

Journal of Far East University

遠東學報

第三十四卷 第三期



VOL.34 .NO.3

遠東學報第三十四卷第三期目錄

- | | | |
|--------------------------------------|------------|---------|
| 直立圓柱面上具電導性相變化液膜之磁液動
穩定性分析 | pp.127~138 | 鄭博仁 |
| 毛奇齡《易》學淵源——兼論毛奇齡、朱彝
尊、胡渭之《易》學流衍關係 | pp.139~146 | 康全誠 |
| 大客車座艙空調溫度數值分析之研究 | pp.147~156 | 哈冀連 許裕哲 |

直立圓柱面上具電導性相變化液膜之磁液動穩定性分析

Hydromagnetic stability analysis of a thin electrically conducting fluid film with phase change flowing down a vertical cylinder

鄭博仁 遠東科技大學機械工程系教授

摘 要

物體處於蒸汽中，接觸面溫度低(高)於飽和凝結溫度時，會在接觸面上形成薄膜凝結(蒸發)流，易於形成波動、流紋或其他一些交互作用的現象，此薄膜表面傳遞的波，將增加交界面的質傳與熱傳轉移效應。符合實際情況，流動期間由於顯著蒸發或蒸汽冷凝的發生，相變化的影響亦需考量，因此需以標準連體力學的方法將質傳和熱傳特性的流變性質加入流場模型中，將對於評估流場之穩定效能應有重大幫助。近年來，外加磁場控制電導性流體之流場穩定性在物理與技術上已顯現它的重要性。受磁場作用下之流體，具有流動及電導或磁感的雙重特性，其流場運動型態呈現相當複雜現象，無論是流體動力學之納米爾-史托克斯方程式和磁動力學效應之馬克斯威爾方程式，必須考慮在磁液動中。本文利用長波微擾解所得到之廣義自由面運動方程式，探討磁液動力場作用於具相變化電導性液膜之表面波，各影響參數所表現的磁液動穩定性。結果指出凝結流(賈克布數 $\xi > 0$)比蒸發流(賈克布數 < 0)較具穩定作用，再者，增加漢特曼數，將使直立圓柱相變化液膜系統磁液動穩定性提高。

關鍵詞：表面波、漢特曼數、液動穩定性

Po-Jen Cheng, Professor, Depart. of Mechanic Engineering, Far East University

Abstract

The vapor condensates in the steam when the temperature of the contact surface is lower (higher) than the saturated temperature of steam. As a result, a condensate (evaporating) film flow is formed. It is easy to form waves, ripples, or some other time-dependent interactions of the phenomenon. The propagating waves at the film surface increase the interfacial transfers of mass and heat. The phase change effects are taken into consideration because a significant amount of evaporation or vapor condensation occurs during flow field, making the results more compatible with practical situations. All of the hydrodynamic effects, rheological properties of mass and heat transfer properties are incorporated into a flow model using standard approaches from continuum mechanics. This study will help to evaluate the performance of the flow stability. In recent years, a vast majority of studies on thin film flow problems of the electrically conducting fluids in a magnetic field are devoted to the stability analysis. The analysis of the effect of magnetic field in fluid flows has been active area of research because of its physical and technological importance. The rheological behavior of the interaction between the hydrodynamic film flow and the magnetic or electric field is an extremely complicated phenomenon. Both the Navier-Stokes equations of hydrodynamics and the Maxwell's equations of magnetic dynamic effects must be considered in MHD. The study investigates the hydromagnetic stability on surface waves of the thin electrically-conductive and gravity-driven liquid film flows with phase change under the effect of magnetohydrodynamic field using a long-wave perturbation method to solve for generalized nonlinear kinematic equations with free film interface. The results point out the flow stability is enhanced as the film condenses ($\xi > 0$), while the evaporating property ($\xi < 0$) has a destabilizing effect. Moreover, it is revealed that by increasing the Hartmann number tends to intensify the hydrodynamic stability as traveling down along the vertical cylinder.

Keywords: surfaces waves, Hartmann number, hydrodynamic stability

一、前言

薄膜流在機械工業及化學工業等工程上都有廣泛應用，如動力廠及冷凍空調設備中熱交換器之蒸發器及凝結器內工作流體流動之熱傳情形，雷射切削加工時，工作表面融熔金屬液膜的流動現象，表面塗層和照片上的薄膜製作過程，化工設備的吸收器及反應器之質傳效果等。應用在生物及醫學科學方面，如細胞藉由細胞膜的破裂過程進行癒合、合併與噬菌等作用及眼淚液膜的破裂機制等。一般而言，不穩定的條件對流動本身的平衡會產生不良影響，如表面塗層因波動產生不均勻成長率，使製品失去美的色彩、光澤或觸感，並使水、濕氣易於侵入，產生變形、生鏽、沾污及耐不住油、藥品、衝擊、摩擦等侵害，影響塗層程序設計及塗層材料選擇。有時亦會產生正面作用，如吸收器上之質量傳送或熱交換器熱傳的增加，提高其效率。此外液體穩定性分析在半導體製程上亦成為一個非常重要的考量，薄膜是晶圓製造中主要的製造步驟，尤其在晶圓的製程上涉及薄膜需均勻成長，一旦忽視此因素，可能造成產品的瑕疵，間接影響成本。就流場觀察而言，黏性流體流動有平滑規則層狀運動的層流和無規則散亂混合運動的紊流兩種主要型態的運動。層流存在於較低雷諾數之狀況，而當雷諾數變得很大時，紊流就會形成。換句話說，層流運動存在於低雷諾數時較為穩定，此時外來的干擾會被黏性作用所消散，若雷諾數變大時，黏性作用無法完全消散外來的干擾，而部分的干擾則會改變層流的運動型態，若是雷諾數繼續變得更大，則整個流動的型態趨向於紊流運動，此時系統處於不穩定狀態。Yih [1]推導液表薄膜系統干擾的波動方程式，以此作線性分析長波的不穩定性，發現斜板面上薄膜流穩定性的特色為：(1)長波較短波不穩定；(2)斜角愈大薄膜流愈不穩定；(3)垂直面上薄膜流的臨界雷諾數為零；(4)表面張力愈大系統愈穩定；(5)不穩定長波的波速大約為薄膜流自由表面流速

的兩倍。

薄膜流體系統中有流體分子內聚形成的表面張力，有密度改變所產生的浮力、有因電磁感應之電磁流體動力，受地球引力影響之重力，其他如流場體系統處於旋轉運動狀態下，離心力與科氏力均視為外力。表面張力阻止表面積增加，具有穩定效果，浮力與離心力造成擾動能量增加為不穩定因素，磁場能阻止導電流體穿越磁力線運動形成反向力，為穩定因子。一般而言，不穩定性是由於流體的外力、慣性力與黏滯應力平衡受到了某些擾動現象後所造成。黏滯性效應可以消散擾動的能量，在穩定流場上扮演重要角色，假如黏滯性足夠大，任何有界流動均處於穩定狀態。同樣的，熱傳導係數代表原子熱擴散與黏滯係數代表原子動量擴散具有相似的效果，可以使溫度的擾動消散，具有穩定的效果。

關於相變化流體系統，凝結(蒸發)熱傳觀念已被廣泛地應用於各種行業，如餘熱發電、電子元件製程、發電、化工、製藥、太陽能系統、農業科技、供熱和空調系統、水回收工程和海水淡化過程等[2-4]。隨著電子元件逐漸朝高功能化、高速度化，電子元件的晶片尺寸逐漸朝輕薄短小化發展，因此電子構裝的密度越來越高，散熱問題亦越來越困難及重要，相變化熱傳是一個非常有用的散熱方式。一般被動元件多為厚膜製程，但隨著元件體積縮小趨勢，薄膜製程也被用於製造微型化的被動元件，如晶片電阻及電感。PVD 物理汽相沉積(Physical Vapor Deposition)，藉著加熱或濺射步驟將固相材料汽化，使蒸汽在基材表面凝結形成固態薄膜。Hung 等[5]研究直立圓柱上具凝結相變化效應薄膜流體之穩定性，結果顯示在指定參數範圍內，存在超臨界穩定性與亞臨界不穩定性之狀態。Yih [6]首先建立凝結薄膜流統禦方程式，Marshall 及 Lee [7]、Spindler [8]研究凝結薄膜流穩定性，對於流體凝結特性對穩定性的影響皆有詳細討論。Chen 等 [9]分析旋轉直立內圓柱表面之凝結薄膜流之非線性穩

定性，其研究指出增加旋轉速度及加大圓柱半徑尺寸通常會使流場穩定。Chen 及 Lin [10]探討旋轉塗佈凝結流非線性穩定性，指出圓盤旋轉速度及半徑愈小，旋轉塗佈效果愈好，另外與[5-9]同樣指出凝結參數對穩定性有重大影響。黃[11]指出吸附式空調系統之微鰭板蒸發/冷凝器之凝結熱傳增強性能與鰭片形狀熱交換器及飽和溫度(壓力)有密切關係。胡[12]表示外部蒸汽流場作用下的紊流薄膜凝結熱傳效應，於高速蒸汽下之紊流薄膜凝結熱傳，具有比層流凝結更高的熱傳係數。另外，等長軸之水平橢圓管，由於受到外部高速蒸汽勢流的影響，減低橢圓的偏心率會提高熱傳係數。而具傾斜角度之斜圓管，在本文中亦可規劃出一最佳之(管長/管徑)比，以及最佳傾斜角度。

磁性流體力學主要研究電導性流體在電磁場中流動的現象，結合流體力學與電磁學的特性，廣泛應用於天文物理、太空飛行載具的離子推進器、高能粒子加速器、磁氣動力發電機、液體金屬流動的控制、非傳統加工和材料製程上等。在微機電製程上，Jang 和 Lee [13]應用勞倫茲力(Lorentz force)可控制微泵之運轉。Herdrich 等[14]以磁控技術改善電漿機之操作性能，使得具磁場效應之電導流體，其物理性及技術性之穩定性問題，已成為許多學者關注焦點。受磁場作用下之流體，具有流動及電導或磁感的雙重特性，其運動型態較無磁場影響的流場呈現不同現象。而外加磁場及因具導電流體流動而產生之誘導磁場相互感應，對於流動穩定性必定產生極大的影響。Chandrasekhar [15]於書中詳細描述磁液動穩定問題。Hsieh [16]研究磁場效應對斜板上電導性流體之線性穩定性影響，結果指出磁場具有穩定流場的效果。Busse 和 Clever [17]將磁場作用於水平板上受熱之流體，結果顯示，磁場效應可延遲渦旋的振盪不穩定性，且隨著磁場強度的增加，造成穩定渦旋的臨界參數範圍將隨之擴大。Shen 等[18]研究不同方向的磁場分量，對於斜板上電導性流體的弱非線性表面波，呈現不同的穩定效果，同

時指出在臨界雷諾數下二維波長之穩定區。Baumgartl 等[19]以實驗方法來探討磁場作用於電導性流體之效應，發現藉磁場可阻止不穩定狀態發生。Renardy 和 Sun [20]也指出磁場具延遲流動不穩定之效果。Tsai 等[21]及 Cheng 和 Lin [22, 23]以微小參數法探討磁場作用下直立平板凝結流、直立圓柱黏彈性及幕次律型薄膜流之穩定性，結果指出磁場效應可增加流動之穩定性。Eldabe 等[24]指出磁場在黏彈性普修葉流(Poiseuille flow)具穩定作用，在柯提流(Couette flow)則表現不穩定行為。Travnikov 等[25]發現沿著同心圓球軸向磁場，可增加流場穩定性。利用適當的外加磁場，所產生的磁性流體力能導致流變特性改變，因此合宜的控制磁場能增加系統的穩定性並得到最佳化情況。且應用磁場來穩定性統最主要有兩大優點。一是機械元件可以不直接和流體接觸；二是在科學技術上有關控制方面，磁場的應用是簡單且可行的。對於工業界實際應用，具相變化流體系統在工業應用技術上為一非常重要的課題。由於磁場大小、相變化效應及圓柱幾何外形在液動穩定性上扮演非常重要角色，本文的重點在於藉由線性穩定性之理論分析，以數值模擬結果，探討各影響參數對直立圓柱流體薄膜系統的穩定機制有何影響。

二、理論模型建立、推導與分析

磁性流體力學為研究電導性流體在磁場中之流動，其基本方程式是聯合了電磁場方程式和流體流動方程式，加以修正使它能包括流體運動和電磁場相互作用之效應，因此 Maxwell 方程式變成磁性流體力學之一部分。忽略電子密度，電磁場的統制方程式為：

$$\nabla \cdot \vec{B}^* = 0 \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D}^* = 0 \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{H}^* = \vec{J}^* \quad (3)$$

$$\nabla \times \vec{E}^* = -\frac{\partial \vec{B}^*}{\partial t^*} \quad (4)$$

其中 \vec{B}^* 為磁感應強度向量， \vec{D}^* 為電位移向量， \vec{H}^* 為磁場強度向量， \vec{J}^* 為電流密度向量及 \vec{E}^* 為電場強度向量，其相互關係分別為：

$$\vec{B}^* = \mu_e^* \vec{H}^* \quad (5)$$

$$\vec{D}^* = \varepsilon^* \vec{E}^* \quad (6)$$

$$\vec{J}^* = \sigma^* (\vec{E}^* + \vec{V}^* \times \vec{B}^*) \quad (7)$$

其中 μ_e^* 為磁導率， ε^* 為介電係數， \vec{V}^* 為速度向量及 σ^* 為介質之電導係數。綜合上述方程式，將 \vec{H}^* 由 \vec{B}^*/μ_e^* 取代，可得下列之磁感應方程式：

$$\frac{\partial \vec{B}^*}{\partial t^*} = \nabla \times (\vec{V}^* \times \vec{B}^*) + \frac{1}{\sigma^* \mu_e^*} \nabla^2 \vec{B}^* \quad (8)$$

在磁性流體力學中，動量方程式必須加以修正，必須把電磁力包含於其中，而電磁力為：

$$\vec{F}_m = \vec{J}^* \times \vec{B}^* = \sigma^* (\vec{E}^* + \vec{V}^* \times \vec{B}^*) \times \vec{B}^* \quad (9)$$

若無外加電場則電磁力可化簡成

$$\vec{F}_m = \vec{J}^* \times \vec{B}^* = \sigma^* (\vec{V}^* \times \vec{B}^*) \times \vec{B}^* \quad (10)$$

本文將探討一磁場作用下沿直立圓柱表面往下流動具電導性之相變化流體薄膜流，當流場在穩態平衡，受到一微小的干擾時，外加磁場、圓柱半徑及相變化所表現的穩定性。磁場作用下，圓柱上相變化流體薄膜之物理模型如圖 1 所示。採用圓柱座標系統，液體薄膜的氣液交界面位於 $r^* = R^* + h^*(t^*, z^*)$ 處，其中 r^* 是徑向座標， R^* 是圓柱半徑及 h^* 是液膜厚度，為縱軸向座標 z^* 與時間 t^* 的函數。採用圓柱座標 (r^*, θ^*, z^*) ，即速度場 $\vec{V}^* = u^* \vec{e}_r + v^* \vec{e}_\theta + w^* \vec{e}_z$ 。流體介質是可導電的牛頓系液體，且外加磁場方向與流動方向垂直，其強度均勻且為定值 ($B_r^* = B_0^*$)。液體薄膜之密度和黏滯性均遠大於氣體，因而忽略氣體效應，且具有定值之密度、黏度和表面張力。因薄膜厚度極小，忽略磁雷諾數 ($Re_m = \sigma^* \mu_e^* u_0^* h_0^* \approx 0$)，將磁力 \vec{F}_m^* 加入

Navier-Stokes 方程式即可得到磁性流體力學的動量方程式，液膜系統為不可壓縮性之三維軸對稱層流場，因此各物理量與角度變化無關。當固體表面溫度低(高)於周圍蒸汽之飽和溫度時，與蒸汽接觸的表面會凝結(蒸發)薄膜，此時需考慮熱傳效應及汽液之間相變化之影響，因此處理凝結(蒸發)薄膜流體系統之問題，統御方程式除了建構連續方程式及動量方程式外需再加入能量方程式之相關耦合問題。綜合上述，其統御方程式及對應之邊界條件如下：

連續方程式：

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial (r^* u^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = 0 \quad (11)$$

r^* 方向之動量方程式：

$$\rho^* \left(\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right) = \frac{1}{r^*} \frac{\partial (r^* \tau_{r^* r^*}^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial \tau_{z^* z^*}^*}{\partial z^*} - \frac{1}{r^*} \tau_{\theta^* \theta^*}^* \quad (12)$$

z^* 方向之動量方程式：

$$\rho^* \left(\frac{\partial w^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) = \frac{1}{r^*} \frac{\partial (r^* \tau_{r^* z^*}^*)}{\partial r^*} + \frac{\partial \tau_{z^* z^*}^*}{\partial z^*} + \rho^* g^* - \sigma^* B_0^{*2} w^* \quad (13)$$

能量方程式：

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial T^*}{\partial z^*} = \frac{k^*}{\rho^* C_p^*} \left(\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial T^*}{\partial r^*} \right) + \frac{\partial^2 T^*}{\partial z^{*2}} \right) \quad (14)$$

其中 ρ^* 是密度， p^* 是流動壓力， T^* 為流體溫度， g^* 為重力加速度、 μ^* 為動力黏滯係數、 C_p^* 為流體比熱、 k^* 為流體之熱傳導係數， τ_{ij}^* 為應力組成，各別應力組成表示如下：

$$\tau_{r^* r^*}^* = -p^* + 2\mu^* \left(\frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right) \quad (15)$$

$$\tau_{z^* z^*}^* = -p^* + 2\mu^* \left(\frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) \quad (16)$$

$$\tau_{r^* z^*}^* = \tau_{z^* r^*}^* = \mu^* \left(\frac{\partial u^*}{\partial z^*} + \frac{\partial w^*}{\partial r^*} \right) \quad (17)$$

$$\tau_{\theta^* \theta^*}^* = -p^* + 2\mu^* \left(\frac{u^*}{r^*} \right) \quad (18)$$

對應之邊界條件為：

在圓柱面上 ($r^* = R^*$) :

$$u^* = 0 \quad (19)$$

$$w^* = 0 \quad (20)$$

$$T^* = T_w^* \quad (21)$$

在自由面邊界上 ($y^* = R^* + h^*$) :

切線方向應力平衡狀態為 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial h^*}{\partial z^*} [1 + (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2]^{-1} (\tau_{r^*r^*} - \tau_{z^*z^*}) + [1 - (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2] \\ & [1 + (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2]^{-1} \tau_{r^*z^*} = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

法線方向應力平衡狀態為 :

$$\begin{aligned} & [1 + (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2]^{-1} [2\tau_{r^*z^*} \frac{\partial h^*}{\partial z^*} - \tau_{r^*r^*} - \tau_{z^*z^*} (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2] \\ & + S^* \{ \frac{\partial^2 h^*}{\partial z^{*2}} [1 + (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2]^{-3/2} - \frac{1}{r^*} [1 + (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2]^{-1/2} \} \\ & + \frac{k^{*2} (\zeta - 1)}{\rho^* \zeta h_{fg}^{*2}} [1 + (\frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2]^{-1} (\frac{\partial T^*}{\partial r^*} - \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \frac{\partial h^*}{\partial z^*})^2 = p_g^* \end{aligned} \quad (23)$$

自由面溫度為蒸氣飽和溫度 :

$$T^* = T_s^* \quad (24)$$

自由面運動方程式為 :

$$k^* (\frac{\partial T^*}{\partial r^*} - \frac{\partial h^*}{\partial z^*} \frac{\partial T^*}{\partial z^*}) - \rho^* h_{fg}^* (\frac{\partial h^*}{\partial t^*} + \frac{\partial h^*}{\partial z^*} w^* - u^*) = 0 \quad (25)$$

其中 h^* 是局部薄膜厚度, p_a^* 是環境壓力, 且 S^* 是表面張力, T_s^* 為蒸氣飽和溫度, T_w^* 為圓柱表面溫度、 p_g^* 為蒸氣飽和壓力, ζ 為密度比及 h_{fg}^* 為相變化時之潛熱。各變數上標 “*” 代表有因次物理量。

引進流線函數 φ^* , 則有因次速度可以表示為:

$$u^* = \frac{1}{r^*} \frac{\partial \varphi^*}{\partial z^*}, \quad w^* = -\frac{1}{r^*} \frac{\partial \varphi^*}{\partial r^*} \quad (26)$$

為使問題分析一般化及方便起見, 定義以下無因次量

$$r = \frac{r^*}{h_0^*}, \quad z = \frac{\alpha z^*}{h_0^*}, \quad t = \frac{\alpha u_0 t^*}{h_0^*}, \quad h = \frac{h^*}{h_0^*}, \quad \varphi = \frac{\varphi^*}{u_0^* h_0^{*2}},$$

$$p = \frac{p^* - p_a^*}{\rho u_0^{*2}}, \quad \text{Re} = \frac{u_0^* h_0^*}{\nu^*}, \quad \alpha = \frac{2\pi h_0^*}{\lambda^*},$$

$$m = (\frac{\sigma B_0^{*2} h_0^{*2}}{\rho^* \nu^*})^{1/2}, \quad S = (\frac{S^{*3}}{2^2 \rho^{*3} \nu^{*4} g^*})^{1/3}, \quad \text{Pr} = \frac{\rho^* \nu^* C_p^*}{k^*},$$

$$\text{Pe} = \text{Pr Re}, \quad \xi = \frac{c_p (T_s^* - T_w^*)}{h_{fg}}, \quad \text{Nd} = \frac{(1 - \zeta) \xi^2}{\zeta \text{Pr}^2},$$

$$\theta = \frac{T^* - T_w^*}{T_s^* - T_w^*} \quad (27)$$

其中 u_0^* 及 h_0^* 分別為穩態平衡時, 自由表面之局部速度及局部薄膜厚度, 其相互關係為 :

$$u_0^* = \frac{g h_0^{*2}}{4 \nu_0^* \Gamma} \quad (28)$$

其中

$$\Gamma = [2(1 + R)^2 \ln(\frac{1 + R}{R}) - (1 + 2R)]^{-1} \quad (29)$$

Re 是雷諾數, λ 為波長, α 是無因次波數, φ 為無因次流線函數, m 為漢特曼數(Hartmann number), Pr 是普朗特數(Prandtl number), Pe 是培克萊特數(Peclect number), Nd 為無因次參數, ξ 為賈克布數(Jakob number)及 θ 是無因次溫度場。將上列之無因次量代入方程式(15)-(26)式即可得無因次統御方程式為

$$p_r = \alpha [\text{Re}^{-1} (r^{-1} \varphi_{r\tau} - r^{-2} \varphi_{\tau z})] + O(\alpha^2) \quad (30)$$

$$\begin{aligned} & r^{-1} (r(r^{-1} \varphi_r)_r)_r - \frac{m}{r} \varphi_r = 4\Gamma + \alpha \text{Re} (-p_z + r^{-1} \varphi_{rr} \\ & + r^{-2} \varphi_z \varphi_{rr} - r^{-3} \varphi_z \varphi_r - r^{-2} \varphi_r \varphi_{rz}) + O(\alpha^2) \end{aligned} \quad (31)$$

$$r^{-1} (r\theta)_r = \alpha \cdot \text{Pe} (\theta_r - r^{-1} \varphi_r \theta_z + r^{-1} \varphi_z \theta_r) + O(\alpha^2) \quad (32)$$

對應之邊界條件

圓柱面上 ($r = R$)

$$\varphi = \varphi_r = \varphi_z = \theta = 0 \quad (33)$$

自由面上 ($r = R + h$)

$$(r^{-1} \varphi_r)_r = 0 + O(\alpha^2) \quad (34)$$

$$\begin{aligned} & p = -2S \cdot \text{Re}^{-5/3} (2\Gamma)^{1/3} (\alpha^2 h_{zz} - r^{-1}) + \alpha \{ [-2 \\ & \text{Re}^{-1} [(r^{-2} \varphi_r - r^{-1} \varphi_{rr}) h_z + r^{-2} \varphi_z - r^{-1} \varphi_{rz}] \} \\ & - \text{Nd} \cdot \text{Re}^{-2} \cdot \theta_r^2 + O(\alpha^2) \end{aligned} \quad (35)$$

$$\theta = 1 \quad (36)$$

$$h_t - r^{-1} (\varphi_r h_z + \varphi_z) - \frac{\xi}{\alpha \cdot \text{Pe}} (\theta_r - \alpha^2 \theta_z h_z) = 0 \quad (37)$$

根據上述數學模式, 以長波微擾解之微小參數展開法, 研究磁場作用下液膜系統穩定性。由於具

有自由面或不連續交界面上，長波的干擾較短波的干擾不穩定，因此以無因次波數 α 為微擾參數之漸近展開法，將無因次物理量 φ 、 p 及 θ 對 α 分別展開成下式：

$$\varphi = \varphi_0 + \alpha\varphi_1 + O(\alpha^2) \quad (38)$$

$$p = p_0 + \alpha p_1 + O(\alpha^2) \quad (39)$$

$$\theta = \theta_0 + \alpha\theta_1 + O(\alpha^2) \quad (40)$$

將上三式代入無因次化之統御方程式及對應之邊界條件，可得到關於 α 的各階系統，然後分階求解。就所研究之流場系統，因 $r - R \leq h$ 為極微小值，以薄膜厚度展開，設流線函數之近似解至第五階，推導出零階及壹階解，代入邊界運動方程式可得自由面運動方程式，即

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} + X(h) + A(h) \frac{\partial h}{\partial z} + B(h) \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + C(h) \frac{\partial^4 h}{\partial z^4} \\ + D(h) \left(\frac{\partial h}{\partial z}\right)^2 + E(h) \frac{\partial h}{\partial z} \frac{\partial^3 h}{\partial z^3} = 0 \end{aligned} \quad (41)$$

其中 h 為液膜厚度， t 為時間， z 為液膜流動方向之空間座標， $X(h)$, $A(h)$, $B(h)$, $C(h)$, $D(h)$ 及 $E(h)$ 為關於 h 的函數。我們可將被擾動的非平衡態之無因次液膜厚度表示為：

$$h(x, t) = 1 + \eta(x, t) \quad (42)$$

其中 $\eta(x, t)$ 是加諸於平衡態液膜厚表面的微小擾動量，為時間函數。將方程式(42)式代入方程式(41)式且忽略三次方以上之非線性項，則得微擾動量方程式如下：

$$\begin{aligned} \eta_t + X' \eta_z + A \eta_z + B \eta_{zz} + C \eta_{zzz} = -\left[\frac{X''}{2} \eta^2 + \frac{X'''}{6} \eta^3\right] \\ + \left(A' \eta + \frac{A''}{2} \eta^2\right) \eta_z + \left(B' \eta + \frac{B''}{2} \eta^2\right) \eta_{zz} + \left(C' \eta + \frac{C''}{2} \eta^2\right) \eta_{zzz} \\ + (D + D' \eta) \eta + (E + E' \eta) \eta_z \eta_{zz} + O(\eta^4) \end{aligned} \quad (43)$$

其中 A, B, C, D, E 及其微分項 A', B', C', D', E' 等為當 $h = 1$ 時之值。若干擾的振幅非常小，忽略方程式(43)式中的非線性項，則線性化之擾動量方程式可表示為：

$$\eta_t + X' \eta_z + A \eta_z + B \eta_{zz} + C \eta_{zzz} = 0 \quad (44)$$

由正模分析法得知，設線性擾動量之解如下式所示：

$$\eta = a \exp[i(z - dt)] + c.c. \quad (45)$$

其中 a 為無因次擾動量的振幅，就線性穩定性分析而言， a 為很小的值。 $d = d_r + id_i$ 為複數波速， $c.c.$ 為前一項之共軛複數。將方程式(45)式代入方程式(44)式並且分離實數部分及虛數部分，則可得複數波速為：

$$d = d_r + id_i = A + i(B - C - X') \quad (46)$$

其中 d_r 與 d_i 分別為膜厚表面擾動波之線性波速及線性振幅增長率。若 $d_i < 0$ ，則平衡態為線性穩定，相反的，若 $d_i > 0$ ，則平衡態為線性不穩定，而 $d_i = 0$ 則為線性中立穩定狀態。

三、數值結果與討論

根據前一節所推導之穩定性特性關係，本文以一些數值例子顯示，磁場作用下沿直立圓柱表面往下流動具電導性相變化流體薄膜流所表現之穩定性。在穩態平衡時，以微小擾動對流場影響，來分析理論所推導之結果。根據分析，影響直立圓柱面上相變化流體薄膜流穩定性之因素有雷諾數， Re ；無因次擾動波數， α ；漢特曼數， m 及無因次圓柱半徑， R 。無因次表面張力數值予以固定，即 $S = 6173.5$ 。本文使用之物理參數如下：(1)雷諾數 Re 範圍從 0 至 15；(2)無因次擾動波數 α 範圍從 0 至 0.12；(3)漢特曼數 $m=0, 0.1$ 及 0.2 及(4)無因次圓柱半徑 R 為 10, 20, 50 及 1000。因本文主要探討相變化參數、外加磁場及圓柱半徑對薄膜流穩定性之影響，其他相對於流體特性參數，無因次表面張力數 $S = 6173.5$ 。賈克布數 $\xi = 0.0872$ (凝結流)或 $\xi = -0.0872$ (蒸發流)，普朗特數 $Pr = 2.62$ 及密度比 $\zeta = 0.000611$ 予以固定。以下將對一些重要參數，對穩定性影響之數值模擬結果與比較作詳細描述。

中立穩定曲線 ($d_i = 0$) 將 $\alpha - Re$ 平面分成兩個區域，一是干擾會隨時間衰減的亞臨界穩定

(subcritical stability)區域 ($d_i < 0$)，另一是干擾會隨時間增長的超臨界不穩定 (supercritical instability) 區域 ($d_i > 0$)。圖 2(a)-2(c) 表示各種不同參數之下線性中立穩定曲線，其中 $\xi = 0$ 為無相變化流場， $m=0$ 為無外加磁場系統， $R=1000$ 極大半徑為接近平板流狀況，方便與其他情形比較。如圖 2(a) 所示，凝結流液膜系統，其線性穩定區域明顯較大表現出較穩定特質，而蒸發流液膜系統，其線性不穩定區域明顯較大表現出較不穩定特質。其次，如圖 2(b) 所示，具相變化之凝結流，漢特曼數 m 值愈大，穩定區域愈大，顯示外加磁場具有穩定流場的效果。最後，如圖 2(c) 所示，外加磁場於具相變化之蒸發流系統，隨著圓柱半徑 R 增大時，穩定區域隨之擴大。 $R=10$ 由於圓柱曲率較大，其流場極為不穩定，而 $R=50$ 以上圓柱曲率的影響極微，其流場穩定性行為已接近平板流。

在線性振幅增長率方面觀察，如圖 3 所示，凝結流液膜系統，降低流場對流能量，其線性振幅增長率較蒸發流液膜系統低，流場趨向穩定。其次，如圖 4 所示，具相變化之蒸發流系統，漢特曼數 m 值愈大，造成更大流場反向磁液動力，抑制流場對流強度，降低其線性振幅增長率，顯示外加磁場可穩定流場。最後，如圖 5 所示，外加磁場於具相變化之凝結流系統，隨著圓柱半徑 R 減小時，使環向表面張力的不穩定效應會更顯著，流場強度愈大，系統更加不穩定。因由方程式(35)式知表面張力沿流動方向效應之項 $S \cdot \text{Re}^{-5/3} (2\Gamma)^{1/3} \alpha^2 h_{zz}$ 與 r 無關，且表面張力提供流場穩定作用，而表面張力在圓柱面環向曲率效應之項 $S \cdot \text{Re}^{-5/3} (2\Gamma)^{1/3} r^{-1}$ 與 r 呈反比，由於波谷半徑較小，波峰半徑較大，造成擾動波形成時，波谷有較大之壓力，不斷將液體推向波峰，波谷與波峰因壓差而產生振幅，故較小半徑之圓柱將增加對流之流動和表面波波峰和波谷間之波動，即干擾後之振幅受到曲率之影響而較易增長，此時表面張力的影響造成流場不穩定效應。再者，其中

亦可清楚地看出增加 Re 值會增加其振幅增長率。進一步可發現，中立模數(mode)和最大增長率的波數將隨各參數值而改變。

綜合上述，當凝結流液膜系統處於 m (磁場強度)和 R (圓柱半徑)增大及 Re 值減小時，穩定區域較大且振幅增長率減小，此薄膜流場系統呈現相對穩定狀態。若另 $B_0^* = 0$ (即 $m = 0$)，則轉變為無外加磁場效應系統，結果趨勢與[5]一致。若令 $\xi = 0$ ，則為無相變化流場系統，結果趨勢與[23]一致。

四、結 論

1. 具電導性相變化流體薄膜流系統，凝結流液膜流場較蒸發流穩定。
2. 漢特曼數 m 及圓柱半徑 R 增加，凝結流場穩定區將隨之擴大，愈易表現穩定狀況。
3. 振幅增長率隨著 m ， R 值的減小及雷諾數 Re 值增大而增大。
4. 不穩定波之無因次波速，隨外加磁場增加而減小，但與圓柱半徑無關。
5. 外加磁場具與流動方向反向之磁力，因此消散更多的外來干擾能量，使系統更加穩定。

五、誌 謝

本論文為科技部編號 MOST-103-2221- E - 269 -007 之計畫，由於科技部的支持，使本計畫得以順利進行，特此致上感謝之意。

參考文獻

- [1] Yih, C. S., "Stability of liquid flow down an inclined plane," *Phys. Fluids*, Vol. 6, pp. 321-334 (1963).
- [2] Bhardwaj, R., Kortenaar, M. V., and Mudde, R. F., "Influence of condensation surface on solar distillation, *Desalination*, Vol. 326, pp. 37-45 (2013).

- [3] Charun, H., Bohdal, T., and Czapp, M., "Experimental investigation of the condensation of R134a and R404A refrigerants in a long, water-cooled, serpentine coils," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 67, pp. 602-612(2013).
- [4] Linke, M. and Geyer, M., "Condensation dynamics in plastic film packaging of fruit and vegetables," *Journal of Food Engineering*, Vol. 116, No. 1, pp. 144-154 (2013).
- [5] Hung, C. I., Chen, C. K. and Tsai, J. S., "Weakly nonlinear stability analysis of condensate film flow down a vertical cylinder," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, pp. 2821-2829 (1996).
- [6] Yih, C. S., "Stability of parallel laminar flow with a free surface," *Proceedings of the second U.S. National Congress of Applied Mechanics*, American Society of Mechanical Engineers, New York, pp. 623-628 (1955).
- [7] Marschall, E. and Lee, C. Y., "Stability of condensate flow down a vertical wall," *International J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 16, pp. 41-48 (1973).
- [8] Spindler, B., "Linear stability of liquid films with interfacial phase change," *International J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 25, pp. 161-173 (1982).
- [9] Chen, C. I., Chen, C. K. and Yang, Y. T., "Perturbation analysis to the nonlinear stability characterization of thin condensate falling film on the outer surface of a rotating vertical cylinder" *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 1937-1951 (2004).
- [10] Chen, C. K. Lin, M. C. , " Weakly nonlinear stability analysis of a thin liquid film with condensation effects during spin coating, " *Transactions of the ASME: J. of Fluids Engineering*, Vol.131, Article 101303, pp. 1-8 (2009).
- [11] 黃威智, " 吸附式空調系統之微鰭板蒸發/冷凝器凝結熱傳增強性能研究, " 國立中央大學能源工程研究所碩士論文(2009)。
- [12] 胡海平, " 蒸汽流場作用下之紊流薄膜凝結熱傳, " 國立成功大學機械工程研究所博士論文(2003)。
- [13] Jang, J. and Lee, S. S., "Theoretical and experimental study of MHD micropump," *Sensors and Actuators* , Vol. 80, pp. 84-89 (2000).
- [14] Herdrich, G., Auweter-Kurtz, M., Fertig, M., Nawaz, A., and Petkow, D. "MHD flow control for plasma technology applications," *Vacuum*, Vol. 80, pp.1167-1173 (2006).
- [15] Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*, Oxford University Press, Oxford (1961).
- [16] Hsieh, D. Y., "Stability of conducting fluid flowing down an inclined plane in a magnetic field," *Phys. Fluids*, Vol. 8, pp. 1785-1791 (1965).
- [17] Busse, F. H. and Clever, R. M., "Stability of convection rolls in the presence of a vertical magnetic field," *Phys. Fluids*, Vol. 25, pp. 931-935 (1982).
- [18] Shen, M. C., Sun, S. M., and Meyer R. E., "Surface waves on viscous magnetic fluid flow down an inclined plane," *Phys. Fluids A*, Vol. 3, pp. 439-445 (1991).
- [19] Baumgartl, J., Hubert, A., and Müller, G., "The use of magneto-hydrodynamic effects to investigate fluid flow in electrically conducting melts," *Phys. Fluids A*, Vol. 5, pp. 3280-3289 (1993).
- [20] Renardy, Y. and Sun, S. M., "Stability of a layer of viscous magnetic fluid flow down an inclined plane," *Phys. Fluids*, Vol. 6, pp. 3235-3246 (1994).
- [21] Tsai, J. S., Hung, C. I., and Chen, C. K., "Nonlinear hydromagnetic stability analysis of condensation film flow down a vertical wall," *Acta Mechanica*, Vol. 118, pp. 197-212 (1996).

- [22] Cheng, P. J. and Lin, D. T. W., "Surface waves on viscoelastic magnetic fluid film flow down a vertical column," *International Journal of Engineering Science*, Vol. 45, pp. 905-922 (2007).
- [23] Cheng, P. J., "Finite-amplitude long wave instability of a thin power-law liquid film flowing down a vertical column in a magnetic field," *Transactions of the ASME: J. of Fluids Engineering*, Vol. 130, Article 074503, pp. 1-4 (2008).
- [24] Eldabe, N. T. M., El-Sabbagh, M. F. and El-Sayed, M. A.-S., "hydromagnetic stability of plane Poiseuille and Couette flow of viscoelastic fluid," *Fluid Dynamics Research*, Vol. 38, pp. 699-715 (2006).
- [25] Travnikov, V., Eckert, K., and Odenbach, S., "Influence of an axial magnetic field on the stability of convective flows between non-isothermal concentric spheres," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55, pp. 7520-7531 (2012)

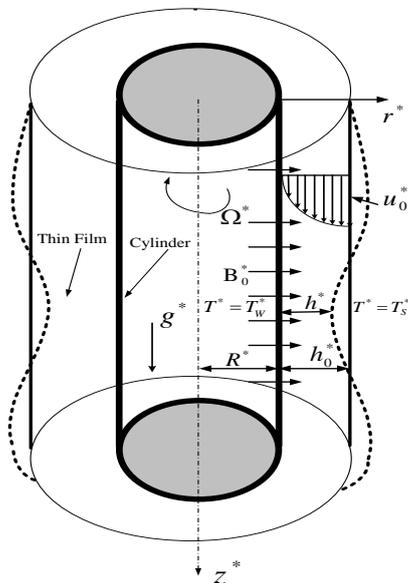


圖 1 磁場作用下直立圓柱面上相變化薄膜流的物理平面圖

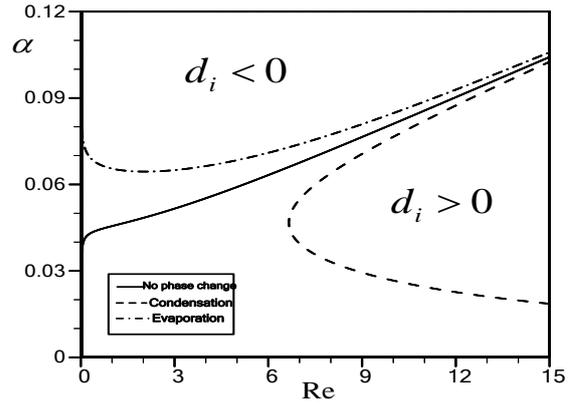


圖 2 (a)不同相變化流下之中立穩定曲線；R=20, m=0.2

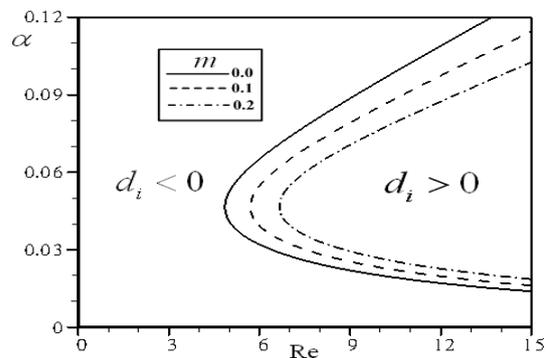


圖 2 (b)凝結流不同 m 值下之中立穩定曲線；R=20

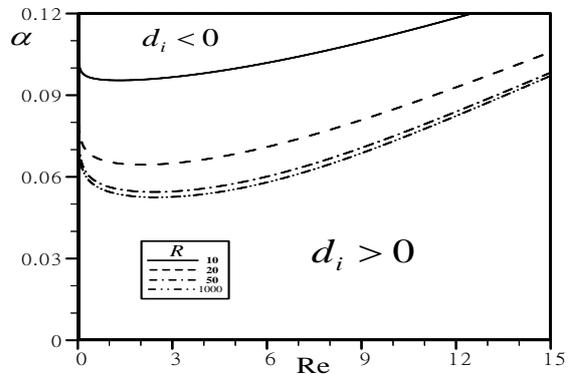


圖 2 (c)蒸發流不同 R 值下之中立穩定曲線；m=0.2

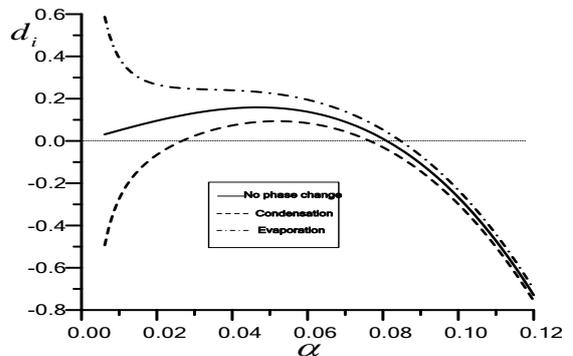


圖 3 不同相變化流下之線性振幅增長率；Re=10, m=0.2 及 R=20

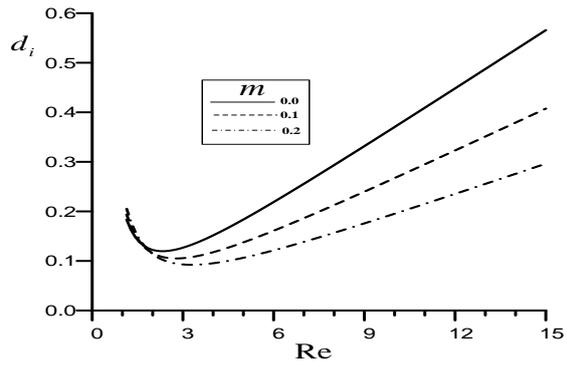


圖 4 蒸發流不同 m 值下之線性振幅增長率；
 $\alpha = 0.06$ 及 $R=20$

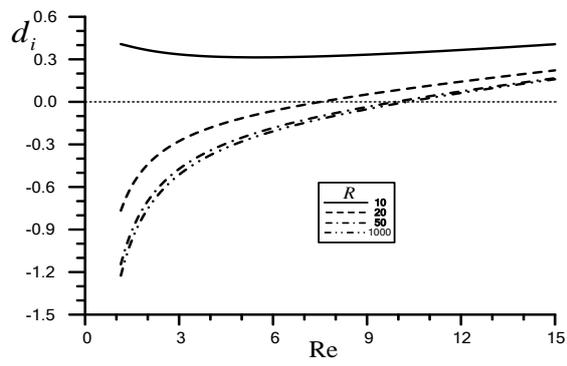


圖 5 凝結流不同 R 值下之線性振幅增長率；
 $\alpha = 0.06$ 及 $m=0.2$

毛奇齡《易》學淵源——兼論毛奇齡、朱彝尊、胡渭
之《易》學流衍關係

**The Origin of Mao, Chi-Ling's "Book of Changes"
on the Development Relations regarding the Book of
Changes among Mao, Chi-Ling (毛奇齡),
Chu, Yi-Tsung (朱彝尊), and Hu Wei (胡渭)**

康全誠 遠東科技大學行銷與流通管理系副教授

摘 要

毛奇齡是清代《易》學家，其治《易》反對宋學，並以己意闡發經義。他提倡樸學《易》，開啟清代漢宋之爭，推崇漢《易》，不取宋儒圖書《易》說，並考辨《易》圖，對往後之惠棟、胡渭等《易》學思想，皆有影響。本文即對毛奇齡《易》學之淵源，作一詳細探討，並對毛奇齡、朱彝尊、胡渭之《易》學流衍關係作說明，以明其對圖書之學之研究。

關鍵詞：毛奇齡、樸學《易》、《易》圖、朱彝尊、胡渭

Kang Chuan-Cheng, Associate Professor, Department of Marketing and Logistics Management, Far East University

Abstract

Mao Chi-Ling was the scholar of “Book of Changes” at Ching Dynasty. He vehemently opposed the commentaries of “Book of Changes” of Sung Dynasty and created his own system to offer different interpretation. He promoted Textual Study of the Changes and started the argument of the Han and Sung Dynasty in Ching Dynasty. He praised high of the Han Dynasty “Changes” and disregarded the orthodox commentaries on “Changes” of Sung Dynasty scholars. He also investigated the “Changes” hexagram that he gave significant impact on Hui Tung and Hu Wei later on regarding the “Changes” thoughts. This essay aims at the origin of Mao Chi-Ling’s “Changes” thoughts to discuss and to explain the development relations among Mao Chi-Ling, Chu, Yi-Tsung, and Hu Wei so as to offer a detail research on “Book of Changes”.

Keywords : Mao Chi-Ling, Textual Study of the Changes, Changes Hexagram, Chu, Yi-Tsung, Hu Wei

一、前言

毛奇齡（西元 1623~1716 年），又名甞，字大可，號秋晴，又號初晴，浙江蕭山（今浙江省蕭山縣）人，先人為河南人氏，故以郡望號西河。生於明熹宗天啟三年（西元 1623 年），卒於康熙五十五年（西元 1716 年），年九十四¹。西河自幼聰慧過人，年五歲，請讀書，母親張氏口授《大學》，越一日便能成誦。明崇禎十二年（西元 1639 年），年十七，以童年應臨安鄉試，不久明朝滅亡，哭於學宮三日，四處流亡。康熙時以諸生薦舉博學鴻詞科，授翰林院檢討，充《明史》纂修官，又進會試同考官，告假歸，遂不復出，講學於杭州，不復返京師。康熙三十五年（西元 1696 年），年七十四，三月，以《駁太極圖》、《駁河圖洛書》二種寄贈李塨。康熙四十二年（西元 1703 年），年八十一，聖祖三巡至浙，西河謁行在。康熙加以慰勞，命起立勿跪，並賜御書一道，皇太子亦贈書，并屏聯一副，而國舅一等公寄所註《周易》二十卷，請西河訂定。²康熙五十五年（西元 1716 年），毛奇齡以九十四歲高齡卒於家。毛奇齡一生淹貫辟書，所自負者在經學，尤精於《易》，其好為駁辨，凡他人所已有定論者，必力反其詞，持異見別說，其曾作《經問》一書，指名攻駁博學重望之顧炎武、閻若璩、胡渭三人，以為此三人被攻駁，則其他學者就不在話下了。毛奇齡解經重訓詁、考據，反對宋學，並以己意闡發經義，錢穆《中國近三百年學術史》言西河談經「并漢以後人俱不得免，而其所最切齒者為宋人，宋人之中所最切齒者為朱子。」³其表現在《易》學上亦復如此，提倡樸學《易》，開啟清代漢宋之爭，如其推崇漢《易》，持守漢魏六朝儒者解《易》之說，

而不取宋儒圖書《易》說，並考辨《易》圖，對往後之惠棟、胡渭等《易》學思想，皆有影響。本文即對毛奇齡《易》學之淵源，作一詳細探討，並對毛奇齡、朱彝、胡渭之《易》學流衍關係作說明，以明其對圖書之學之研究。

二、毛奇齡之《易》學淵源

（一）源於家學

毛奇齡之先世均在朝為官，家世顯赫，故其學《易》，亦頗源於家學，西河少時即以從仲兄錫齡習《易》，頗有所得，歸田後則究心《易》學，先撰《仲氏易》三十卷，即取與錫齡論《易》之說，引據漢魏六朝遺法，不取宋儒圖書《易》說，對王弼、韓康伯所注《周易》逐章詮釋，獨出疏解，自成一派，毛奇齡於《仲氏易》卷一云：

仲氏在崇禎之季，避難，得錮疾，授生生徒以說經自娛，而尤長于說《周易》。或勸之註《周易》，不答。當予出亡時，仲氏泣送予，謂曰：「古賢處憂患者，必明《易》，汝知之乎？」予拜而受言。暨予歸，被徵，而仲氏病，至乞假，而仲氏已不可見矣。顧其說《易》，實有西漢以還魏晉六朝遺法，為宋元諸儒所未及者。予哀其志，就兄子（即文輝）口授諸說《易》大旨暨各卦詁義而擴大之，為《仲氏易》。⁴

毛氏之兄錫齡深於《易》，口授其子文輝，而未著書。錫齡去世之後，奇齡乞假歸故里，乃摭文輝所聞，以己意潤飾成此書，因其為傳述其兄遺說，故以「仲氏」為名，此書雖為發揮錫齡義，實際是奇齡所自解，毛奇齡透過對《易經》之湛深研究，建

¹阮元撰之《儒林集傳錄存》、錢林輯、王藻編之《文獻徵存錄》卷一、徐世昌等授之《清儒學案》卷二十五，皆言毛奇齡於康熙五十五年（西元 1716 年）卒於家，年九十四。而《清史稿》卷四百八十一則言卒於康熙五十二年，年九十一。又據西河門人蔣樞於康熙五十九年補輯《毛西河先生全集》時有云：「先生自康熙三十八年以後，越五年而東歸草堂，又九年而卒。」（《毛西河先生全集·卷首》）則此說與《清史稿》說法相符，

今從普遍之前說。

²參見盛唐：《西河先生傳》，（收入《毛西河先生全集》，臺北中央研究院傅斯年圖書館藏清嘉慶年間刊本）。

³錢穆：《中國近三百年學術史》上冊，（臺北臺灣商務印書館，1996 年 7 月），頁 258。

⁴紀昀等編：《文淵閣四庫全書》第四十一冊，（臺北臺灣商務印書館，民國 72 年 7 月），頁 41~184。

立自己之《易》學體系，實皆有其家學淵源。

(二) 沿襲前人論說

清代初年，隨著學風逐漸由空返實，經學復興，學者紛拋棄理學，回歸原典，即從事辨偽考證，毛奇齡研《易》，尤致力於駁正宋儒圖、書之說，廓清宋明以來種種謬誤曲解。而此種考據學之興起，就《易》學而言，首先評論圖書學派之象數之學者為顧炎武，顧氏於《日知錄》卷一〈孔子論易〉中云：

孔子論《易》，見於《論語》者，二章而已。曰：加我數年，五十以學《易》，可以無大過矣。曰：南人有言曰，人而無恆，不可以作巫醫。善夫，不恆其德，或承之羞。子曰：不占而已矣。是則聖人之所以學《易》者，不過庸言庸行之間，而不在于圖書象數也。今之穿鑿圖象，以自為能，畔也。⁵

此處顧氏以《論語》中，孔子論《易》之史料，斥責圖書學派之《易》學是對儒家經學之背叛，其又曰：

若天一地二，《易》有太極，二章皆言數之所起，亦贊《易》之所不可遺，而未嘗專以象數教人為學也。是故出入以度，無有師保，如臨父母，文王、周公、孔子之《易》也。希夷之圖，康節之學，道家之《易》也。自二子之學興，而空疏之人，迂怪之士，舉竄迹於其中以為《易》，而其《易》為方術之書，於聖人寡過反身之學，去之遠矣。⁶

顧炎武以圖書及先天《易》學出於道教系統，斷言非周孔之《易》之本來面貌，毛奇齡受其影響，其對宋學之「援道入儒」亦加以批判，其以為宋儒之學本於老氏，皆華山道士所授，而南北二宋皆宗之。

7毛氏又考察作為宋學立論根據之〈太極圖〉、〈河圖〉、〈洛書〉，認定其皆出於道教，並非儒學本有。宋學既本於道教，與儒學便不能混為一談，故以道教之術為學之「道學」，屬於異端，而非聖學，其又於〈辨聖學非道學文〉曰：

聖以道為學，而學進于道，然不名道學。……道學者，雖曰以道為學，實道家之學也……。道學本道家學，兩漢始之，歷代因之，至華山而張大之，而宋人則又死心塌地以依歸之，其為非聖學，斷斷如也。⁸

除顧炎武外，黃宗羲及黃宗炎皆是從義理學派之立場，抨擊宋《易》中之象數之學，而毛奇齡則依漢《易》對《周易》經傳之解釋，批判宋《易》中之圖書學派及邵雍之先天《易》學，故毛奇齡亦受黃氏兄弟之影響。黃宗羲反對宋《易》中之圖書象數之學，其著《易學象數論》，《四庫全書提要》指出：

〈自序〉云：「《易》廣大無所不備，自九流百家，借之以行其說，而《易》之本意反晦。世儒過視象數，以為絕學，故為所欺。今一一疏通之，知其於《易》本了無干涉，而後反求《程傳》，亦廓清之一端。」又稱王輔嗣《注》簡當而無浮義，而病朱子添入康節先天之學為添一障。蓋《易》至京房、焦延壽而流為方術，至宋陳搏而歧入道家，學者失其初旨，彌推衍而輻輳彌增。宗羲病其末派之支離，先糾其本房之依托。⁹

黃氏之《易學象數論》為《易》學史上第一部對象數學進行科學性批判之專著，對往後《易》學之發展有深刻影響，而其弟宗炎著《圖書辨惑》，亦駁圖書，先天之學，黃宗炎於此書〈自序〉中云：

《易》有圖學，非古也。注疏猶是魏晉唐所定之蓄，絕無言及於此者。有宋圖學三派出

⁵顧炎武：《日知錄》（臺北明倫出版社，民國59年9月），頁24。

⁶同前註，頁25。

⁷參見毛奇齡：《西河集·辨聖學非道學文》，卷一百二十二，（臺北臺灣商務印書館影印文淵閣四庫全書本，民

國72年7月），頁1321~322。

⁸同註7，頁1321~321—1321~322。

⁹紀均等編：《文淵閣四庫全書》第四十冊，同註4，頁40~1。

自陳圖南，以養生馭氣之術，託諸《大易》，假借其〈乾〉〈坤〉水火之名，自申其說，如《參同契》，〈悟真篇〉之類，與《易》之為道，截然無所關合。儒者得之，始則推墨附儒，卒之因假即真，奉螟蛉為高曾，甘自屈其祖禰。……圖學從來出自圖南，則道家者流，裸之《大易》，。遂使天下靡然稱為易老。儒者極其崇奉，並諱其所謂老，專以《易》歸之，亦可畏也。上古何嘗有圖？但文字未備，畫為奇偶，示文字之造端爾。陳氏不識古文古字，誤以圖也。¹⁰

黃宗炎《圖書辨惑》旨在詆斥朱熹《易》學，因朱熹於《本義》中引河洛及先天之學注釋《周易》經傳文，依黃氏觀之，此是引一家之言而「亂經」¹¹。黃宗炎所探討之《易》圖遍及〈河圖〉〈洛書〉與〈先天八卦方位圖〉〈六十四卦方圓圖〉等《易》圖，其論點有：由授受源流證明《易》圖非古即有，〈繫辭傳〉並未有圖、〈河圖〉〈洛書〉只是地理方冊，方位圖其實是養生家之學說、〈太極圖〉來自陳搏之〈無極圖〉¹²。而毛奇齡對《易》圖之主要觀點，反映在《河圖洛書原舛編》中，其沿襲前人論說，再創己見，故有可觀之處。毛奇齡之《易》學淵源於家學及沿襲前人論說，由此可知矣。

三、毛奇齡、朱彝尊、胡渭之 《易》學流衍關係

歷代對《易》圖之考辨，自朱熹、朱九淵、宋濂等皆有議論，及清初黃宗義作《易學象數論》，其弟宗炎作《圖書辨惑》，開啟清代學者考辨《易》

圖之門¹³，在黃宗炎之基礎上，毛奇齡接著展開論辨，經黃宗炎與毛奇齡考辨後，〈太極圖〉與佛、道之關係，幾成學者普遍之共識，而朱彝尊又融合黃二氏之說，對〈太極圖〉與道家之淵源持續進行考辨，朱氏著《太極圖授受考》，追溯〈太極圖〉之授受源流，以定該圖是出自道家。其後對《易》圖之考辨有所貢獻者為胡渭，胡氏吸收清代前期學者之考證成果，加以發揮，故在胡氏《易圖明辨》之後，《易》圖考證之學術論題，幾乎成為定讞。而自黃宗炎、毛奇齡致力於考辨〈太極圖〉之淵源，得出〈太極圖〉出自釋、道二家之論點，「〈太極圖〉非出自儒家」之說，則成學者論辨〈太極圖〉之主流，此時朱彝尊便有所發揮，其於〈太極圖授受考〉云：

自漢以來，譜儒言《易》，莫有及〈太極圖〉者。惟道家者流，有《上方大洞真元妙經》，著〈太極三五〉之說，唐開元中，明皇為製〈序〉。而東蜀衛琪，注《玉清無極洞仙經》，衍有〈無極〉、〈太極〉諸圖。按：陳子昂《感遇詩》云：「太極生天地，三元更廢興，至精諒斯在，三五誰能徵。」「三元」本〈律曆志〉陰陽至精之數，「三五」本魏伯陽《參同契》。要之，〈太極圖說〉，唐之君臣已先知之矣。¹⁴

朱氏以為漢朝以來，談論《周易》之人，無人談過〈太極圖〉，僅道教之《上方大洞真元妙經》有〈太極圖〉，唐玄宗曾為此作序言。所謂〈太極圖〉，唐代君臣已知曉矣，故〈太極圖〉出自周敦頤之說自然不可信，由此可見毛奇齡〈太極圖〉淵源說在當代之傳播。

¹⁰同註 4，頁 40~734。

¹¹按：黃宗炎：《周易尋門餘論》卷上有云：「棄經不用，或可望於來茲，亂經莫辨，雖孟子復生，亦不能覺其數百年沈緇之俗習矣，其禍豈止伏尸百萬，流血千里邪！」同註 4，頁 40~678。

¹²參見黃宗炎：《圖書辨惑》，同註 4，頁 40~735-40~749。

¹³按：鄭吉雄：《易圖象與易詮釋》有云：「清代最早研究

《易》圖，分判儒道的學者是黃宗義《易學象數論》、黃宗炎《圖書辨惑》、毛奇齡《河圖洛書原舛編》和《太極圖說遺議》。其中撰著年代最為確定，亦可能為最早的是《易學象數論》。」臺北喜瑪拉雅研究發展基金會，民國 91 年 2 月），頁 87。

¹⁴朱彝尊：《曝書亭集》，卷五八，冊三，四部備要本，（臺北臺灣中華書局，不著出版年月），頁 1。

至若毛奇齡與胡渭《易》學思想之流衍關係¹⁵，對於辨〈伏羲八卦次序圖〉，亦有互引者，〈伏羲八卦次序圖〉主要內容在解釋八卦生成之過程，由太極生兩儀，兩儀生四象，四象生八卦，八卦之次序是〈乾〉、〈兌〉、〈離〉、〈震〉、〈巽〉、〈坎〉、〈艮〉、〈坤〉。前人對於早已有多種不同見解，胡渭於《易圖明辨》卷六云：

按：橫圖逐爻漸生之法，唯揲著三變而成爻，十八變而成卦。自初而二，而三，而四，而五，而上，六爻次第得之，誠有然者。然兩儀主一變言，但分奇偶，而初畫則兼三變，三變之餘，或老或少，各視其所得之九、六、七、八以為名，則初畫便當為四象，不可謂兩儀，四象三畫皆有，獨以中畫為四象，尤不可也。然就揲著言之，其義亦有難通者矣。若夫畫卦之法，三才一時俱備，豈有先畫一奇一偶，其上復為一奇一偶之理……《儀禮注》云：卦者主畫地識爻，爻備，以方寫之，方即牘也。伏羲時，書契未興，其始作八卦，不知畫在何處，然亦必有一物焉，以載此八卦之象，可知也。信如康節所圖，則初畫最長，中畫半之，終畫又半之，吾不知伏羲作此象，將截為八股以示人乎？將連者仍連，而聽人之自為識別乎？抑亦殫其智力以為

之，初如今人之起稿，繼乃更定，劃然分列為八乎？揆諸事情。決無是理。……吾不知季通何以極贊其妙，而朱子舍己從之也。¹⁶胡渭對邵雍加一倍法所成之先天八卦，先天六十四卦¹⁷，批評極為嚴苛，就《易經》之文義內容上，胡渭以為〈繫辭〉「《易》有太極，是生兩儀，兩儀生四象，四象生八卦」一段，所言乃「分二、掛一、揲四、歸奇」之揲著過程¹⁸。而揲著必在卦畫已成之後方能行之，故此段文字與作卦過程無涉，先天學實為對〈繫辭〉之誤解。揲著之序，五十根著草分而二即為兩儀；每爻經三變之後必得九、八、七、六四數，亦即老陽、少陰、少陽、老陰四象。故兩儀、四象皆有別於邵雍所言，此因邵雍誤以「揲著之序」為「畫卦之序」之故。至於聖人畫卦之序，據〈繫辭〉所云：「兼三才而兩之，故六」，應為三爻一次畫出成八經卦，再重之為六十四別卦，而非逐爻畫出。邵雍加一倍法逐爻相生又與傳文所言之「三畫相重」不合。「揲著」、「畫卦」上之兩種謬誤，為胡渭由《易經》文義內容對邵雍之批評。因而胡渭引毛奇齡《仲氏易》指出邵雍「先天圖」畫卦順序有兩不合理處：一為陰、陽，老、少四象之說，二為先天八卦之序。胡渭「康節以揲著之序為畫卦之序」之評，毛奇齡同意此說，亦以為四象乃揲著所用，但於邵雍加一倍法四象之成另有批判。

¹⁵按：鄭吉雄：《易圖象與易詮釋》有云：「具體言之，如毛奇齡是清代『申明漢儒之學』第一人，在辨《易》圖之學方面亦是胡渭的前輩。《易圖明辨》錄奇齡著作《河圖洛書原舛編》、《仲氏易》及《太極圖說遺議》三部專著，大段徵引材料共八條。卷一引《河洛原舛編》三條，引《仲氏易》一條，共四條；卷三引『毛氏曰』一條，卷五引《原舛編》一條，卷六、卷七各引《仲氏易》一條。」同註 13，頁 90。

¹⁶胡渭《易圖明辨》，同註 4，頁 44~739-44~740。

¹⁷朱伯崑：《易學哲學史》卷二云：「邵雍關於八卦和六十四卦形成的理論，在《易》學史上自成一派。其基本法則是『一分為二，二分為四，四分為八……』。程顥稱此法則為『加一倍法』。他說：『堯夫之數，只是加一倍法。』（《外書》十二）（臺北藍燈文化事業股份有限公司，民國 89 年 9 月），頁 143。按：邵雍以為「加一倍法」之過程恰與〈繫辭〉「《易》有太極，是生兩儀，兩儀生四象，四象生八卦」一文若合符節。

¹⁸按：朱伯崑：《易學哲學史》卷一云：「關於《周易》揲

著求卦的方法，《周易·繫辭上》有記載：『大衍之數五十，其用四十有九。分而為二以象兩，掛一以象三，揲之以四以象四時，歸奇于扚以象閏。五歲再閏，故再扚而後卦。……是故四營而成《易》，十有八變而成卦。八卦而小成，引而伸之，觸類而長之，天下之能事畢矣。』這段話，後人有不同的解釋，唐宋以來有兩種較為流行的說法。二說都以五十根著草為『大衍之數』，以從中拿出一根放在外邊不參與著草數目的變化為『其用四十有九』。都認為以後經過四次經營得出一變之數。第一營是把四十九根任分為兩部份，此即『分而為二以象兩』。第二營是于右邊一堆中取出一根放在一邊，此即『掛一以象三』。第三營是將左右兩堆的草根，以四根為一組，分別數之，此即『揲之以四以象四時』。第四營是將左右兩堆中的餘數放在一堆，此即『歸奇于扚以象閏』。『奇』，指餘數；『扚』，一說謂指。這四次經營即分二，掛一，揲四，歸奇，稱為一變。此即『四營而成易』。同註 17，頁 4-5。

邵雍加一倍法中，初畫分兩儀，再加一畫，則二奇畫(☰)為老陽，二偶畫(☷)為老陰，一奇一偶(☱)·(☲)為少陰及少陽；但二畫之上再加一畫，老陽可能為乾(☰)、兌(☱)兩卦，老陽成乾固然無誤，但兌卻為陰卦。老陰可能為坤(☷)、艮(☶)兩卦，老陰成坤固然為是，但艮卻為陽卦。老陽生出陰卦、老陰生出陽卦，甚不合理，¹⁹故毛氏《仲氏易》卷二十八曰：

夫老之與少，並從已成之卦所推，故〈乾〉為老陽，非老陽而後〈乾〉也。當庖羲作乾畫時，雖有二畫，然未知所成為何等，而乃先曰：「此當為純陽之卦，此畫為老陽」，有是理乎？此說之必不通者也。²⁰

依據〈繫辭〉「成象之謂〈乾〉，效法之謂〈坤〉」，及〈說卦〉乾坤三索生六子之語²¹，聖人畫卦，應首畫〈乾〉〈坤〉，六子再順序遞生。而邵雍加一倍之法，四象之後，八卦一時並出，毛氏《仲氏易》卷二八又批評曰：

乃作三重畫而并以〈乾〉·〈兌〉·〈離〉·〈震〉·〈巽〉·〈坎〉·〈艮〉·〈坤〉一齊出之為八卦。是一畫之後不必成〈乾〉，已先作〈兌〉·〈離〉諸卦之畫，乃成〈乾〉之後，又不必繼〈坤〉，而反以六子之卦成之〈坤〉前，將夫子《大傳》所云：成象乎〈乾〉，效法乎〈坤〉，與夫〈乾〉·〈坤〉成列，因而重之，一索、再索，得男、得女諸語，顯然抵牾，是敢于悖聖而以此解經，真鹵莽之甚者也。²²

若以〈傳〉文之卦序，〈乾〉父之後應為〈坤〉母，然邵雍〈乾〉父後即生六子，坤母反居殿後，是違反聖人解經意也。又胡渭引毛奇齡之語為證，以為先天卦序來自加一倍法，而加一倍法之弊在於「以

數生象」，其《易圖明辨》卷六云：

卦，象也；著，數也。《左傳》韓簡曰：「物生而後有象，象而後有滋，滋而後有數」。蓋數即象之分限節度處，生於象而不可以生象。康節加一倍法欲以數生卦，非也。四象唯揲著三變成久後有之，〈乾〉·〈坤〉男女即是八卦，不得稱四象專屬第二畫，尤無理。

²³

此處胡氏引《左傳》「言象生於數」之理，而在筮儀中，乃先具備六十四卦卦象，再以著數去求卦，而邵雍卻以二生四，四生八等數字規則求得卦象，以數生象，此違背「象生於數」之義，故胡渭承續毛奇齡《易》學思想，批評邵雍《易》學，於此可見。

毛奇齡反對邵雍提出之伏羲先天之《易》及文王後天之《易》之說，據此，其於《仲氏易》卷一批評邵雍之〈伏羲先天卦序圖〉，作為畫卦之次序，其誤有八，胡渭對毛氏所列〈先天圖〉八誤亦十分贊同，以為「仲氏八誤之辨，剖析無遺」²⁴，於此可見西河《易》學之精微，胡渭實知悉其心志也。

四、結語

清代初年，因學風逐漸由空返實，經學復興，學者紛拋棄理學，「回歸原典」。然而，儒家經籍歷經兩千多年之流傳，其本身篇章錯亂，字句訛舛之處，所在多有，而後人之附會，偽托亦不一而足，嚴重淆亂經書之原貌，故清初學者「回歸原典」之功，即在辨偽考證，力求恢復其本來面目。如對《易經》，黃宗羲、黃宗炎、朱彝尊、胡渭等學者，皆曾有辨偽考證、廓清訛誣之功。在此辨偽考證潮流中，毛奇齡則起推波助瀾之作用。毛奇齡之主要學

¹⁹參見許朝陽：《胡渭易圖明辨之研究》，（國立中央大學碩士論文，民國85年5月），頁93。

²⁰同註4，頁41~453。

²¹〈說卦傳〉第十章：「〈乾〉，天也，故稱乎父；〈坤〉，地也，故稱乎母。〈震〉一索而得男，故謂之長男；〈巽〉一索而得女，故謂之長女；〈坎〉再索而得男，故謂之

中男；〈離〉再索而得女，故謂之中女；〈艮〉三索而得男，故謂之少男；〈兌〉三索而得女，故謂之少女。」

²²同註20。

²³胡渭：《易圖明辨》，同註4，頁44~741。

²⁴同註19，頁101。

術成就在經學，其反宋學思想，於彼時曾引起巨大之震動，在《易》學思想大致可分為推崇漢《易》，考辨《河圖》、《洛書》為陳搏所偽，考證《太極圖》出於道教、佛家，毛氏尤為致力於駁正宋儒圖、書之說，廓清宋明以來種種謬誤曲解。²⁵阮元曾評論曰：

國朝經學盛興，檢討（毛奇齡）首出於東林
蕺山空文講學之餘，以經學自任，大聲疾呼，
而一時之實學頓起。當是時，充宗（萬斯大）
起於浙東，肅明（胡渭）起於浙西，寧人（顧
炎武）、百詩（閻若璩）起於江淮之間，檢
討以博辨之才，睥睨一切，論不相下，而道
實相成。迄今學者日益昌明，大江南北著書
授徒之家數十，視檢討而精核者固多，謂非
檢討開始之功則不可。檢討推溯《太極》、
《河》、《洛》在胡肅明之先，發明荀、虞、
干、侯之《易》，在惠定宇（棟）之先。²⁶

梁啟超在《清代學術概論》中云：

平心論之，毛氏在啟蒙期不失為一衝鋒陷陣
之猛將，但於「學者的道德」缺焉。²⁷

錢穆在《中國近三百年學術史》中亦言：

今平心而論，西河制行，固未修飾，而其論
學，伸王抑朱，於姚江、蕺山浙東一脈，不
得謂全無地位。……雖才氣足以跨駕一時，
尚不如考證所得，確有成績，可不以人見廢
耳。²⁸

毛氏於圖書之學之研究，批判周氏圖說，特重考證
其思想資料及其觀點之歷史淵源，以此證圖書之學
出於道教與佛家，進而否定其為儒家學說，其門人
李塉將毛氏解《易》之學風納入「實學」之領域，
以為其解經，「雖一語一字必有的歸著，一若天地
之重開，而《乾》《坤》之再闢」（《西河合集總序》），

故從毛氏《易》學淵源，以及與朱彝尊、胡渭的流
衍關係，到其門人之傳承來研究，毛奇齡《易》學
實開清代漢《易》之先河也。

參考文獻

- [1] 錢穆：《中國近三百年學術史》上冊，（臺北臺灣商務印書館，1996年7月）。
- [2] 紀昀等編：《文淵閣四庫全書》第四十一冊，（臺北臺灣商務印書館，民國72年7月）。
- [3] 顧炎武：《日知錄》，（臺北明倫出版社，民國59年9月）。
- [4] 毛奇齡：《西河集》，《四庫全書》本，（臺北臺灣商務印書館，民國72年7月）。
- [5] 黃宗炎：《周易尋門餘論》，《四庫全書》本，（臺北臺灣商務印書館，民國72年7月）。
- [6] 黃宗炎：《圖學辨惑》，《四庫全書》本，（臺北臺灣商務印書館，民國72年7月）。
- [7] 鄭吉雄：《易圖象與易詮釋》，（臺北喜瑪拉雅研究發展基金會，民國91年2月）。
- [8] 朱彝尊：《曝書亭集》，《四部備要》本，（臺北臺灣中華書局，不著出版年月）。
- [9] 胡渭：《易圖明辨》，《四庫全書》本，（臺北臺灣商務印書館，民國72年7月）。
- [10] 朱伯崑：《易學哲學史》，（臺北藍燈文化事業公司，民國80年9月）。
- [11] 王俊義·黃愛平：《清代學術文化史論》，（臺北文津出版社，1996年11月）。
- [12] 梁啟超：《清代學術概論》，（臺北臺灣商務印書館，民國74年2月）。
- [13] 許朝陽：《胡渭易圖明辨之研究》，（國立中央大學碩士論文，民國85年5月）

²⁵參見王俊義·黃愛平：《清代學術文化史論·毛奇齡學術研究》，（臺北文津出版社，1999年11月），頁140。

²⁶阮元：《學經室二集》卷七，《毛西河檢討全集後序》，（臺北臺灣商務印書館，民國56年3月），頁501～

502。

²⁷梁啟超：《清代學術概論》，（臺北臺灣商務印書館，民國74年2月），頁28。

²⁸同註3，頁261。

大客車座艙空調溫度數值分析之研究

Research of Bus Cabin Numerical Analysis of Air Temperature Conditioning

哈冀連 遠東科技大學機械工程系教授

許裕哲 遠東科技大學機械工程系研究生

摘 要

現代人在生活品質提昇的今天，人們各方面都期望得到的舒適環境，而且輪胎車種中乘載量最多的交通工具是大客車，大客車不再只是以往單純的運輸工具，增加更多的功能、更安全的品質、更舒適性的乘坐環境都是大客車發展的趨勢，傳統上一般大客車的車體都由國內車廠打造的，其空調系統亦由國內車廠組裝，大客車針對座艙內環境的測試，一般是有以實車的實驗去模擬乘客在座艙內的溫度變化感應，然後再針對實驗數據再對空調系統做調整，這當然是一項耗時耗力的工程。然而近年來電腦模擬的快速崛起，使許多工程人員使用數值模擬的方式計算大客車座艙內空調系統與乘客間之熱舒適度關係，進而討論乘客間最佳的熱舒適環境。本文中對大客車座艙內空調溫度的熱舒適性做研究，以電腦數值分析來對座艙內乘客的熱舒適性做分析，並預測使乘客能感受到最舒適的溫度，以期待能夠以一量化的模擬數據使乘客知道座艙內的舒適性為何。

經過電腦數值分析結果如下：增強冷氣出風口速度可以提升座艙內對流強度，有助於快速冷卻座艙內高溫環境。一般大客車之冷氣出口設置在車廂頂兩側，對座艙中央走道不易降溫，形成空調死角。新的設計在座艙頂面全面設置冷氣出風口，不只可以擴大冷氣空調有效範圍，而且可以對座艙中央走道範圍有效降溫，而且可以減少大約三分之一的冷氣消耗量。也就是座艙內冷氣出風口的有效設置及增強冷氣出風口流速，可更快速降低座艙內溫度的時間，冷房效果也較為良好，也比較省電。

關鍵詞：大客車空調、電腦數值分析、冷氣空調設計

Jih-Lian Ha, Professor, Depart. of Mechanical Engineering, Far East University
Yu-Che Hsu, Graduate Student, Depart. of Mechanical Engineering, Far East University

Abstract

Improvement on the quality of modern life, people expect all aspects of comfort types of vehicles is the bus. Recently the bus is no longer just a means of transportation. In the past, the bus simply enhance more features of safer quality and more comfortable ride. Buses development environment is traditionally built by domestic bus manufacturer. Its air-conditioning system is also increased from home depot assembly. Buses for the cabin environment generally based on experiments is simulating real car passenger sensing temperature changes inside the cabin. To make adjustments for the experimental data on the air conditioning system, which of course is a time-consuming project. However, computer simulation rises rapidly in recent years. Many engineers calculate the relationship between thermal comfort within the cabin air conditioning system and bus passengers using numerical simulation methods. Try to find out the optimal comfort conditions. Research on the thermal comfort of the air temperature inside the cabin, computer numerical analysis was applied to do the analysis and forecasting. Passengers can feel the most comfortable temperatures by the quantitative simulation data.

The computer numerical analysis results are as follows: increased air outlet speed can improve the strength of convection within the cabin to help in the rapid cooling of the cabin temperature environment. More air outlets are provided generally at the top of both sides of the car. Therefore the central aisle of the cabin cool is not easy to form a conditioned corner. The new design at the top surface of a comprehensive set cabin air vents, air conditioning not only expand the effective range but also effectively cool the cabin central aisle range. It can be reduced by about one-third of the air consumption. That is effectively cooling the cabin. The air outlet vents enhance air flow rate quickly and reduce the temperature inside the cabin. The effect of the cooling room is not only relatively good, but also more powerful.

Keywords: bus air conditioning, computer numerical analysis, design of air cooling

一、前言

隨著政府機關施行週休二日多年以來，民間也越來越多企業施行週休二日，帶動了觀光旅遊業蓬勃發展，學校交通車、市區公車及長途客運車更是帶給多數人生活上的便利，目前所有道路車輛中乘載人數最高的運輸交通工具是大客車，乘客都期望得到乘坐的舒適的環境。在大客車的舒適性方面，考慮的有乘坐空間、車輛穩定度及座艙溫度等，然而，乘客以座艙溫度感受為最，座艙溫度又以空調系統為最大重點。

就如前言所述，現在的乘客在搭乘大客車時雖有許多考量，座艙內的溫度是一大重點，為了使乘客能夠了解座艙內的舒適性程度，熱舒適性分析是實用的方式。

本文中將以大客車作為模擬車，將模擬驗算所得到的各溫度與冷氣各出風口風速數據作為邊界條件(冷氣各出風、通口風速，冷氣各出、通風口溫度，座艙內部溫度與座艙壁面玻璃溫度等)，帶入電腦數值分析建立之座艙模型做數值模擬，求解全車座艙內流場溫度，將電腦數值計算結果，求解座艙溫度熱舒適性的參數。

二、材料與方法

(一)空氣品質[1]

據研究指出每人每日生活於室內環境的時間高達 90%。因此，人類暴露於污染環境中的主要來源極可能為室內空氣污染[2]。

美國職業安全衛生協會(The National Institute for Occupational Safe and Health, NIOSH)將室內空氣主要污染來源大致分為六大類，包括：

1. 外部氣體的污染。
2. 室內人員的污染。
3. 室內有機物質的污染。
4. 空調系統的污染。
5. 建築材料的污染。

6. 事物器具與用品的污染。

上開所述提到影響室內空氣品質的因素，大致可分為三大類，包括：

1. 生物性因素。
2. 物理性因素。
3. 化學性因素。

其中物理性因素包括溫度及速度。

人體能夠感受到舒適的溫度狀態，實際上因個人的年齡、活動和自體體溫等因素的不同影響而有所差異。對上開所述的因素每個人的感受也不有所差異，也會隨著季節的變化而對溫度的感受也有所差異。

(二)舒適度[3,4]

人體舒適度之定義是指人體在某種溫度狀況下，所產生之生理變化的舒適感受度，反應在人體與周圍環境冷、熱交換的情況。人體所感受到的溫度變化是由皮膚的真皮層中的溫度感受器(Thermo-Receptor)所感知。當人體皮膚感受到空氣溫度下降時，除了空氣溫度產生變化，風速流動的變化也有密切的關係。當溫度過低時會造成人體皮膚凍傷；相反的，人體皮膚處於高溫度的環境中，空氣的濕度就變得相當重要，若是相對濕度提高，人體皮膚的排汗速度就會變慢，則不利於散熱，容易發生疲倦或中暑之情形。所以，人體舒適度的感受與空氣溫度、風速流動及相對濕度具有關聯性[5]。美國冷凍空調協會(American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, ASHRAE)提出七個等級的舒適度指標，分別為(1)很冷(2)冷(3)微涼(4)舒適(5)微熱(6)熱(7)很熱，上開所述的指標主要是呈現人體處於不同的溫度及濕度狀態下的心理感受。

(三)控制方程式

考慮大客車座艙為一長方體，車廂內乘客和座椅如圖 1 所示，

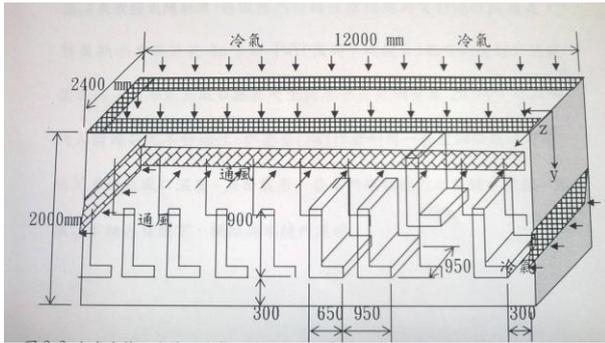


圖 1 大客車座艙內座椅、冷氣和通風位置示意圖

冷氣空調由車頂兩側、後側與車前儀表側流入，通風口位於座艙兩側與後面。要分析座艙內的流場與溫度分佈，假設：

(1)座艙內空氣慢速流動，可視為不可壓縮氣體。

(2)座艙內空氣溫度變化範圍不大，其物理性質可視為常數。

流場控制方程式為 Navier-Stokes 方程式：

連續方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

x 方向動量方程式：

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{-1}{\rho} \frac{dp}{dx} + 2\nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \quad (2)$$

y 方向動量方程式：

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{-1}{\rho} \frac{dp}{dy} + 2\nu \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial z} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} - \rho g(T - T_\infty) \quad (3)$$

z 方向動量方程式：

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{-1}{\rho} \frac{dp}{dz} + 2\nu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} + \nu \frac{\partial^2 v}{\partial y \partial z} \quad (4)$$

能量方程式：

$$\frac{1}{\alpha} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\dot{q}}{k} + \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (5)$$

其中 u, v, w 分別為 x, y, z 方向的速度。 p 為流動壓力項。 ρ 為空氣密度。 ν 為運動黏度(kinematic viscosity)。 $\rho g(T - T_\infty)$ 為 y 方向，因溫差產生之密度變化，由重力產生之浮力項。 β 為空氣之熱膨脹係

數。 g 為重力加速度。 T_∞ 為平均溫度。 $\alpha = k / (\rho C_p)$ 為空氣之熱擴散係數。 k 為熱傳遞係數。 C_p 為空氣之比熱。 \dot{q} 為單位體積之熱源。

(四)邊界條件

座艙內之邊界條件為等溫壁面：座艙接受來自車外陽光照射與室外高溫環境，形成高溫座艙內面並維持一固定平衡溫度。座艙內之空氣受制於高溫壁面之加熱效應而升溫。而車內之空調系統則注入冷氣，冷卻座艙內之空氣和壁面。

1.設定座艙內壁面邊界條件：

依不同位置和情況，設定不同之固定壁面溫度：

$$T_w = 38、35、32、28 \text{ } ^\circ\text{C}$$

設定壁面不可滑動流場，壁面速度為零：

$$u, v, w = 0$$

2.冷氣入口位置如圖 1 所示，其邊界條件：

溫度為冷氣入口溫度：

$$T_w = T_c$$

流場為冷氣入口速度：

$$u, v, w = \bar{v}_c$$

3.通風口位置如圖 1 所示，其邊界條件：

流場為質量平衡之平均流出速度：

$$u, v, w = \bar{v}_o$$

4.對流邊界

座艙內壁面溫度可能高於或者低於座艙內相鄰的空氣，而形成熱對流邊界。因為無強制流場所以熱對流型態可以設定為自然對流。

對流熱傳為 Q ：

$$Q = h(T - T_w)$$

其中 T 為空氣溫度， T_w 為壁面溫度， h 為對流熱係數。座艙內兩側壁面可視為垂直平面，上下車頂與車底可視為水平平面。針對垂直與水平平面之自然對流係數分類與經驗公式如下表 1 所示：

表 1 空氣在垂直與水平平面之自然對流係數經驗公式[6]

流場分類	層流 (Laminar)	紊流 (Turbulent)
平面分類	$10^4 < Ra < 10^9$	$10^9 < Ra$
垂直平面自然對流係數	$h = 1.42$ $(\frac{\Delta T}{L})^{1/4}$	$h = 0.95$ $(\Delta T)^{1/3}$
水平平面自然對流係數熱面向上或冷面向下:	$h = 1.32$ $(\frac{\Delta T}{L})^{1/4}$	$h = 1.43$ $(\Delta T)^{1/3}$
熱面向下或冷面向上:	$h = 0.61$ $(\frac{\Delta T}{L^2})^{1/5}$	$h = 0.61$ $(\frac{\Delta T}{L^2})^{1/5}$
h 單位 $= (W/m^2 \text{ } ^\circ C)$, $Ra = \frac{g\beta(T_w - T_\infty)L^3}{\nu\alpha}$, $\Delta T = (T_w - T_\infty)$, L 為特徵長度, 垂直平面 $L = \text{高度}$, 水平平面 $L = (\text{長} + \text{寬})/2$ 。		

(五) 數值分析

1. 差分方程式

求解座艙內流場控制方程式(1)~(4)與溫度場控制方程式(5), 必須以電腦數值分析方法求解聯立方程式(1)~(5)。本文採用有限差分法求解, 格點劃分方式如圖 2 所示。

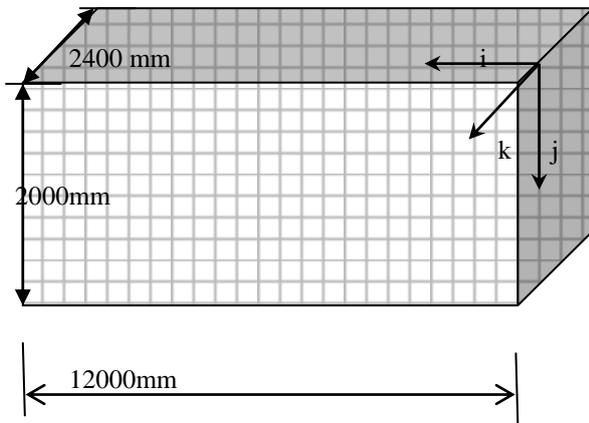


圖 2 座艙內格點劃分: $\Delta x = \Delta y = \Delta z$, 格點數 $i \times j \times k = 1200 \times 200 \times 120$

格點座標 i, j, k 分別對應 x, y, z 之直角座標方向。由於座艙內兩側流場與溫度場對稱, 所以只需求解左右其中一側即可, 以節省電腦程式計算時間。為求程式簡化, 設定各方向格點間距相同 $\Delta x = \Delta y = \Delta z$, 取格點數 $i \times j \times k = 1200 \times 200 \times 120$, 每一格點之流場與溫度場以三維陣列變數 $u(i,j,k)$ 、 $v(i,j,k)$ 、 $w(i,j,k)$ 與 $T(i,j,k)$ 表示之。

將方程式(1)~(5)轉換成差分方程式如下:

連續方程式:

$$\left(\frac{u_i - u_{i-1}}{\Delta x}\right) + \left(\frac{v_j - v_{j-1}}{\Delta y}\right) + \left(\frac{w_k - w_{k-1}}{\Delta z}\right) = 0 \quad (6)$$

x 方向動量方程式:

$$\begin{aligned} u_i \left(\frac{u_i - u_{i-1}}{\Delta x}\right) + v_j \left(\frac{u_j - u_{j-1}}{\Delta y}\right) + w_k \left(\frac{u_k - u_{k-1}}{\Delta z}\right) \\ = 2v \left(\frac{u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}}{(\Delta x)^2}\right) + v \left(\frac{u_{j+1} - 2u_j + u_{j-1}}{(\Delta y)^2}\right) \\ + v \left(\frac{u_{k+1} - 2u_k + u_{k-1}}{(\Delta z)^2}\right) \\ + v \frac{1}{2\Delta x} \left[\left(\frac{v_{i+1,j+1} - v_{i+1,j-1}}{2\Delta y}\right) - \left(\frac{v_{i-1,j+1} - v_{i-1,j-1}}{2\Delta y}\right)\right] \\ + v \frac{1}{2\Delta x} \left[\left(\frac{w_{i+1,k+1} - w_{i+1,k-1}}{2\Delta z}\right) - \left(\frac{w_{i-1,k+1} - w_{i-1,k-1}}{2\Delta z}\right)\right] \end{aligned} \quad (7)$$

(7)

y 方向動量方程式:

$$\begin{aligned} u_i \left(\frac{v_i - v_{i-1}}{\Delta x}\right) + v_j \left(\frac{v_j - v_{j-1}}{\Delta y}\right) + w_k \left(\frac{v_k - v_{k-1}}{\Delta z}\right) \\ = 2v \left(\frac{v_{j+1} - 2v_j + v_{j-1}}{(\Delta y)^2}\right) + v \left(\frac{v_{i+1} - 2v_i + v_{i-1}}{(\Delta x)^2}\right) + v \left(\frac{v_{k+1} - 2v_k + v_{k-1}}{(\Delta z)^2}\right) \\ + v \frac{1}{2\Delta y} \left[\left(\frac{u_{i+1,j+1} - u_{i-1,j+1}}{2\Delta x}\right) - \left(\frac{u_{i+1,j-1} - u_{i-1,j-1}}{2\Delta x}\right)\right] \\ + v \frac{1}{2\Delta y} \left[\left(\frac{w_{j+1,k+1} - w_{j+1,k-1}}{2\Delta z}\right) - \left(\frac{w_{j-1,k+1} - w_{j-1,k-1}}{2\Delta z}\right)\right] \end{aligned}$$

(8)

z 方向動量方程式:

$$\begin{aligned} u_i \left(\frac{w_i - w_{i-1}}{\Delta x}\right) + v_j \left(\frac{w_j - w_{j-1}}{\Delta y}\right) + w_k \left(\frac{w_k - w_{k-1}}{\Delta z}\right) \\ = 2v \left(\frac{w_{k+1} - 2w_k + w_{k-1}}{(\Delta z)^2}\right) + v \left(\frac{w_{i+1} - 2w_i + w_{i-1}}{(\Delta x)^2}\right) + v \left(\frac{w_{j+1} - 2w_j + w_{j-1}}{(\Delta y)^2}\right) \\ + v \frac{1}{2\Delta z} \left[\left(\frac{u_{i+1,k+1} - u_{i-1,k+1}}{2\Delta x}\right) - \left(\frac{u_{i+1,k-1} - u_{i-1,k-1}}{2\Delta x}\right)\right] \\ + v \frac{1}{2\Delta z} \left[\left(\frac{v_{j+1,k+1} - v_{j-1,k+1}}{2\Delta y}\right) - \left(\frac{v_{j+1,k-1} - v_{j-1,k-1}}{2\Delta y}\right)\right] \end{aligned}$$

(9)

能量方程式:

$$\frac{1}{\alpha} \left[u_i \left(\frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta x} \right) + v_j \left(\frac{T_j - T_{j-1}}{\Delta y} \right) + w_k \left(\frac{T_k - T_{k-1}}{\Delta z} \right) \right] = \frac{\dot{q}}{k} + \left(\frac{T_{i+1} - 2T_i + T_{i-1}}{(\Delta x)^2} \right) + \left(\frac{T_{j+1} - 2T_j + T_{j-1}}{(\Delta y)^2} \right) + \left(\frac{T_{k+1} - 2T_k + T_{k-1}}{(\Delta z)^2} \right) \quad (10)$$

2.對流邊界

在座艙內壁面因為溫差而產生對流邊界層，所以與壁面相接之格點上，能量方程式(5)必須做以下之修正：

座艙前後壁面對流邊界：

$$\frac{1}{\alpha} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\Delta x} \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{h}{k \Delta x} (T_w - T) \quad (11)$$

座艙左右兩側壁面對流邊界：

$$\frac{1}{\alpha} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{\Delta z} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{h}{k \Delta z} (T_w - T) \quad (12)$$

座艙上下壁面對流邊界

$$\frac{1}{\alpha} \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{1}{\Delta y} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{h}{k \Delta y} (T_w - T) \quad (13)$$

其中 h 為熱對流係數，其數值依表一之條件來決定。

3.冷氣口與通風口之邊界條件

冷氣口與通風口之邊界，其流場與溫度須符合紐曼(Neumann) [7]邊界條件:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$$

其中 Φ 為流場或者為溫度變數， n 為垂直於邊界之座標方向，以邊界上與相鄰之格點表示為：

$$\Phi_{n-1} = \Phi_n$$

4.初始條件

本文以電腦數值分析方法分析大客車座艙內，冷氣空調對座艙內溫度之影響[8][9]。合理的初始條件設定為：

(a) 前、後、左、右側與上面壁面為固定高溫邊界(受到陽光照射)。

(b) 底面壁面為固定次高溫邊界(不受到陽光照射)。

(c) 座艙內空氣溫度為固定高溫邊界之溫度。

(d) 座位與乘客溫度與座艙底面溫度相同。

5.電腦程式運算

先設定座艙內之初始溫度，接著以疊代法運算差分方程式(6)-(10)與對流邊界方程式(11)-(13)，配合壁面固體邊界與冷氣口與通風口之邊界條件，重複疊代運算直到座艙內溫度達到穩定狀態[10]。一般運算次數達到 80 次以上座艙內溫度之改變比例小於 10^{-4} ：

$$\frac{\Phi^{n+1} - \Phi^n}{\Phi^n} \leq 10^{-4}$$

三、結 果

本文模擬探討大客車座艙內，冷氣空調對座艙內溫度之影響。其中主要探討以下不同狀況對座艙內溫度之影響：

- (a) 冷氣出口流速對座艙內溫度之影響。
- (b) 冷氣出口溫度對座艙內溫度之影響。
- (c) 冷氣出口位置對座艙內溫度之影響。
- (d) 環境溫度對座艙內溫度之影響。

(一)冷氣出口流速對座艙內溫度之影響

如圖 1 所示，冷氣出口位置分佈在座艙頂面兩側、後排與前面儀表板。出口面積分別為：12000×50 mm²、2300×50 mm²、2400×50 mm²。通風口位置分佈在車廂兩側與後面壁面。通風面積分別為：12000×50 mm²、12000×50 mm²、2400×50 mm²。通風出口流速設定為冷氣流入量排出之平均值。

如分別設冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.3 與 0.4 m/s 下，乘客呼吸平面之溫度。其邊界溫度設定為：座艙頂面、兩側與前後面由於受陽光照

射設定為 35°C。車底、乘客與座位設定為 28°C。流速較大產生較冷的溫度 19 °C 而流速較小產生較高的溫度 25.5 °C。可見出口流速大不只表示冷氣流量大，而且產生比較大的對流冷卻效果。

如分別設冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.3 與 0.4 m/s 下，乘客呼吸平面之向下流速。最大對流速度為 0.5 m/s，比最大對流速度為 0.4 m/s 高，而且流動層面較寬。由於熱空氣受到浮力效應，所產生的最大對流速度比冷氣出口流速高。而靠近座艙中央因為溫度較高對流速度向上，呈現負值。

如分別設冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.3 與 0.4 m/s 下，乘客呼吸平面之側向流速。可見在呼吸平面側向流速呈現負值，亦即對流由兩側流向中央，只有靠近兩側壁面產生較弱的對流，流向兩側設為冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.3 與 0.4 m/s 下，乘客正面之向下流速。可見冷氣出口流速只能延伸至座艙上半部。在下半部冷氣受到乘客與座位之阻礙，流動受阻。比較不同冷氣出口流速，較高之流速 0.4 m/s 所產生之對流較高(約 0.5 m/s)，流動範圍較均勻。

如分別設冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.3 與 0.4 m/s 下，乘客正面之橫向流速。可見其差異明顯，在冷氣出口流速 0.3 m/s，橫向流速為正值，冷氣流向兩側通風位置，以至於無法降溫座艙之中間位置。在冷氣出口流速 0.4 m/s，橫向流速為負值，冷氣流向座艙之中間位置，有助於降溫座艙之中間位置。

如分別為冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.3 與 0.4 m/s 下，乘客正面之前後流動速度。可見其差異在於，在冷氣出口流速 0.3 m/s，流速平均為正值，對流流向座艙後面通風位置。在冷氣出口流速 0.4 m/s，流速平均為負值，對流流向座艙前面冷氣出口位置。相較之下，冷氣出口流速 0.4 m/s 之狀況，冷房效果比較好。

(二)冷氣出口溫度對車內溫度之影響

如分別設冷氣出口溫度 10 °C、冷氣出口流速 0.4 m/s 下，乘客呼吸平面與正面之溫度。與較高之冷氣出口溫度 15 °C 作比較，可以發現，相對應之溫度分佈差異不大，在冷氣出口週圍低溫差異比較大，離開冷氣出口週圍溫度差異迅速縮小。可見降低冷氣出口溫度，對於冷房效果之影響不如提升冷氣出口速度這麼明顯。

如分別設冷氣出口溫度 10 °C、冷氣出口流速 0.4 m/s 下，乘客呼吸平面與正面之向下流速。與較高之冷氣出口溫度 15 °C 作比較，其流場分佈幾乎相同，可見 5 °C 之溫差所產生的浮力效應不如冷氣出口流速 0.4 m/s 所產生的對流效應。

(三)冷氣出口位置對車內溫度之影響

如圖 1 所示為一般常見冷氣出口位置，可見冷氣出口位於座艙頂面四周與前面儀表板。其缺點在於冷氣無法迅速冷卻座艙中央走道，因為通風口位置分佈在座艙兩側與後面壁面。為改善此種狀況，嘗試座艙頂中央增加冷氣出風口面積 10×1200 mm² 如圖 3 所示。另外嘗試座艙頂全面形成冷氣出風口如圖 4 所示。

如分別設冷氣出口溫度 5 °C、冷氣出口流速 0.3 m/s 下，乘客呼吸平面與正面之溫度。座艙頂中央增加冷氣出風口面積 10×1200 mm² 如圖 3 所示，比較可見座艙中央走道高溫區域有明顯縮小。

如分別設冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.1 m/s 下，乘客呼吸平面與正面之溫度。車頂全面形成冷氣出風口如圖 4 所示。在乘客呼吸平面有較低的溫度，車廂中央走道高溫區域也有明顯縮小。另外冷氣的消耗量減少三分之一，是比較節能的選項。

如分別設冷氣出口溫度 5 °C、冷氣出口流速 0.3 m/s 下，乘客呼吸平面與正面之向下流速。座艙頂中央增加冷氣出風口面積 10×1200 mm² 如圖 3 所示。向下對流速度比較小，但是車廂中央增加對流區域並產生降溫效果，使得車廂內溫度相對平均。

如分別設冷氣出口溫度 15 °C、冷氣出口流速 0.1 m/s 下，乘客呼吸平面與正面之向下流速。座艙頂全面形成冷氣出風口如圖 4 所示。向下對流速度與範圍相類似，也使得溫度分佈相類似。

(四)環境溫度對車內溫度之影響

環境溫度之高低影響座艙內壁面之邊界溫度，當車在停止狀態，車外無氣流冷卻，形成座艙內壁面有比較高的溫度。當車在行駛狀態，車外之氣流對座艙產生冷卻效果，形成座艙內壁面有比較低的溫度。所以座艙內在冷氣空調過程中，座艙內壁面之溫度是由高溫漸漸降低，然後達到一相對平衡之壁面溫度。

如分別設壁面邊界溫度 38、35 與 32 °C(座艙頂面、兩側與前後面由於受陽光照射設定為 32 °C。車底、乘客與座位設定為 28 °C)，冷氣出口溫度 10 °C、冷氣出口流速 0.1 m/s 下(座艙頂全面形成冷氣出風口如圖 4 所示)，乘客呼吸平面之溫度分佈圖，如圖 5 之前視圖。以 38 °C 之邊界，其呼吸平面之溫度大致上為 30 °C，所以冷氣空調能力不足克服 38 °C 之邊界。以 35 °C 之邊界，其呼吸平面之溫度大致上為 28 °C，符合乘客感覺舒適邊緣。以 32 °C 之邊界，其呼吸平面之溫度大致上為 27 °C，大致上可以滿足乘客感覺舒適的程度。當車由停車開始行駛，壁面邊界溫度很快的由高溫逐漸降低，座艙內的冷氣空調可以迅速降溫以達到涼爽舒適的程度。

如分別設壁面邊界溫度 38、35 與 32 °C，冷氣出口溫度 10 °C、冷氣出口流速 0.1 m/s 下(座艙頂全面形成冷氣出風口如圖 4 所示)，乘客正面之溫度分佈圖，如圖 5 之前視圖。以 38 °C 之邊界，乘客正面之溫度大致上為 30 至 35 °C 的範圍所涵蓋，冷氣空調量明顯不足。以 35 °C 之邊界，乘客正面之溫度大致上為 28 至 30 °C 的範圍所涵蓋，冷氣空調量尚可滿足，但是尚未達到涼爽舒適的程度。以 32 °C 之邊界，乘客正面之溫度大致上為 28 °C 的範圍所涵蓋，可以達到涼爽舒適的程度。

如分別設壁面邊界溫度 38、35 與 32 °C，冷氣出口溫度 10 °C、冷氣出口流速 0.1 m/s 下(座艙頂全面形成冷氣出風口如圖 4 所示)，乘客呼吸平面之向下流速分佈圖，如圖 5 之上視圖。可見在呼吸平面之向下流速之分佈相類似，但是在較低溫度邊界溫度 32 °C 向下流速略增，冷氣穿透較佳，因而產生較好的冷卻效果。

如分別設壁面邊界溫度 38、35 與 32 °C，冷氣出口溫度 10 °C、冷氣出口流速 0.1 m/s 下(座艙頂全面形成冷氣出風口如圖 4 所示)，乘客正面之向下流速分佈圖，如圖 5 之前視圖。可見在乘客正面之向下流速之分佈相類似，但是在較高溫度邊界溫度 38 °C，座艙頂部區向下流速比較高一點，因為高溫度邊界產生較強的對流。

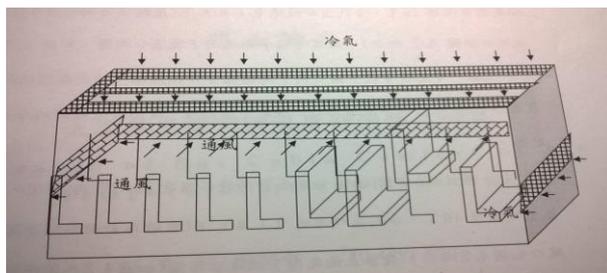


圖 3 大客車頂中央部分增加冷氣出口位置示意圖

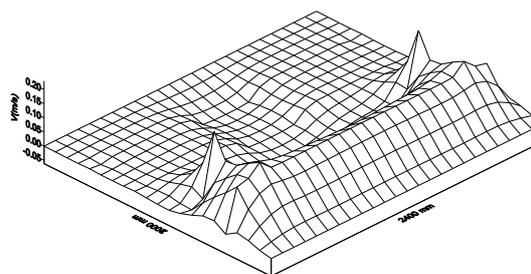


圖 4 大客車乘客正面之向下流速分佈圖

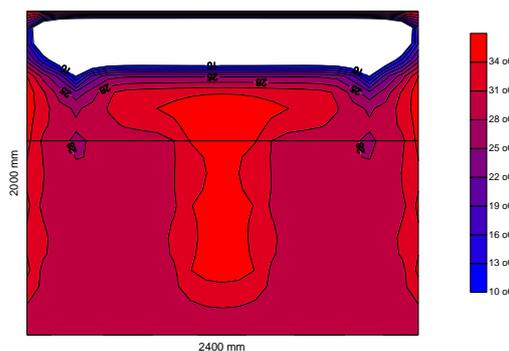


圖 5 大客車乘客正面之溫度分佈圖

四、結 論

以電腦數值分析大客車廂內冷氣空調之溫度以及流場之分佈，發現一般常見之冷氣出風口設置在車廂兩側頂面以及車前儀表下面，其優點在於乘客呼吸平面溫度適中(冷氣出風口冷、車廂壁面熱)，但是其缺點在於車廂中央走道範圍受制於對流強度不足降溫比較困難。針對此缺失，本文探討得到下列結論：

(1) 增強冷氣出口流速可以提升車內對流強度，有助於快速冷卻車內高溫環境，擴大冷氣空調有效範圍，消除冷熱不均的情況。

(2) 為有效對車廂中央走道範圍降溫，可在中央走道上方車頂增加冷氣出風口，補足局部冷氣空調能力不足之區域。

(3) 將車廂頂面全面設置冷氣出風口，不只可以擴大冷氣空調有效範圍，對車廂中央走道範圍降溫，而且可以減少大約三分之一的冷氣消耗量。

(4) 本文把車內通風口設置兩側與後面壁面，高度要低於乘客呼吸平面，如此有利於車廂頂面冷氣流向乘客呼吸平面，提升乘客涼爽的舒適感，使冷氣空調有更好的效果。

參考文獻

- [1] 余汶龍，“捷運電聯車車廂空調對溫度流場變化之研究”，國立屏東科技大學環境工程與科學系碩士論文，2012年。
- [2] C.A. Clayton, R.L. Perrit, E.D. Pellizzari, K.W. Thomas, R.W. Whitmore, L.A. Wallace, H. Ozkaynak, J.D. Spengler, Particle total exposure assessment methodology (PTEAM) study: Distributions of aerosol and elemental concentrations in personal, indoor, and outdoor air samples in a southern California community. *Journal of Exposure Analysis & Environmental Epidemiology*, 3:227-250, 1993.
- [3] 熊世康，“汽車空調舒適性提升之研究”，國

立成功大學航空太空工程學系碩士論文，2008年。

- [4] 劉昶賢，“汽車座艙空調系統對乘客之熱舒適性研究”，國立成功大學航空太空工程學系碩士論文，2007年。
- [5] 林俊毅，“低密度住宅社區戶外熱環境之研究-以台中市七期住宅社區為例”，朝陽科技大學建築及都市設計研究所碩士論文，2010年。
- [6] J.P. Holman, "Heat Transfer," Fifth Edition, McGraw-Hill Inc., Taiwan, Republic of China (1981).
- [7] D.E. Goldberg, *Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning Reading*, Addison-Wesley, MA, 1989.
- [8] K.F. Man, K.S. Tang, S. Kwong, *Genetic Algorithms: Concepts and Applications*, IEEE Trans. Ind. Electron. 43 (5) (1996) 519-534.
- [9] R.L. Haupt, S.E. Haupt, *Practical Genetic Algorithms*, Wiley Interscience Publication, 1998.
- [10] A.A. Adewuya, *New methods in genetic search with real-valued chromosomes*, Master's Thesis, Cambridge: Massachusetts Institute of Technology, 1996.

Journal of Far East University Vol.34 No.3

Publisher: Yen Ren Wang

Published by Far East University

Editor: Synthetic Affairs Section of Far East University

Address: No.49, Zhonghua Rd., Xinshi Dist., Tainan City 744-48, Taiwan

(R.O.C.)

Telephone: (06) 597-9566 ext 7006

Fax: (06) 597-7010

Published in December 2017

ISSN: 1811-816X

Copyright Reserved 2017

遠東學報 第三十四卷第三期

發行人：王元仁校長

發行單位：遠東科技大學

編輯：教務處綜合業務組

地址：744-48台南市新市區中華路49號

電話：(06) 597-9566 分機 7006

傳真：(06) 597-7010

出版日期：2017年 12月

I S S N：1811-816X

版權所有、禁止翻印