

第一章

緒論

1-1 前言

鋼鐵為現代經濟社會中不可或缺的生產原料，鋼鐵工業是以生產各種鋼鐵產品為主的行業，為國家建設的基本工業，被稱為工業之母。全世界任何一個國家，鋼鐵工業常被視為國力強弱的象徵，先進與開發中國家，無不積極發展此項工業。鋼鐵工業屬於原料密集產業，歷經千百年的演變，至今是一種成熟型事業，亦為國家級的策略性基礎工業之一；鋼鐵產業帶動下游工業的發展力量龐大，具有改善工業結構與促進整體經濟發展的功能，素有「重工業之母」之稱，由於攸關一個國家的經濟穩定性與國防自主性，因此，鋼鐵業的發展受到各國政府的高度重視。而鋼鐵的充足生產供應，能奠定我國在全球性代工生產基地的良好基礎。大體而言，鋼鐵業一般可概分為粗鋼、冷熱軋鋼品、鍍塗面鋼品、型鋼、棒線材、特殊鋼等。在鋼鐵製程方面包括從事鋼鐵冶煉、鑄造、鍛造、軋製、抽拉、沖壓、剪裁、磨光鍍面、焊材製造及焊接鋼鐵材等。

在熱軋過程中工輓廣泛的被使用在各種不同的軋延製程，從大尺寸的熱軋製程到小尺寸的推平、折彎或鍛造都處處可見到其應用。而在熱鋼胚軋延過程中，如圖一所示，工輓的溫度控制適切與否扮演著重要的角色，因為溫度會影響工輓本體的形變量，進而直接影響熱軋後鋼胚品質的好壞。所以我們必須考慮在熱軋過程中工輓的熱傳行為，進而去分析工輓的熱分佈情況，以控制因熱所產生的形變量，來

提升鋼胚的品質以及工軋的使用壽命。然而工軋的溫度分佈是受數個不同的熱傳機構所影響，直接量測滾輪的溫度分佈，非常困難，因此利用理論計算推估溫度變化的方法，近年來廣為工程人員採用。

1-2 文獻回顧

Cerni[1]建立一個數學模式描述滾輪的二維暫態模型，研究軋體表面全部以均一熱對流來進行散熱冷卻及受均一熱源來產生熱量進入軋體表面為假設前提，分析軋體表面溫度。Cerni 的研究為之後相關研究提供了一個參考及對照。

Hogshead[2]簡化 Cerni 的方法，研究以穩態條件為基礎的解析式，進而得到軋體表面溫度分佈的穩態解。繼 Hogshead 之後 Stevens, Irens and Harper[3]以實驗方式量測在熱軋過程中軋體受到熱鋼胚的傳入熱量及外加熱傳機構的散熱，得到描述軋體暫態溫度分佈的量測數據。

Haubitzer[4]研究軋體的二維模型，半徑方向以 Kelvin functions 表示，圓周方向以 Fourier 級數展開，以控制表面溫度為前提，解得軋體溫度分佈的穩態解。Patula[5]以 Haubitzer 的研究為基礎進一步延伸，探討軋體在熱軋過程中，部分表面受到固定的熱量傳入及其餘表面以熱對流方式冷卻，分析出軋體的溫度分佈，但 Patula 在熱對流冷卻表面，以不同區域進行不同程度的散熱研究，相較於 Cerni 以均一熱對流來進行散熱冷卻，提供了更多的實用價值，在 Patula 研究中也得知相對於軋體不同轉速，熱傳入所滲透的深度也會不同，對於高轉

速會有較薄的滲透深度。

Parke and Baker[6]以有限差分法建立分析軋體溫度的二維模型，以研究軋體在熱軋過程中暫態溫度的變化，此種模式的模擬後來被廣為採用；如 Poplawski and Seccombe[7]以 Parke and Baker 的研究為基礎，建立分析軋體溫度的三維模型。Wilmotte and Mignon[8]亦以此為基礎，從事軋體半徑方向與軸方向的研究模擬，他們假設其邊界條件皆為等效，並且考慮軋體進行冷卻時的水流量、水壓力及噴頭的角度等，分析出軋體的暫態溫度。

Yuen[9]以 Haubitzer 的研究為基礎，作深入的探討，將軋體分別以固定熱源傳入熱量、固定熱對流散出熱量；或以不定熱源和不定熱對流傳入及散出熱量，來分析軋體的溫度分佈。Tseng[10]以有限差分法解一個高速轉動軋體的模型，因為軋體轉動的速度很快，因此溫度變化僅限於接近軋體表面的一薄層內；在 Tseng 的研究中，他分析不同的 Pe 數，對軋體溫度分佈的影響，得到較小的 Pe 數對於溫度分佈變化會有較大的影響。

Pallone[11]考慮冷卻水噴頭的角度，模擬軋體的溫度分佈，求出軋體的暫態解。Devadas and Samarasekera[12]也考慮軸向及徑向，他們研究熱對流冷卻水的流量、冷卻水噴頭的角度以及潤滑劑的種類，以此為基礎進行軋體的模擬，最後以有限差分法求得軋體的暫態溫度分佈。以上各學者均考慮了不同的熱傳模型來模擬軋體熱傳機制，因此得到的結果也不盡相同，所以也提供了工程人員在熱軋製程中，設計最佳熱傳入及熱散出的熱傳組合。

Ryu and Lee[13]使用有限體積法去解二維軋體模型，他們研究模型在經過多次的熱軋及多次的空冷時，軋體的溫度變化；在表面接觸

熱鋼胚的區域溫度最高，但經過越多次的循環，熱量越往軋體的中心傳遞，因此整體的溫度也會逐漸的升高；他們同時也模擬了軋體的空冷過程，但是外部未加上任何的強制對流進行散熱，軋體只有依靠自然對流散熱，藉此分析出在不同時間點的溫度分佈。

Guo[14]使用各種不同的方法分析軋體的溫度，研究中使用解析解、有限元素法和 Runge-Kutta 法分析軋體一維及二維的模型，在電腦計算過程中，使用二維正合解所花的時間會是最多；研究中指出每一種方法都有其優劣處，分析二維系統會比一維系統更加的精確，但是所耗費的計算時間相對也會比較長。

熱軋製程是由數個不同的熱傳機構所組成，其模型相當複雜，文獻中多考慮軋體為二維，經由許多假設以簡化模型的複雜度；現今由於計算機的進步，透過計算機的計算，加上數值方法的運用，可以模擬出更多種熱傳機構的組合，精確的分析出軋體在各情況的溫度分佈，其結果也會更加符合實際需求。

1-3 研究目的

熱軋鋼品本身可產製鋼管、鍍鋅輕型鋼、貨櫃、容器等，影響產業有製管業、電腦週邊設備、電吊扇業、自行車及零件業、汽機車零件業、鍍面業等。所以軋延出來熱鋼胚的品質就顯的相當重要，而工軋又會影響鋼胚的品質，所以本研究針對軋體的工作條件進行熱分析，提供軋體的溫度分佈，進而控制軋體的溫度，使其軋體本身在熱軋過程中的形變能獲得控制，使其在高溫運轉之下，降低因變形而影

響熱軋後鋼胚的品質。

由於軋體的溫度分佈是由數個不同熱傳機構所組成及同時發生，所以藉由分析軋體的溫度分佈，可選擇最佳熱傳機構的組合。



第二章

數學模式

本文研究二維方向輓體熱傳物理模型，如圖二所示；輓體的半徑為 R ，定義座標由圓中心點往外方向為 r 方向，逆時鐘方向轉動為 θ 方向；因此在熱軋製程中，吾人考慮輓體溫度 T 為半徑方向 r 、轉動方向 θ 以及時間 t 的函數，所以可得 $T=T(r, \theta, t)$ ；吾人以此為基礎，建立本章的物理模式。

2-1 統御方程式



有關輓體熱傳物理模型如圖二所示，輓體與鋼胚接觸的角度為 θ_1 ，在此範圍內由於鋼胚的溫度遠高於輓體的溫度，所以熱量由鋼胚傳入至輓體，其餘部分則為輓體與水或空氣之間進行對流散熱，考慮輓體以二維圓柱座標 $T(r, \theta, t)$ 的統御方程式可表示如下：

$$\rho c \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \omega \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) = k \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right) \right] \quad (2.1)$$

上式中 ρ 為密度， c 為比熱， ω 為轉速， k 為熱傳導係數，在本研究中 ρ 、 c 、 ω 、 k 等參數均為定值。

2-2 初始條件

在進行熱軋製程之前，輓體暴露於空氣之中，因為未接觸熱鋼

胚，所以未有熱量傳入及熱量散出；因此此時軋體的溫度等於所接觸的空氣溫度。

初始條件(initial condition)：

$$T(r, \theta, 0) = T_{air} \quad (2.2)$$

T_{air} 為工軋未熱軋前，所接觸到的空氣溫度。

2-3 邊界條件

在進行熱軋製程中，如圖三所示，由於軋體轉動相當的快速，所以溫度變化較大的範圍將僅限於離滾輪表面一定的深度(δ)，又因為熱軋製程進行當中，傳入且超過 δ 的熱量已經很少，Tseng[10]以有限差分法解一個高速轉動軋體的熱傳導，溫度變化僅限於軋體外緣一層，且導出滲透厚度為 $\delta = 7 \cdot R \cdot Pe^{-0.5}$ ，因此本文依前關係式定義軋體的滲透深度，因此吾人考慮離軋體表面深度 δ 處為絕熱；其邊界條件(boundary conditions)如下：

$$(1) \quad r = R - \delta$$
$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (2.3)$$

在進行熱軋製程中，軋體與鋼胚接觸的角度為 θ_1 ，在此範圍由於軋體接觸到鋼胚，所以軋體接收到鋼胚所傳入的熱量；而在軋體表面其餘部分，由於未接觸到鋼胚，因此沒有熱量傳入，但是因為有水源不斷的向軋體表面噴水降溫，所以在軋體表面除了與鋼胚接觸的部分外，皆進行熱對流的散熱；邊界條件如下：

(2) $r = R$

(a) $0 < \theta < \theta_1$

$$k \frac{\partial T}{\partial r} = q'' \quad (2.4)$$

當進行熱軋製程時，由於鋼胚的溫度會比軋體的溫度高上許多，所以熱傳方向是由熱鋼胚傳向軋體，上式中 q'' 為熱鋼胚傳入軋體的熱量。

(b) $\theta_1 < \theta < \theta_1 + \theta_2$

$$k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T_{air} - T) \quad (2.5)$$

當進行熱軋製程時，軋體除了與熱鋼胚接觸的部分是熱量的傳入，其餘進行熱對流散熱；當軋體運轉時，離開熱鋼胚的軋體表面會進行散熱，其熱對流係數為 h ，而周圍空氣的溫度為 T_{air} 。

在週期性熱軋過程中，鋼胚是分段送至軋體，當接觸鋼胚時，在一段時間 t_h 內熱量由鋼胚傳入軋體。當完成軋延後鋼胚離開軋體，至下一個鋼胚進入前，在此段時間 t_c 內軋體進行散熱，將熱由軋體傳至環境中，兩段時間和為一個週期 t_p ，因此 $t_p = t_h + t_c$ 。當軋體在時間 t_h 內，邊界條件如(2.4)、(2.5)所示；當軋體在時間 t_c 內，邊界條件如下：

(c) $0 < \theta < \theta_1 + \theta_2$

$$k \frac{\partial T}{\partial r} = h(T_{air} - T) \quad (2.6)$$

在此時間內無鋼胚進行軋延，對軋體而言無熱量輸入，軋體表面藉由熱對流與外界進行散熱作用。

2-4 無因次化

定義無因次參數如下：

$$\Theta = \frac{T - T_{air}}{q'' R/k} \quad \tau = \frac{\alpha}{R^2} t \quad X = \frac{r}{R}$$

$$Pe = \frac{R^2 \omega}{\alpha} \quad Bi = \frac{hR}{k}$$

可將統御方程式無因次為以下形式：

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + Pe \frac{\partial \Theta}{\partial \theta} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{1}{X} \frac{\partial \Theta}{\partial X} + \frac{1}{X^2} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \theta^2} \quad (2.7)$$

初始條件：

$$\Theta = 0 \quad (2.8)$$

上式中 Θ 為無因次化溫度，軋體未進行軋延時，溫度與外在環境相同，因此軋體初始無因次溫度為零。

邊界條件：

$$(1) \quad X = 1 - \frac{\delta}{R}$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial X} = 0 \quad (2.9)$$

上式中 δ 為軋體絕熱深度。

$$(2) \quad X = 1$$

$$(a) \quad 0 < \theta < \theta_1$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial X} = 1 \quad (2.10)$$

上式 θ_1 為軋體接觸熱鋼胚的區域，在此區域熱由鋼胚傳入軋體，因此

對輓體而言此範圍為加熱區域。

$$(b) \theta_1 < \theta < \theta_1 + \theta_2$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial X} = -Bi \cdot \Theta \quad (2.11)$$

上式 θ_2 為輓體接觸外環境做散熱，在此區域熱由輓體散出去。

在週期性熱軋過程中，輓體在一段時間 τ_h 內熱量由鋼胚傳入輓體。當完成軋延後鋼胚離開輓體，至下一個鋼胚進入前，在此段時間 τ_c 內輓體進行散熱，兩段時間和為一個週期 τ_p ，因此 $\tau_p = \tau_h + \tau_c$ 。當輓體在時間 τ_h 內，邊界條件如(2.10)、(2.11)所示；當輓體在時間 τ_c 內，邊界條件如下：

$$(c) 0 < \theta < \theta_1 + \theta_2$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial X} = -Bi \cdot \Theta \quad (2.12)$$



在這段時間內，輓體表面藉由熱對流與外界進行散熱作用。

第三章

數值方法

本文採用的數值方法為隱性(implicit)有限體積法[15]，將輓體分為若干均勻的格點，再對每一個格點取控制體積，在此控制體積內每一時刻皆必須維持能量守恆，由此可以導出各個格點的溫度離散方程式[15]，再利用矩陣的運算[15]即可計算出各個格點的溫度。

3-1 輓體的離散方程式

輓體的格子點分佈如圖四所示，對每一個格點取控制體積，則可推導出離散方程式：



(1) 輓體內邊界格點 ($i = 1, j = 1 \sim n$)

對內邊界格點取控制體積，而每一格子點均符合能量平衡，如圖五(b)所示，可得下式

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^p}{\Delta\tau} + Pe \frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j+1}^{p+1}}{\Delta\theta} \right] \\ &= \frac{\Delta X}{2} \cdot \frac{\Theta_{i,j-1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} + \frac{\Delta X}{2} \cdot \frac{\Theta_{i,j+1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} \\ &+ \left(X + \frac{\Delta X}{2} \right) \cdot \Delta\theta \cdot \frac{\Theta_{i+1,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{\Delta X} \end{aligned} \quad (3.1)$$

(2) 軛體內部格點 ($i = 2 \sim m-1, j = 1 \sim n$)

對內部格點取控制體積，而每一格子點均符合能量平衡，如圖五

(a)所示，可得下式

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^p}{\Delta\tau} + Pe \cdot \frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j+1}^{p+1}}{\Delta\theta} \right] \\
 &= \Delta X \cdot \frac{\Theta_{i,j-1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} + \Delta X \cdot \frac{\Theta_{i,j+1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} \\
 &+ (X - \frac{\Delta X}{2}) \cdot \Delta\theta \cdot \frac{\Theta_{i-1,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{\Delta X} + (X + \frac{\Delta X}{2}) \cdot \Delta\theta \cdot \frac{\Theta_{i+1,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{\Delta X}
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

(3) 軛體外邊界格點 ($i = m, j = 1 \sim n$)

對外邊界格點取控制體積，而每一格子點均符合能量平衡，如圖五(c)所示，可得下二式

(a) 軛體表面與熱鋼胚接觸部分

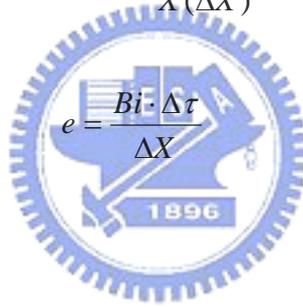
$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^p}{\Delta\tau} + Pe \cdot \frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j+1}^{p+1}}{\Delta\theta} \right] \\
 &= \frac{\Delta X}{2} \cdot \frac{\Theta_{i,j-1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} + \frac{\Delta X}{2} \cdot \frac{\Theta_{i,j+1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} \\
 &+ (X - \frac{\Delta X}{2}) \cdot \Delta\theta \cdot \frac{\Theta_{i+1,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{\Delta X} + \frac{2 \cdot \Delta\tau}{\Delta X}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

(b) 軋體運轉離開熱鋼胚的表面後

$$\begin{aligned}
 & \left[\frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^p}{\Delta\tau} + Pe \cdot \frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j+1}^{p+1}}{\Delta\theta} \right] \\
 &= \frac{\Delta X}{2} \cdot \frac{\Theta_{i,j-1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} + \frac{\Delta X}{2} \cdot \frac{\Theta_{i,j+1}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{X \cdot \Delta\theta} \\
 &+ \left(X - \frac{\Delta X}{2} \right) \cdot \Delta\theta \cdot \frac{\Theta_{i+1,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^{p+1}}{\Delta X} - Bi \cdot \Theta
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

定義各參數如下：

$$\begin{aligned}
 a &= \frac{\Delta\tau}{X^2(\Delta\theta)^2} & b &= \frac{\Delta\tau(X - \Delta X/2)}{X(\Delta X)^2} & c &= \frac{\Delta\tau(X + \Delta X/2)}{X(\Delta X)^2} \\
 d &= \frac{Pe \cdot \Delta\tau}{\Delta\theta} & e &= \frac{Bi \cdot \Delta\tau}{\Delta X} & f &= \frac{\Delta\tau}{\Delta X}
 \end{aligned}$$



(3.1) 式可改寫為

$$\begin{aligned}
 & (1 + 2a + 2c + d) \cdot \Theta_{i,j}^{p+1} \\
 & - 2c \cdot \Theta_{i+1,j}^{p+1} - a \cdot \Theta_{i,j-1}^{p+1} - (a + d) \cdot \Theta_{i,j+1}^{p+1} = \Theta_{i,j}^p
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

(3.2) 式可改寫為

$$\begin{aligned}
 & (1 + 2a + b + c + d) \cdot \Theta_{i,j}^{p+1} \\
 & - b \cdot \Theta_{i-1,j}^{p+1} - c \cdot \Theta_{i+1,j}^{p+1} - a \cdot \Theta_{i,j-1}^{p+1} - (a + d) \cdot \Theta_{i,j+1}^{p+1} = \Theta_{i,j}^p
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

(3.3) 式可改寫為

$$\begin{aligned}
 & (1 + 2a + 2b + d) \cdot \Theta_{i,j}^{p+1} \\
 & - 2b \cdot \Theta_{i-1,j}^{p+1} - a \cdot \Theta_{i,j-1}^{p+1} - (a + d) \cdot \Theta_{i,j+1}^{p+1} - 2f = \Theta_{i,j}^p
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

(3.4)式可改寫為

$$\begin{aligned} & (1+2a+2b+2e+d) \cdot \Theta_{i,j}^{p+1} \\ & -2b \cdot \Theta_{i-1,j}^{p+1} - a \cdot \Theta_{i,j-1}^{p+1} - (a+d) \cdot \Theta_{i,j+1}^{p+1} = \Theta_{i,j}^p \end{aligned} \quad (3.8)$$

以上於(3.5)~(3.8)式中；當 $j=1$ 時， $\Theta_{i,j-1} = \Theta_{i,n}$ ；而當 $j=n$ 時，

$$\Theta_{i,j+1} = \Theta_{i,1} \circ$$

3-2 數值計算過程

本文採用的數值方法是有限差分法，可將各離散方程式寫成矩陣

運算 $AX=B$ 之形式，求解步驟如下：

(1) 輓體初始溫度等於外界環境溫度。

(2) 利用矩陣的相關運算 $X = A^{-1} \cdot B$ ，求出數值解。

(3) 設定矩陣運算的收斂條件為 $\left| \frac{\Theta_{i,j}^{p+1} - \Theta_{i,j}^p}{\Theta_{i,j}^{p+1}} \right| < 10^{-5}$ 。

(4) 反覆迭代計算各點溫度，直到各點溫度均滿足收斂條件。

(5) 最後所得結果矩陣 X 為輓體溫度分佈。

第四章

結果與討論

本章中吾人將討論 Bi 及 Pe 等參數，對輓體的溫度分佈變化的影響；及在週期性軋延時，輓體溫度的變化。圖六為 r 、 θ 方向的格點測試圖，圖中 r 方向分別取 11、16 及 21 格點和 θ 方向分別取 36、72、144 及 360 格點的比較，圖中 r 方向取 16 及 21 格點和 θ 方向取 144 及 360 其值很吻合，因此本研究取 r 方向為 21 個格點， θ 方向取 144 個格點。

4-1 各參數對輓體溫度分佈的影響



熱軋過程中，輓體的快速轉動將鋼板迅速輸送；當低溫輓體和高溫鋼板接觸時，藉著熱傳導作用將熱從鋼板傳至輓體；在離開接觸鋼板的輓體表面，藉著熱對流將熱傳至外界環境。輓體的初始溫度和外界環境的溫度相等，隨著時間的增加輓體的整體溫度逐漸上升，而輓體溫度變化的區域集中於靠近表面的部分。在 Tseng 的研究中得知一個高速轉動的輓體模型，因為輓體轉動的速度極快，因此溫度變化僅限於接近輓體表面的一薄層內。在熱軋過程中，輓體的轉速及外在環境的散熱能力會影響輓體溫度的高低，因此在本研究中，針對轉速與外在散熱能力有關的兩參數 Pe 、 Bi 做分析，在下節中設定兩參數在不同值下，分析對輓體溫度分佈的影響。

4-1-1 Pe 數對溫度的影響

由 $Pe = \frac{R^2 \omega}{\alpha}$ 可知 Pe 的大小受輓體轉速所影響，圖七、圖八和圖

九分別為工輓在 $Bi = 1$ 、10 和 100 時，不同的 Pe 下輓體徑向溫度分佈圖，由圖中可得知當 Bi 越大，輓體整體溫度相對降低。由鋼胚所傳進的熱，藉由不同轉速的帶動，所能影響區域的大小也會不同，當 $Pe = 10^3$ 時，傳入的熱藉由轉速的帶動影響範圍約為 40° ，當 $Pe = 10^4$ 時影響範圍約為 80° ，當 $Pe = 10^5$ 時影響範圍約為 130° ，因此當 Pe 相對較小時，傳入的熱所能影響的範圍較小，增加 Pe 輓體轉速加大，熱藉由轉速帶動影響範圍逐漸加大。

圖十中(a)、(b)及(c)分別為工輓在 $Bi = 1$ 、10 和 100 時，不同 Pe 輓體表面溫度的變化，由圖中可知在固定的 Bi ，當 Pe 較小時，輓體表面最高溫與最低溫的溫差會有較劇烈的變化；但隨著 Pe 增加，輓體表面溫度變化逐漸變小。當 Pe 增加，輓體的溫度會呈較均勻分佈，因此當輓體轉速逐漸加大，輓體表面的溫度分佈越趨均勻。由圖中得知當 Pe 由 10^4 增加至 10^5 輓體最大溫差會比 Pe 由 10^3 增加至 10^4 小，因此增加 Pe 雖然可以加強輓體的散熱，但是當 Pe 一直增大，對輓體的散熱效果會逐漸下降，因此增加轉速對輓體的散熱將會有一定的效果，不能藉由轉速無限制降低輓體的溫度。

4-1-2 Bi 數對溫度的影響

由 $Bi = \frac{hR}{k}$ 可知 Bi 的大小受對流係數所影響，圖十一中(a)、(b)及

(c)分別為工軋在 $Pe = 10^3$ 、 10^4 和 10^5 時，不同的 Bi 下軋體表面溫度的變化。由圖可得知在固定的 Pe ，當 Bi 增加，軋體的表面溫度會下降。由此可知，較大的 Bi ，外在環境帶走軋體表面熱的能力越強，軋體表面的溫度下降。

圖十二、圖十三和圖十四分別為工軋在 $Bi = 1$ 、 10 和 100 時，不同的 Pe 下軋體等溫分佈圖，由圖中可得知當 Bi 越大，軋體整體溫度相對降低。當 Pe 較小時，由鋼胚傳入的熱所能影響的範圍較小；當 Pe 增大，熱藉由轉速帶動影響範圍逐漸加大。在等溫圖中 Pe 增大，藉由提高轉速使軋體整體的溫度分佈較為均勻。

4-2 週期性熱軋過程之軋體溫度分佈

4-2-1 Pe 數與 Bi 數的影響

在鋼鐵廠進行鋼胚熱軋過程中，軋體可視為週期性的熱輸入及熱散出。在此過程中，當接觸鋼胚時，在一段時間 τ_h 內熱量由鋼胚傳入軋體。當完成軋延鋼胚後離開軋體，至下一個鋼胚進入前，此段時間 τ_c 軋體進行散熱，將熱由軋體傳至環境中，兩段時間和為一個週期 τ_p 。

圖十五(a)、(b)為週期性軋延軋體溫度變化圖，圖十五(a)為軋體暫態溫度變化圖，由圖中可知當時間足夠久時，軋體的溫度會呈現週期性的震盪現象，圖十五(b)為穩態溫度變化圖，由圖可明顯看出軋體溫度在一定範圍內呈現震盪性變化。

由上節中可知軋體的溫度隨著不同 Pe 和 Bi 而有所變化，軋體的

溫度隨著 Pe 和 Bi 增大而降低。在本節中，探討在週期性軋延過程中，輓體在不同 Pe 和 Bi 下溫度的變化。圖十六、圖十七和圖十八分別為工輓在 $Bi = 1$ 、 10 和 100 時，不同 Pe 下輓體受週期性軋延溫度變化圖，由圖可知在固定 Bi 下，輓體溫度隨 Pe 增加而降低，而 Pe 由先前可知與輓體的轉速有關，因此當輓體受週期性軋延時若外在環境散熱條件相同，當輓體轉速越快其散熱效果越好。

由圖可知當固定 Pe 改變 Bi ，可知當輓體受週期性軋延的溫度，隨 Bi 降低而增加，而 Bi 與外界的散熱條件有關，因此當固定輓體軋延的轉速，當外在環境散熱條件越差，則越不利輓體在軋延過程中的散熱，造成輓體的溫度相對提高。因此輓體進行週期性軋延時，溫度隨著不同 Pe 和 Bi 而改變，當 Pe 、 Bi 增加，對輓體會有較好的散熱效果，輓體溫度也隨之下降。



4-2-2 不同週期軋延輓體的溫度變化

在鋼鐵廠中，可改變鋼胚的長度及兩鋼胚間的時間間隔，所以對輓體而言，輓體受到的加熱時間 τ_h 及散熱時間 τ_c 會有所改變；圖十九為固定 τ_h 改變 τ_c ，觀察輓體的溫度變化，在圖中比較輓體受到兩個不同週期 $\tau_p = 80$ 及 $\tau_p = 100$ 溫度的變化，固定 τ_h 為 20 ，分別取 τ_c 為 60 及 80 不同的時間間隔，圖中對時間項分別除以本身的週期，使其時間範圍皆為 0 到 1 。對 $\tau_p = 80$ 而言，其 τ_h 佔整體週期的 0.25 ，而 $\tau_p = 100$ 佔 0.2 ，由圖可得知，當小週期時輓體受到散熱的時間較短會造成輓體溫度較高；當週期較大時，由於輓體受到的散熱時間較長，因此輓

體的溫度會相對低一點。圖二十為固定相同 τ_p 為 80，比較不同 τ_h 輓體的溫度分佈圖；在圖中 τ_h 分別為 20 及 30，因為週期固定所以加熱時間較長相對散熱時間較短，造成輓體受熱時間長而散熱時間短溫度相對較高。另外加熱時間較短，所以輓體受熱時間短因此輓體有較長的時間進行散熱，輓體溫度相對較低。



第五章

結 論

本文藉由數值方法模擬輓體在熱軋過程中的溫度分佈，在不同的參數下得到數值解，藉以探討各參數對輓體溫度所產生的影響。綜合前一章所得到的結果，吾人得到以下結論：

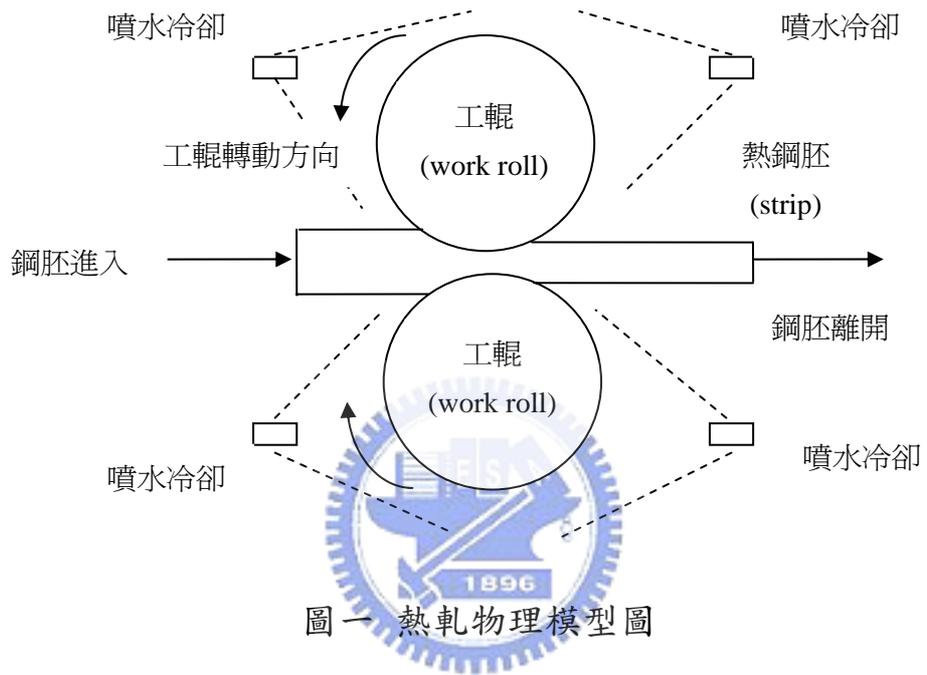
1. Pe 對輓體溫度的影響：當 Pe 較小時，輓體溫度分佈較不均勻，因此溫差較大；增加 Pe ，由鋼胚傳入的熱藉由轉速的帶動，輓體的溫度分佈漸趨均勻，其整體溫度也隨之降低。因此輓體的溫度隨 Pe 的增加而下降。
2. Bi 對輓體溫度的影響：當 Bi 較小時，表示外在散熱條件較差，熱不易從輓體散出去，因此輓體溫度會較高。增加 Bi 時，外在環境對於輓體的散熱能力加大，熱越容易被帶走所以輓體的溫度會較低。因此輓體的溫度隨 Bi 的增加而下降，高 Bi 對於輓體會較好的散熱效果。
3. 週期性軋延輓體的溫度變化：在週期性軋延過程中，當增加 Pe 與 Bi 輓體會較好的散熱效果，其溫度也會下降。鋼胚與鋼胚輸送間隔 τ_c 會影響輓體溫度高低，當增加鋼胚與鋼胚間軋延間隔，輓體的散熱時間較長，因此輓體的溫度相對較低。

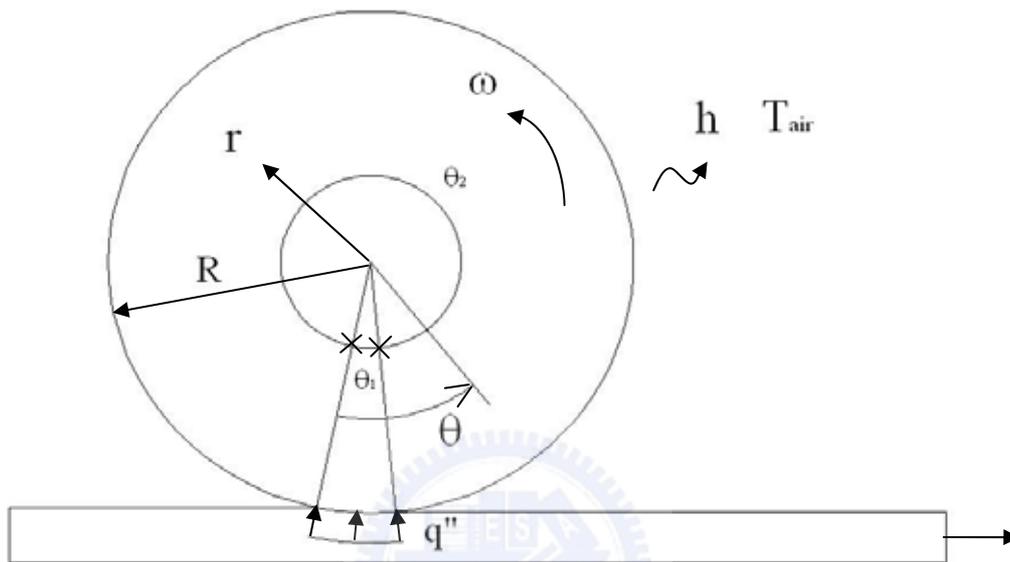
參 考 文 獻

1. S. Cerni., 1961, “The temperature and thermal stress in the the rolling of metal strip”, *Iron and Steel Engineer Year Book*, pp. 717.
2. T. H. Hogshead, 1967, “Temperature distribution in the rolling of metal”, Ph. D. thesis, Carnegie-Mellon Univ., Pittsburgh, Pa.
3. P. G. Stevens, K. P. Iven and P. Harper, 1971, “Increasing work-roll life by improved roll-cooling practice”, *Journal Iron Steel Institute*, vol. 209, pp. 1-11.
4. W. Haubitzer, 1974, “Steady-state temperature distribution in rolls”, *Arch. Eisenhuettenwes.*, vol. 46, pp. 635-638.
5. E. H. Patula, 1981, “Steady-state temperature distribution in a rotation roll subject to surface heat fluxes and convective cooling”, *J.Heat Transfer, Tran. ASME*, vol. 03, pp. 36-41.
6. D. M. Parke and J. L. L. Baker, 1972, “Temperature effects of cooling work roll”, *Iron Steel Eng.*, vol. 49, pp. 83-88.
7. J. V. Poplawski and D. A. Seccombe, 1980, “Bethlehem’s contribution to the mathematical modeling of cold rolling tandem mills”, *Iron Steel Eng.*, vol. 57, pp. 47-58.
8. S. Wilmott and J. Mignon, 1973, “Thermal variations of the camber

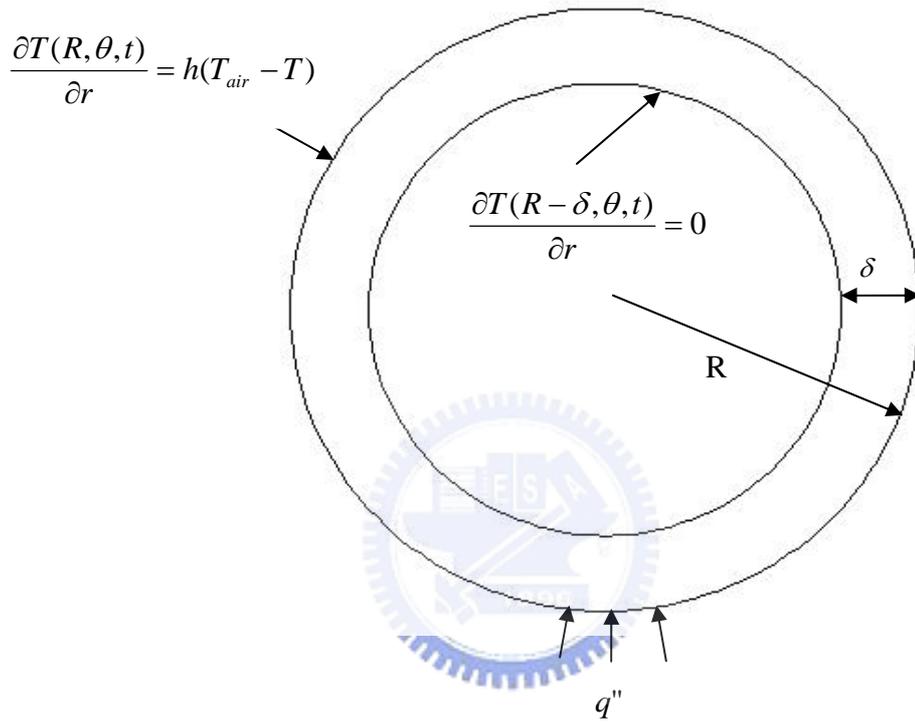
of the working rolls during hot rolling”, *C. R. M. Report*, No. 34, March, pp. 17-34.

9. W. Y. D. Yuen., 1984, “On the steady-state temperature distribution in a rotating cylinder subject to heating and cooling over its surface”, submitted to *J. Heat Transfer, Tran. ASME*, vol. 06, pp. 578-585.
10. A. A. Tseng, 1984, “Finite-difference solution for heat transfer in roll rotating at high speed”, *Numerical Heat Transfer*, vol. 7, pp. 113-125.
11. G. T. Pallone, 1983, “Transient temperature distribution in work rolls during hot rolling of sheet and strip”, *Iron and Steel Engineer*, Dec. pp. 21-26.
12. C. Devadas and V. Samarasekera, 1986, “Heat transfer during hot rolling of steel strip”, *Ironmaking and Steelmaking*, vol. 13, No. 6, pp. 311-321.
13. H. Ryu and H. B. Lee, 1999, “Thermal behavior of work roll in hot strip rolling”, *Posco Technical Report*, vol. 4, pp. 103-109.
14. R. M. Guo, 2001, “Evaluation of thermal profile models using various solution method”, *AISE Conference Cleveland*, pp. 23-26.
15. K. A. Hoffmann and S. T. Chiang, 1993, “Computational fluid dynamics for engineers volume I”.

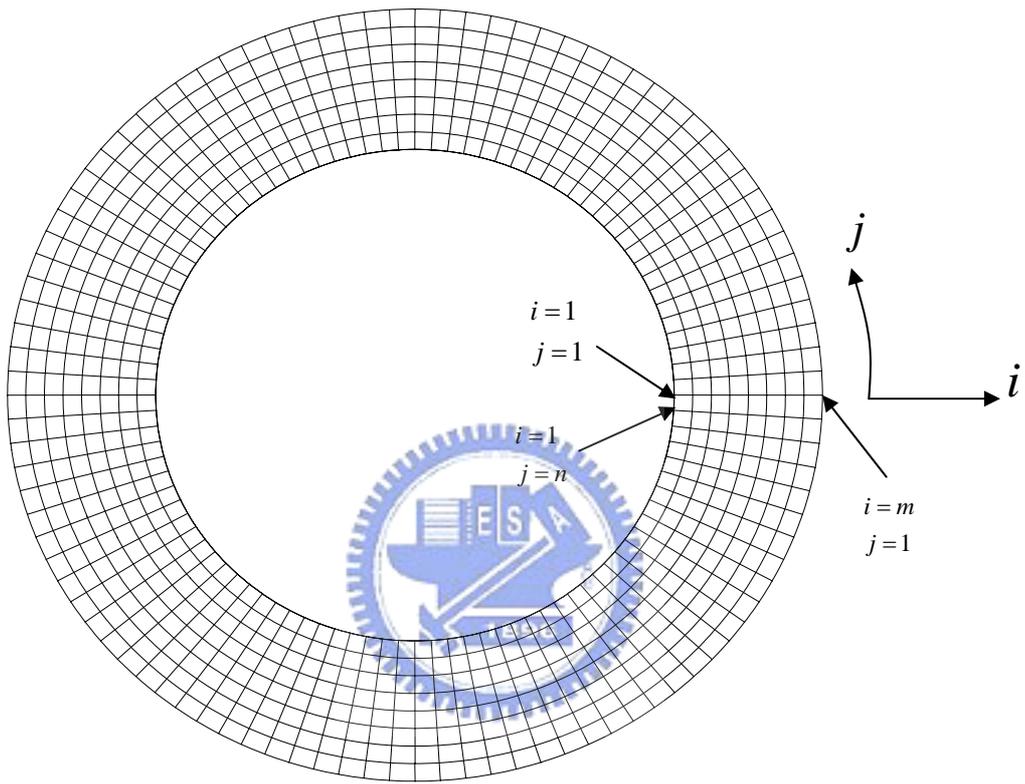




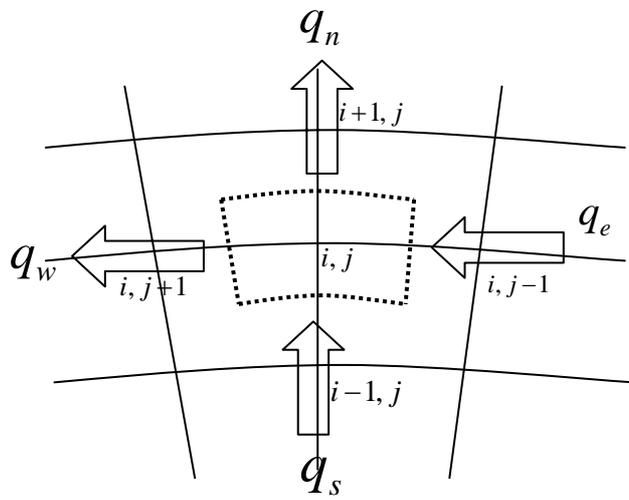
圖二 輓體熱傳物理模型



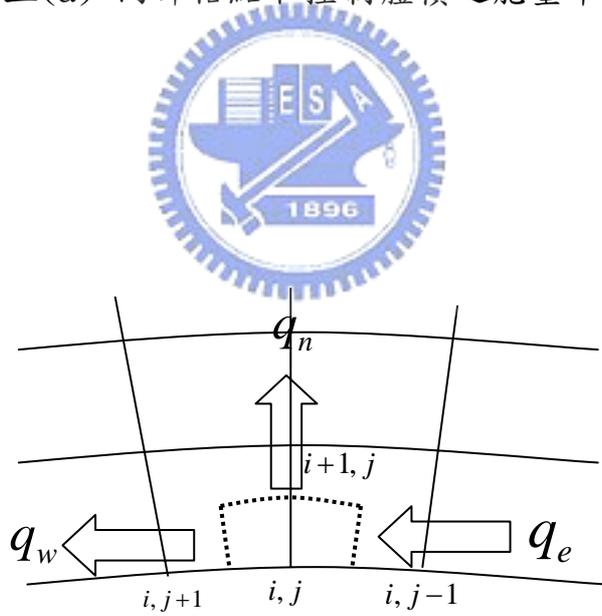
圖三 輓體物理模型圖



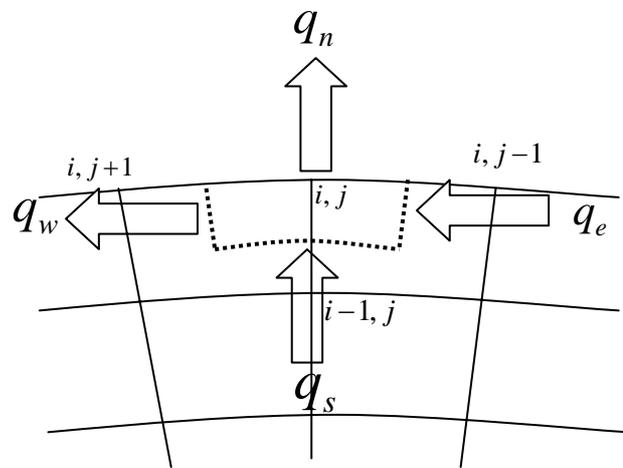
圖四 輓體格點分佈圖



圖五(a) 內部格點取控制體積之能量平衡

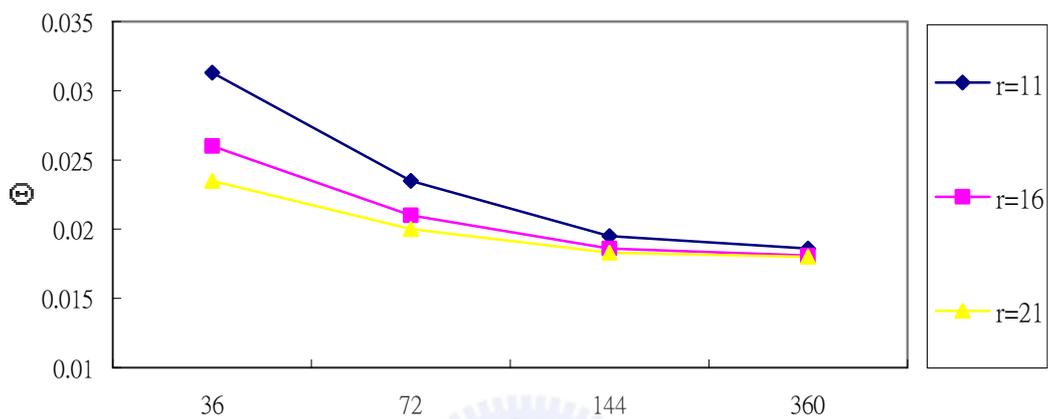


圖五(b) 內邊界格點取控制體積之能量平衡



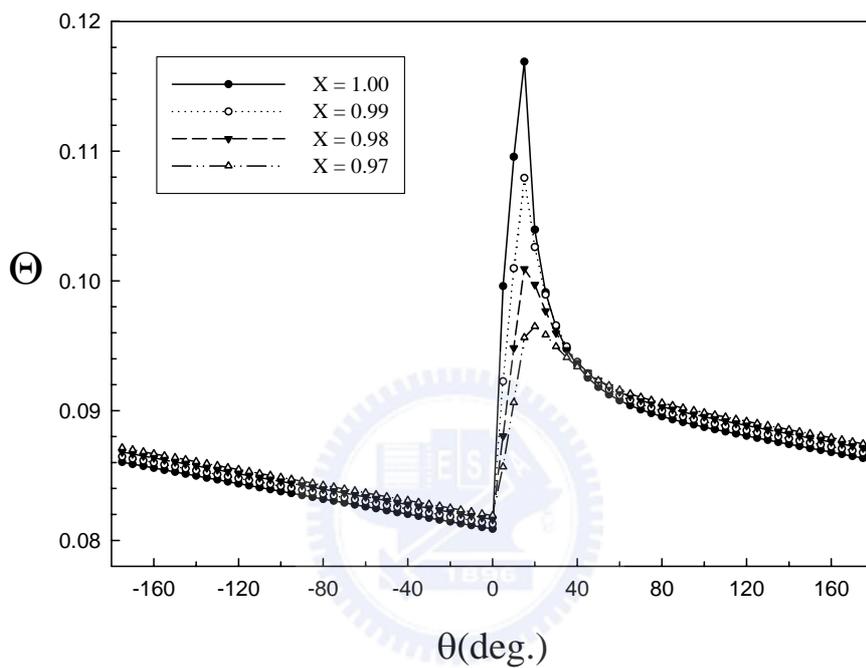
圖五(c) 外邊界格點取控制體積之能量平衡





圖六 格點測試圖

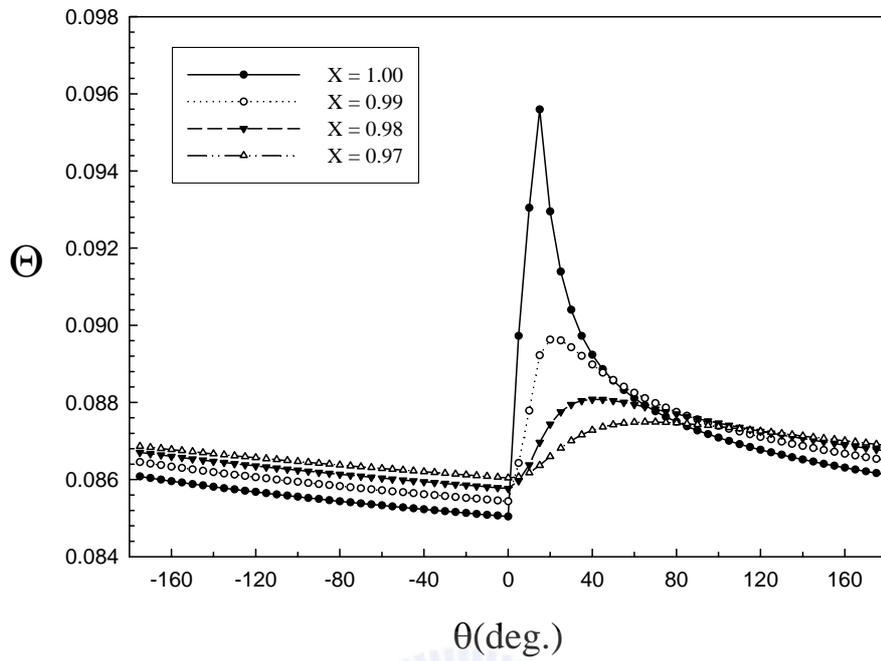




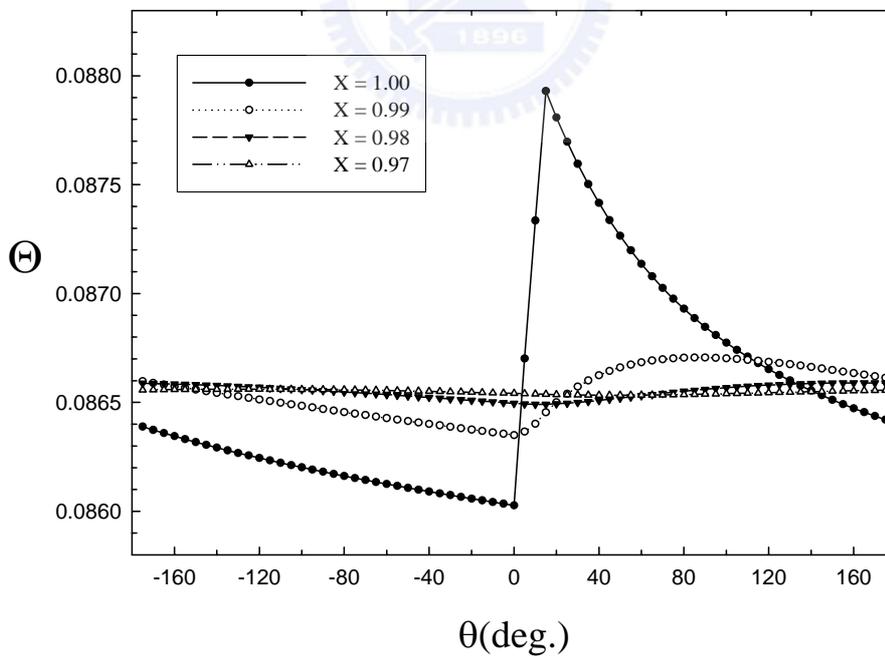
(a) $Pe = 10^3$

圖七 當 $Bi = 1$ 及不同的 Pe 數，輓體徑向溫度分佈圖

(a) $Pe = 10^3$ (b) $Pe = 10^4$ (c) $Pe = 10^5$

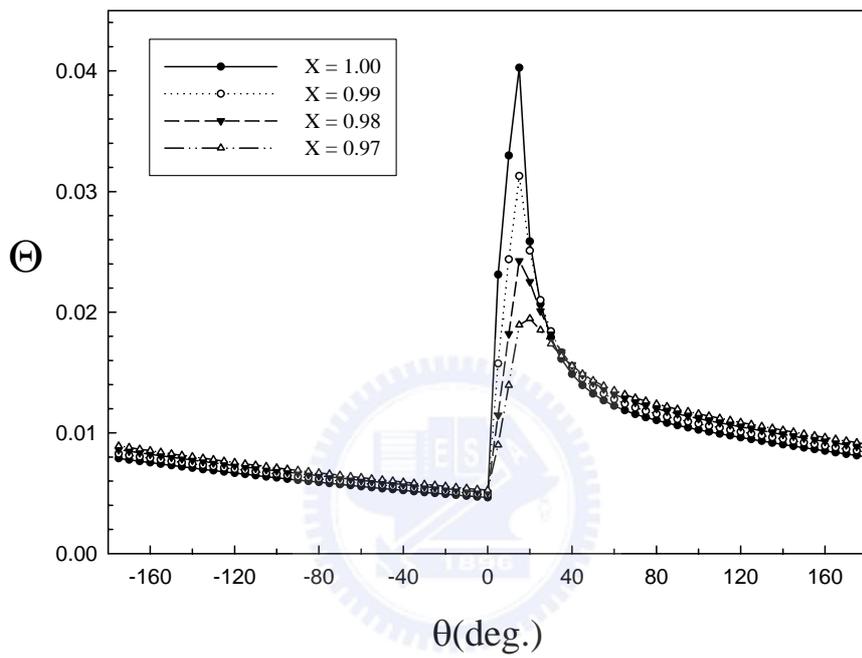


(b) $Pe = 10^4$



(c) $Pe = 10^5$

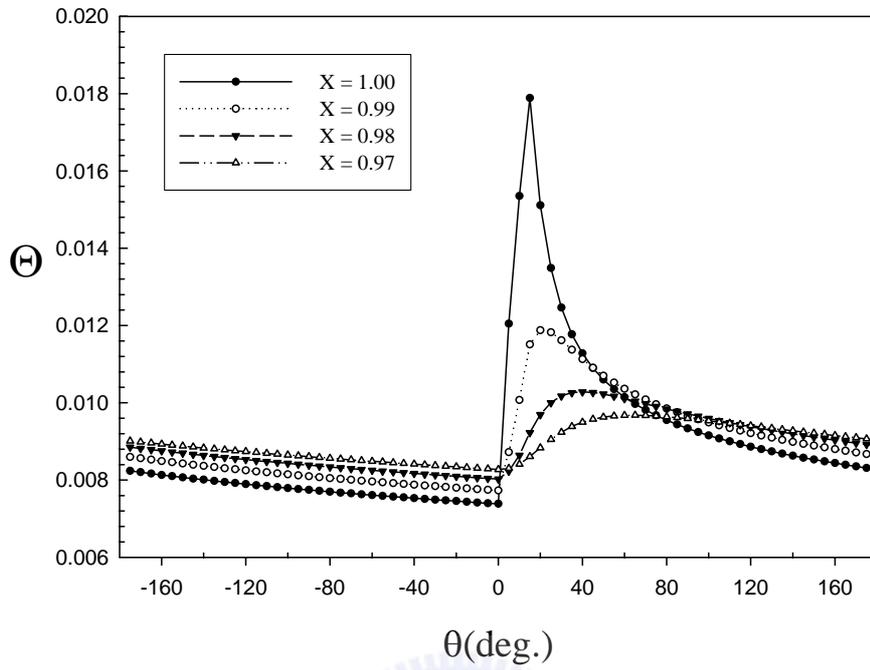
續



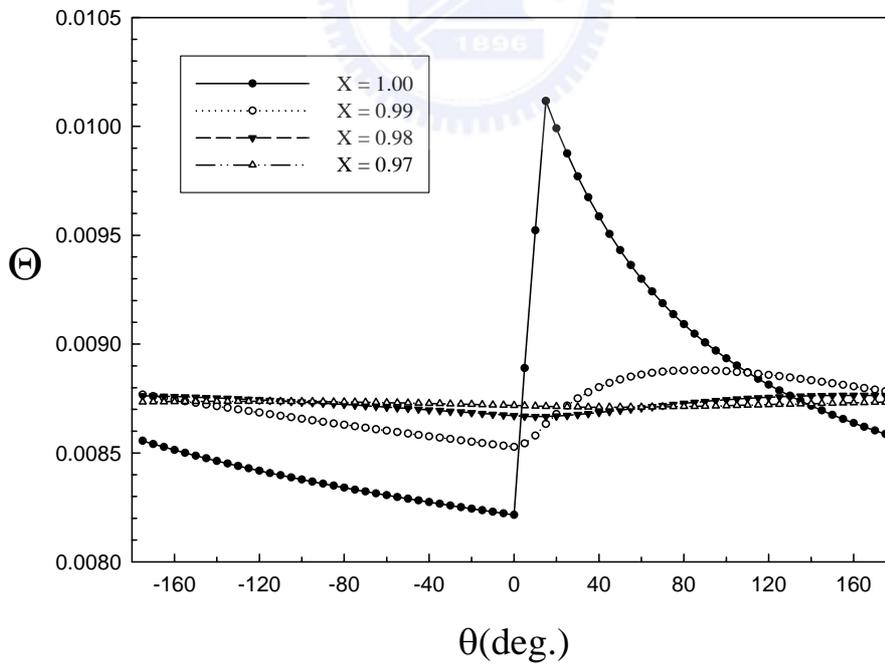
(a) $Pe = 10^3$

圖八 當 $Bi = 10$ 及不同的 Pe 數，輓體徑向溫度分佈圖

(a) $Pe = 10^3$ (b) $Pe = 10^4$ (c) $Pe = 10^5$

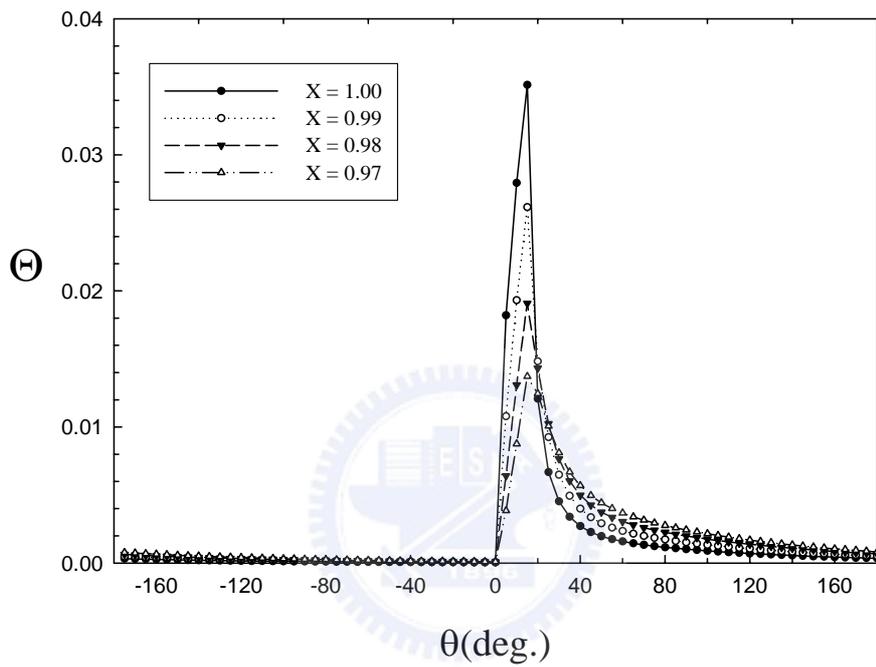


(b) $Pe = 10^4$



(c) $Pe = 10^5$

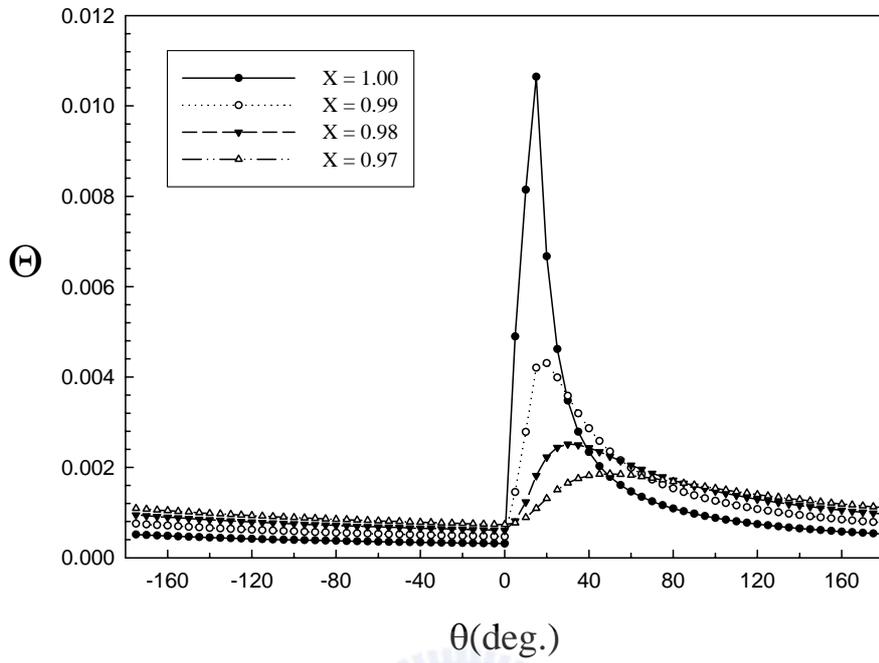
續



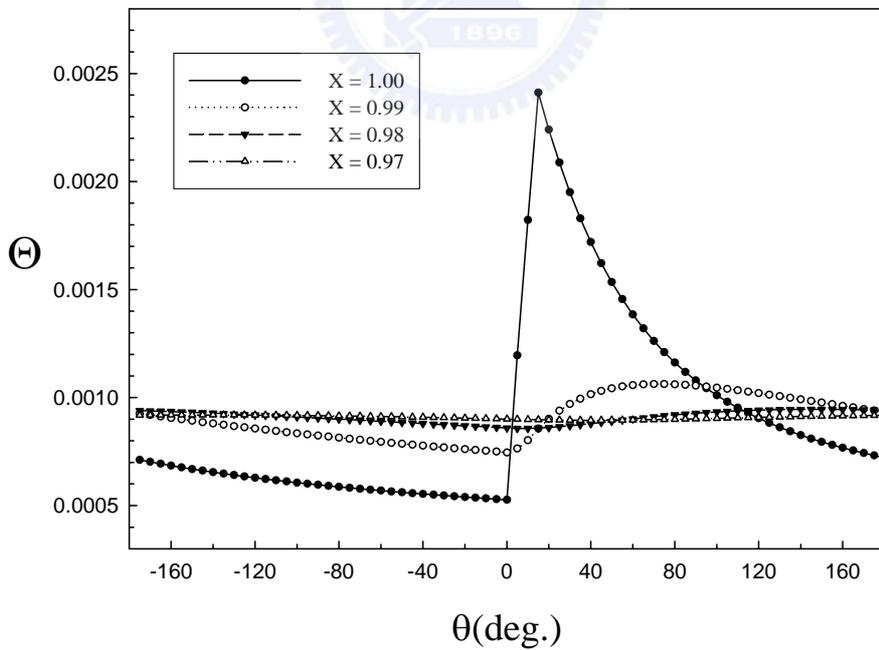
(a) $Pe = 10^3$

圖九 當 $Bi = 100$ 及不同的 Pe 數，輓體徑向溫度分佈圖

(a) $Pe = 10^3$ (b) $Pe = 10^4$ (c) $Pe = 10^5$

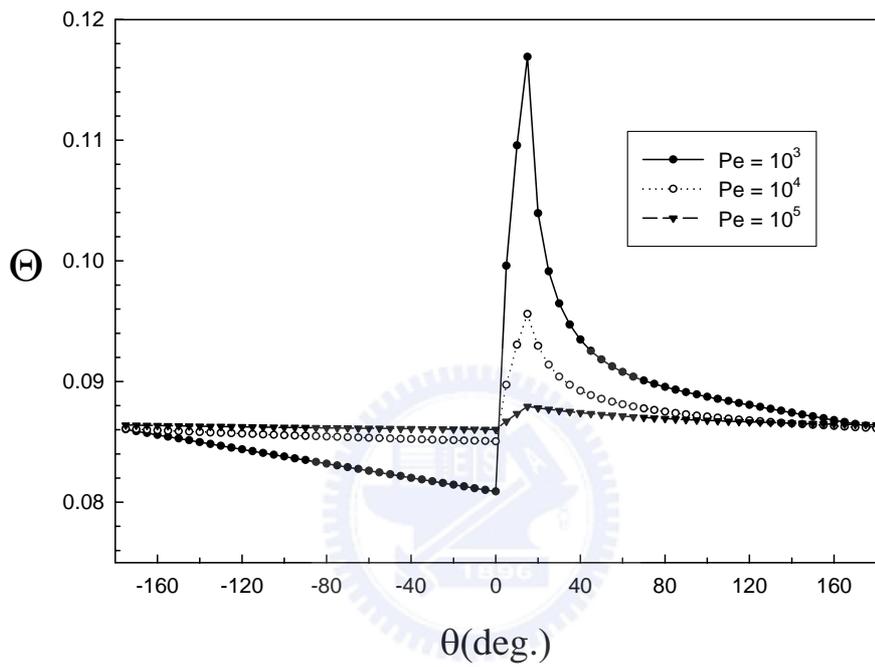


(b) $Pe = 10^4$



(c) $Pe = 10^5$

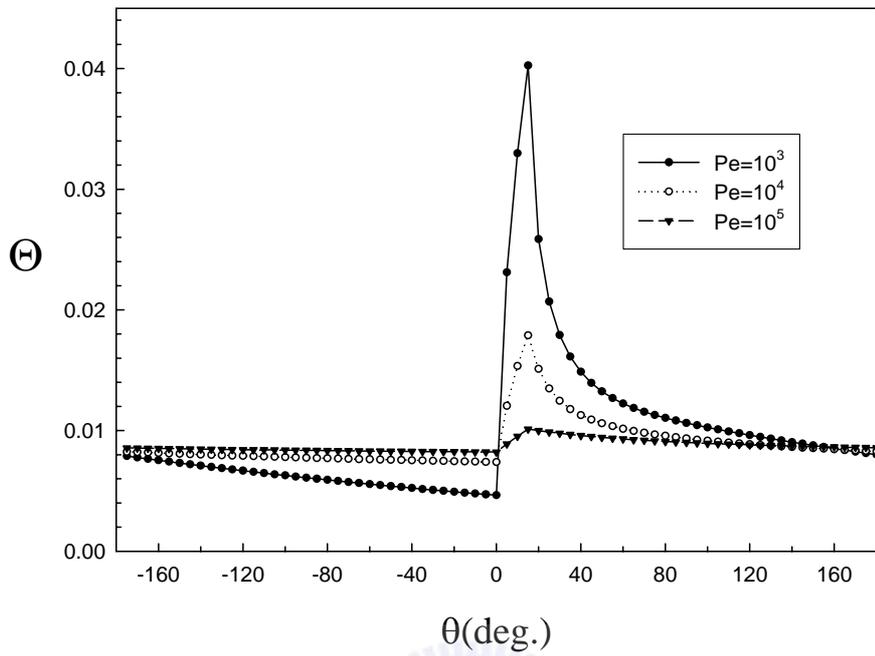
續



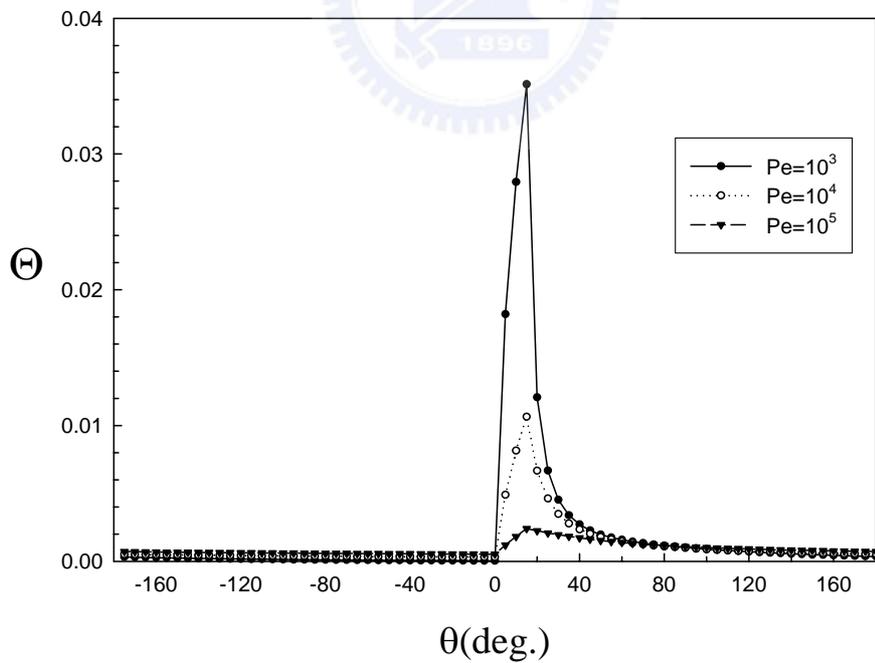
(a) $Bi = 1$

圖十 當固定 Bi 數，不同的 Pe 數輻體表面溫度分佈圖

(a) $Bi = 1$ (b) $Bi = 10$ (c) $Bi = 100$

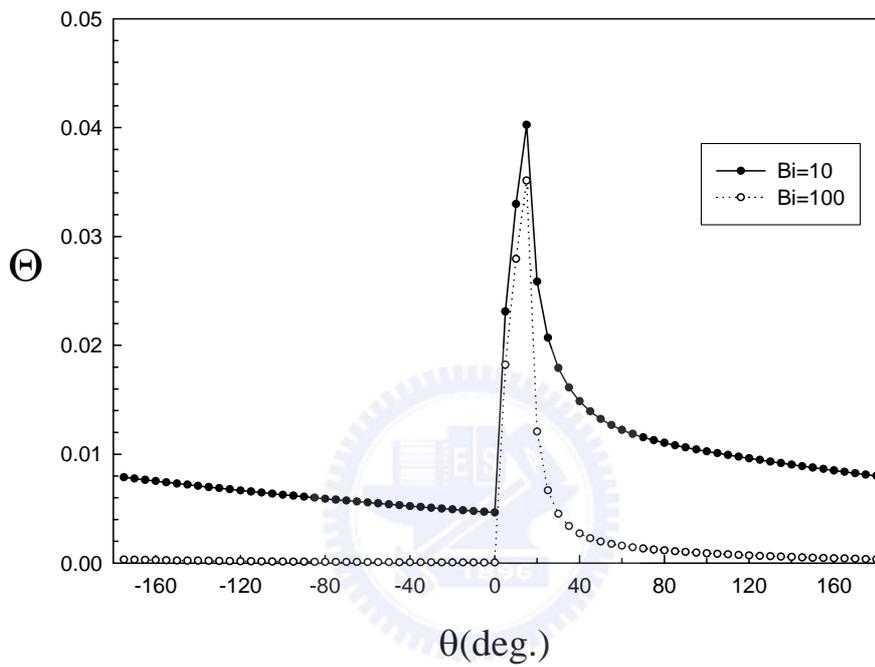


(b) $Bi = 10$



(c) $Bi = 100$

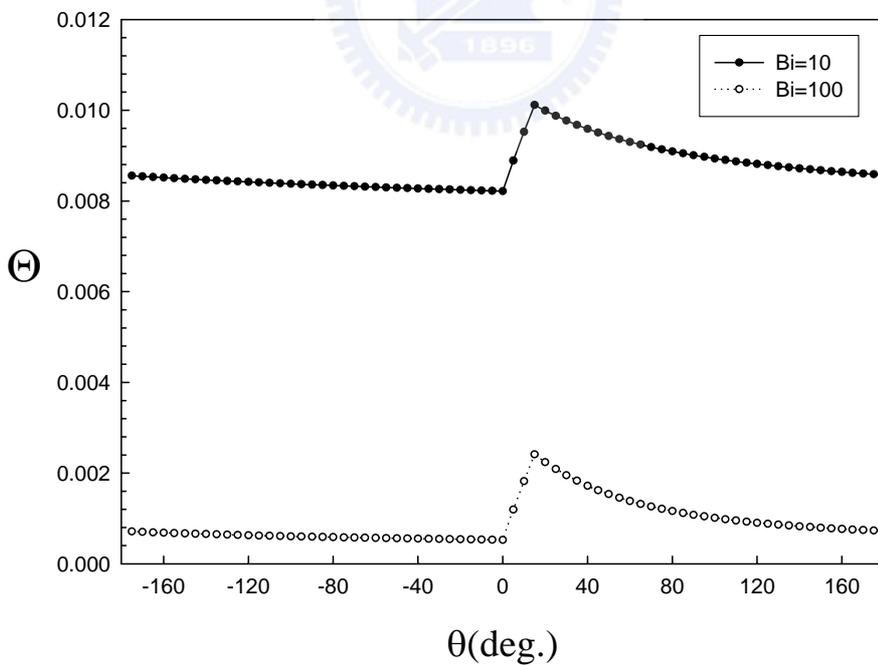
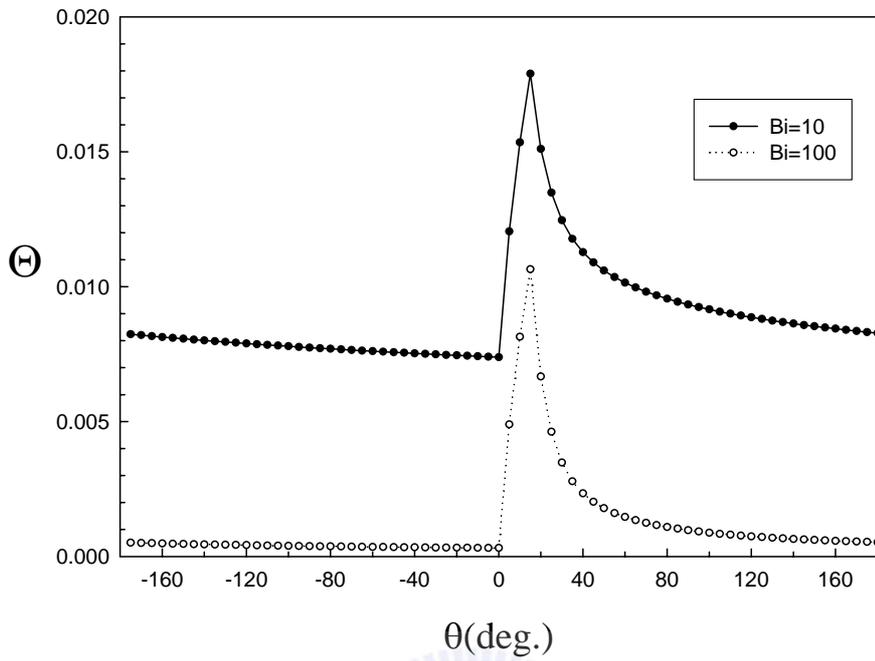
續



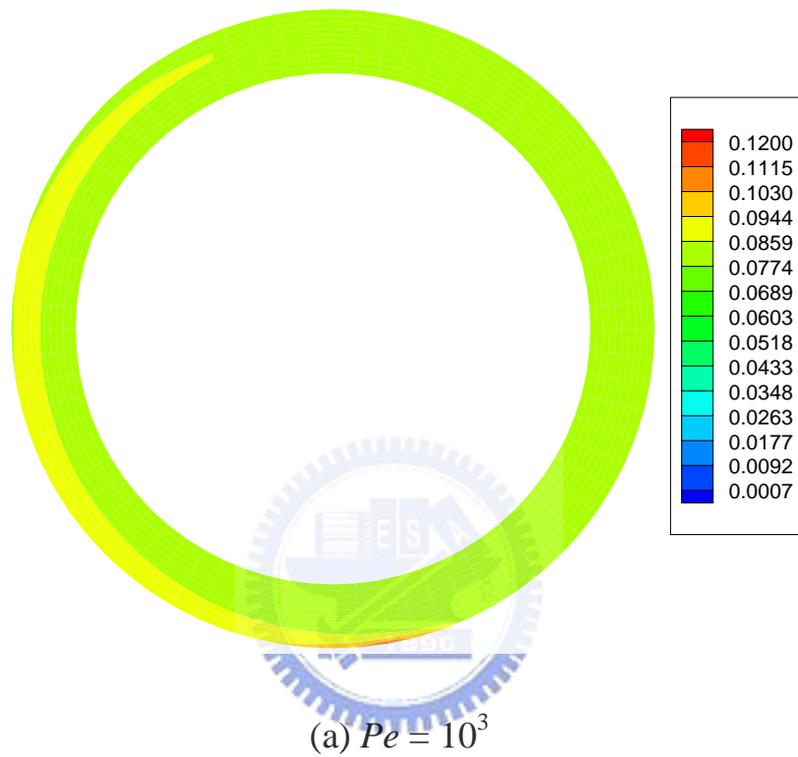
(a) $Pe = 10^3$

圖十一 當固定 Pe 數，不同的 Bi 數輓體表面溫度分佈圖

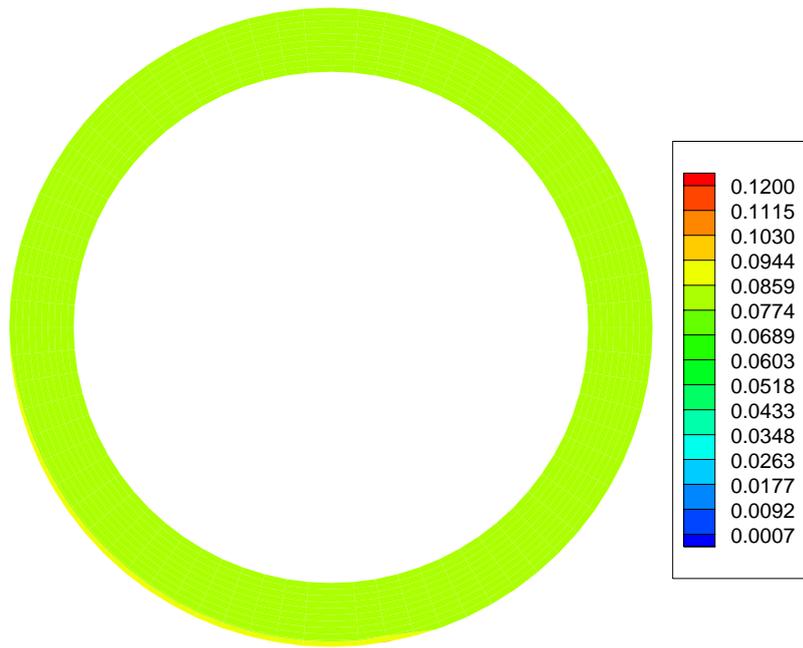
(a) $Pe = 10^3$ (b) $Pe = 10^4$ (c) $Pe = 10^5$



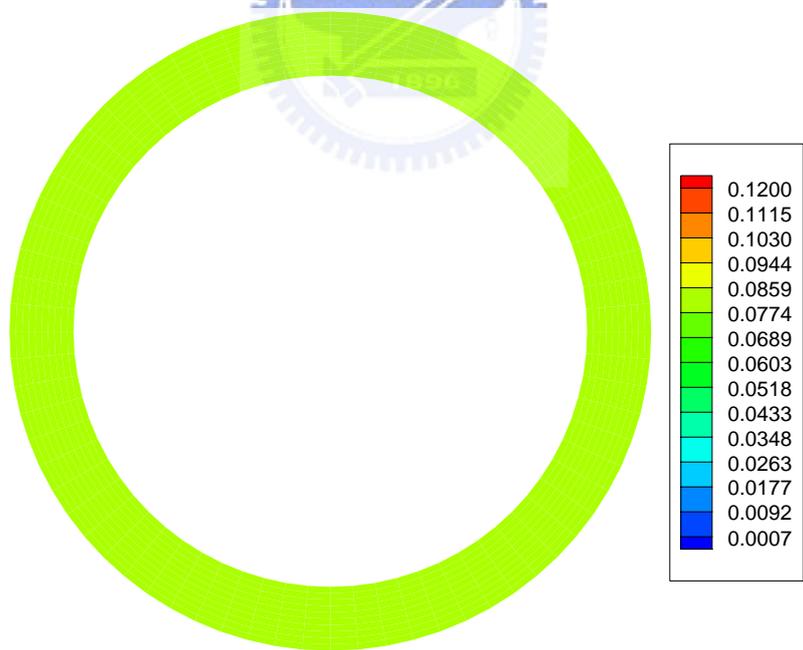
續



圖十二 當 $Bi=1$ 及不同 Pe 數，輓體等溫圖
 (a) $Pe = 10^3$ (b) $Pe = 10^4$ (c) $Pe = 10^5$

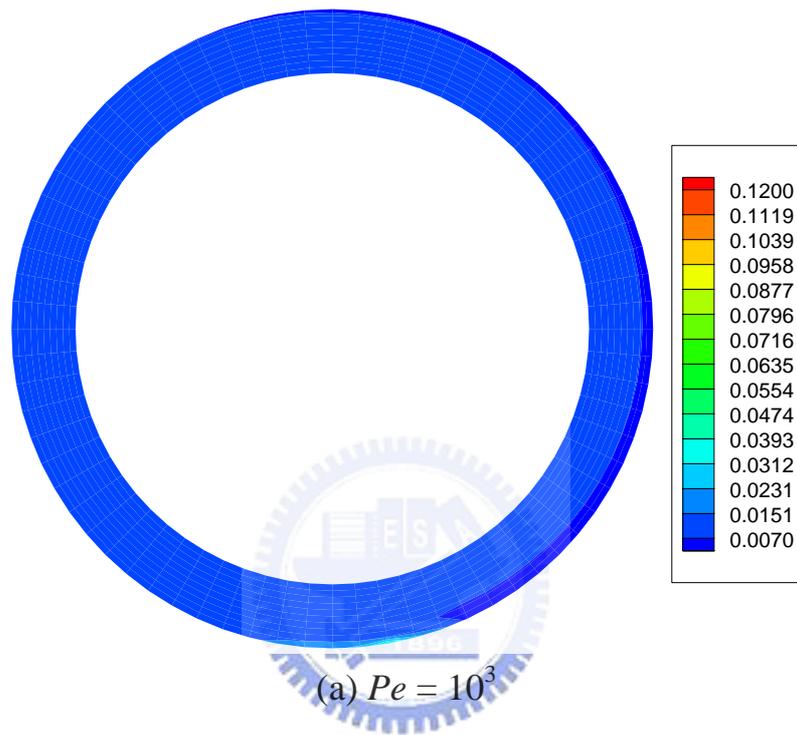


(b) $Pe = 10^4$



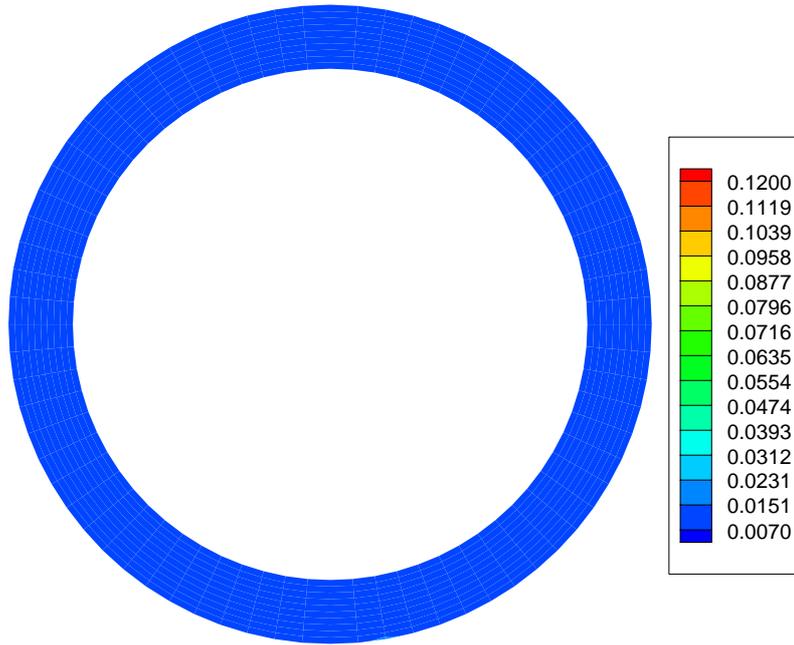
(c) $Pe = 10^5$

續

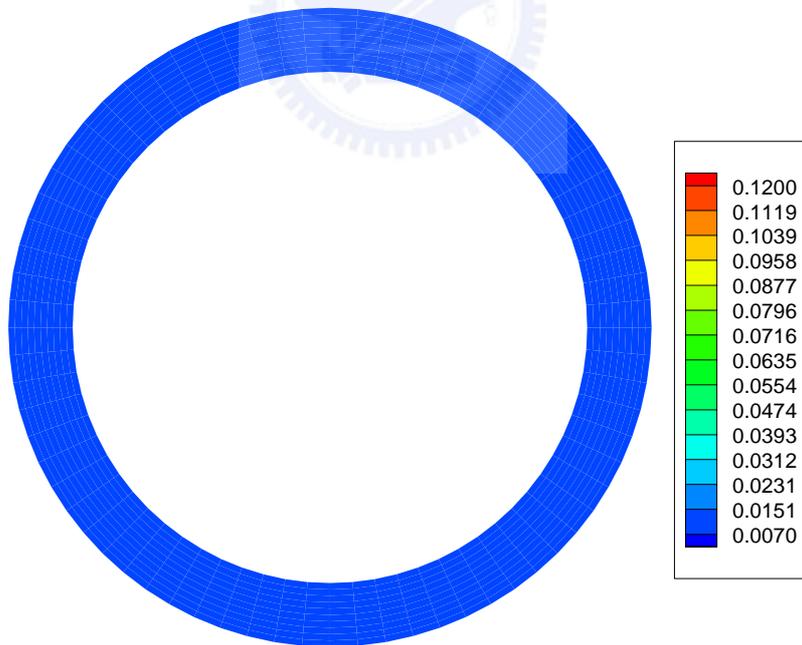


圖十三 當 $Bi=10$ 及不同 Pe 數，輓體等溫圖

(a) $Pe = 10^3$ (b) $Pe = 10^4$ (c) $Pe = 10^5$

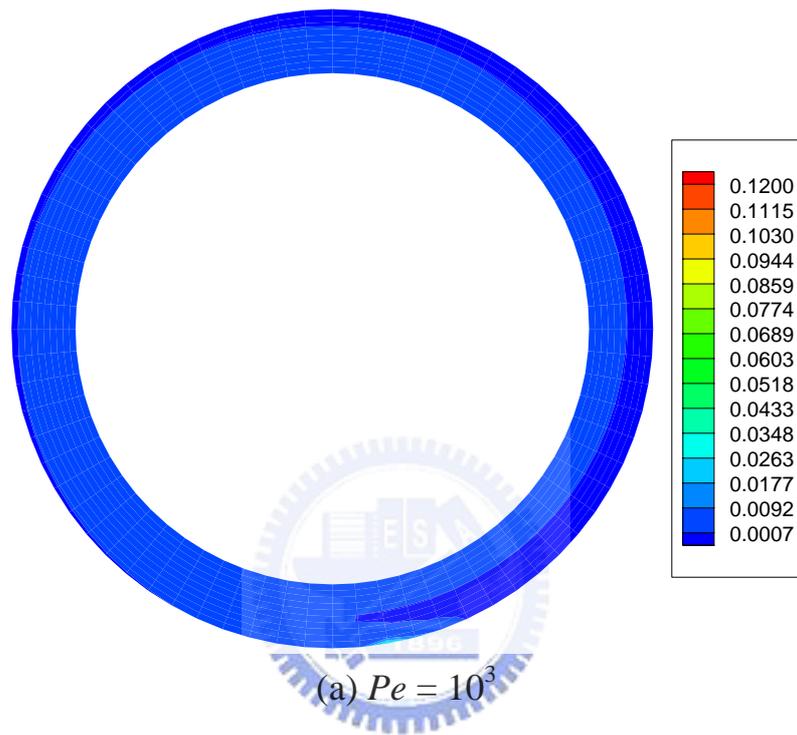


(b) $Pe = 10^4$

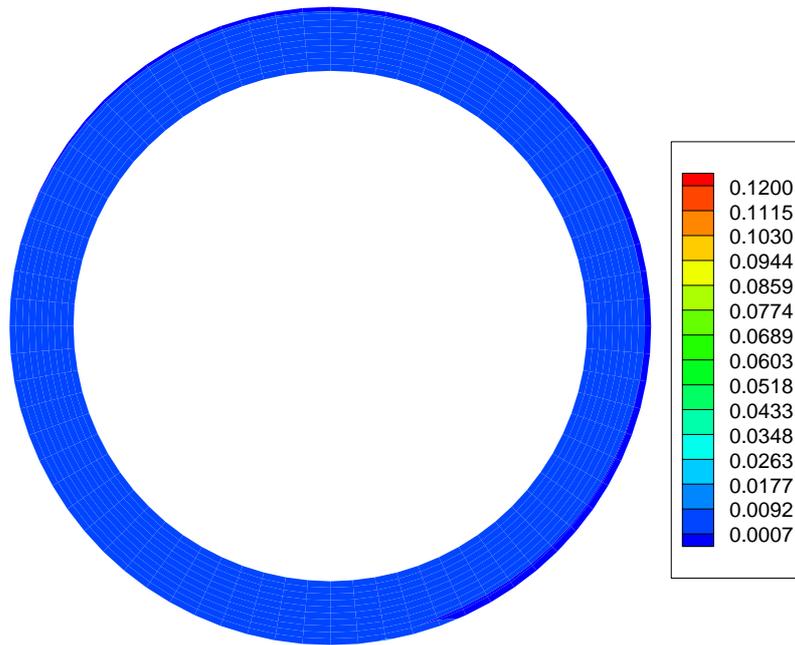


(c) $Pe = 10^5$

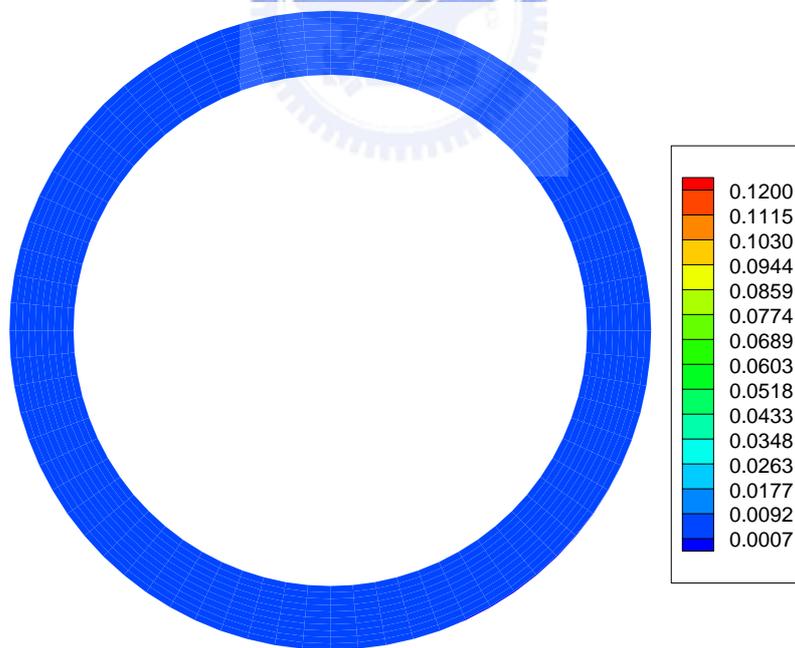
續



圖十四 當 $Bi=100$ 及不同 Pe 數，輓體等溫圖
 (a) $Pe = 10^3$ (b) $Pe = 10^4$ (c) $Pe = 10^5$

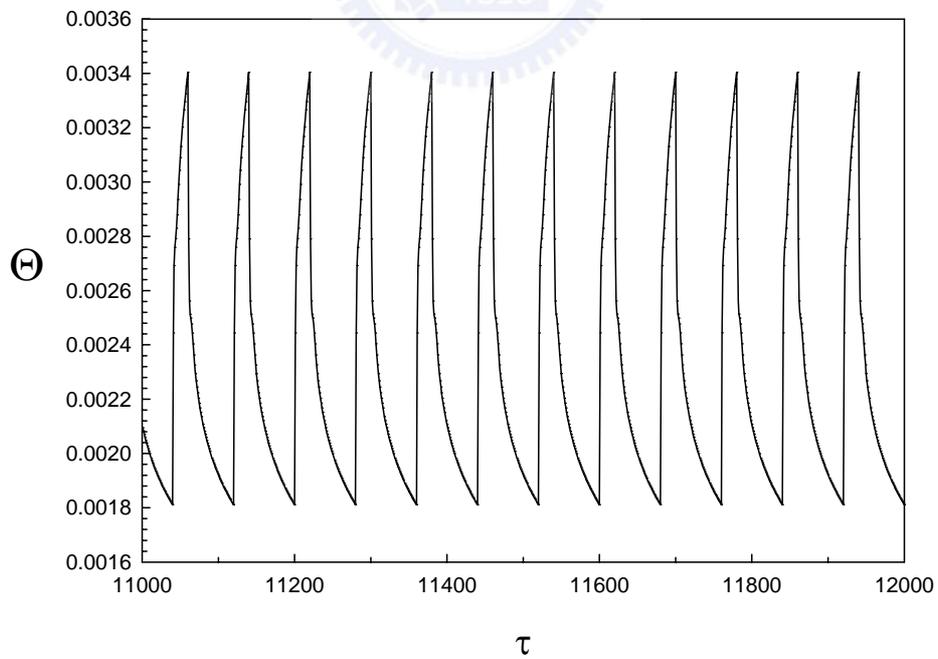
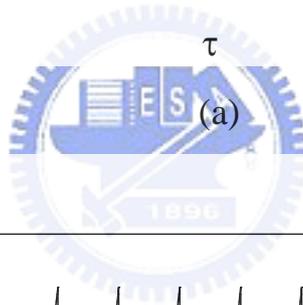
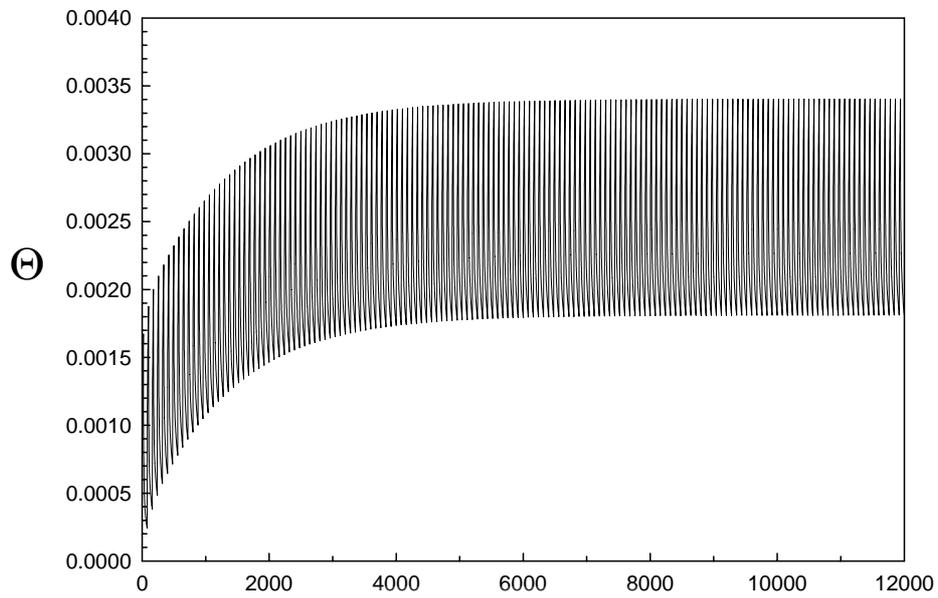


(b) $Pe = 10^4$



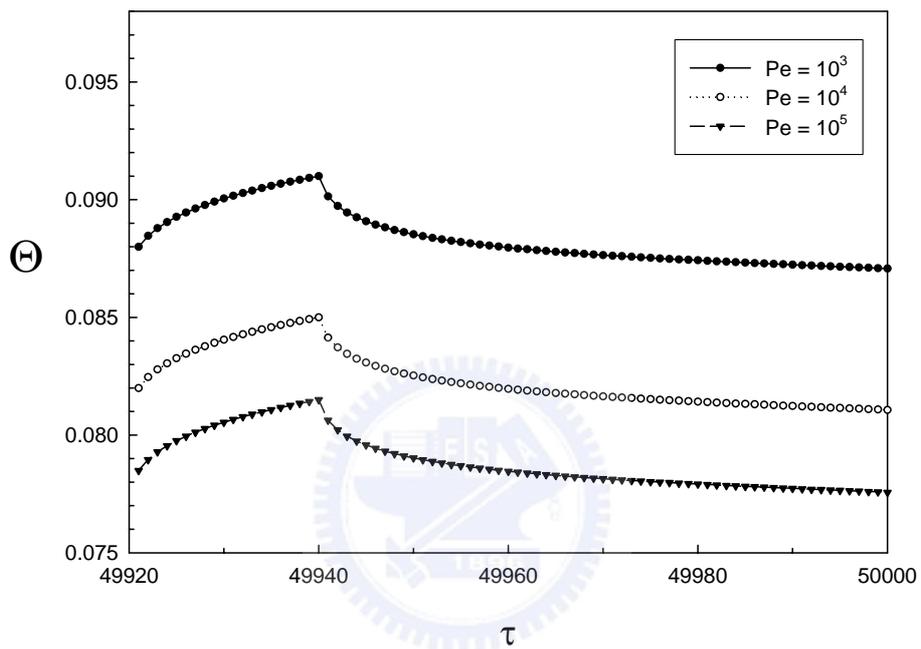
(c) $Pe = 10^5$

續

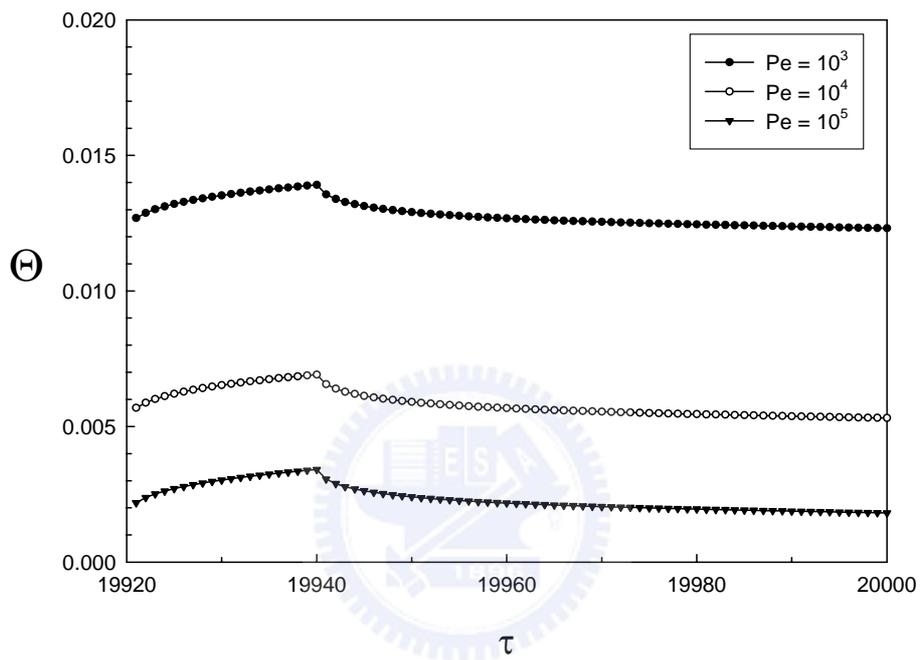


(b)

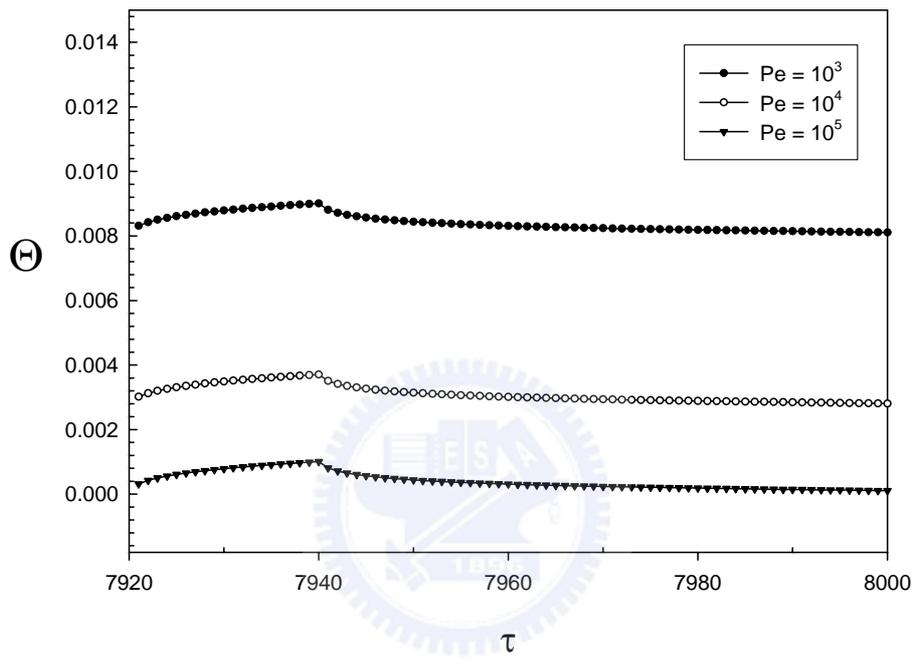
圖十五 週期性軋延輥體溫度變化圖(a)暫態 (b)週期性穩態



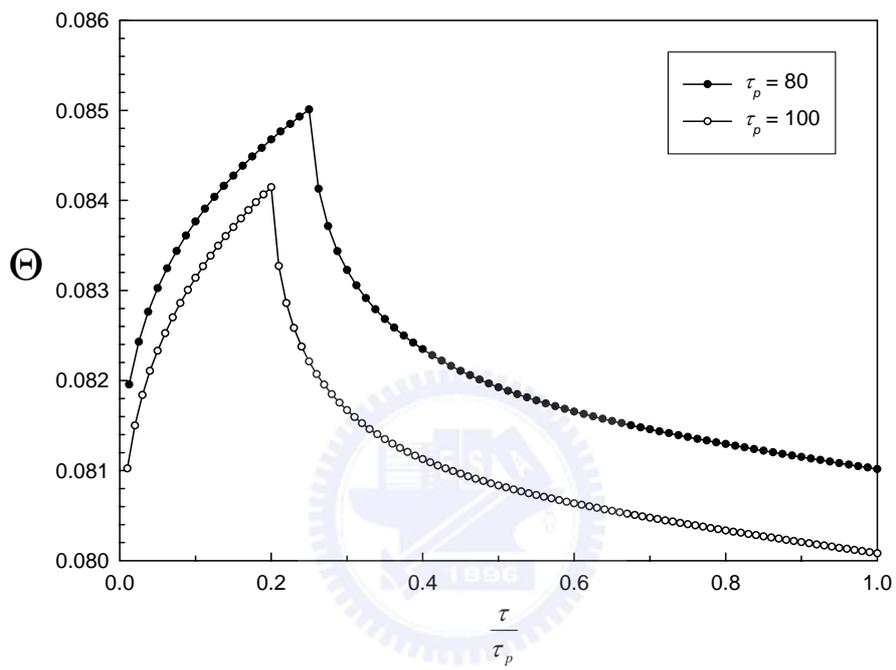
圖十六 當 $Bi=1$ 及不同 Pe 數，一個週期中輓體溫度變化圖



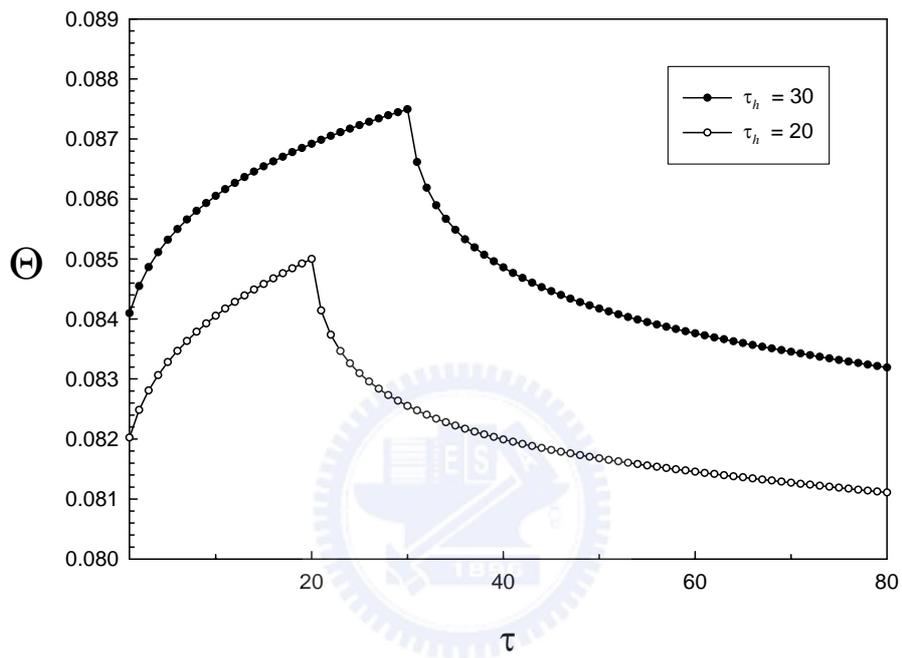
圖十七 當 $Bi = 10$ 及不同 Pe 數，一個週期中輓體溫度變化圖



圖十八 當 $Bi = 100$ 及不同 Pe 數，一個週期中輓體溫度變化圖



圖十九 相異週期相同加熱段輓體在一個週期中的溫度分佈圖



圖二十 相同週期相異加熱段輓體在一個週期中的溫度分佈圖