

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

矩形及圓形截面彎曲微流道流場之數值模擬 研究成果報告(精簡版)

計畫類別：個別型
計畫編號：NSC 97-2221-E-032-011-
執行期間：97年08月01日至98年07月31日
執行單位：淡江大學航空太空工程學系

計畫主持人：陳慶祥

計畫參與人員：碩士班研究生-兼任助理人員：陳韻婷
碩士班研究生-兼任助理人員：謝鎮仰
碩士班研究生-兼任助理人員：許朔甄
碩士班研究生-兼任助理人員：劉欣怡

處理方式：本計畫可公開查詢

中華民國 98 年 09 月 17 日

行政院國家科學委員會補助專題研究計畫成果報告

矩形及圓形截面彎曲微流道流場之數值模擬

計畫類別： 個別型計畫 整合型計畫

計畫編號：NSC 97-2221-E-032-011

執行期間：97年8月1日至98年7月31日

計畫主持人：陳慶祥

計畫參與人員：陳韻婷，謝鎮仰

成果報告類型： 精簡報告 完整報告

本成果報告包括以下應繳交之附件：

赴國外出差或研習心得報告一份

赴大陸地區出差或研習心得報告一份

出席國際學術會議心得報告及發表之論文各一份

國際合作研究計畫國外研究報告書一份

處理方式：除產學合作研究計畫、提升產業技術及人才培育研究計畫、列管計畫及下列情形者外，得立即公開查詢

涉及專利或其他智慧財產權， 一年 二年後可公開查詢

執行單位：淡江大學航空太空工程學系

中華民國 98 年 9 月 14 日

矩形及圓形截面彎曲微流道流場之數值模擬

陳慶祥

淡江大學航太工程學系教授

摘要

本研究程式利用數值模擬程式來分析簡化的 Navier-Stokes 方程式，探討三維不可壓縮流體在不同的截面變化下的適用性。簡化的 N-S 方程式，用於計算完全發展後的流體，對現今的電腦設備來說，比起解完整的 N-S 方程式快上數十到數百倍。

本研究程式用 Poisson equation 來算出垂直於管道軸向的平面之壓力修正，並利用掌握 Poisson equation 的運算區間，來省下龐大的運算時間。簡化的 N-S 方程式忽略軸向的擴散項。這樣的假設在微流道上的適用性更好。目前的數值模擬結果也是顯現出微管道的結果好於傳統管道。當漸縮漸擴段的漸縮比繼續加大後，在漸擴處將會產生小迴流，本研究程式在計算迴流處沒有很順利，但初步了解應該是在計算時，需要將方程組組合起來使用隱性方法(coupled scheme)。

本研究程式使用 Fluent 相互驗證，在 Fluent 的網格裡使用局部加密來增加準確度，並節省運算時間，經相互驗證後，發現本研究程式的準確度相當高。

關鍵詞：三維微流道、截面變化、不可壓縮流、數值模擬

Numerical Simulation of Incompressible Flow in Rectangular Microchannel with Variable Cross Section

Ching-Shung Chen

Department of Aerospace Engineering

Tamkang University

Abstract

This study simulated three-dimensional microchannel flows with variable cross sections. A set of reduced incompressible Navier-Stokes equations were applied to model the flows. The reduced N-S equations are a set of parabolic equations in the axial direction of the channel. An efficient space marching scheme can be applied to solve them.

In the present study the Poisson equation was solved for the pressure correction in the plane perpendicular to the channel axis. In this study we can control the computational range of Poisson equation so that a great deal of computing time can be saved.

The reduced N-S equations ignore the diffusion terms in the axial direction. This assumption is better suited for microchannel flows. As the nozzle ratio becomes larger a reverse flow forms downstream of the nozzle throat. The present numerical procedure has not worked for reverse flows yet. Our experience suggests that a coupled numerical procedure may have to be used.

The commercial software package, Fluent, was used to validate the predicted results made by our numerical procedure. The comparisons were very good.

Key words: three-dimensional microchannel, variable cross section, incompressible flow, numerical simulation

一、前言

觀察近年來的科技發展導向，可以發現越精緻微小化的產品，越受歡迎及重視，如此可以節省成本及資源。一般所做的微流道直管分析裡，大多數是固定的截面積結構，但大多數微機電系統中的管道，並非都是每個截面積都為定值，可能會有漸縮漸擴結構，突擴張結構，和彎管結構，以上物理結構皆會破壞邊界層產生渦漩，而其中的流場特性就是本研究所要探討的。

二、文獻回顧

2002 年，N. T. Obot [1]將已發表有關流道研究的文獻做整理比較後，得到以下的結論：

- (1) 微流道中層流轉換成紊流的過度區 (transition zone) 提早發生於 $Re = 1200 \sim 1500$ 。
- (2) 在層流時，Nusselt number (Nu) 與雷諾數 (Re) 大約是平方根的關係。

2004 年，Morini [2]將已發表有關流道水力直徑在 $1mm$ 以下，研究摩擦因子 (friction factor)、熱傳特性係數 (Nusselt number) 與流體流動現象 (laminar-to-turbulent) 的期刊做一整理。再經過比較後，其發現微流道中許多實驗數據皆不同於傳統理論值，且各別文獻所呈現的結果也不盡相同。Morini 認為這些差異可能是由以下因素所造成：

- (1) 溫度效應 (temperature effects)：溫度的改變使得流體的物理性質改變，如：黏滯係數，熱傳導係數。
- (2) 壓縮效應 (compressibility effects)：在微流道下要使得流體流動時，需要極大的進出口壓力比，所以流體的密度會提高。
- (3) 稀薄效應 (rarefaction effects) 及滑動壁面效應。

- (4) 黏滯消散效應 (viscous dissipation effects)：在微流道流場中黏滯力很大，所以流體的動壓之間的轉換以及流場的擾動會急劇的被抵銷掉。
- (5) 電滲效應 (electro-osmotic effects, EDL)：利用帶電場的壁面來驅動流體。
- (6) 壁面粗糙度 (channel surface conditions)：微流管道壁面並非為一光滑表面會有表面摩擦力的影響。
- (7) 實驗誤差。

Morini 也指出，再經由這些實驗數據的比較後，上述造成微流道研究上差異的效應須由足夠的研究計劃來加以驗證、突破。

三、數值方法

本研究的數學計算是採用有限差分法 (finite-difference method, FDM) 來求解三維、不可壓縮、穩態的簡化 N-S 方程式[3]。而我們所使用的有因次統御方程式[4]如下：連續方程式：

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

動量方程式：

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{dp_m}{dx} + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial u}{\partial z}) \quad (2)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} + \rho w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial p_c}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\mu \frac{\partial v}{\partial z}) \quad (3)$$

$$\rho u \frac{\partial w}{\partial x} + \rho v \frac{\partial w}{\partial y} + \rho w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p_c}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial w}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial x}(\mu \frac{\partial w}{\partial x}) \quad (4)$$

能量方程式：

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} + \rho w \frac{\partial h}{\partial z} \quad (5)$$

$$= u \frac{dp_m}{dx} + v \frac{\partial p_c}{\partial y} + w \frac{\partial p_c}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y}(k \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z}(k \frac{\partial T}{\partial z}) + \Phi$$

$$\Phi = \mu \cdot [(\frac{\partial u}{\partial y})^2 + (\frac{\partial u}{\partial z})^2]$$

質流率積分方程式：

$$\int_{-H/2}^{H/2} \int_{-W/2}^{W/2} \rho u \, dy \, dz = \dot{m} \quad (6)$$

由於本研究是在求解不可壓縮流場，因此並無須考慮狀態方程式 (state equation)。

為了方便計算及資料數據的比對，我們將方程式予以無因次化。速度方面我們是以入口速度 u_{in} 予以無因次化，長度是以水力直徑 D_h 作無因次化，密度以入口密度 ρ_{in} 作無因次化，而壓力則是以 $\rho_{in} u_{in}^2$ 作無因次化，而溫度、黏滯係數及熱導係數分別以入口溫度 T_{in} 、黏滯係數 μ_{in} 和入口熱導係數 k_{in} 作無因次化，最後 Prandtl number, Pr 及 Reynolds number, Re 我們分別定義為：

$$Pr = \frac{c_p \cdot \mu_{in}}{k_{in}} \quad Re = \frac{\rho_{in} u_{in} D}{\mu_{in}}$$

由於有限差分法只適用於結構性網格，在計算時須把物理區域梯度皆轉換為計算區域梯度。由於 ξ 垂直於 y 軸平行於 x 軸，故 $\xi = \xi(x)$ ， η 為在 x-y 平面上的曲線故 $\eta = \eta(x, y)$ 。

在動量方程式和能量方程式的求解上，本研究所使用的數值方法是採用 approximate-factorization implicit method [5]。首先我們將動量方程式及能量方程式皆寫成一則通式：

$$\tilde{\rho} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial \tilde{x}} = \tilde{A} \tilde{\theta} + S \quad (7)$$

相對於三個方向的動量方程式和能量方程式而言， θ 分別代表 \tilde{u} ， \tilde{v} ， \tilde{w} ，和 \tilde{T} 。在這裡我們以 X 方向動量方程式來做詳細介紹，而 Y、Z 方向動量方程式和能量方程式的求解過程，則與 X 方向的方程式求解類似。

重新整理，可得：

$$\left(\frac{\tilde{\rho} \tilde{u}^i}{\Delta \tilde{x}} - \tilde{A}_d^{\eta} - \tilde{A}_d^z \right) \cdot \tilde{\theta}^{i+1} = \frac{\tilde{\rho}^i \cdot \tilde{u}^i}{\Delta \tilde{x}} \cdot \tilde{\theta}^i + S \quad (8)$$

接著我們將(8)式分成兩部分來做離散。在 \tilde{x} -方向，我們使用一階上風法 (first-order upwind method)；在 η -和 z-方向，我們使用二階中央差分法 (second-order central difference method)。而截斷誤差(truncation error)則為 $O(\Delta \tilde{x}) + O(\Delta \eta)^2 + O(\Delta \zeta)^2$ 。

令 $\frac{\Delta \tilde{x}}{\tilde{\rho}^i \cdot \tilde{u}^i} = G$ ，則(8)式可表示為：

$$(1 - G \tilde{A}_d^{\eta} - G \tilde{A}_d^z) \cdot \tilde{\theta}^{i+1} = \tilde{\theta}^i + G \cdot S \quad (9)$$

利用 approximate-factorization implicit

method [5]來求解，則(9)式可表示為兩個部分：

$$(1 - G \tilde{A}_d^{\eta}) \cdot \tilde{\theta}^* = \tilde{\theta}^i + G \cdot S \quad (10)$$

$$(1 - G \tilde{A}_d^z) \cdot \tilde{\theta}^{i+1} = \tilde{\theta}^* \quad (11)$$

式後重新整理，可得：

$$B \tilde{\theta}_{j-1,k}^* + D \tilde{\theta}_{j,k}^* + A \tilde{\theta}_{j+1,k}^* = \tilde{\theta}^i + G \cdot S \quad (12)$$

後重新整理，可得：

$$B \cdot \tilde{\theta}_{j,k-1}^{i+1} + D \cdot \tilde{\theta}_{j,k}^{i+1} + A \cdot \tilde{\theta}_{j,k+1}^{i+1} = \tilde{\theta}^* \quad (13)$$

利用 Thomas algorithm [4]使求解效率較高。

為了求出 y-z 平面上的壓力修正項 \tilde{p}_c ，我們將三條動量方程式與連續方程式結合，構成一 Poisson equation [6]。

在 Y 和 Z 方向動量方程式裡，我們使用顯性前差分法 (explicit forward-difference method) 來離散 $\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tilde{x}}$ 和 $\frac{\partial \tilde{w}}{\partial \tilde{x}}$ 項。利用 point successive over relaxation method (PSOR) [26] 求解 $i+1$ 項的壓力修正項 \tilde{p}_{jk}^{i+1} ，則為：

$$p_{jk}^{i+1} = p_{jk}^i + \frac{\omega}{M} \cdot (N \cdot p_{j+1,k}^i + S \cdot p_{j-1,k}^i + E \cdot p_{j,k+1}^i + W \cdot p_{j,k-1}^i - M \cdot p_{j,k}^i - RHS) \quad (14)$$

在邊界的部份，由於此處的速度 \tilde{u} 趨近於 0，造成式中的項發 $\frac{\tilde{\rho} \tilde{u}}{\Delta \tilde{x}}$ 散，進而讓 $RHS \tilde{v}_{1,k}^i$ 及 $RHS \tilde{v}_{j_{max},k}^i$ 成為奇異項 (singular term)；如此便無法對 $RHS \tilde{v}_{2,k}^i$ 及 $RHS \tilde{v}_{j_{max-1},k}^i$ 進行差分運算。

因此在邊界 $\eta=1$ 處，改用

$$\frac{1}{\Delta \eta} \left[(\rho^{i+1} \cdot RHS \tilde{v}^i)_{\frac{5}{2},k} - (\rho^{i+1} \cdot RHS \tilde{v}^i)_{\frac{3}{2},k} \right]$$

來對 $RHS \tilde{v}_{2,k}^i$ 進行差分運算。其中 $RHS \tilde{v}_{\frac{5}{2},k}^i$ 的，則是利用前差分 (forward difference) 來求解。邊界壓力的修正項 $\tilde{p}_{1,k}^c$ ，也是利用前差分法來求解。

在邊界 $\eta=j_{max}$ 處，則改用

$$\frac{1}{\Delta \eta} \left[(\rho^{i+1} \cdot RHS \tilde{v}^i)_{j_{max-\frac{3}{2},k}} - (\rho^{i+1} \cdot RHS \tilde{v}^i)_{j_{max-\frac{1}{2},k}} \right]$$

來對 $RHS \tilde{v}_{j_{max-1},k}^i$ 進行差分運算。其中的

$RHS \tilde{v}_{j_{max-\frac{1}{2},k}^i}$ ，則是利用後差分 (backward

difference) 來求解。邊界壓力的修正項 $\tilde{p}_{j_{\max,k}}^c$ ，是利用後差分法來求解。在邊界 $z=1$ 和 $z=k_{\max}$ 處，皆以相同手法處理。整個數值計算流程如圖 1 所示。

四、 結果與討論

當一般管道都就緒後，開始著手探討，簡化的 N-S 方程式在微流道下的適用性，截面積由 1 cm^2 改為 $1 \times 10^4 \mu\text{m}^2$ ，水利直徑由 1 cm 變成了 $100\mu\text{m}$ ，觀察圖 1 和圖 2，為漸縮比 1.9 的壓力與速度分布情況，圖 2 為局部放大 20D 範圍內的喉部壓力分布情況，Fluent 與本研究程式的曲線幾乎重疊在一起。

由表 1 得知本研究程式出口雷諾數與 Fluent 誤差皆在 0.5% 以內，由於動量和能量的擴散在垂直軸向的平面比軸向強許多，因此簡化的 N-S 方程式在微流道上的適用性更好。

為了增加可信度，本研究做了一系列的複雜幾何圖形比較，如圖 4 至圖 18 分別是兩個不連續和連續的漸縮漸擴段，以及三個不連續和連續的漸縮漸擴段之壓力和速度圖，而圖 2、圖 4、圖 7、圖 11 和圖 15 皆為局部壓力放大圖，都是取喉部附近壓力變化最大的部份，可以清楚的看出，經放大後的壓力曲線與 Fluent 曲線幾乎都重合，而速度剖面圖皆取於漸縮漸擴段喉部最凹陷的部份，也都發現與 Fluent 曲線都非常接近，趨勢也相同，並觀察其出口雷諾數與 Fluent 的誤差百分比。由表 2 與表 3 可以看出，無論幾何外型多複雜，誤差百分比依舊都在 0.5% 內，即使做到如圖 14 三個連續相鄰漸縮比為 1.8 的漸縮漸擴段，經局部放大 10 倍成圖 15，兩曲線幾乎都重合難以分辨，並可由圖 16 到圖 18 可以清楚的看出速度剖面圖，趨勢皆與 Fluent 相同，誤差也都很小。

五、 結論

1. 本程式忽略對 X 方向的兩次微分項，因此在微管道的結果比傳統管道準確度更高。
2. 本程式藉由控制漸縮漸擴段所需的運算

範圍，來調整 Poisson equation 的運算範圍，如此可以節省掉龐大的運算時間，並有較佳的結果，是相當有效率的計算工具。

3. 在本研究中，溫度為定值，因此沒有計算溫度場，但方程式與程式都已經就緒，如需要計算時，只打開溫度去做計算即可。
4. 微流道的出口雷諾數也都相當準確，與 Fluent 比對誤差皆在 0.5% 以內，準確度也都比傳統管道高，這是因為動量和能量的擴散在垂直軸向的平面比軸向強許多。不論幾何外型多複雜，只要在不產生迴流的情況下，本研究程式的適用性都非常的高，準確度也都相當的高。

六、 運算時間比較

為了更明確的說明，本研究程式在運算速度上比 Fluent 快上很多，因此在此詳細說明比較。表 4 為本研究程式與 Fluent 運算時間的比較，分別是只有一個漸縮漸擴段，兩個不連續的漸縮漸擴段，兩個連續的漸縮漸擴段，三個不連續漸縮漸擴段，以及三個連續漸縮漸擴段，可以清楚的看出本研究程式比 Fluent 快上幾十倍。

七、 參考文獻

1. Obot N. T., "Toward a better understanding of friction and heat/mass transfer in microchannels a literature review", *Microscale Thermophysical Engineering*, 6:155-173, 2002.
2. Morini G.L., "Single-phase convective heat transfer in microchannels : a review of experimental results", *International Journal of Thermal Sciences*", Vol. 43, pp.631-651, 2004.
3. Fletcher C.A.J., *Computational Techniques for Fluid Dynamics*, Second ed., pp. 252-296, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1991.
4. Tannehill J.C., Anderson D.A., Pletcher R.H., *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, second ed., Taylor & Francis,

Washington DC, Chap. 7, pp.441-508, 1997

5.Hirsch C *Numerical Computation of Internal and External Flows*, Vol. 1, John Wiley & Sons, Inc., New York, pp.423-444, 1995

6.Hoffman K.A., and Chiang S.T., *Computational Fluid Dynamics for Engineers*, pp. 288-343, Engineering Education System, Kansas, USA, 1993.

	× 41		
1.9	3 分 8 秒	49 分	683×41×21
不連續 1.1&1.2	4 分 40 秒	55 分	765×41×21
連續 1.2&1.3	2 分 32 秒	58 分	767×41×21
不連續 1.1&1.2&1.3	6 分 22 秒	62 分	861×41×21
連續 1.8&1.8&1.8	5 分 10 秒	60 分	847×41×21

表1 本研究程式與 Fluent 之微流道出口雷諾數對照表

Ratio	本研究程式	Fluent	誤差百分比(%)
1.8	0.14495	0.14426	0.473
1.9	0.14411	0.14342	0.474

表2 本研究程式與 Fluent 之具不連續漸縮漸擴段微流道之出口雷諾數對照表

Ratio	本研究程式	Fluent	誤差百分比(%)
1.1&1.2	0.14884	0.14818	0.4443
1.1&1.2&1.3	0.41694	0.14628	0.4486

表3 本研究程式與 Fluent 之具連續漸縮漸擴段微流道之出口雷諾數對照表

Ratio	本研究程式	Fluent	誤差百分比(%)
1.2&1.3	0.14754	0.14687	0.4522
1.2&1.3&1.4	0.144997	0.14433	0.457
1.3&1.2&1.4	0.144997	0.14433	0.457
1.8&1.8&1.8	0.134651	0.134	0.489

表4 本研究程式與 Fluent 運算時間比較

Nozzle Ratio	本研究程式運算時間 網格數為 4001×41	Fluent 運算 時間	Fluent 網格數

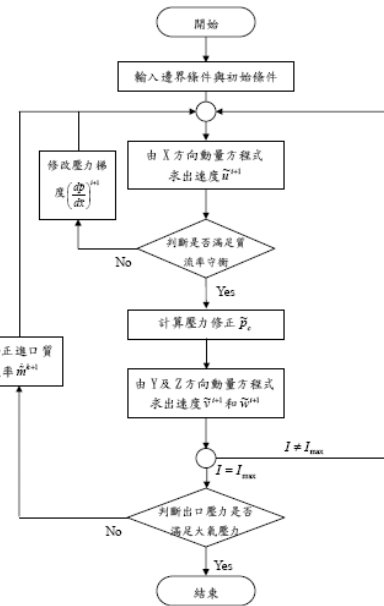


圖1 數值計算流程示意圖

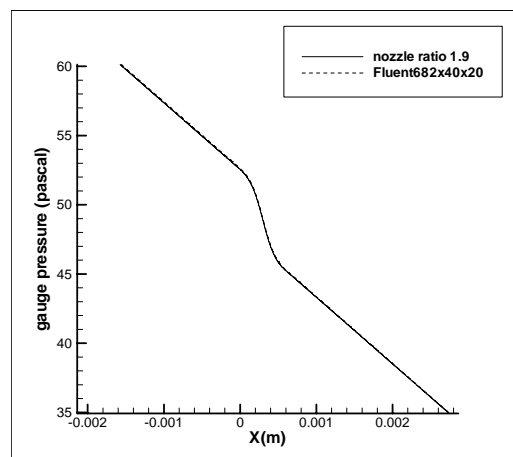


圖2 漸縮漸擴為 6D 漸縮比為 1.9 的軸向壓力局部放大圖

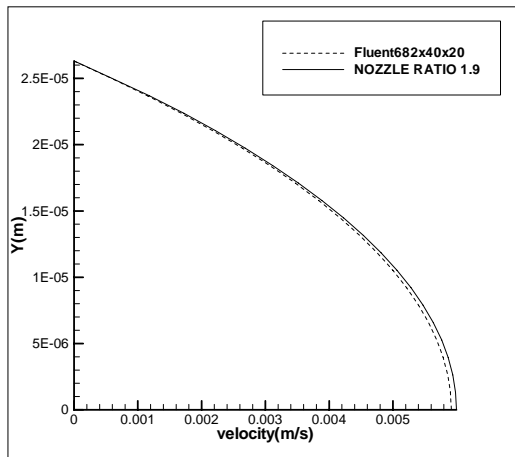


圖3 漸縮漸擴為 6D 漸縮比為 1.9 $x/D=103$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

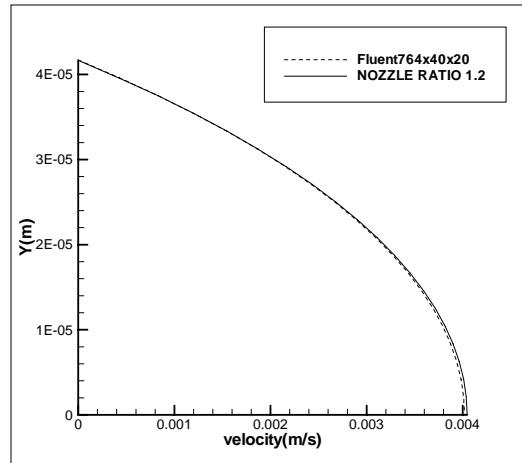


圖6 兩個不連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.2 $x/D=133$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

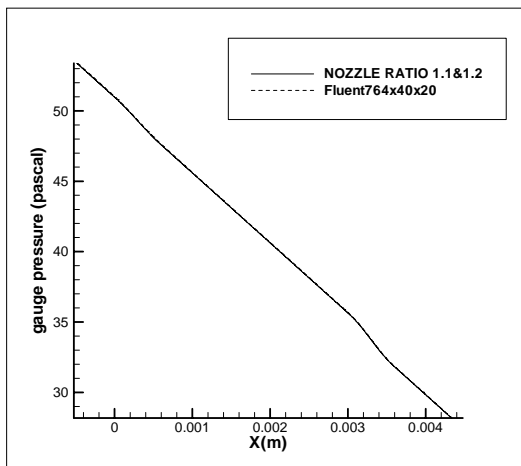


圖4 兩個不連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.1 和 1.2 的軸向壓力局部放大圖

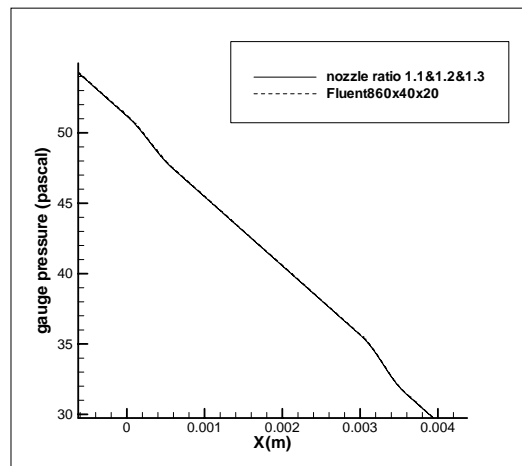


圖7 三個不連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.1、1.2 和 1.3 的軸向壓力局部放大圖

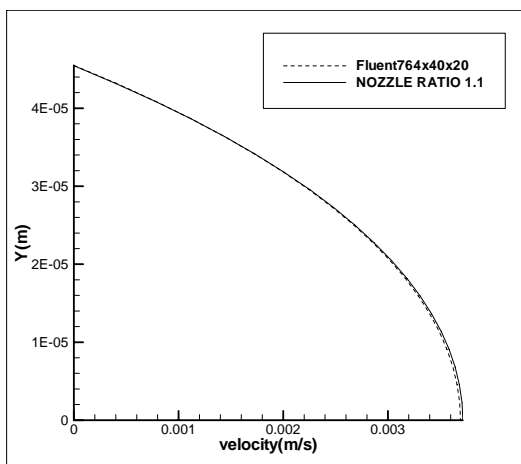


圖5 兩個不連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.1 $x/D=103$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

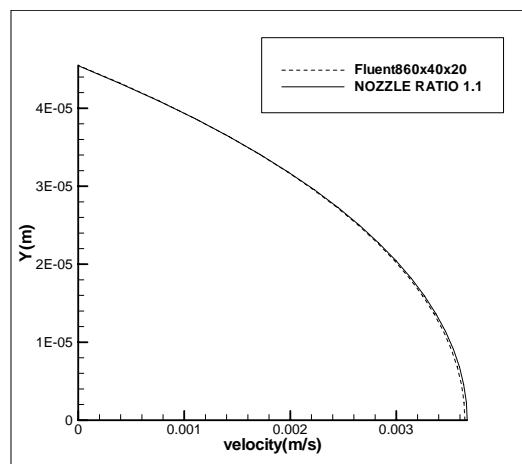


圖8 三個不連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.1 $x/D=83$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

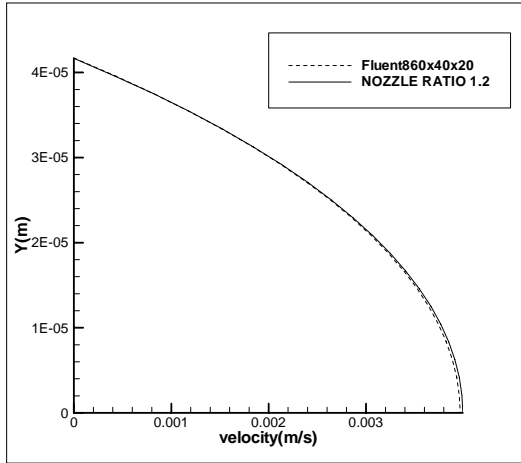


圖9 三個不連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.2 $x/D=103$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

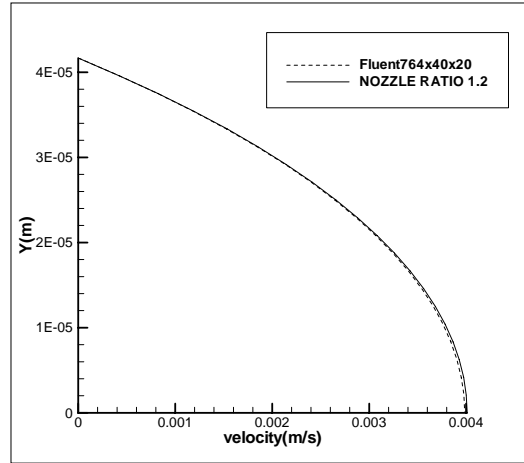


圖12 兩個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.2 $x/D=103$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

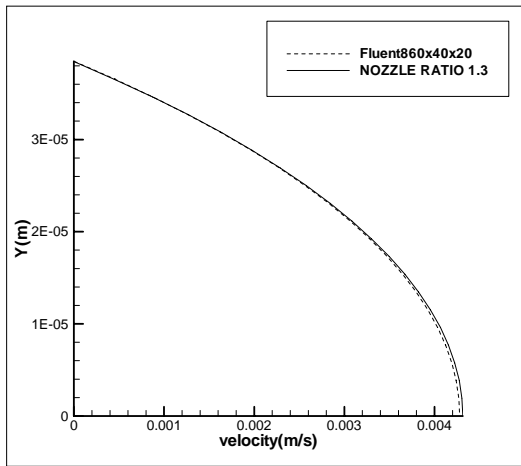


圖10 三個不連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.3 $x/D=133$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

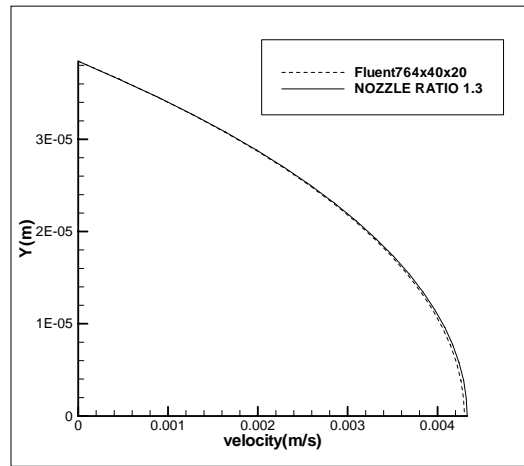


圖13 兩個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.3 $x/D=109$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

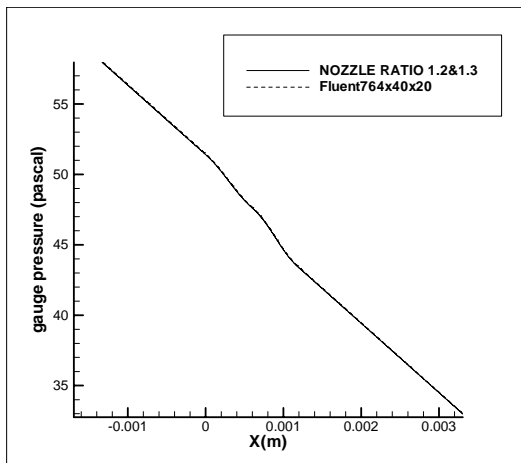


圖11 兩個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.2 和 1.3 的軸向壓力局部放大圖

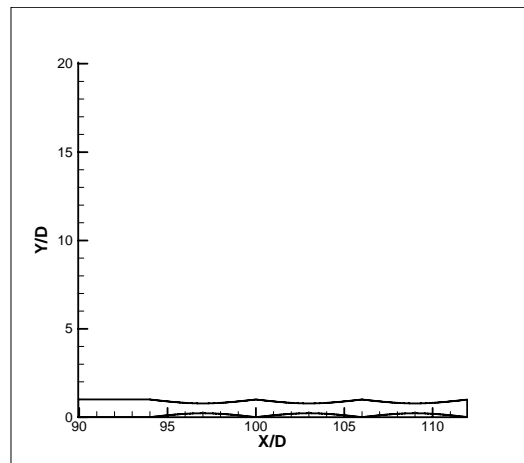


圖14 三個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.8、1.8 和 1.8 的局部管道示意圖

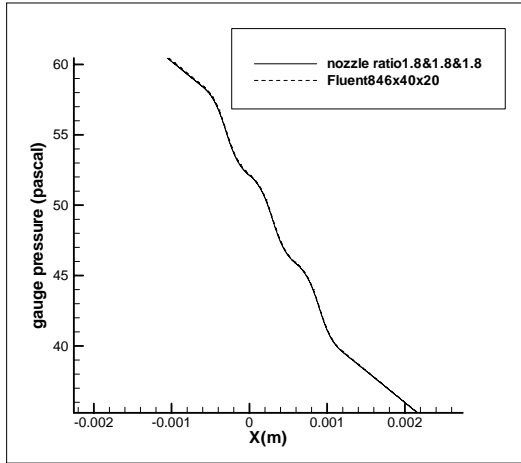


圖15 三個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.8、1.8 和 1.8 的軸向壓力局部放大圖

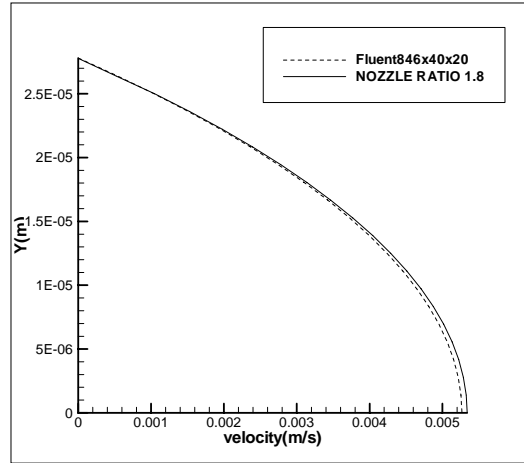


圖18 三個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.8 $x/D=109$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

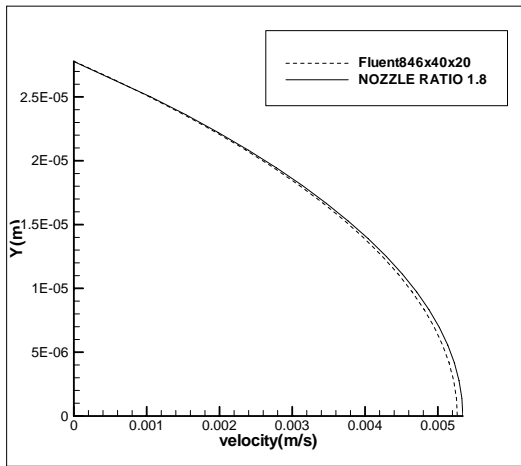


圖16 三個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.8 $x/D=97$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

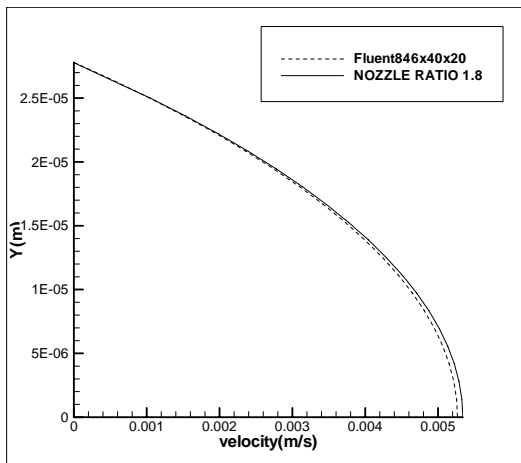


圖17 三個連續漸縮漸擴 皆為 6D 漸縮比為 1.8 $x/D=103$ $z/D=0.5$ 的速度剖面圖

八、計畫成果自評部分

本計畫比較偏向基礎研究，主要目的是探討微流道流場裏流力與熱傳的物理特性。經過幾年的探討已在不同的學術期刊上發表論文數篇。與本計畫有關的一篇論文最近發表在 Chen, C.S., “Reduced Navier-Stokes Simulation of Incompressible Microchannel Flows”, Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 53, No. 1, 71-87, 2008, SCI, EI.

本計畫所得到的結論可以幫助牽涉到微流道之微系統的設計，本研究所發展出來的程式可以直接用來設計微流道，速度要比商用套裝軟體快上幾百倍，本計畫所得到的結果將被整理出來投到學術期刊上發表。