紀錄，這些站的選擇端視其是否為主要農業區域而定。考查此十二站自1925至1949年二十五年間的紀錄，為方便計並以電動機計算其百分率。

從每日最高最低氣溫紀錄卡上，把週百分值編成若干等級，並依華氏表分為若干度。最低溫度分為0, 16, 24, 28, 32, 40, 50, 60, 70, 80, 90; 把最高溫度分為0, 32, 40, 50, 60, 70, 80, 88, 96, 104, 112等多級。將一週的日平均分佈分配在每一分度或低於其分度上。例如某地某一時期的百分率一週間日最高氣溫頻率分佈高於88°F而低於96°F的可能等。

一種氣候曆曾經訂定供此研究之用。在此曆表上，除第八週(在二月十九至廿六日)為八天外，常年平分為五十二週。閏年在第九週或二月廿七至三月五日間另有一個八天的星期。茲將每五十二星期所出現的上述各種溫度百分率訂成附圖(1)如次：

圖1：威斯康辛州 Beloit 1925 至 1949 氣溫週出現頻率



植物致死和適應的極限對於許多作物都能適用。季節氣溫的極限及季節性的氣溫分級以日氣溫分配狀況決定之。從這日氣溫的頻率可明瞭作物的反應。以此觀念為出發點，可在上項所謂最高及最低氣溫的分界點方面，即從已知的數種致死及適宜的作物反應上，找到非常精確的危險溫度。明乎一般作物此一氣溫關係後，次一步驟如表一所示，再把氣候曆分為足以代表各種植物反應的若干節氣，這種將曆年分為熟知的作物感應時期的曆法，吾人稱之為農業氣象季節。每一季節的曆日和晝長如表一所示者為威州十二站的紀錄。此季節依下列原則而區分：

1. 冬季：農作物入休眠狀態，20%以上的日最低氣溫位 16°F 或 16°F 以下。
2. 早春：冬季多年生作物如牧草等開始生長；冬季一年生作物如春燕麥開始種植。於最低氣溫位 16°F 或低於 16°F 佔20%或不及20%為始期，以日最低氣溫位 32°F 或 32°F 以下佔10%或少於10%時為終期。
3. 晚春：溫季作物如甜玉米業已種植，冬季作物生長迅速；於日最低溫位 32°F 或 32°F 以下不及10%時為始期，以日最低溫在 32°F 或低於 32°F 佔40%或40%以下時為終期。
4. 夏季：暖季作物如大豆等呈生長迅速，冬季一年生作物如穀類作物業已收穫。當 40°F 以下之最低氣溫少於5%或日最高氣溫在 70°F 以下佔20%時為夏。
5. 早秋：冬季作物如冬小麥業已種植，夏季作物如甜玉米迅趨成熟時，亦即以日最高氣溫位 70°F 或 70°F 以下超過20%時為始期，以日最低氣溫位 32°F 或 32°F 以下多於10%時為終期。
6. 晚秋：冬季作物如冬小麥處生長迅速時期。暖季作物如大豆等業已收穫。以日最低氣溫位 32°F 或 32°F 以下多於10%時為始期，以日最低氣溫位 16°F 或 16°F 以下多於20%時為終期。

後果和討論

威斯康辛州 Beloit 地方之最高及最低氣溫每週出現之百分率舉例列如圖1：

一般氣溫年變化均包羅在這些日最高最低週頻率大勢中。尤值得一提是在春秋過度時期與週間的變化很大，最高最低間的差異在早春和晚秋也有很大的變動，而在冬夏時期，其週百分率經常維持數週不變

表一：威斯康辛州十二測站每一農業季節的日數
(自1925~1940年週百分率)

Station	Length of Agricultural Seasons, Days						Frost-free Season, Days	
	Winter	Spring		Summer	Autumn		Frost-free*	Aver. value
		Early	Late		Early	Late		
Ashland	133	70	28	56	28	49	91	120
Beloit	105	49	35	98	28	49	147	163
Eau Claire	126	63	21	70	28	56	112	148
El Dorado	119	56	35	70	21	63	126	148
Green Bay	112	63	21	91	14	63	133	153
Hancock	133	70	14	70	21	56	112	131
Hillsboro	133	63	14	77	21	56	112	144
La Crosse	112	56	28	77	28	63	133	164
Madison	119	42	42	91	28	42	133	172
Medford	133	56	28	77	21	56	112	131
Milwaukee	91	56	35	77	35	42	147	186
Spooner	133	56	28	63	28	56	105	130

* Frost-free period in days for all years used in study.

。這在秋季的後數週及春季的前數週來說尤其可靠。

圖1可說明如次，例如在第十週（三月六日至十二日）30%年份其日最高氣溫位 32°F 或低於 32°F ，但在 0°F 以上。同時50%年份在八月裡（第31週）其日最低溫為 70°F 或 70°F 以下，但在 60°F 以上。

表一六個農業季節的日數採用威州十二測站的紀錄。在紀錄上可看出站與站間的在農業季節上的差異，這差異的產生，有幾種可能的解釋，諸如地形，土壤溫度性質及海洋影響等。但必須記住的這些季節的闡釋的結果主要係以每週最高最低的極端值為根據。由於最低氣溫容易受地方特殊微氣候的影響，這些季節的分析自然產生很大地方性的差異。因此從表一觀察，季節長短的變化，在數日或數週之間，甚且在相距不遠的兩地亦可看出。另一方面每年的日最高氣溫有超過一般最低氣溫的趨勢。這傾向在春秋季節變換時期尤為明顯。原因是日氣溫最高值受每日天氣型的影響較甚。因此一個區域的微氣候所反映的和一個日最低溫讀數所反映的局部地方的微氣候頗為相似。

其他地區這些不同的農業氣象季節的轉換多少也有一致的類型，例如威州的Spooner地方冬天長133天，但在Beloit地方僅有105天。以同樣方法找出在印第安那州南部有些地方的冬天僅有42天。如引同樣的區分法在南部沿海區域應用，冬天已不存在。因此那些地區的冬季作物在所謂冬季休眠期中都能夠生長。北部高緯度地方，夏天也同樣不復存在。如氣溫寒冷而且暖期短暫得不能在耕作制度上種植暖作物時，農業季節上的夏季已不存在。在中緯度大陸性地區的嚴冬和炎夏的季節變換概念就本文來說仍是一致的。

廣泛的說，春秋季節的轉變也有它一定的類型。海洋影響有延長春秋季節的傾向。諸如表（一）表示在Ashland及Superior有個寒冷的湖岸，在Green Bay沿密支根湖有溫暖的邊緣等都是好例子

，尤其是 Ashland 地方的早春時期，寒冷的湖水使春季因之延長。而在 Green Bay 溫暖的湖水也有延長晚秋季節的趨勢。

從研究南 印地安那 (South Indiana) 氣候變化顯示冬季是短暫的，但晚秋和早春却很長。冬季休眠期縮短，到低緯度地方終於消失。晚秋和早春的特點為經常降霜歸入冬季中。在這種氣候型下某種冬季作物又能繼續生長，因此可消去冬休眠期。另一方面在靠北地區，由於暖作物稀少，炎夏已不存在，晚春和早秋之界限亦不明顯，因之在高緯度和低緯度地區的農業季節便鮮能存在。

當所有植物包括一年生及多年生作物都進入休眠狀態停止生長時，可定為冬季。就非耐寒作物說，當這些植物枯萎時，係指最低氣溫接近或略低於 32°F 而言。就耐寒一年生及多年生作物說，休眠期前氣溫大都低降。當日氣溫一致降到 16°F 時，可以說所有的作物均已進入休眠期。因此結冰成為冬季的界限。

當越冬作物恢復新的生機而日最高及最低氣溫趨回升時春季即告開始。進一步研究，此春季過渡時期顯示作物對於兩者日溫之間差異變化的反應，主要在於有無冰點溫度的到臨，這兩個小季節係特指早春和晚春而言。

早春為結冰和溶冰的時期，乃指日最低氣溫高於 16°F 及日最高氣溫高於 32°F 的時期而言。晚春指降霜和結冰的溫度大都消逝日最低氣溫在 28 至 50°F。最高氣溫徘徊在 50 至 80°F 之間而言。在早春時期越冬耐寒作物顯然在生長，冬穀物的生長就是個好例子。晚春時這些耐寒作物進入迅速的發育和生長期，因此其成熟時期的接近就是夏季的伊始。同時在這時期夏季一年生作物在播種，暖季早期生長的作物亦已開始。

當暖作物一年生或多年生的進入迅速生長發育階段。達到成熟或接近成熟而氣溫尚較夏季普遍為低前，可別為中緯度地方的夏季。因為真正暖季作物的迅速生長和發育，日最低溫須維持 40°F，日最高氣溫須在 70°F 以上。甜玉米假如最低溫能維持高於 60°F 的紀錄，最低溫在 80°F 以上，有很好的收穫。而夏天此一季節，則於最低溫低於 40°F，但高於 32°F，日最高氣溫經常低於 70°F 時，宣告終止。

夏季像冬季一樣緊跟着是秋的轉換季節。茲依其對於作物的反應狀況別為兩個亞季節。早秋以夜間寒冷為伊始，但本質上仍為無霜期。日最高氣溫一致較夏季為低，但尚未臨到相同最低溫的標準。在此季節日最

低溫徘徊在 32~50°F 之間，越冬一年生及多年生作物業已播種。同時寒季青草已從夏休眠中恢復生機。因此在中緯度潤濕地區在這早秋之時期放牧者應觀察利用此一生機。

秋天的次一季節是晚秋，應從嚴霜開始，這霜期為區域裡所有不耐寒作物全部枯死的一個時期，是時的氣溫應低於冰點在 2 至 4°F 之間，此記錄應讀自離地 5~6 呎的標準百葉箱。晚秋的最高氣溫通常在 70°F 以下，這季節於寒冬休眠期降臨前終止。

上述季節完全以特定地區的每日最高及最低氣溫頻率為依據，以夜間對日間的氣溫為着眼點，日平均氣溫不予考慮，以避免可能的平均誤差。

有的人也許要問，何以農業季節的區分不採用有效的溫度關係，一般認為溫度的年及季節的變化主要在於決定地理上的農業生產或某一局部地區的莊稼，就整個氣候型的全球分佈觀點看，（尤其在中緯度及高緯度地帶）溫度自應屈居次要。當然雨量統計可以本文的溫度體系為根據來定其農業季節的；但不在本文討論之列。

這裡附帶要提醒的是本文所述的氣溫界限及農業季節主要係就威斯康辛州而設計。這區分可供氣溫狀況及耕作性質相似的地區參考採用。氣候及耕作方法懸殊的地區也許需要引用另一不同的氣溫界限來改訂其農業氣象的季節的。最後筆者盼能指出，凡本文所採用的方法在其他中緯度地區亦同樣有效。

本文提要

本文所訂的用於農業季節時序表，當較常用的天文季節為準確，是項農業季節之訂定，係以下列各點為依據：

1. 豐收和歉收對於氣溫高低的反應被用於區分季節性的日曆表上。
2. 季節性的區分以平均最高最低氣溫為根據，避免落入使用氣溫平均值的巢臼。
3. 最低氣溫反映出一地微氣候的狀況，因之亦足以反映此地與彼地之間所存在的變化。
4. 最高氣溫受每日天氣型的影響最深，故亦能反映出一地的微氣候。

本文所述的六個農業季節限於中緯度地區使用，顯示植物生長的反應，農作制度及土地的利用情形。其季節時間表亦係觀察自各種不同的農業制度。

參考文獻

1. Alciatore, H. F. (1915): Classification of American summers. Monthly Weather Review, 43:400-402.
2. Angots, Alfred. (Translated by Miss R. E. Edwards.) (1914): Classification of summers and winters. Monthly Weather Review, 42:625-629.
3. Azzi, G. (1914): The phenological seasons in Italy. Rivista Meteorica Agraria, An. 35, No. 14, Rome.
4. Hartshorne, R. (1938): Six standard seasons of the year. Annals of the Assoc. of Am. Geographers, 28: 165-178.
5. Jefferson, M. (1938): Standard seasons. Annals of the Assoc. of Am. Geographers, 28:1-12.
6. Köppen, W. (1923): Die Klimate der Erde. Walter De Gruyter Co., Berlin.
7. Newman, J. E. (1956): Some characteristics of southern Indiana climate. Purdue University Agr. Exp. Sta. Agronomy Memo #133, May.
8. Thorntwaite, C. W. (1948): An approach toward a rational classification of climate. Geographic Review, Vol. 38, 55-94.
9. _____. (1931): The climates of North America according to a new classification. Geographic Review, Vol. 21, 633-655.
10. Wang, J. Y., and Suomi, V. E. (1958): The Phyto-climate of Wisconsin, Temperature: Normals and hazards. Res Report No. 2, University of Wisconsin Agr. Exp. Sta.

原文題目: Defining Agricultural Seasons in the Middle Latitudes.

原文刊載: Agronomy Journal Vol. 51: 579-582, 1959.

氣象學報訂購辦法

- 一、本學報以促進中國氣象學術之研究為目的。
- 二、個人如欲訂購，可報請服務之單位，備文證明，連同價款，逕寄本社，或利用各地郵局，將書款存入臺灣郵政第2797號劃撥儲金本所專戶，當按址寄送所需之學報。
- 三、本學報本期暫收成本費新臺幣壹拾元，郵票十足通用。

氣象學報徵稿啓事

本學報長期徵收稿件，歡迎各方踴躍惠稿，惟為配合出版時期起見，惠稿最好於二、五、八、十一等月月中以前寄達，以便及時刊載，而免積壓，敬請惠稿諸先生注意。

臺灣省雜誌協會會員
內政部登記證內警臺誌字第五一號

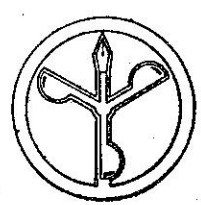
發行人：鄭
社長：鄭
電話：二

二
八子子
四

○政政

主編者：臺灣省氣象所氣象學報社
地址：台北市公園路六十四號
電話：二四一四

印刷者：文英印書
地址：台北市三水
電話：三四七二



九中
月華
三民
十國
日五
出十
版年

氣象學報季刊

七 卷 三 期

METEOROLOGICAL BULLETIN

Volume 7

September 1961

Number 3

KENNETH T. C. CHENG

*El problema de la contaminación de la
atmósfera y el resultado de las
observaciones sobre la llovizna
atomica en Taiwan*.....(1)

LIAO SHYUE-YIH, HSU CHIN-HUAI

*On Estimating the Possible Maximum
Precipitation over the Drainage
Basin of Tanshui River*(6)

YEUCH-NGO CHANG

The Climate of Taipei(15)

YEN-SHI WEI

*A Brief Discussion on the Application
of Vorticities in Meteorology*(25)

臺灣省氣象所主編

PUBLISHED QUARTERLY BY

TAIWAN WEATHER BUREAU

64 PARK ROAD, TAIPEI, TAIWAN, CHINA