

國立交通大學

機械工程學系

碩士論文

水力直徑與不同形狀流道在強制對流下對微流
道熱沈熱傳的影響

The Effects of Hydraulic Diameter and Channel Shapes
on Forced Convective Heat Transfer of Microchannels

Heat Sink

指導教授：林振德教授

研究生：張智通

中華民國九十四年七月

水力直徑與不同形狀流道在強制對流下對微流道熱沈熱傳的影響

研究生:張智通

指導教授:林振德

摘要

本論文目的主要在於探討不同形狀微流道的熱傳現象與邊界滑移的效應。在熱傳方面，不同形狀的微流道有不同的熱傳效果，經由模擬發現，微流道的 Nu 與 $f \cdot Re$ 兩值會隨著雷諾數與水力直徑的增加而增加，此外在不同形狀的微流道中，矩形微流道的 Nu 與 $f \cdot Re$ 比圓形、梯形與三角形的值高。在微流道邊界滑動方面，滑動的產生主要是壁面覆著一層氣體層。本文以三種不同的機制來加以探討，當中發現，氣體以連續體的方式考量下，會背離真實的狀況，若氣體以稀有氣體來假設，因氣體並非連續的覆蓋於壁面，因此可能會產生過度計算的現象，較合理的考量應加入氣體覆蓋於壁面的比例較能符合真實的狀況。

The Effects of Hydraulic Diameter and Channel Shapes on Forced Convection Heat Transfer of Microchannels Heat Sink

Student :Zhi-tung Chang

Advisor:Prof. Jenn-Der Lin

Abstract

This thesis purposes to investigate heat transfer of microchannels heat sink. The main focus is on two subject. One focus is on heat transfer of different shape microchannel heat sink. The other is the effects of slip boundary on microchannel heat transfer. It is found that Nusselt number and apparent friction constant increase with the increase of Reynold number and hydraulic diameter. The analytical results also show that rectangular microchannel has great Nusselt number and apparent friction constant. For slip boundary of microchannel, it is found that gas intermittent surface coverage much accords with real situation.

誌謝

本論文係承恩師 林振德教授悉心指導下始得完成，謹致深之謝忱。在交大的每一個日子中，感謝學長志銘的照顧及各位學弟在論文的協助，這一段短暫但值得回憶的實驗室時光，我將銘記於心，謝謝大家。感謝我的家人，有了你們的體諒與支持，讓我能無後顧之憂地專心於學業，最後，僅以本論文獻給所有關心我的人。



目錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iii
表目錄	iv
圖目錄	v
符號表	x
第一章 緒論	1
1-1 前言	1
1-2 文獻回顧	3
1-3 本文研究目的	5
第二章 物理模式與數值方法	7
2-1 物理模式	7
2-2 數值方法	9
2-2-1 離散方程式	10
2-2-2 SIMPLE Algorithm	11
2-3 流體摩擦(Flow friction)與熱傳	12
第三章 邊界滑移探討與論述	14

3-1	氣體薄層以連續(continuum)體來近似.....	14
3-2	氣體薄層視為稀有氣體(Rarefied gas)	16
3-3	氣體層非連續覆蓋於壁面.....	20
第四章	結果與討論.....	22
4-1	軟體數值碼的驗證與格點測試.....	22
4-2	不同形狀流道與水力直徑的熱傳效益.....	23
4-3	微流道邊界滑移理論探討.....	25
第五章	結論.....	28
參考文獻	29
表	34
圖	41



表目錄

表 4-1	圓形的幾何圖形與尺寸.....	34
表 4-2	矩形的幾何圖形與尺寸.....	35
表 4-3	梯形的幾何圖形與尺寸.....	36
表 4-4	三角形的幾何圖形與尺寸.....	37
表 4-5	熱沈與水物理性質.....	38
表 4-5	圓形與矩形使用之格點數.....	39
表 4-6	三角形與梯形使用之格點數.....	40



圖目錄

圖 1-1	IC 元件在封裝型態上的發展與演進.....	41
圖 1-2	IC 元件在引腳的發展與演進.....	41
圖 1-3	引起電子元件損壞的主要因素.....	42
圖 1-4	矽晶片表面上行成一氣體薄層.....	43
圖 2-1	模擬剖面圖(流道長為 5mm)	44
圖 2-2	模擬剖面圖(流道長為 5mm)	45
圖 2-3	邊界條件示意圖.....	46
圖 2-4	CFD-RC 求解過程.....	47
圖 2-5	二維三角格點.....	48
圖 3-1	包含氣體薄層的示意圖.....	48
圖 3-2	氣體分子與管壁碰撞示意圖.....	49
圖 3-3	分子碰撞前後示意圖.....	50
圖 4-1	文獻比對的幾何圖形與尺寸.....	51
圖 4-2	文獻 Wall A 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為 $^{\circ}\text{C}$ 與 K)	51
圖 4-3	文獻流道 Wall a 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為 $^{\circ}\text{C}$ 與 K)	52
圖 4-4	獻流道 Wall c 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為 $^{\circ}\text{C}$ 與	

K)	52
圖 4-5 文獻 Wall C 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為°C與 K)	53
圖 4-6 文獻 x-z 中間平面與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為°C與 K)	53
圖 4-7 文獻 x-z 中間平面與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為°C與 K)	54
圖 4-8 不同雷諾數與水力直徑下圓形流道 Nu 的變化.....	54
圖 4-9 不同雷諾數與水力直徑下圓形流道 $f \cdot Re$ 的變化.....	55
圖 4-10 水力直徑為 50 μm 矩形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化	55
圖 4-11 水力直徑為 100 μm 矩形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化.....	56
圖 4-12 水力直徑為 200 μm 矩形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化.....	56
圖 4-13 水力直徑為 50 μm 矩形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變化.....	57
圖 4-14 水力直徑為 100 μm 矩形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變化.....	57
圖 4-15 水力直徑為 200 μm 矩形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變化.....	58

圖 4-16	水力直徑為 50 μm 梯形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化	58
圖 4-17	水力直徑為 100 μm 梯形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化.....	59
圖 4-18	水力直徑為 200 μm 梯形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化.....	59
圖 4-19	水力直徑為 50 μm 梯形流道在不同雷諾數下的 $f \cdot \text{Re}$ 變化.....	60
圖 4-20	水力直徑為 100 μm 梯形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變化.....	60
圖 4-21	水力直徑為 200 μm 梯形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變化.....	61
圖 4-22	水力直徑為 50 μm 三角形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化.....	61
圖 4-23	水力直徑為 100 μm 三角形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化.....	62
圖 4-24	水力直徑為 200 μm 三角形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化.....	62
圖 4-25	4-25 水力直徑為 50 μm 三角形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變.....	63

圖 4-26	水力直徑為 $100\ \mu\text{m}$ 三角形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變	63
圖 4-27	水力直徑為 $200\ \mu\text{m}$ 三角形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變化	64
圖 4-28	水力直徑為 $50\ \mu\text{m}$ 下各形態 Nu 值的變化	64
圖 4-29	水力直徑為 $100\ \mu\text{m}$ 下各形態 Nu 值的變化	65
圖 4-30	水力直徑為 $200\ \mu\text{m}$ 下各形態 Nu 值的變化	65
圖 4-31	氣體以連續體的假設下氣體厚度與滑動長度的關係	66
圖 4-32	氣體以希有氣體的假設下氣體厚度與滑動長度的關係	66
圖 4-33	不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=25$ 微米)	67
圖 4-34	不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=50$ 微米)	67
圖 4-35	不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=75$ 微米)	68
圖 4-36	不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=100$ 微米)	68
圖 4-37	不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係	



符號表

A	面積
C	未知數
f	表面覆蓋因子
h	高度
P	壓力
q	分子速度
S	固體
T	溫度
U	速度
V	速度
u	x 方向速度
u^*	x 軸方向速度預測
u'	x 軸方向速度修正值
v^*	y 軸方向速度預測
v'	y 軸方向速度修正值
v	y 方向速度
w	z 方向速度
w^*	z 軸方向速度預測
w'	z 軸方向速度修正值
β	滑動長度
δ	厚度
λ	平均自由路徑
μ	黏滯係數
ρ	密度



σ	accommodation coefficient
Φ	任意相關變數
Φ_{nb}	鄰近格點的任意相關變數
$(\nabla\Phi)_{nb}$	$\nabla\Phi$ 垂直到面的量
Γ	界面

上標

*	預測值
,	修正值

下標

f	控制體積的面
g	氣體
t	紊流
w	水
Φ	與相關變數有關的值



第一章 緒論

1-1 前言

隨著半導體產業的高度發展與技術不斷的精進，現今電腦產業和半導體製程的技術也有快速改良發展，特徵尺寸(Feature size)由1980年的2微米製程到1995年的0.25微米製程一直到現今的0.18微米製程，並且科學家預測在2008年時會發展為0.07微米的奈米製程。由於特徵尺寸的極速下降，電子產品必朝向外型短小輕薄(如圖1-1、1-2所示)、性能提昇與價格降低的趨勢發展。由於裝置與元件的發熱密度不斷的增加，過熱的問題日益嚴重，於是造成了產品的可靠度降低以及壽命的減少，所以散熱問題也就成為半導體產業技術上的一大挑戰。根據美國空軍1995年所發表的研究報告中指出，造成超過50%的半導體元件損壞或缺陷的主要的原因來自於熱的問題，如圖1-3所示。許多相關熱所造成的損壞與缺陷的文獻，於各知名的期刊與國際研討會之文獻中歷歷可見[1-3]。

微機電系統(micro-electro-mechanical systems, MEMS)在歐洲被稱為微系統科技(micro system technology)，著名的費曼博士(1965年諾貝爾物理獎得主)在1959年美國物理學年會上發表「There's Plenty of Room at the Bottom」的專題演講中，首先提到把機器微型化的概念，而「微機器(micromachines)」此一名詞

在 1978 年首次正式出現在國際學術研討會的名稱中；接著彼得森博士在 1982 年發表了著名的「以矽為機械材料(silicon as a mechanical material)」研究報告，1989 年猶他州鹽湖城(Salt Lake City)的一場研討會(Micro-Tele-Operated Robotics Workshop)中，則具體提出「微機電系統」此一名稱。而所謂微機電系統[4]是一種結合機械、電子、材料、控制、物理、生醫、化學、光學等多重技術整合的研發領域，其特色為兼具微小化、可量產之新製造技術，不僅可以有效協助製造業改善製程，使產品提高品質、性能與可靠度，進而提高附加價值，同時可降低製造成本及能源消耗。

就微流體系統(Micro-Fluidics system)而言，以微流道(micro-channel)作為新型的熱沈(heat sink)與熱管之構型，時有所聞。近幾年許多文獻均指出，層流流體在微流道熱沈中的熱傳效果極佳，而相變化過程所帶走的熱量更高，足可應付未來高功率電子產品所產生的廢熱。而近年來，由於微機電(MEMS)及奈米科技所興起的熱潮，故可製造出水力直徑(hydraulic diameter)數十至數百微米各種型態的流道，透過液體強制對流的使用，將高功率電子產品產生的高熱降低，使之能於容許的溫度下使用，來試圖解決電子產品過熱問題的損壞並增加其可靠度。

1-2 文獻回顧

如何將高功率電子元件所產生的廢熱排出外界是一項重要的課題。近幾年由於微機電技術昌盛，製造數十至數百微米不同幾何形狀的微流道熱沈已不是難事。最早提出結合微機電系統與微流道熱沈技術概念的是 1981 年的 Tuckerman and Pease [5]，他們探討微流道熱沈的熱傳性能，他們主要以半導體製程技術於(110)矽晶片基材蝕刻出高深寬比之矩形微流道，進行流體與熱傳特性之理論分析與實驗驗證，結果顯示其最大熱通量達可到 790 W/cm^2 ，可應用於高功率密度的超大型積體電路上(VLSI)。Pfahler 等人 [6] 以及 Qu 等人 [7] 亦提到微流道熱沈不僅擁有超佳的散熱效果，其流體行為或熱傳特性與傳統大尺寸管道的實驗結果大不相同。

Peng and Wang [9-12] 研究團隊則從事了一連串以相變化為主的微流體研究。他們的研究發現當流道壁施以較高的熱通量或過熱溫度時，結果卻沒有發現氣泡在微流道中產生，然而根據現有的沸騰曲線預測應該產生核沸騰效應。換言之，流道的幾何尺寸大小會嚴重影響流體的相變化行為，此對於兩相流之研究而言，是非常有趣且重要的發現。

除了兩相流的研究外，Wu and Chang [13] 運用實驗方法，針對微流道不同表面粗糙度的情況下，探討不同水力直徑的梯形流道的熱傳

現象，其結果顯示出，粗糙度越大的流道具有較高的 Nusselt number 與 Apparent friction，且兩值會隨著雷諾數的增大而增大，但增大的比例有趨緩的現象。Wu 與 Little[14-15]則以實驗量測氣體通過水力直徑 50 至 80 μm ，層流與紊流區間摩擦因子的變化及熱傳分析，結論發現摩擦因子小於古典巨觀的值。Chio 等人[16]則針對直徑 3 ~ 81 μm 的圓形流道，管長 24 ~ 52mm，長度與水力直徑比值在 640 ~ 8100，研究其流體行為與熱傳現象，實驗結果發現，摩擦因子於層流的條件下皆小於巨觀圓管的理論值，且熱傳效果非常佳。Wang and Peng[17-19]則實驗研究寬 200 到 800 μm 、深 700 μm 的矩形流道流體的流動行為，其結果發現層流至紊流之暫態過渡現象發生在雷諾數小於 1000 時，此現象與傳統值差距甚大，此外當直徑越小暫態過渡現象會越早發生。流道熱沈熱傳現象除實驗的驗證外，亦有一些科學家，運用計算流體力學的方式與現有的實驗結果相互比較[20-21]，但在其牆面邊界的設定上仍設為無滑動的邊界條件(no slip condition)，此邊界條件於大尺寸的解析上並不會產生失真的現象，但對於尺寸下降至微米等級時，是否合適尚待考量，因為 Tretheway and Meinhart[22]用高解析度的 Micro-PIV (Micron-resolution particle image velocimetry)進行邊界滑移的量測觀測到微米等級下，在管牆上會產生滑動的現象，其造成邊牆滑動的主因乃有一層氣

體吸附在邊牆上，因此產生液體與氣體界面的滑動。此氣體層的存在已由 Tyrrell and Attard [23] 在原子力顯微鏡(Atomic force microscopy)下觀測到(如圖 1-4)，因此在微米等級下流道邊牆條件的使用上應特別小心。

1-3 本文研究目的

發熱量與散熱量能力為影響電子元件的可靠度及壽命的主要因素，根據「10°C理論」[24]，當電子元件每升高 10°C，其壽命則相對減少一半，可見溫度對 IC 的重要性，這也是熱管理(Thermal Management)技術日益受到重視的原因。所謂的「熱管理」指的是電子元件中熱的產生與熱控制的一門技術，它主要的目的是使電子元件晶片的接合處溫度(Junction Temperature)維持在容許的範圍內，使得電子元件的可靠度與壽命提升。因此電子元件熱的控制是相當重要的一大課題。電子產品熱的生成主要是由於晶片中百萬個電晶體運作時所產生的，這些問題雖然可由降低電壓的方式來減少發熱量，但是仍然不能解決因功能提升及體積縮小所產生發熱密度增加的問題。

在之前的文獻中對於微流道熱傳的研究，其研究範圍均針對相同流道形狀與不同的水力直徑進行探討，並未對不同形狀微流道加以比較熱傳現象，此外相同的水力直徑可由不同的幾何尺寸所構成(如矩

形、梯形)，當不同的幾何尺寸構成相同的水力直徑時，熱傳現象是否有其差異性尚無文獻探討，因此本文研究之目的，係以比較不同形狀微流道與相同的水力直徑不同幾何尺寸下微流道熱沈在不同雷諾數下的熱傳現象。此外，進一步對微流道壁面滑移的邊界條件做理論性的探討。



第二章 物理模式與數值方法

2-1 物理模式

本研究主要針對不同流道形狀、水力直徑與流道邊牆的滑動理論機制進行探討，探討微流道於不同雷諾數下 Nusselt Number 與 Apparent friction constant 的變化情形，模擬之結構剖面圖如圖 2-1 與 2-2 表示。

對於本文欲模擬結構的物理模式，其統御方程式與邊界條件如下所示：

連續方程式：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2-1)$$

動量方程式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla \cdot p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (2-2)$$

能量方程式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho h \vec{v}) = \nabla \cdot [(k + k_t) \nabla T] + S_h \quad (2-3)$$

其中 g 表物體重力 (Body Force)， p 表靜態壓力 (Static Pressure) $\bar{\tau}$ 表應力張量 (Stress Tensor)， $\bar{\tau} = \mu[(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} I]$ ， I 表單位張量 (Unit Tensor)， F 表源項 (Source Term)， S_h 表熱源， h 表焓。

本研究中，我們考慮穩定狀態，則統御方程式可改為：

連續方程式：

$$\nabla \cdot (\bar{v}) = 0 \quad (2-4)$$

動量方程式：

$$\nabla \cdot (\rho \bar{v} \bar{v}) = -\nabla \cdot p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \bar{g} \quad (2-5)$$

能量方程式：

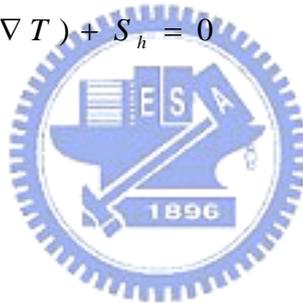
$$\nabla \cdot (\rho h \bar{v}) = \nabla \cdot (k \nabla T) + S_h \quad (2-6)$$

對於固體區內，因為無流動現象，統御方程式為：

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + S_h = 0 \quad (2-7)$$

邊界條件如下：

1. 在固體區：



有三個邊界面設為絕熱的狀態，另外一邊界面上有一固定的熱通量施加於此面上，如圖 2-3 所示。在固體與液體的界面處其物理量連續，即溫度與能量連續，其數學表示式如下所示：

$$T_{s,\Gamma} = T_{f,\Gamma}$$

$$-k_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = -k_f \frac{\partial T_f}{\partial n} \Big|_{\Gamma}$$

式中下標：S 表固體，f 表流體，T 表溫度， Γ 表界面

2. 在液體區：

流體入口處：

$$\begin{aligned}
T_{in} &= 293 \text{ K} \\
u &= u_{in} \text{ (依不同雷諾數而定)} \\
v &= 0 \\
w &= 0
\end{aligned}$$

其中 u 、 v 、 w 表 x 、 y 、 z 方向速度； T_{in} 表入口溫度

流體出口處：

出口處的邊界我們選用遠場(farfield)，此功能為軟體特殊功能，即真正的邊界條件位於真正出口處的遠端，遠端的條件為一大氣壓、297k，真的出口處的溫度、出口速度與壓力軟體會自動計算。

固體與液體界面處：

固體與液體的界面處其物理量連續，即溫度與能量連續其數學表

示式如下所示：



$$\begin{aligned}
T_{s,\Gamma} &= T_{f,\Gamma} \\
-k_s \frac{\partial T_s}{\partial n} \Big|_{\Gamma} &= -k_f \frac{\partial T_f}{\partial n} \Big|_{\Gamma}
\end{aligned}$$

2-2 數值方法

本研究主要以 CFD-ACE(U)軟體為研究工具，CFD-ACE(U)解的步驟是，運用對控制體積積分的技巧，先將統御方程式離散成代數方程式，也就是一般所稱的離散方程式(Discretization Equations)，然後以 SIMPLEC(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation Consistent)演算法求得其正確壓力、速度場與溫度場，計算過程如

2-4 圖所示。較詳細的求解方式將在下面各節討論。

2-2-1 離散方程式

為了將統御方程式轉換為代數方程式，也就是為了獲得離散方程式。離散方程式是由統御方程式對每個控制體積作積分而得。以一穩態的統御方程式為例，對一任意的控制體積 V 積分的型式可表示如下：

$$\oint \rho \phi \vec{v} \cdot d\vec{A} = \oint \Gamma_{\phi} \nabla \phi \cdot d\vec{A} + \int_V S_{\phi} dV \quad (2-8)$$

其中 ϕ 表任意相關變數， \vec{v} 表速度向量， \vec{A} 表面積向量以及 Γ_{ϕ} 表擴散係數， S_{ϕ} 表源項。

式(2-8)可運用到計算域每一個控制體積。以一二維三角格點為例，如圖 2-5 所示，式(2-8)可離散成下式：

$$\sum_f^{N_{faces}} \rho \vec{v}_f \phi_f \cdot \vec{A}_f = \sum_f^{N_{faces}} \Gamma_{\phi} (\nabla \phi)_n \cdot \vec{A}_f + S_{\phi} V \quad (2-9)$$

其中 N_{faces} 表格點的面數， ϕ_f 表透過面 f 轉換的 ϕ 值， $\rho \vec{v}_f \cdot \vec{A}_f$ 表每個面的質量通量， \vec{A}_f 表面 f 的面積向量， $(\nabla \phi)_n$ 為 $\nabla \phi$ 於面 f 的垂直方向分量。

ϕ 值是經由離散後所獲得格點中心的值(如圖 2-5 c0 與 c1)，對於(2-9)式 ϕ_f 值須進一步根據格點中心的值，運用上風法(upwind scheme)作修改。

在式(2-9)的離散方程中，包含在格點中心未知變量 ϕ 與在鄰近格點的未知值。一般而言，(2-9)式仍然可能還是非線性，因此進一步線性化的行式可表示為下式：

$$a_p \phi = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (2-10)$$

其中下標 nb 指的是鄰近的格點， a_p 及 a_{nb} 是對於 ϕ 與 ϕ_{nb} 線性化的係數， b 為源項。

2-2-2 SIMPLEC Algorithm

壓力與速度修正主要是使在疊代的過程中，能滿足連續與動量方程式，計算出較符合實際狀況的值，其修正的過程如下：

1. 首先對壓力場 P^* 作預測。
2. 將 P^* 代入動量方程式求得相關的速度場 u^* 、 v^* 與 w^* 。
3. 求得的 P^* 、 u^* 、 v^* 與 w^* 並不滿足連續方程式，因此運用連續方程式建構壓力修正 P' ，相關的速度修正 u' 、 v' 、 w' 進而獲得，

因此可得到正確的壓力與速度場，如下所示：

$$P = P^* + P' \quad (2-11)$$

$$u = u^* + u' \quad (2-12)$$

$$v = v^* + v' \quad (2-13)$$

$$w = w^* + w' \quad (2-14)$$

4. 假如計算出的值會因流體性質與源項影響流場，必須先解其它的變數(如溫度、濃度、紊流量)，若流場不被影響，其餘變數值待其收斂後再進行求解。
5. 將計算出的壓力 P 當為新的預測值，重複步驟 2 到 4 直到其解收斂為止。

2-3 流體摩擦(Flow friction)與熱傳

在本文的研究中，主要是使用表面摩擦因子(Apparent friction factor)來表示流道的壓力降，其定義如下所示：

$$f_{app} = \Delta p \cdot \frac{D_h}{L} \cdot \frac{1}{2\rho u^2} \quad (2-15)$$

其中 Δp 表流體進出口的壓力降， ρ 表工作流體的密度， D_h 表流道的水力直徑， L 表流道的長度。

在(2-15)式中 u 為工作流體的平均速度，其值可由下式獲得

$$u = \frac{M}{\rho A_c} \quad (2-16)$$

其中 M 表工作流體的質量流率， A_c 表微流道的截面積。

在層流的管流中，摩擦因子為雷諾數與表面粗糙度的函數，本文中並不考慮粗糙度，因此摩擦因子僅與雷諾數相關。根據流體力學的理论推導，摩擦因子乘上雷諾數為一常數，可表示於下式：

$$f_{app} \text{ Re} = \frac{\Delta p \cdot D_h^2}{2 \rho \nu u L} \quad (2-17)$$

$$\text{Re} = \frac{uD_h}{\nu} \quad (2-18)$$

將(2-18)代入(2-17)中可進一步獲得下式

$$f_{app} \text{Re} = \frac{\Delta p \cdot A_c \cdot D_h^2}{2\nu ML} \quad (2-19)$$

上式為本文計算表面摩擦常數的主要公式。

在熱傳方面，本文主要探討 Nusselt Number(Nu)的變化情形，其定義為對流熱傳係數與每單位特徵長度流體熱傳導係數之比。為求得此值，主要需獲得對流熱傳係數，此值的獲得可由下式計算而得：

$$h = \frac{Q}{A_w \Delta T_m} \quad (2-20)$$

$$Q = Mc_p (T_{out} - T_{in}) \quad (2-21)$$

$$\Delta T_m = (\text{流道壁面的平均溫度}) - \frac{1}{2}(T_{in} + T_{out}) \quad (2-22)$$

其中 Q 表傳入工作流體的熱量， A_w 表整個流道壁面的表面積， ΔT_m 表平均溫度差(mean temperature difference)， T_{in} 與 T_{out} 表微流道進出口的溫度。

將(2-20)與(2-22)代入 Nusselt Number 定義式中，可獲得下式

$$\text{Nu} = \frac{Mc_p D_h (T_{out} - T_{in})}{k_f A_w \Delta T_m} \quad (2-23)$$

上式為本文計算 Nusselt Number 的主要公式。

第三章 邊界滑移探討與論述

在過去，無滑移的邊界條件用於大尺寸的管流內，其模擬結果與實際狀況並不會產生失真的狀況，但當尺寸下降到微米或奈米時，不滑移邊界條件的適用性尚待考量。而微流道的滑移現象已被實驗所證明(Fully developed 情況下)，造成滑移的主因乃因壁面附著一層氣體薄層，液體滑移現象主要位於液氣之間的界面處，並非液體直接在壁面產生滑移的現象。因為目前對於微流體的邊界滑移尚無一明確的理論基礎，所以以下將假設不同的邊界狀況(氣體與壁面間)，作為液氣滑動的基礎。

在多年前，Navier 對於邊界滑移已提出一個假說[25]，即滑移的速度與剪應力成正比，如下式所示：

$$V_x (y = 0) = \beta \left(\frac{dV_x}{dy} \right) \dots\dots\dots (3-1)$$

因為 β 的單位為長度，因此稱為滑動長度或滑動系數(slip length or slip coefficient)，以下將根據 Navier 假說來探討 2-D 全展流下 β 與氣體層厚度的關係。

3-1 氣體薄層以連續(continuum)體來近似

首先考慮兩無窮平板高為 $2h$ ，如圖 3-1，並作以下的假設：

- (1) 中心線處因對稱所以剪應力為零

- (2) 於氣體與水界面，速度與應力連續
- (3) 氣體與壁面處的邊界條件仍為無滑移狀況
- (4) 忽略體積力(Body force)
- (5) 為全展流

根據以上的假設，可化簡連續與動量方程式得到水與氣體的速度場

(Velocity profile)，如下兩式所示：

$$U_w = \frac{1}{2\mu_w} \frac{dp}{dx} y^2 + c_1 y + c_2 \dots\dots\dots(3-2)$$

$$U_g = \frac{1}{2\mu_g} \frac{dp}{dx} y^2 + c_3 y + c_4 \dots\dots\dots(3-3)$$

其中 U 、 P 、 μ 分別表速度、壓力與黏滯數；式中 c 為未知數；

下標 w 、 g 分別表水與氣體。

再根據假設可得到下列邊界條件：

$$(1) y=0 \quad U_w = U_g \dots\dots\dots(3-4)$$

$$(2) y=0 \quad \mu_w \frac{dU_w}{dy} = \mu_g \frac{dU_g}{dy} \dots\dots\dots (3-5)$$

$$(3) y=-\delta \quad U_g = 0 \dots\dots\dots(3-6)$$

$$(4) y=h \quad \mu_w \frac{dU_w}{dy} = 0 \dots\dots\dots(3-7)$$

將上面 4 個邊界條件代入(3-2)與(3-3)式可得 c_1 、 c_2 、 c_3 、 c_4 四個未

知數，分別表示如下：

$$c_1 = -\frac{1}{\mu_w} \frac{dp}{dx} h \dots\dots\dots(3-8)$$

$$c_2 = -\frac{1}{2\mu_g} \frac{dp}{dx} \delta^2 - \frac{1}{\mu_g} \frac{dp}{dx} h\delta \dots\dots\dots (3-9)$$

$$c_3 = -\frac{1}{\mu_g} \frac{dp}{dx} h \dots\dots\dots (3-10)$$

$$c_4 = -\frac{1}{2\mu_g} \frac{dp}{dx} \delta^2 - \frac{1}{\mu_g} \frac{dp}{dx} h\delta \dots\dots\dots (3-11)$$

所以可得到水與氣體的速度場如下所示：

$$U_w = \frac{1}{2\mu_w} \left(-\frac{dp}{dx}\right) [-y^2 + 2hy + \frac{\mu_w}{\mu_g} \delta^2 + \frac{2\mu_w}{\mu_g} h\delta] \dots\dots\dots (3-12)$$

$$U_g = \frac{1}{2\mu_g} \left(-\frac{dp}{dx}\right) [-y^2 + 2hy + \delta^2 + 2h\delta] \dots\dots\dots (3-13)$$

將(3-12)式代入(3-1)中可得滑動長度 β ：

$$\beta = \frac{\mu_w}{\mu_g} \left[\frac{\delta^2}{2h} + \delta\right] \dots\dots\dots (3-14)$$

對於全展流的情形下，滑動長度為一常數。但對於暫態流的情形下，力屬於不平衡的狀態，滑動長度除了與時間有關外，是否與其它的參數相關，值得進一步作衡量。



3-2 氣體薄層視為稀有氣體(Rarefied gas)

在上一節中，氣體被視為連續流體而且氣體與壁面為無滑移的邊界條件，在理論上其實並不嚴謹，一個較合理的假設應以氣體動力學的角度來考量，較切合實際的狀況。以下是以氣體動力學理論來進行推導。

同樣地，我們考慮一高為 $2h$ 的無窮平板，氣體的厚度為 δ ，其基本假設如下：

- (1) 中心線處因對稱所以剪應力為零
- (2) 氣體與水界面速度與應力連續
- (3) 氣體與壁面處的邊界條件以稀有氣體的理論來考量
- (4) 忽略體積力(Body force)
- (5) 為全展流

根據以上的假設，可化簡連續與動量方程式得到水與氣體的速度場 (Velocity profile)，如下兩式所示：

$$U_w = \frac{1}{2\mu_w} \frac{dp}{dx} y^2 + c_1 y + c_2 \dots\dots\dots(3-15)$$

$$U_g = \frac{1}{2\mu_g} \frac{dp}{dx} y^2 + c_3 y + c_4 \dots\dots\dots(3-16)$$

再根據假設可得到下列邊界條件：

$$(1) \quad y=0 \quad U_w = U_g \dots\dots\dots(3-17)$$

$$(2) \quad y=0 \quad \mu_w \frac{dU_w}{dy} = \mu_g \frac{dU_g}{dy} \dots\dots\dots (3-18)$$

$$(3) \quad y=-\delta \quad U_g = \frac{2-\sigma}{\sigma} \frac{2}{3} \lambda \left[\frac{dU_g}{dy} \right] = \epsilon \left[\frac{dU_g}{dy} \right] \dots\dots\dots(3-19)$$

$$(4) \quad y=h \quad \mu_w \frac{dU_w}{dy} = 0 \dots\dots\dots(3-20)$$

σ 為 accommodation coefficient，其定義為分子經由擴散反射的比例(The fraction of molecules undergoing diffuse reflection)

λ 為氣體的平均自由路徑(mean free path of the gas)，其中(3-19)

由氣體動力學推導所得，稍後將會對其由來作進一步的推導。將上面

4 個邊界條件代入(3-15)與(3-16)式可得 c_1 、 c_2 、 c_3 、 c_4 四個未知數，

分別表示如下：

$$c_1 = -\frac{1}{\mu_w} \frac{dp}{dx} h \dots\dots\dots(3-21)$$

$$c_2 = -\frac{1}{\mu_g} \frac{dp}{dx} [(\varepsilon + \delta)h + \varepsilon\delta + \frac{\delta^2}{2}] \dots\dots\dots(3-22)$$

$$c_3 = -\frac{1}{\mu_g} \frac{dp}{dx} h \dots\dots\dots(3-23)$$

$$c_4 = -\frac{1}{\mu_g} \frac{dp}{dx} [(\varepsilon + \delta)h + \varepsilon\delta + \frac{\delta^2}{2}] \dots\dots\dots(3-24)$$

所以可得到水與氣體的速度場如下所示：

$$U_w = \left(-\frac{dp}{dx}\right) \left\{ -\frac{y^2}{2\mu_w} + \frac{hy}{\mu_w} + \frac{1}{\mu_g} [(\varepsilon + \delta)h + \varepsilon\delta + \frac{\delta^2}{2}] \right\} \dots\dots\dots(3-25)$$

$$U_g = \left(-\frac{dp}{dx}\right) \left\{ -\frac{y^2}{2\mu_g} + \frac{hy}{\mu_g} + \frac{1}{\mu_g} [(\varepsilon + \delta)h + \varepsilon\delta + \frac{\delta^2}{2}] \right\} \dots\dots\dots(3-26)$$

將(3-25)式代入(3-1)中可得滑動長度 β ：

$$\beta = \frac{1}{2h} \left(\frac{\mu_w}{\mu_g}\right) [2(\varepsilon + \delta)h + 2\varepsilon\delta + \delta^2] \dots\dots\dots(3-27)$$

將(3-27)式與(3-14)式作比較，可發現氣體薄層以稀有氣體來處理，其水的滑動效應較為強烈，但這是處於完全發展流的情形下來處理，對於暫態流常是否涉及其他係數，尚需進一步討論。

以下就上述氣體與管壁邊界條件的由來作進一步的推導。圖3-2為氣體薄層與管壁的放大圖，在圖中 q_1 與 q_2 分別表氣體分子與管壁碰撞前後 y 方向的切線速度，但對於氣體分子與管壁的碰撞應有兩種機制。第一種機制為彈性碰撞(Elastic collision)，即 q_1 等於

q_2 (分子與管壁碰撞的入射角與反射角相等)。第二種機制為擴散反射(Diffuse reflection)，即分子會被吸附於管壁上，分子會跟隨著管壁的速度運動，隨後可能再放射出去，因此 q_2 的速度會等於管壁的速度。基於碰撞可能會有兩種機制，因此引進容納係數(Accommodation coefficient) σ ，以便於將兩種不同的機制加以整合，而 σ 的定義為分子經由擴散反射的比例(The fraction of molecules undergoing diffuse reflection)。藉由容納係數的引進 q_2 可表為下列的形式：

$$q_2 = \sigma U_{wall} + (1 - \sigma)q_1 \dots\dots\dots(3-28)$$

U_{wall} : 管壁的速度

氣體在管壁上的邊界速度，取其碰撞前後的切線速度的平均值即

$$U_{g(wall)} = \frac{q_1 + q_2}{2} \dots\dots\dots(3-29)$$

$U_{g(wall)}$: 氣體在管壁上的速度

將(3-28)式代入(3-29)式中可得：

$$U_{g(wall)} = \frac{\sigma}{2} U_{wall} + \frac{2 - \sigma}{2} q_1 \dots\dots\dots(3-30)$$

上式仍無法解得氣體在管壁上的邊界速度，為了求得其速度，可進一步引進氣體平均自由路徑的方法[24]，即分子碰撞前後的距離等於 $\frac{2}{3}\lambda$ (λ : mean free path)，如圖 3-3 所示，因此 q_1 與牆的距離為 $\frac{2}{3}\lambda$ 。

因此利用平均自由路徑的方法展開切線速度的函數 $U_{g(wall)}(y)$ 可得下

式(取到一階):

$$q_1 = U_{g(wall)} + \frac{2\lambda}{3} \left[\frac{dU_{g(wall)}(y)}{dy} \right]_{y=0} \dots\dots\dots(3-31)$$

將(3-31)式代入(3-30)式中可得下式

$$U_{g(wall)} = U_{wall} + \frac{2-\sigma}{\sigma} \frac{2}{3} \lambda \left[\frac{dU_{g(wall)}(y)}{dy} \right]_{y=0} \dots\dots\dots(3-32)$$

設管壁的速度(U_{wall})為零，所以氣體在管壁的速度為

$$U_{g(wall)} = \frac{2-\sigma}{\sigma} \frac{2}{3} \lambda \left[\frac{dU_{g(wall)}(y)}{dy} \right]_{y=0} \dots\dots\dots(3-33)$$

上式即為氣體薄層以稀有氣體考慮時，氣體在管壁的邊界條件。

3-3 氣體層非連續覆蓋於壁面

在 3-1 與 3-2 節中，氣體層於壁面處是以一定厚度連續覆蓋壁面，但根據文獻[21]所拍攝到氣體層的圖(如圖 1-4 所示)，氣體並非是連續的覆蓋於壁面處，因此液體與氣體界面間所產生的滑動也應非是一固定的值，基於此以下我們引進一表面覆蓋比例因子(f)，來考量氣體與液體界面的滑動現象，其表示式如下所示：

$$u_{int\ face} = fu_{slip} + (1-f)u_{no-slip} \dots\dots\dots(3-34)$$

其中 $u_{int\ face}$ 表界面的速度； u_{slip} 表有氣體覆蓋的區域的速度； $u_{no-slip}$ 表無氣體覆蓋的區域， f 表氣體覆蓋的比例。

在 3-34 式中 u_{slip} 的解可引用 3-2 節中 3-25 式取代，對於無氣體

覆蓋區域的速度，我們假設液體與壁面的條件仍然為無滑動的邊界條件，因此只需對一高為 $2h$ 的無窮平板，邊界條件為無滑動，解連續與動量方程式即可獲得，其表示式如下所示：

$$u_{no-slip} = \frac{h^2}{2\mu_w} \left(-\frac{dp}{dx}\right) \left[1 - \left(\frac{y-h}{h}\right)^2\right] \dots\dots\dots (3-35)$$

所以 $u_{int\ face}$ 即可解得。將解得的 $u_{int\ face}$ 帶入 3-1 式中，可得滑動長度 β 的關係式，如下所示：

$$\beta = \frac{2f\mu_w \left(\varepsilon\delta + \frac{\delta^2}{2} + (\varepsilon + \delta)h\right)}{\mu_g (2 - f)h} \dots\dots\dots (3-36)$$

上式各值的定義與 3-2 節相同。



第四章 結果與討論

本文主要是針對，圓形、矩形、梯形與三角形四種不同型態的流道與水力直徑比較其熱傳效益。本文中使用水為工作流體，主要探討相同的水力直徑不同的幾何尺寸下的熱傳現象，此外並改變流道與熱源的距離(250 與 500 μm)比較其差異性，其幾何圖形與尺寸如表 4-1 到 4-4 所示，流道長均為 5 mm。相關熱沈與水物理性質如表 4-5 所示。

4-1 軟體數值碼的驗證與格點測試

為了判定 CFD-ACE(U)能運用於微米等級模擬與如何分佈格點的疏密捕捉正確的物理現象，本文引用文獻[26]的例子加以比較，其幾何圖形與尺寸如圖 4-1 所示。在此的比對，主要是與文獻所求得各面的溫度加以比較，運用的格點數為 566*17*93。由圖 4-2 至 4-7 的溫度場分佈，我們可看出相同位置上，溫度的誤差均於 0.1%以下，由此可證明，CFD-ACE(U)能運用於微米等級模擬。此外，對於微流道熱沈物理現象的捕捉相當正確。

在本文中，對於圓形、梯形、三角形與矩形所使用的格點數如表 4-6 與 4-7 所示。在這四種不同形狀流道的格點數，是經由在 x、y、z 三個方向持續加密，當流道壁溫度前一個與下一個格點數差達到千

分之 0.5 以下時，即將此視為最佳格點，此經驗來自先前文獻例子的比較。

格點最密的區域主要位於流道內與流體進出口區、固體區靠近流道處與熱源處，如此的加密方式，主要是此三處為物理量梯度變化最顯著的區域。

4-2 不同形狀流道與水力直徑的熱傳效益

微流道熱沈擁有超佳的散熱效果，已經由許多文獻所證實。在本節中，首先探討不同形狀流道與水力直徑的熱傳效益。圖 4-8、4-9 為圓形流道在直徑為 50、100、200 μm 與不同雷諾數(Re)下，Nusslet Numberm(Nu)與 Apparent frictiont 常數($f \cdot \text{Re}$)的變化情形，在圖中 A、B 指的是熱源與流道距離，分別為 500 與 250 μm 。由此兩圖可知，圓形流道在相同的直徑下，改變流道與熱源的距離並不會改變 Nu 與 $f \cdot \text{Re}$ 兩值，所以變化流道與熱源的距離並不會改變其熱傳效果。除了上述的情形外，由圖行的變化可發現：1. Nu 與 $f \cdot \text{Re}$ 兩值會隨著雷諾數與直徑的變大而變大；2. $f \cdot \text{Re}$ 呈現線性增加的趨勢，且當直徑越小時 $f \cdot \text{Re}$ 會越趨向一常值；3. 當雷諾數大於 100，Nu 的增加量會變的較趨緩。

圖 4-10 到 4-15 為矩形流道在水力直徑為 50、100、200 μm 在

不同雷諾數(Re)下，Nu 與 $f \cdot Re$ 的變化情形，由圖觀察到，改變流道與熱源的距離仍然不會改變 Nu 與 $f \cdot Re$ 兩值。由圖中我們可進一步了解到，當在不同邊長的比例相同的水力直徑下，同一雷諾數會有不同的 Nu 與 $f \cdot Re$ 值。歸納幾何尺寸的影響，我們發現到，當矩形流道的深寬比越小 Nu 與 $f \cdot Re$ 值將會越大，因為當深寬比越小時矩形流道擁有較大的截面積，所以造成在不同邊長的比例相同的水力直徑下會有不同的熱傳效果。此外 Nu 與 $f \cdot Re$ 與雷諾數的變化關係與圓形流道相同，即 Nu 與 $f \cdot Re$ 兩值會隨著雷諾數與水力直徑的變大而變大與 $f \cdot Re$ 呈現線性增加的趨勢，且當水力直徑越小時，在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 會越趨向一常值。



圖 4-16 到 4-21 為梯形流道在水力直徑為 50、100、200 μm 在不同雷諾數(Re)下，Nu 與 $f \cdot Re$ 的變化情形。在梯形流道中，Nu 與 $f \cdot Re$ 兩值亦不受到流道與熱源遠近的影響，其餘現象均與圓形流道相同。將梯形與矩形兩流道相互比較，發現在不同邊長的比例相同的水力直徑下，同一雷諾數 Nu 與 $f \cdot Re$ 值均大約相同，造成此種現象的主因我們認為，雖然邊長的比例不同水力直徑相同，但不同邊長的比例所形成的截面積大約相同，當達到穩定狀態下時，通過流道工作流體的量大約相同，因此對熱傳的效益也應相同，才會造成不同邊長的比例相同的水力直徑下，會有相同的結果。

圖 4-22 到 4-27 為三角形流道在水力直徑為 50、100、200 μm 在不同雷諾數(Re)下，Nu 與 $f \cdot \text{Re}$ 的變化情形。相同的，在此我們考量不同的邊長的比例相同的水力直徑下，Nu 與 $f \cdot \text{Re}$ 的變化情形。由圖中發現，不同邊長的比例相同水力直徑下，相同雷諾數時 Nu 與 $f \cdot \text{Re}$ 的值仍然幾乎相同，此因與梯形流道的原因相同，雖然有不同邊長的比例(水力直徑相同)，但截面積大約相近所以會有相同的結果。其餘三角形流道 Nu 與 $f \cdot \text{Re}$ 兩值與雷諾數的關係均與圓形流道的變化趨勢相同。

圖 4-28、4-29 與 4-30 為各種形狀在水力直徑為 50、100、200 μm 在不同雷諾數(Re)下與 Nu 的關係，此三圖均顯示矩形流道 Type III 擁有較大的 Nu 值，而三角形無論在任何的雷諾數下 Nu 始終為最小。因此矩形流道的熱傳能力會優於圓形、梯形與三角形。

4-3 微流道邊界滑移理論探討

在以往無滑移的邊界條件運用於大尺寸的流道中，其所獲得的結果並不會產生失真的現象，但當流道的特徵尺寸(如水力直徑)小到微米或奈米等級的情況下，再將邊界條件視為無滑移的現象，是否能與真實狀況吻合需再進一步加以確認。以下將對第三章中所推導的三種不同的機制做進一步的討論。

微流道邊界的滑移現象，目前並無一定的理論加以描述，因此我們以文獻上實驗所獲得的現象來探討可能產生的滑動機制。在第一種機制中，我們假設氣體的流動仍然是以連續體的方式運動，氣體與壁面的邊界條件還是為無滑移的現象，真正的滑移位於液體與氣體的界面處，此滑移的產生主要是因氣體層的帶動所致，再根據第二章所推得的 2-14 式中，可了解到氣體層的厚度對滑動應有顯著的影響，此外兩板的板距亦為一影響的因子。圖 4-31 是根據 2-14 式所繪製成，探討氣體層厚度與兩板的板距對滑動長度的影響，由圖可知當氣體層的厚度固定下，板距由 50 微米增加到 1000 微米時，滑動長度的值幾乎相同，由此可知板距並不會影響滑動長度。此外當氣體層厚度增加時，滑動長度會有急遽的改變，即較大的氣體厚度會有較大的滑動效應，因此氣體層的厚度大小對此種假設有顯著的影響。

在第二種機制中，對於氣體層的處理我們引用稀有氣體的理論加以考量，氣體與壁面處的邊界假設為有滑動的現象，此滑動邊界的獲得主要是根據氣體動力學的理論而來，因而得到 2-27 式，在 2-27 式中我們可了解到，滑動長度除了與氣體層厚度與板距相關外，亦與氣體平均自由路徑相關，為了考量方便在此我們考量 20°C、一大氣壓下 ($\mu_w=1.0019\text{cp}$ 、 $\mu_a=0.0183\text{cp}$)，氣體平均自由路徑為 100 奈米，容納係數為 1 的情形下，氣體厚度與板距對於滑動長度的效應，將這

些值帶入 2-27 式中可獲得圖 4-32，從圖中可知相同的氣體厚度下，當板距由 50 微米增加到 1000 微米，其滑動長度的值幾乎相同，由此可知板距並不會影響滑動長度。此外當氣體層厚度增加時，滑動長度會有急遽的改變，即較大的氣體厚度會有較大的滑動效應，因此氣體層的厚度大小對此種假設有顯著的影響。此種情形與第一種機制的情形完全相同，但比較圖 4-31 與 4-32 兩圖我們可看出第二種機制的滑動效應比第一種的滑動效應來的顯著。

在第二種的機制中，氣體層是以連續覆蓋於壁面上來計算，但根據實驗所觀測到氣體層的外貌，並非連續的覆蓋於壁面上，因此第二種的機制的計算，將會使得滑動效應過渡計算。為了更貼近真實的狀況，我們引進表面覆蓋因子來計算滑動的效應，即第二章中的第三種機制。圖 4-33 到 4-37 是根據 2-36 式所得，由圖可知，相同氣體層的厚度下滑動長度並不受板距的影響，但氣體層厚度越大與氣體覆蓋比例越大滑動效應就越顯著，因此氣體層的厚度大小與覆蓋比例對此種假設有顯著的影響。

第五章 結論

本研究主要探討微流道熱沈的熱傳現象與微流道邊界滑移可能產生的機制。在微流道熱傳方面，主要探討圓形、矩形、梯形與三角形四種微流道 Nu 與 $f \cdot Re$ 與雷諾數的關係，當中我們發現，矩形流道在不同的邊長的比例相同的水力直徑下，會有不同的熱傳現相，若矩形流道的深寬比越小，其熱傳效果會越好，但對於梯形流道與三角形流道而言，不同的邊長的比例相同的水力直徑下，相同雷諾數時 Nu 與 $f \cdot Re$ 的值幾乎相同，此外這四種形態的微流道，以矩形流道的熱傳效果較好，以三角形流道較差。

在邊界滑移部份，我們引用三種可能的機制來描述滑動現象。當氣體以連續體的方式假設，將可能與真實狀況背離。當氣體層以稀有氣體假設時，雖較符合實際現象，但假設氣體層連續覆蓋於壁面，可能會對滑動過渡計算。為了更貼近實際的狀況，引進表面覆蓋因子，即考量氣體覆蓋於壁面的比例，此種考量應較能符合真實狀況。

參考文獻

- [1] L. T. Yeh, “Review of Heat Transfer Technologies in Electronic Equipment,” J. of Electronic Packaging, Vol. 117, pp. 333-339, 1995.
- [2] C. Chapman, “The Basics of Package/Device Cooling,” Electronic Packaging and Production, pp. Graw-Hill, 57-60, May 1998.
- [3] Tummala, Fundamentals of Microsystems Packaging, Mc Graw-Hill, 2002.
- [4] T. R. Hsu, MEMS and Microsystems : design and manufacture McGraw-Hill, 2002.
- [5] D. B. Tuckerman, and R. F. W. Pease, ” High-Performance Heat Sinking for VLSI,” IEEE Electronic Device Letter , Vol. EDL-2(5), No. 4, pp. 126-129, 1981.
- [6] J. Pfahler, J. Harley, H. H. Bau, and J. Zemel, “Liquid Transport in Micron and Submicron Channels,” Sensors and Actuators, A21-23, pp. 181-314, 1990.
- [7] Qu, Mala, and Li, “Pressure-Driven Water Flows in Trapezoidal Silicon Microchannels,” Int. J. Heat and Mass

Transfer, Vol. 43, pp. 553–364, 1999.

- [8] X. F. Pen, B. X. Wang, “Forced Convection and Flow Boiling Heat Transfer for Liquid Flowing through Microchannels,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No.14, pp. 3421–3427, 1993.
- [9] B. X. Wang, and X. F. Peng, “Experimental Investigation on Liquid Forced Convection Heat Transfer through Microchannels,” *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 37 Suppl. 1, pp. 73–82, 1994.
- [10] X. F. Peng, G. P. Peterson, and B. X. Wang, “Frictional Flow Characteristics of Water Flowing through Rectangular Microchannels,” *Experimental Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 249–264, 1994
- [11] X. F. Peng, G. P. Peterson, and B. X. Wang, “Heat Transfer Characteristics of Water Flowing through Microchannels,” *Experimental Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 2659–283, 1994.
- [12] X. F. Peng, G. P. Peterson, B. X. Wang and H. B. Ma, “Experimental Investigation of Heat Transfer in Flat Plates With Rectangular Microchannels,” *Int. J. Heat*

- and Mass Transfer, Vol. 38, No. 1, pp. 127-137, 1995.
- [13] H. Y. Wu, and Ping Chang, "An Experimental Study of Convection Heat Transfer in Silicon Microchannels with Different Surface Condition," Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp. 2547-2556, 2003.
- [14] P. Wu and W.A. Little, "Measurement of Friction Factors for the Flow of Gases in very Fine Channel Heat exchanger Used for Microminiature Joule-Thomson Refrigerators," Cryogenics, No.5, Vol.23, pp.273-277,1993.
- [15] P. Wu and W.A. Little, "Measurement of the Heat Transfer Characteristics of Gas Flow in Fine Channel Heat Exchanger Used for Microminiature Refrigerators," Cryogenics,, Vol.24, No.8, pp.415-419,1994.
- [16] S. B. Choi, R. F. Barron, and R. O Warrington, "Liquid Flow and Heat Transfer in Microtubes," ASME Micromechanical Sensors, Actuators and Systems, DSC-Vol. 32, pp. 123-128, 1991.
- [17] [17] X. F. Pen, B. X. Wang, "Forced Convection and Flow Boiling Heat Transfer for Liquid Flowing through

Microchannels,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No.14, pp. 3421–3427, 1993.

[18] B. X. Wang, and X. F. Peng, “Experimental Investigation on Liquid Forced Convection Heat Transfer through Microchannels,” *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 37 Suppl. 1, pp. 73–82, 1994.

[19] X. F. Peng, G. P. Peterson, and B. X. Wang, “Frictional Flow Characteristics of Water Flowing through Rectangular Microchannels,” *Experimental Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 249–264, 1994.

[20] [20] K. C. Toh, X. Y. Chen, and J. C. Chai, “Numerical Coputation of Fluid Flow and Heat Transfer in Microchannels,” *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 5133–5141, 2002.

[21] Andrie G. Fedorov, and Raymond Viskanta, “Three-Dimensional Conjugate Heat Transfer in the Microchannel Heat Sink for Electronic Packaging,” *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 399–415, 2000.

[22] Derek C. Tretheway and Carl D. Meinhart “Apparent fluid

slip at hydrophobic microchannels walls,” *Physics of Fluids*, Vol. 14, NO.3, pp.9-12, 2002.

[23] James W. G. Tyrrell and Phil Attard “Images of Nanobubbles on Hydrophobic Surfaces and Their Interaction,” *Physical Review Letters*, Vol. 87, NO. 17, 2002.

[24] 鐘文仁, “IC 封裝製程與 CAE 應用” 全華出版社(臺灣), 2003。

[25] Derek C. Tretheway, Xiaojun Liu, and Carl D. Meinhart
“Analysis of Slip Flow in Microchannel,” Department of
Mechanical Engineering University of California, Santa
Barbara. CA 93106, 2003.

[26] Weilin Qu, Issam Mudawar, “Analysis of Three-dimensional
Heat Transfer in Micro-channel Heat Sinks,” *Int. J. of
Heat and Mass Transfer*, Vol. 45, pp. 3973-3985, 2002.

表 4-1 圓形的幾何圖形與尺寸

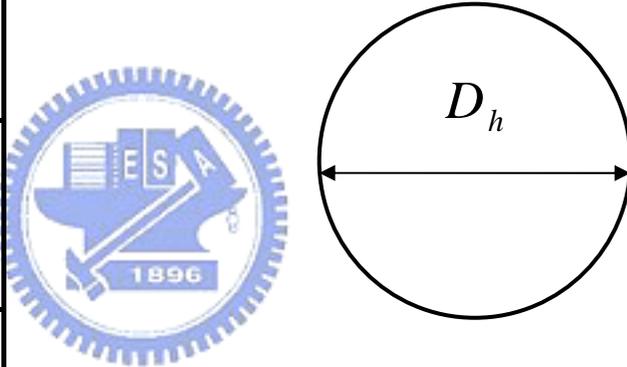
圓 形 流 道	幾何尺寸 水力直徑	截面積 [μm^2]	
	$D_h = 50 \mu m$	1.963×10^3	
	$D_h = 100 \mu m$	7.853×10^3	
	$D_h = 200 \mu m$	3.141×10^4	

表 4-2 矩形的幾何圖形與尺寸

幾何尺寸 水力直徑			$a(\mu m)$	$b(\mu m)$	截面積(μm^2)
	矩形 角 形 流 道	$D_h = 50\mu m$	I	50	50
II			100	$100/3$	3.33×10^3
III			150	30	4.5×10^3
$D_h = 100\mu m$		I	100	100	1×10^4
		II	200	$200/3$	1.33×10^4
		III	300	60	1.8×10^4
$D_h = 200\mu m$		I	200	200	4×10^4
		II	300	150	4.5×10^4
		III	400	$400/3$	5.33×10^4

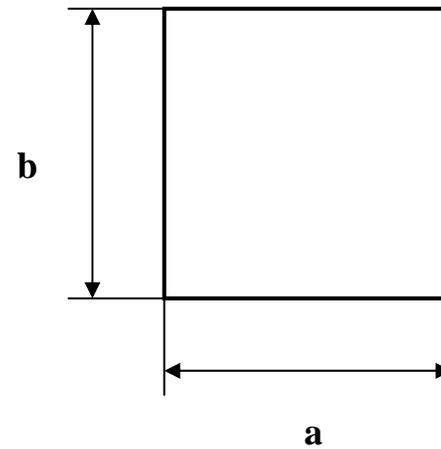


表 4-3 梯形的幾何圖形與尺寸

幾何尺寸 水力直徑	$a(\mu m)$		$b(\mu m)$	$h(\mu m)$	截面積(μm^2)
	$D_h = 50 \mu m$	I	50	25	77.0156
II		100	50	41.0097	3.08×10^3
III		150	75	36.6527	4.12×10^3
$D_h = 100 \mu m$	I	100	50	154.031	1.16×10^4
	II	200	100	107.798	1.62×10^4
	III	300	150	73.3058	1.65×10^4
$D_h = 200 \mu m$	I	200	100	308.062	4.62×10^4
	II	300	150	181.457	4.08×10^4
	III	400	200	164.039	4.92×10^4

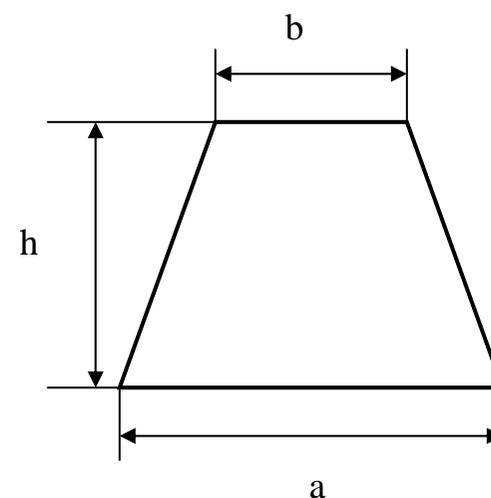


表 4-4 三角形的幾何圖形與尺寸

三 角 形 流 道	幾何尺寸	$a(\mu m)$		$h(\mu m)$	截面積(μm^2)
	水力直徑				
$D_h = 50\mu m$	I	100		$\frac{200}{3}$	3.33×10^3
	II	150		56.25	4.22×10^3
$D_h = 100\mu m$	I	200		$\frac{400}{3}$	1.33×10^4
	II	300		112.5	1.69×10^4
$D_h = 200\mu m$	I	300		360	5.4×10^4
	II	400		$\frac{800}{3}$	5.3×10^4

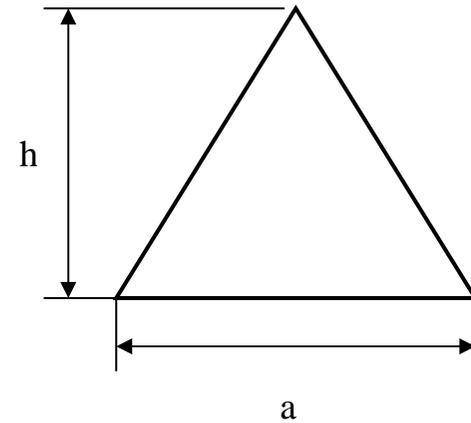


表 4-5 熱沈與水物理性質

T_{in} (K)	Heat Flux (W/m ²)	K_{water} (W/m-K)	$K_{silicon}$ (W/m-K)	$C_{p_{water}}$ (J/kg-K)	ν (m ² /s)
293	360000	0.61	148	4179	1*E-6

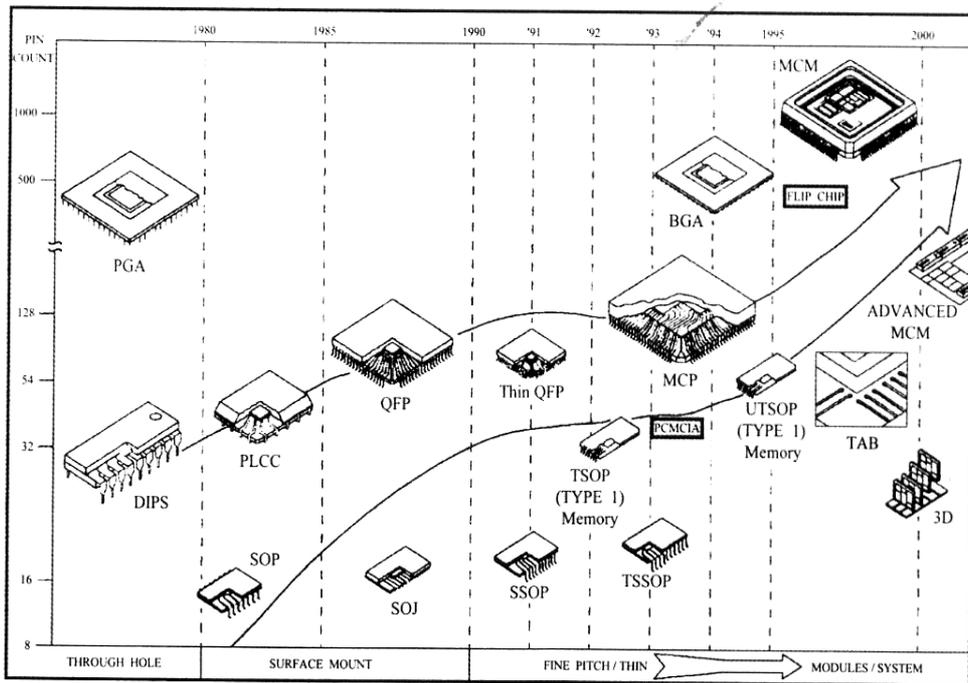


表 4-6 圓形與矩形使用之格點數

圓 形 流 道	格點數 水利直徑	$X \cdot Y \cdot Z$	
	$D_h = 50 \mu m$	255 × 32 × 68	
	$D_h = 100 \mu m$	270 × 36 × 66	
	$D_h = 200 \mu m$	290 × 40 × 70	
矩 形 流 道	格點數 水利直徑	$X \cdot Y \cdot Z$	
	$D_h = 50 \mu m$		225 × 43 × 74
			235 × 45 × 78
			238 × 50 × 73
	$D_h = 100 \mu m$		200 × 36 × 78
			220 × 38 × 81
			270 × 44 × 81
	$D_h = 200 \mu m$		200 × 38 × 80
			220 × 37 × 84
			225 × 40 × 87

表 4-7 三角形與梯形使用之格點數

三 角 形 流 道	格點數	$X \cdot Y \cdot Z$	
	水利直徑		
	$D_h = 50 \mu m$		230 × 60 × 72
			235 × 68 × 76
	$D_h = 100 \mu m$		245 × 63 × 78
			250 × 78 × 80
	$D_h = 200 \mu m$		255 × 68 × 85
			255 × 73 × 85
梯 形 流 道	格點數	$X \cdot Y \cdot Z$	
	水利直徑		
	$D_h = 50 \mu m$		236 × 45 × 67
			210 × 40 × 69
			225 × 42 × 63
	$D_h = 100 \mu m$		215 × 46 × 67
			225 × 44 × 66
			225 × 44 × 65
	$D_h = 200 \mu m$		235 × 54 × 64
			225 × 46 × 64
			255 × 56 × 77



TL/P/11824-1

圖 1-1 IC 元件在封裝型態上的發展與演進 [24]

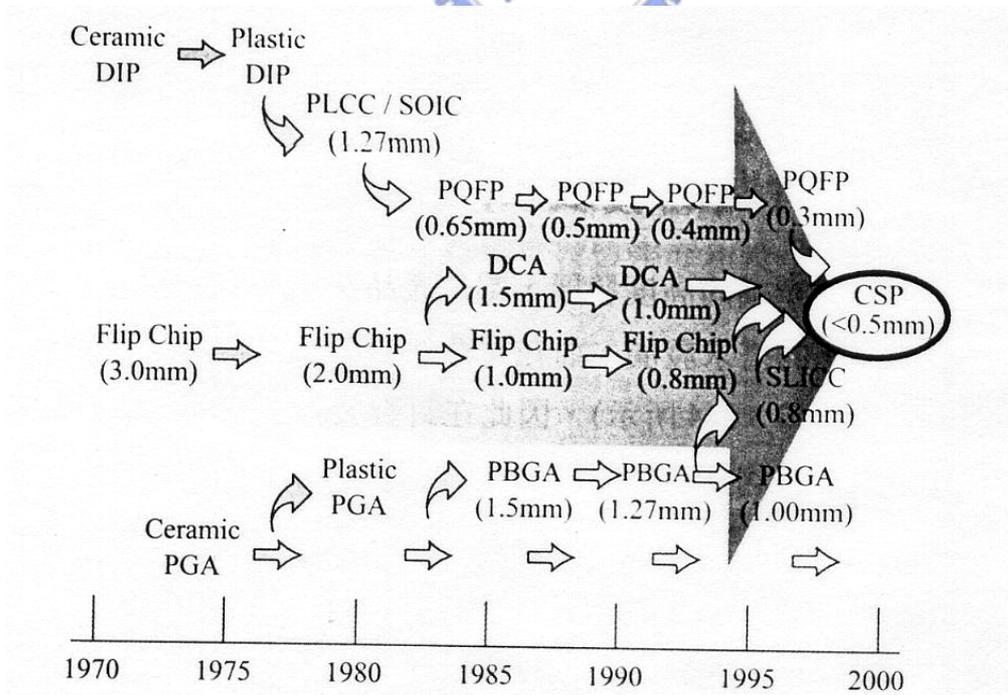


圖 1-2 IC 元件在引腳的發展與演進[24]

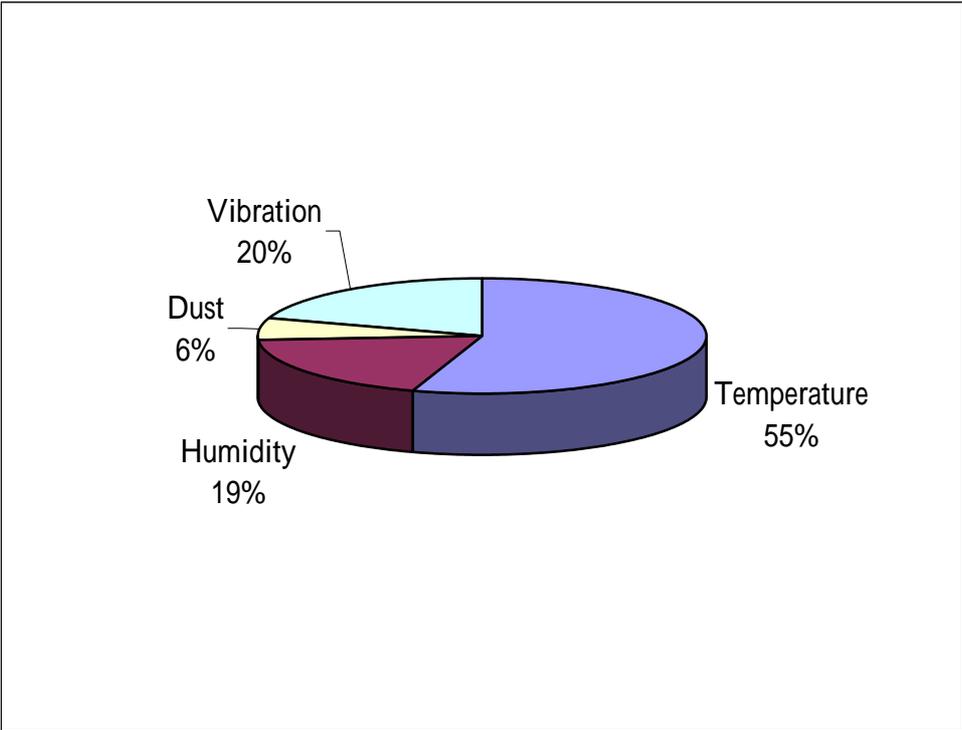


圖 1-3 引起電子元件損壞的主要因素[1]



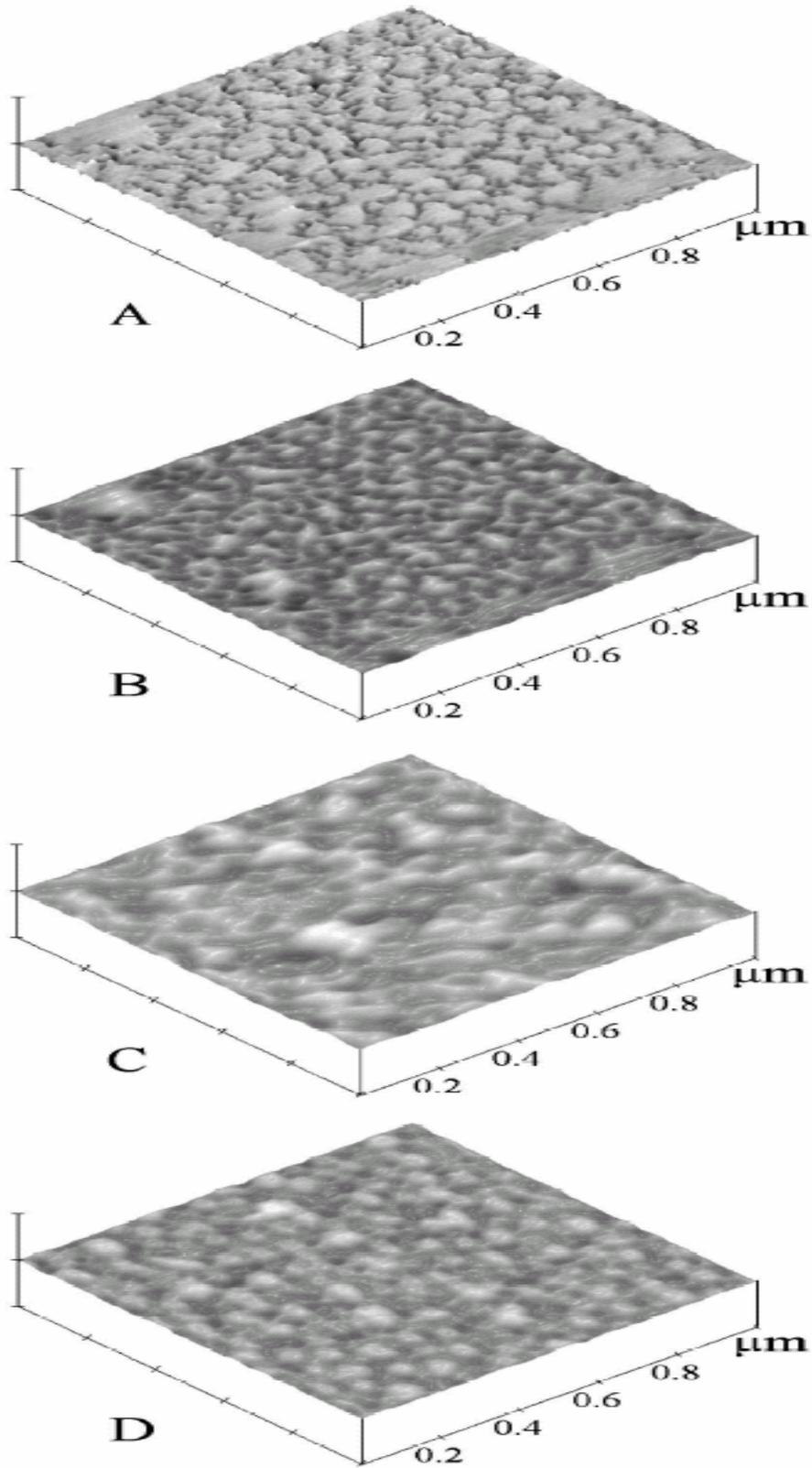


圖 1-4 矽晶片表面上行成一氣體薄層[23]

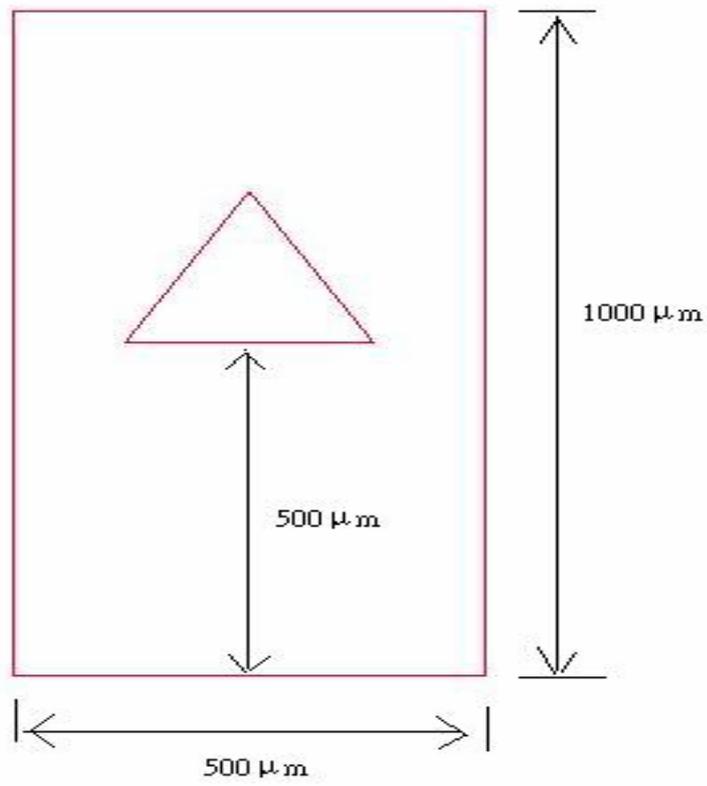
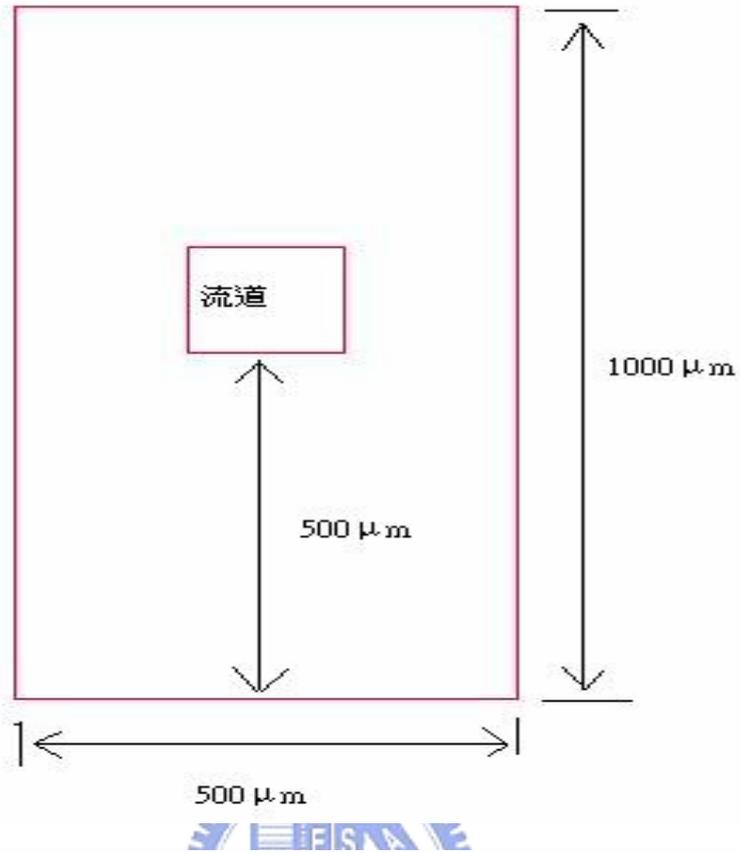


圖 2-1 模擬剖面圖(流道長為 5mm)

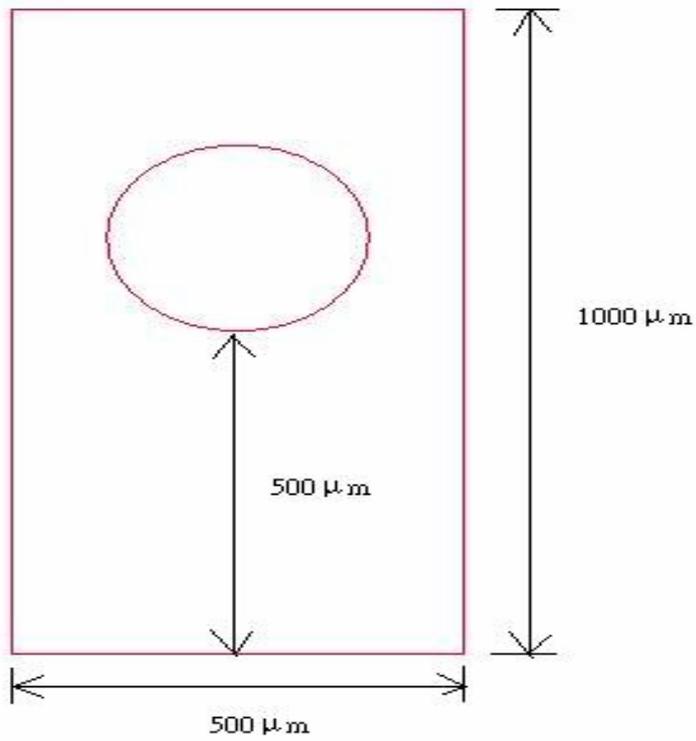
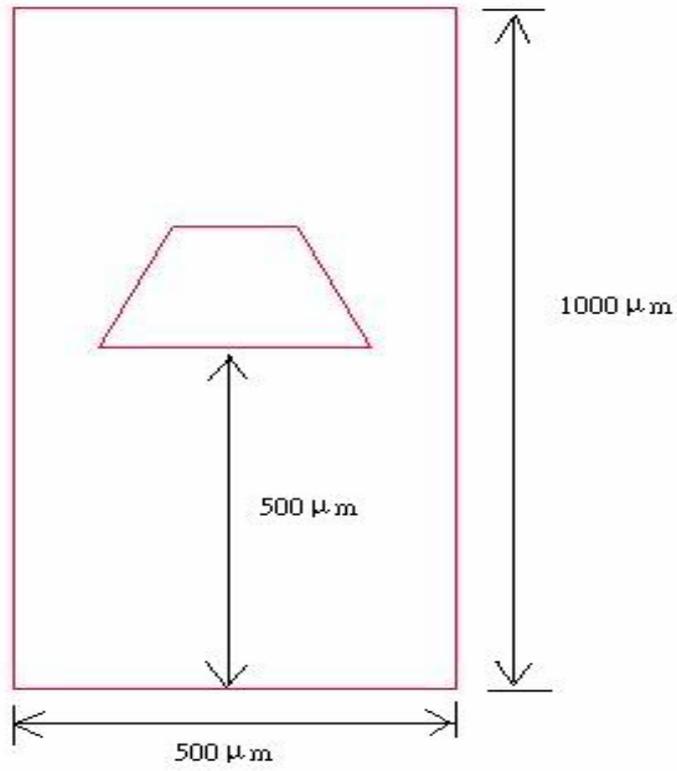


圖 2-2 模擬剖面圖(流道長為 5mm)

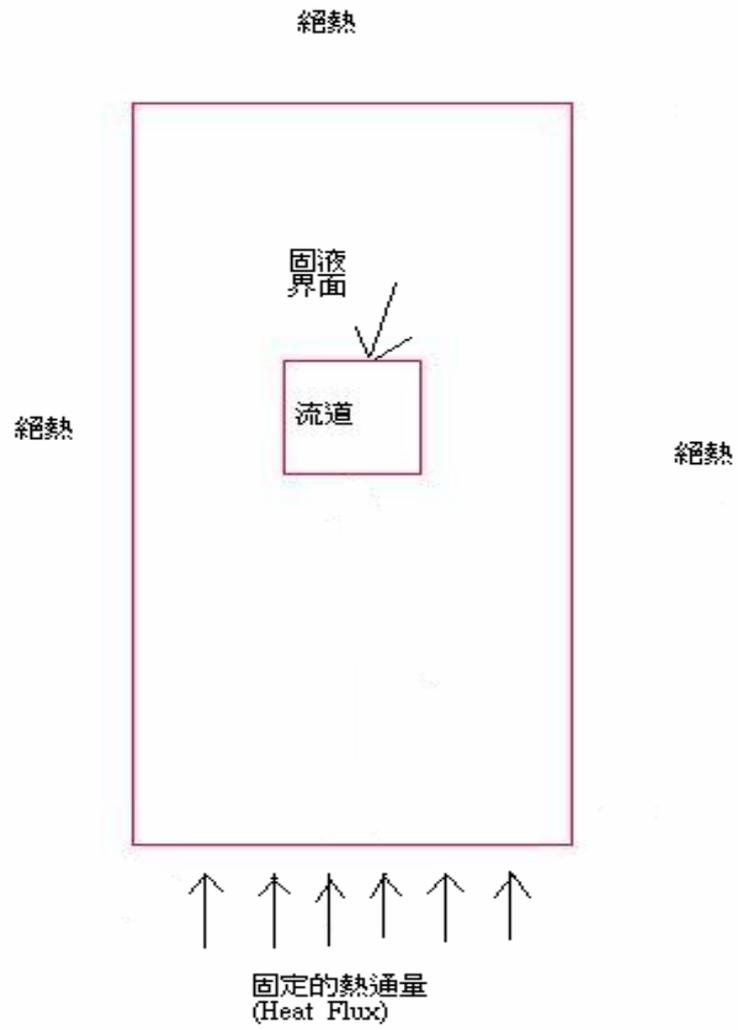


圖 2-3 邊界條件示意圖

Solution Procedure

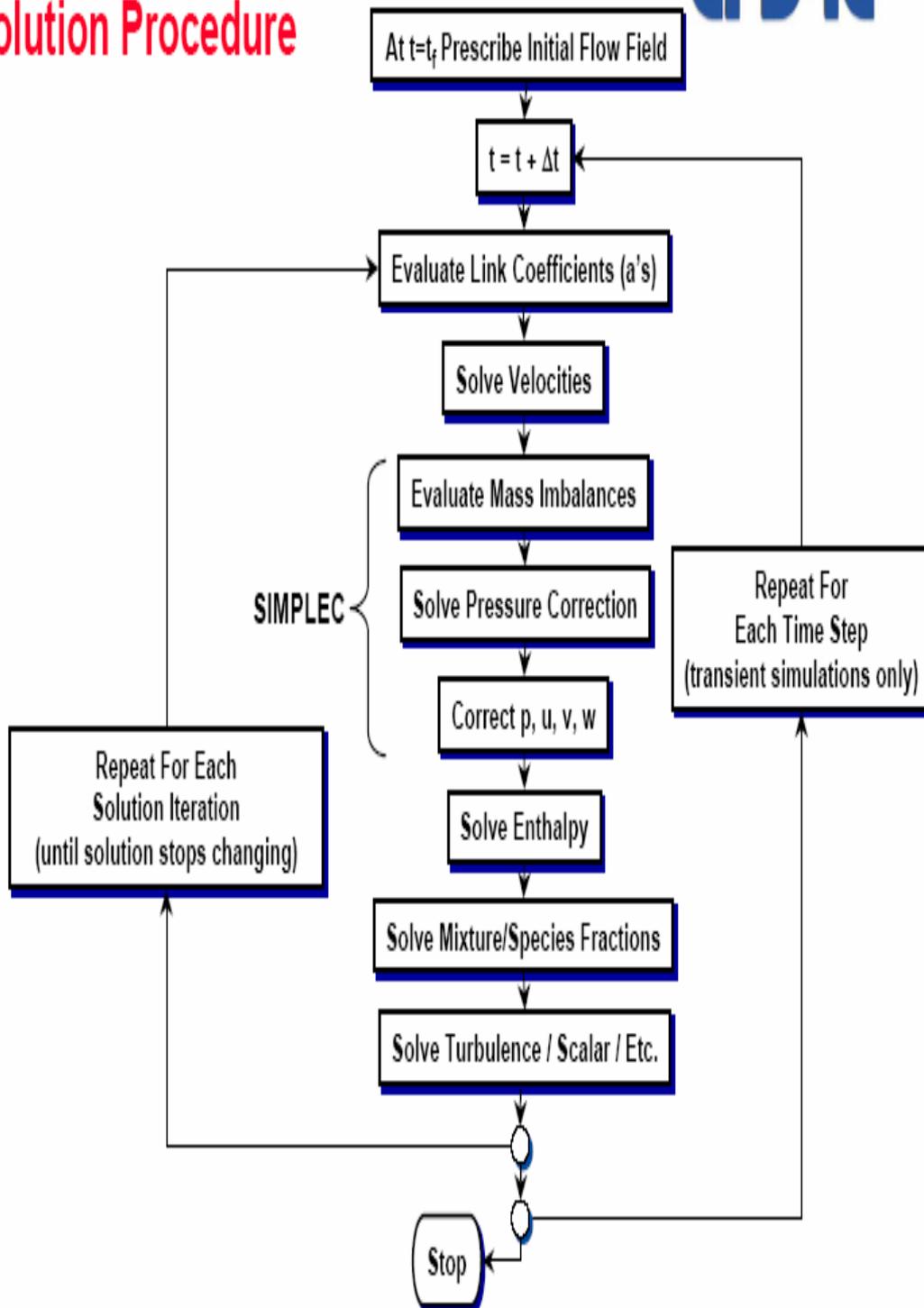


圖 2-4 CFD-RC 求解過程

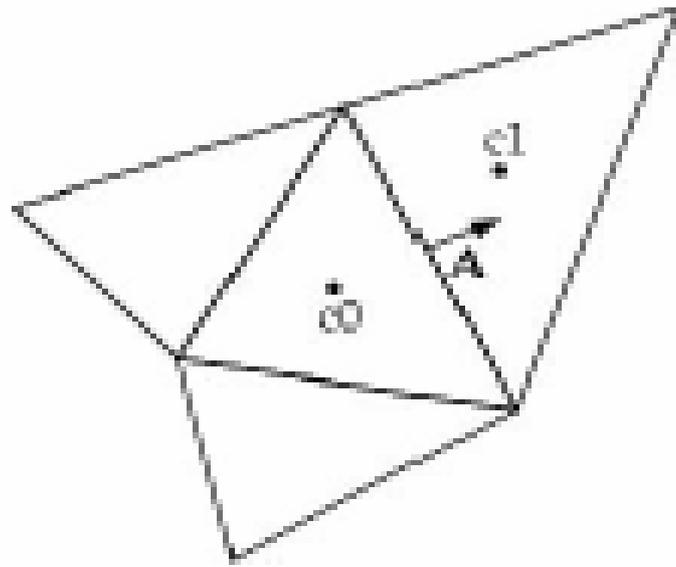


圖 2-5 二維三角格點

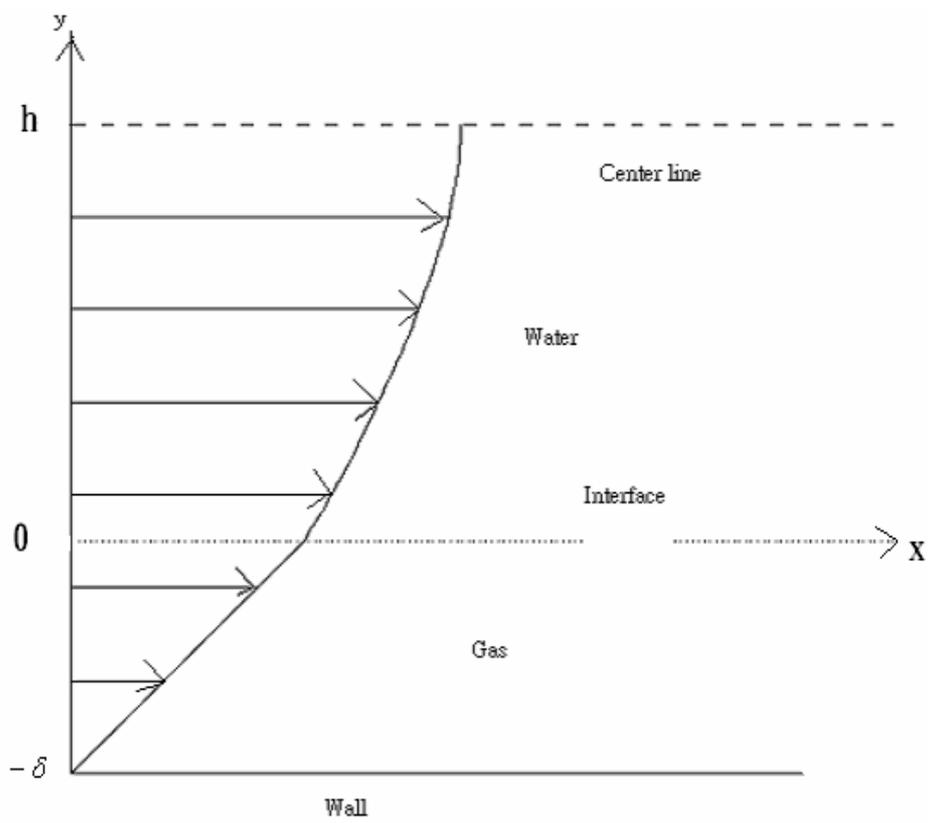


圖 3-1 包含氣體薄層的示意圖

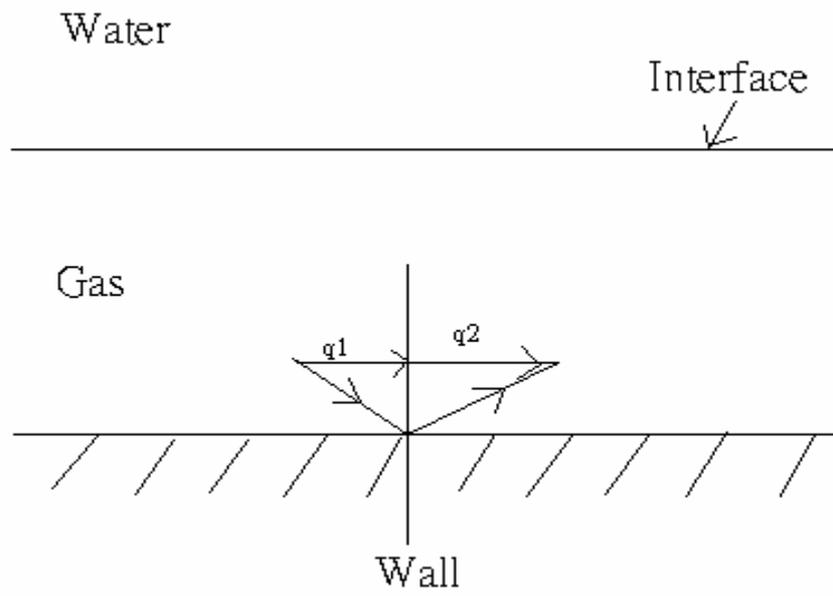


圖 3-2 氣體分子與管壁碰撞示意圖



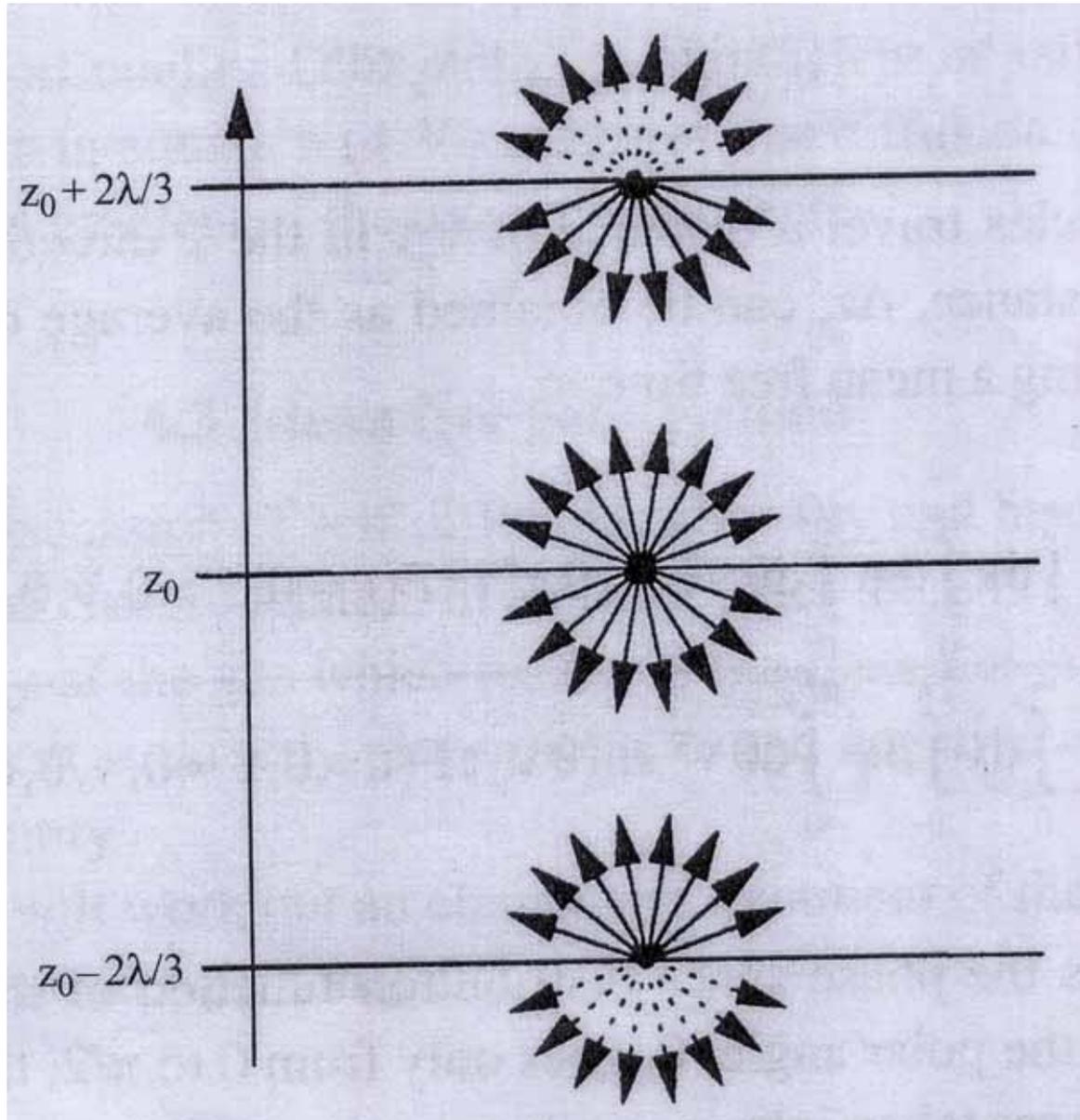
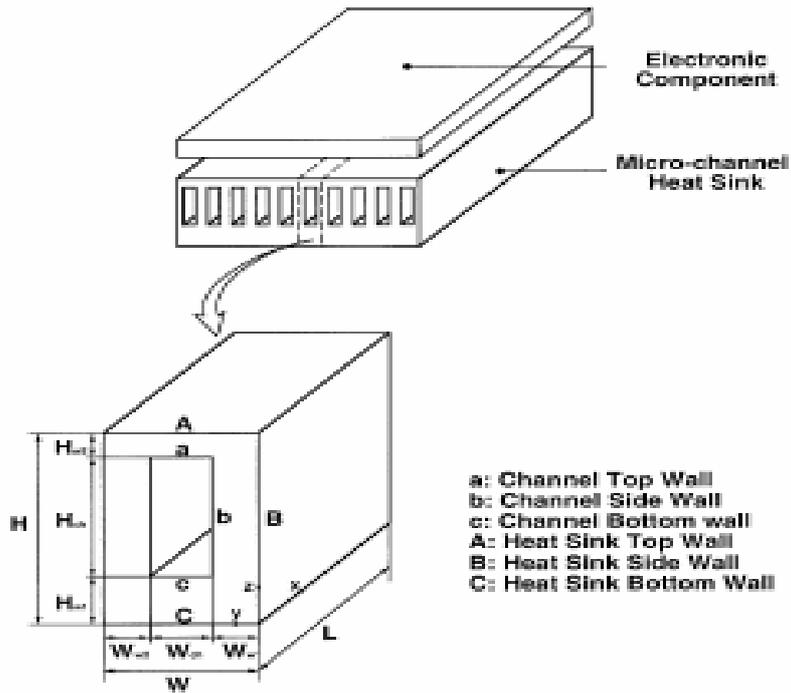


圖 2-3 分子碰撞前後示意圖



Dimensions of unit cell of micro-channel heat sink

W_{w1} (μm)	W_{ch} (μm)	W_{w2} (μm)	H_{w1} (μm)	H_{ch} (μm)	H_{w2} (μm)	L (mm)
21.5	57	21.5	270	180	450	10

圖 4-1 文獻比對的幾何圖形與尺寸

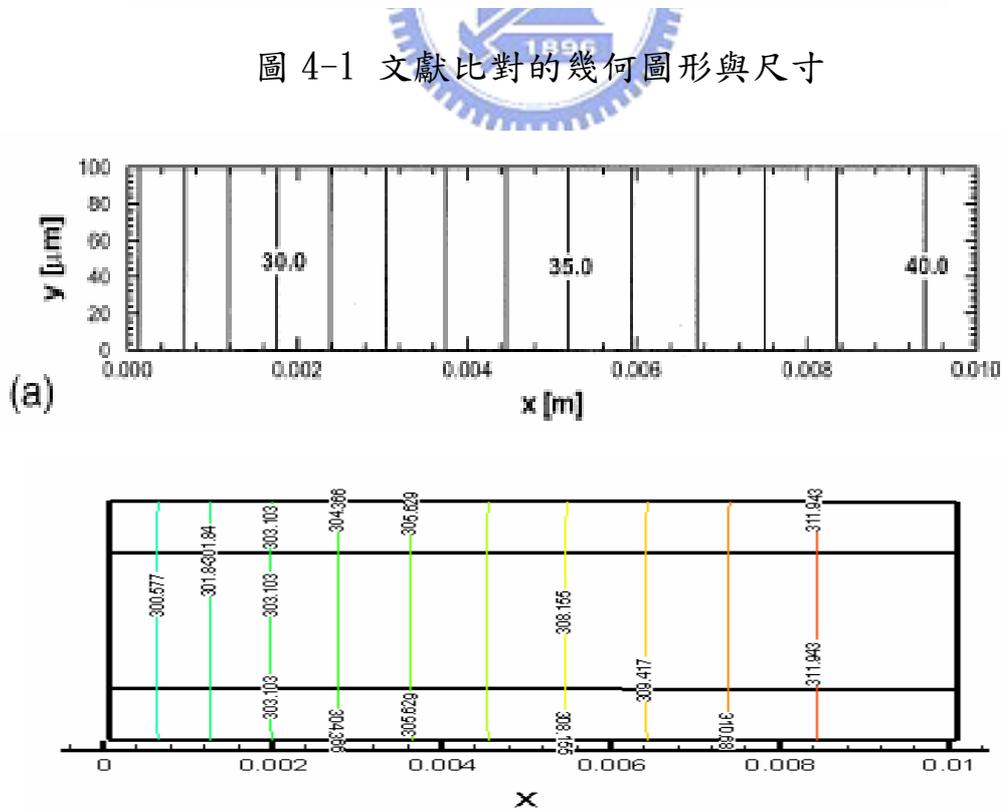


圖 4-2 文獻 Wall A 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為 $^{\circ}\text{C}$ 與 K)

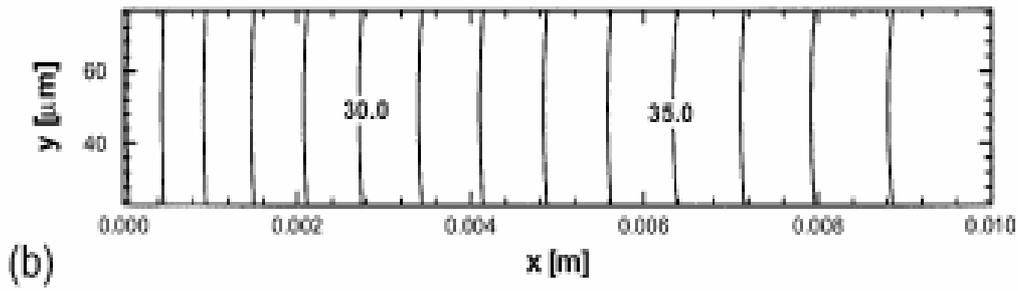


圖 4-3 文獻流道 Wall a 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為°C 與 K)

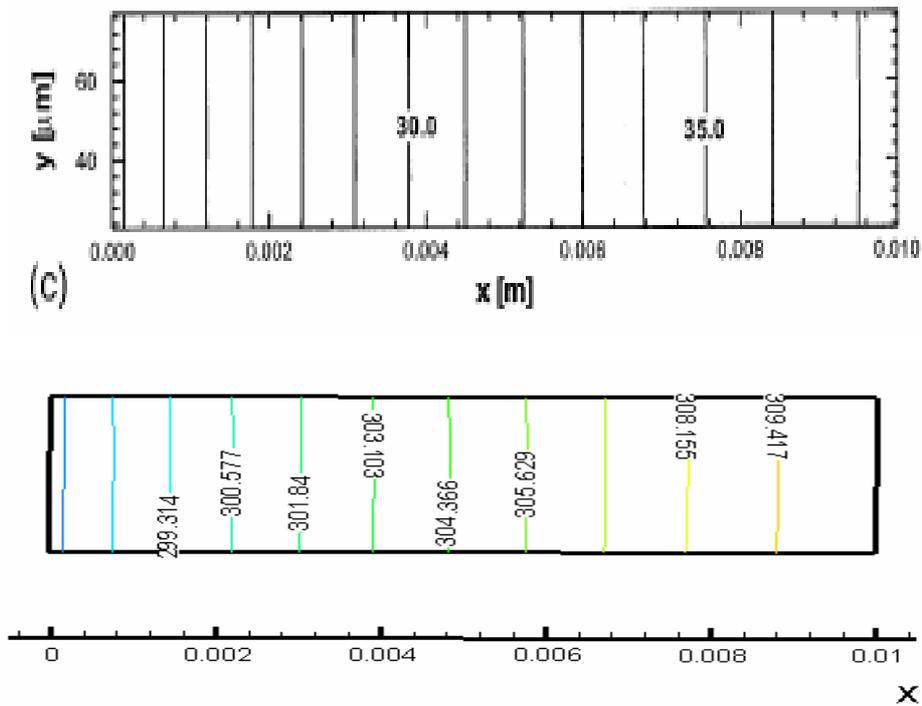


圖 4-4 文獻流道 Wall c 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為°C 與 K)

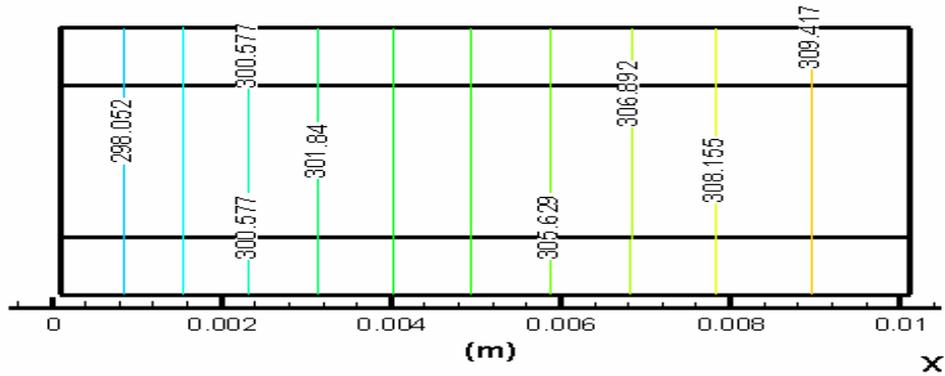
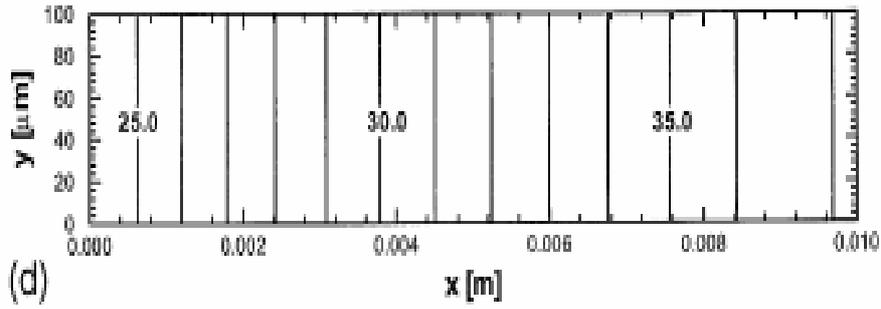
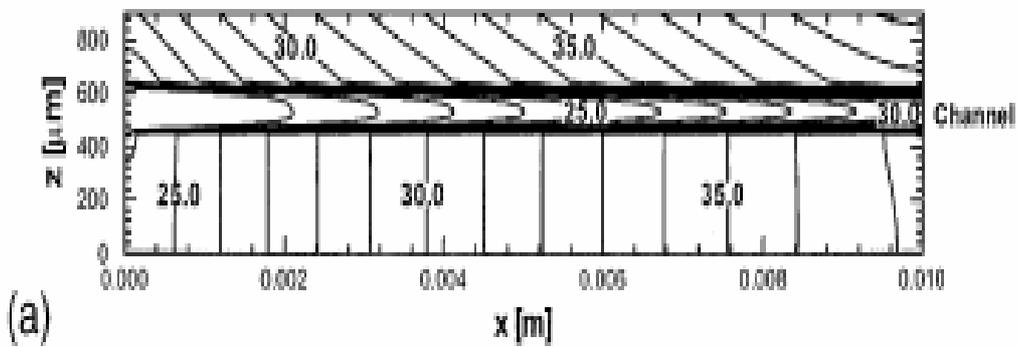


圖 4-5 文獻 Wall C 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為 $^{\circ}\text{C}$ 與 K)



(a)

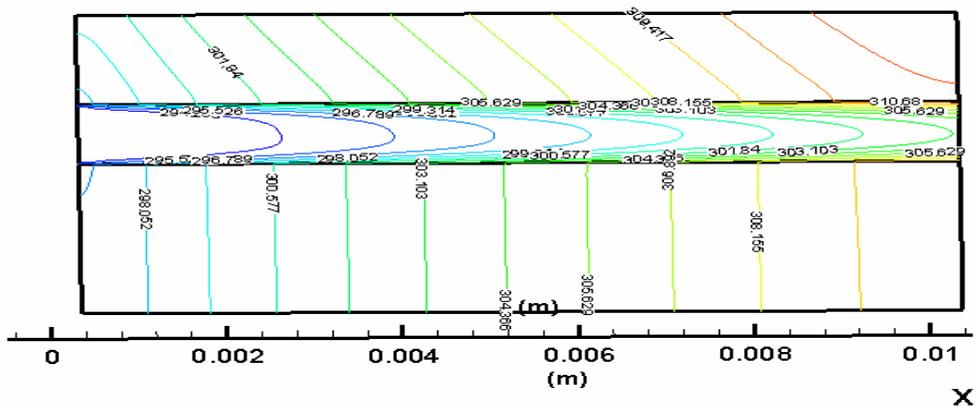


圖 4-6 文獻 x-z 中間平面與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為 $^{\circ}\text{C}$ 與 K)

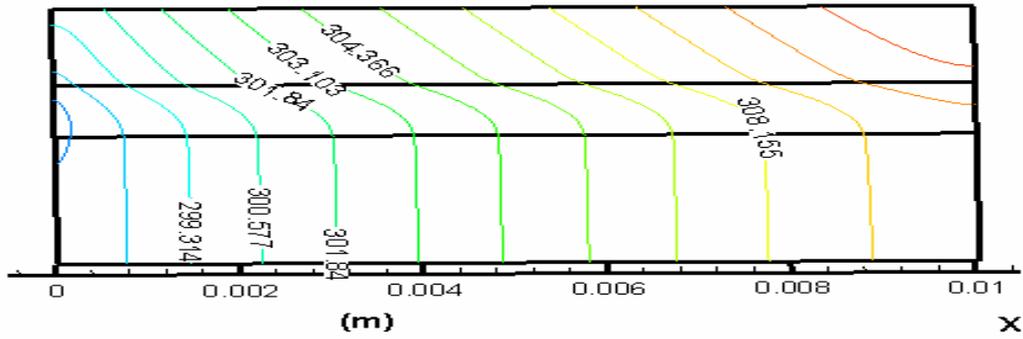
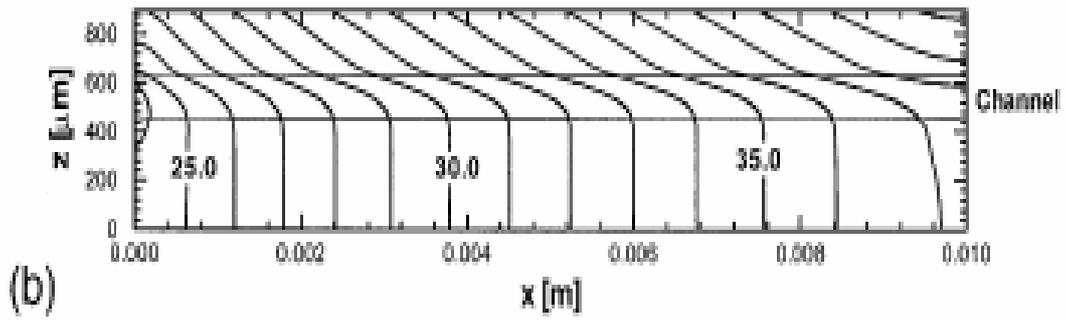


圖 4-7 Wall B 與 CFD-RC 所作出的溫度圖(溫度為 $^{\circ}\text{C}$ 與 K)

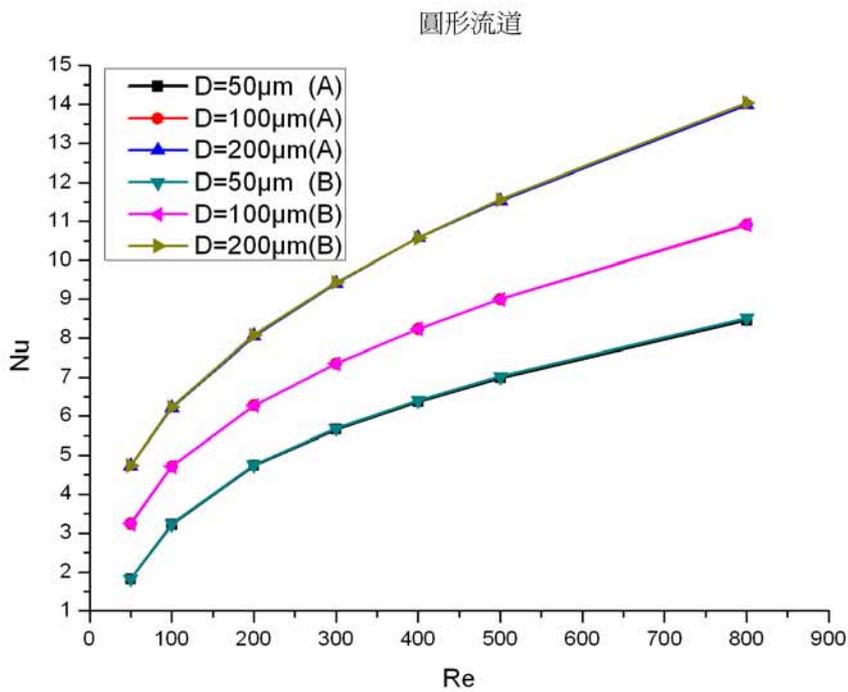


圖 4-8 不同雷諾數與水力直徑下圓形流道 Nu 的變化

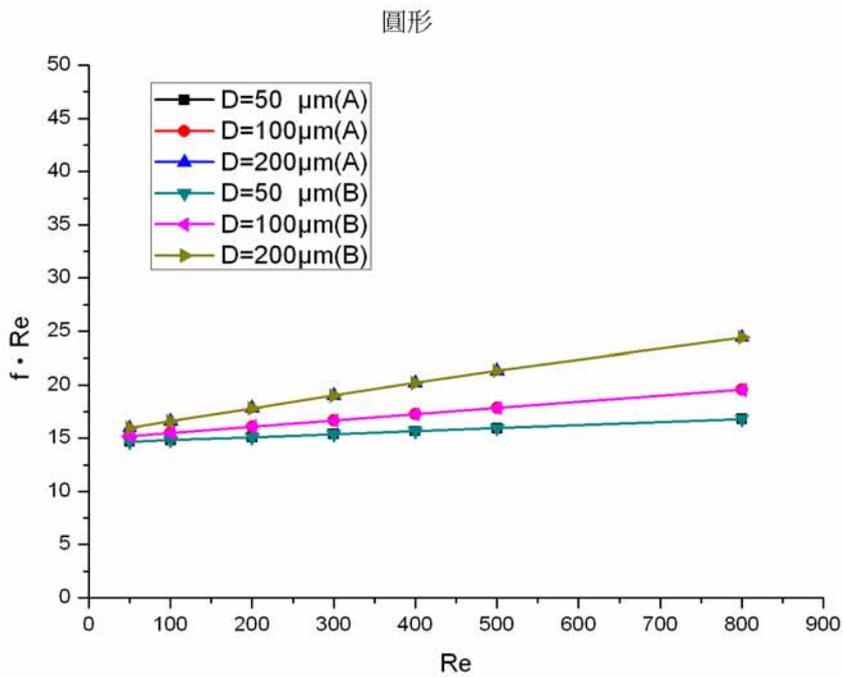


圖 4-9 不同雷諾數與水力直徑下圓形流道 $f \cdot Re$ 的變化

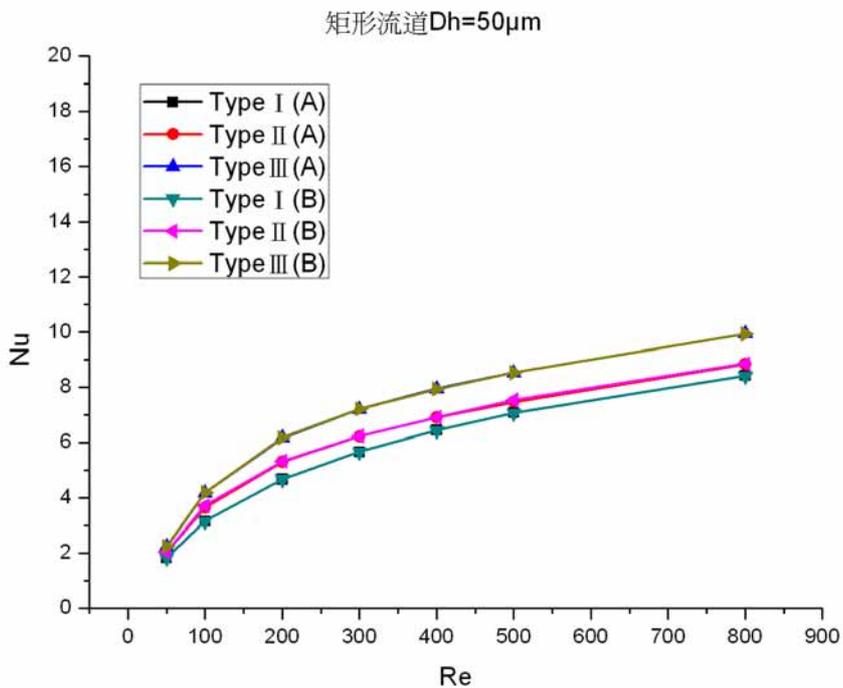


圖 4-10 水力直徑為 $50\mu m$ 矩形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

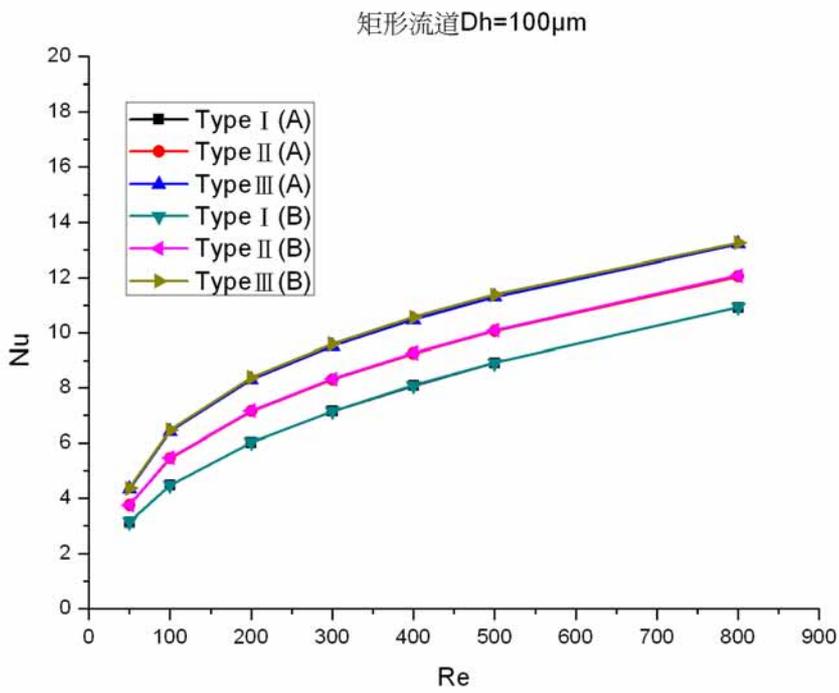


圖 4-11 水力直徑為 $100\mu\text{m}$ 矩形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

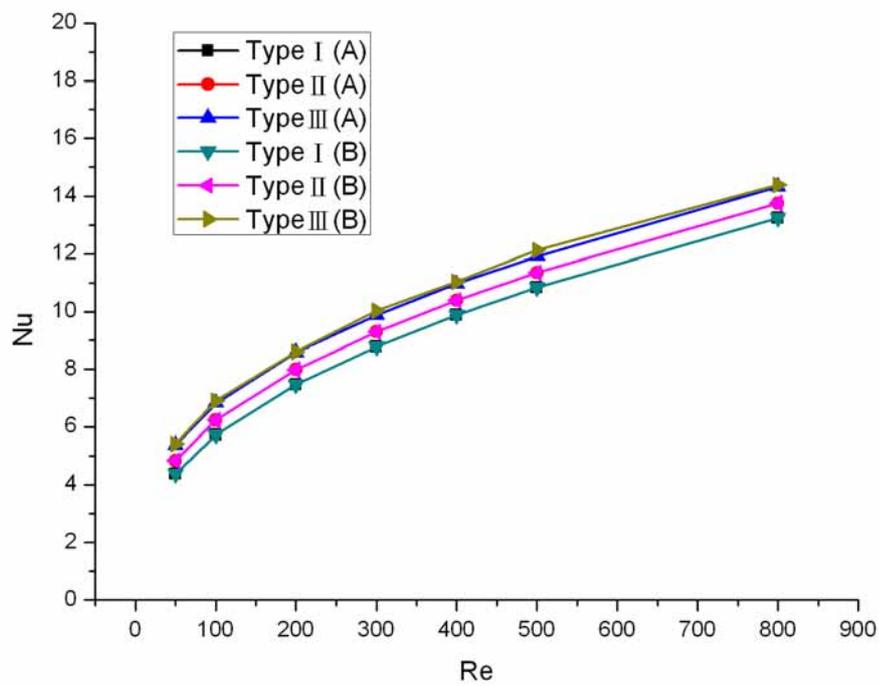


圖 4-12 水力直徑為 $200\mu\text{m}$ 矩形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

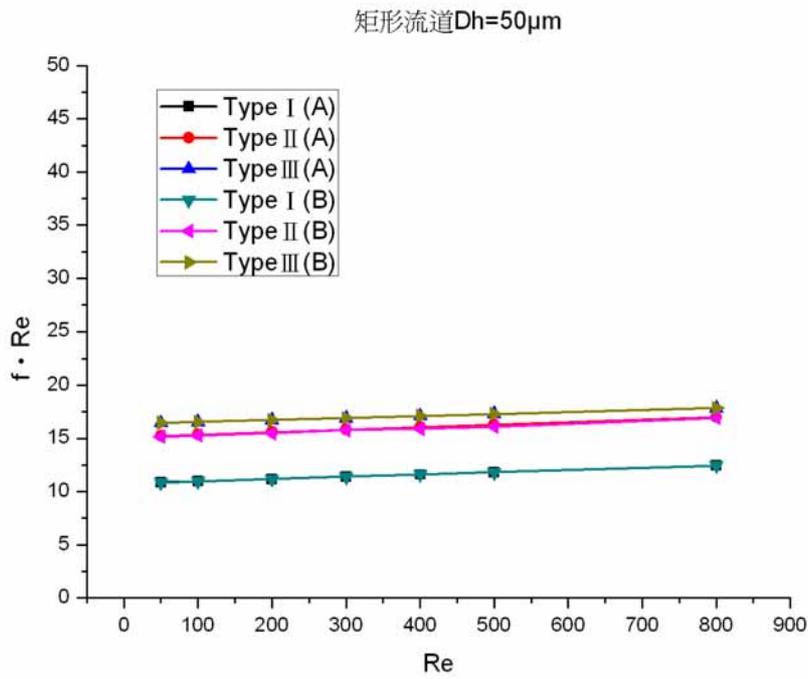


圖 4-13 水力直徑為 50 μ m 矩形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變化

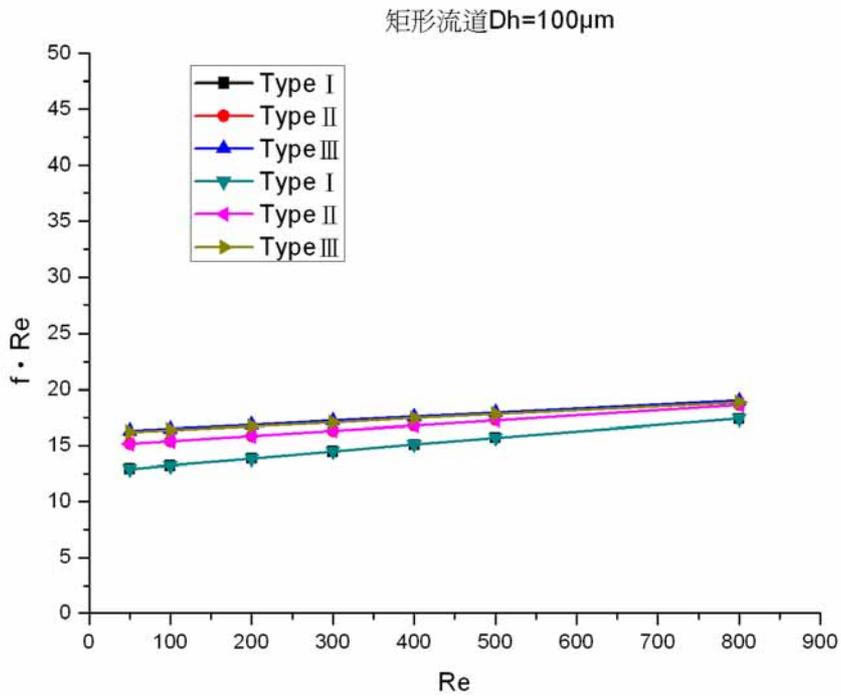


圖 4-14 水力直徑為 100 μ m 矩形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變化

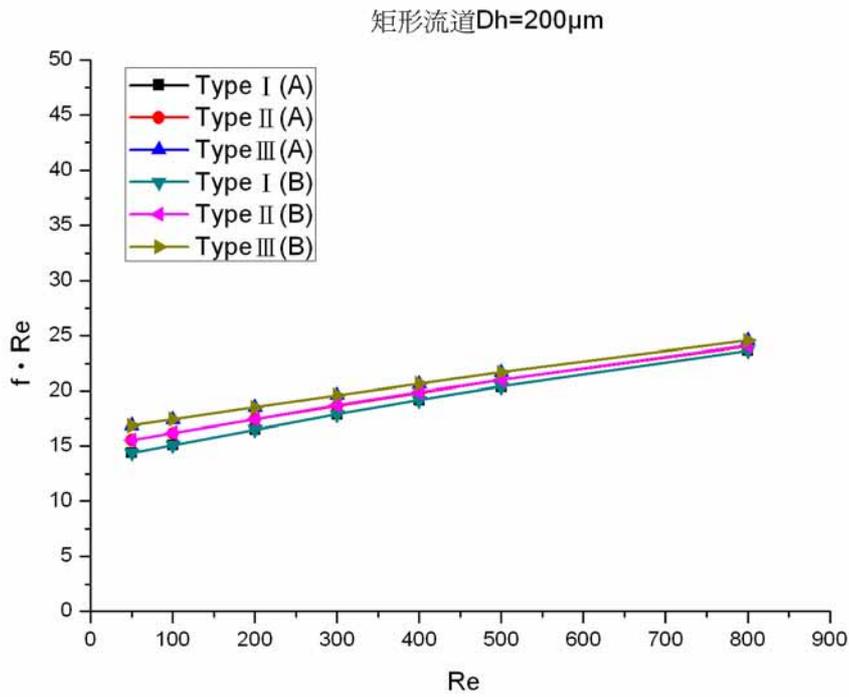


圖 4-15 水力直徑為 $200\mu\text{m}$ 矩形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變化

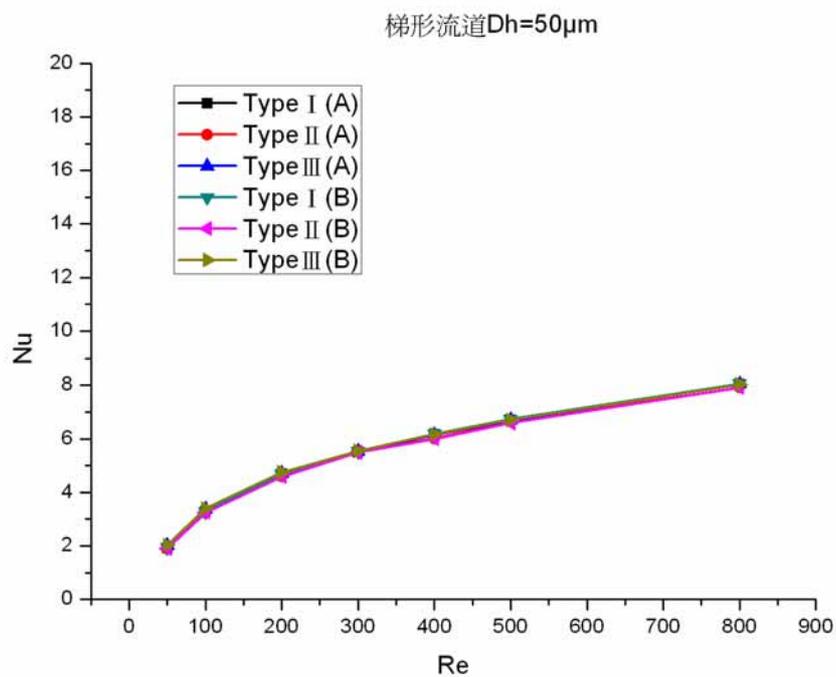


圖 4-16 水力直徑為 $50\mu\text{m}$ 梯形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

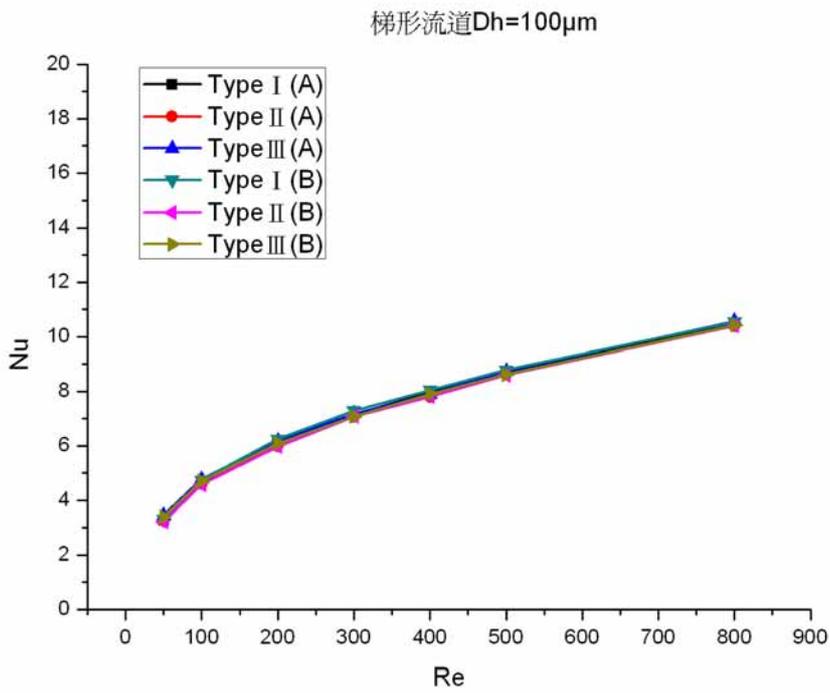


圖 4-17 水力直徑為 100 μ m 梯形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

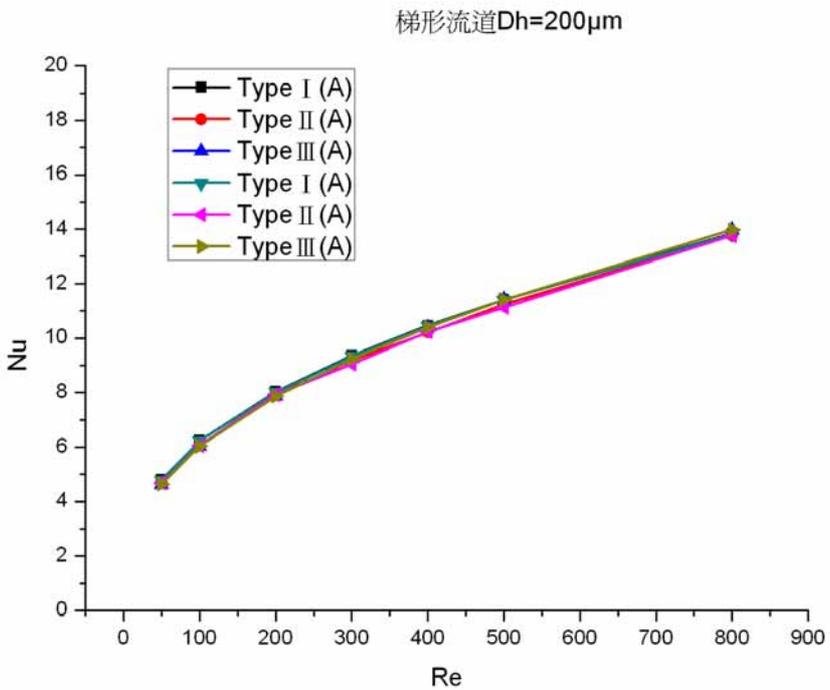


圖 4-18 水力直徑為 200 μ m 梯形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

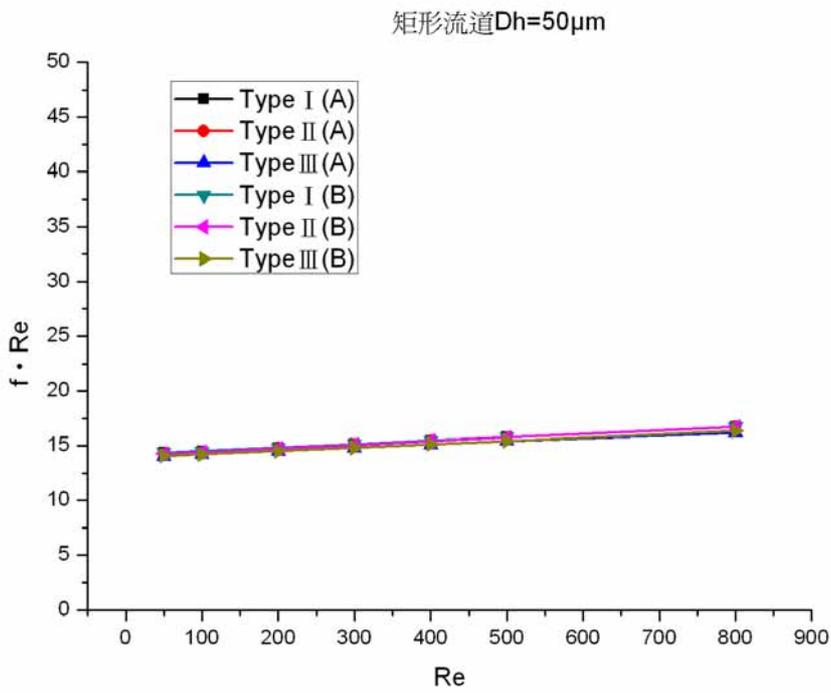


圖 4-19 水力直徑為 $50\mu\text{m}$ 梯形流道在不同雷諾數下的 $f \cdot \text{Re}$ 變化

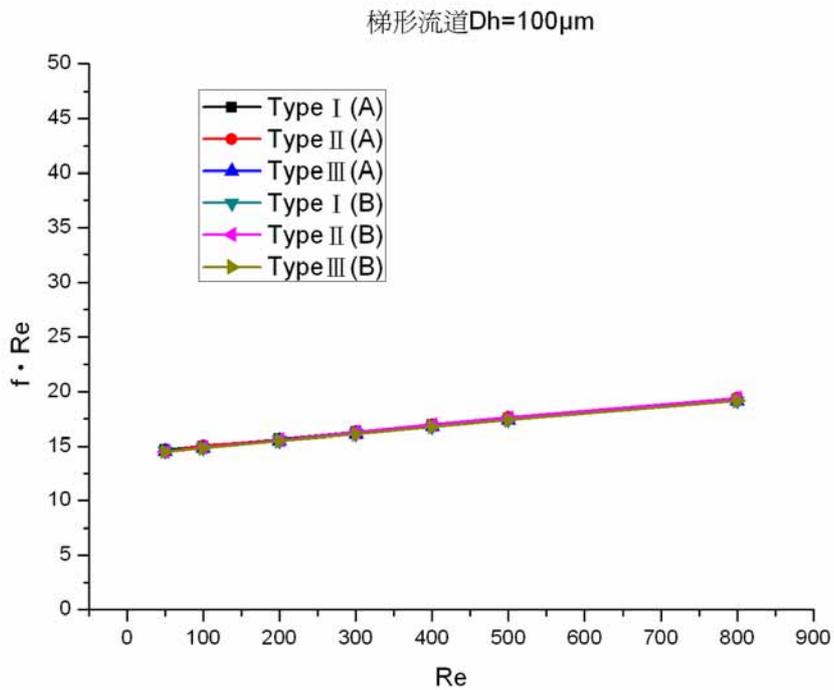


圖 4-20 水力直徑為 $100\mu\text{m}$ 梯形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變化

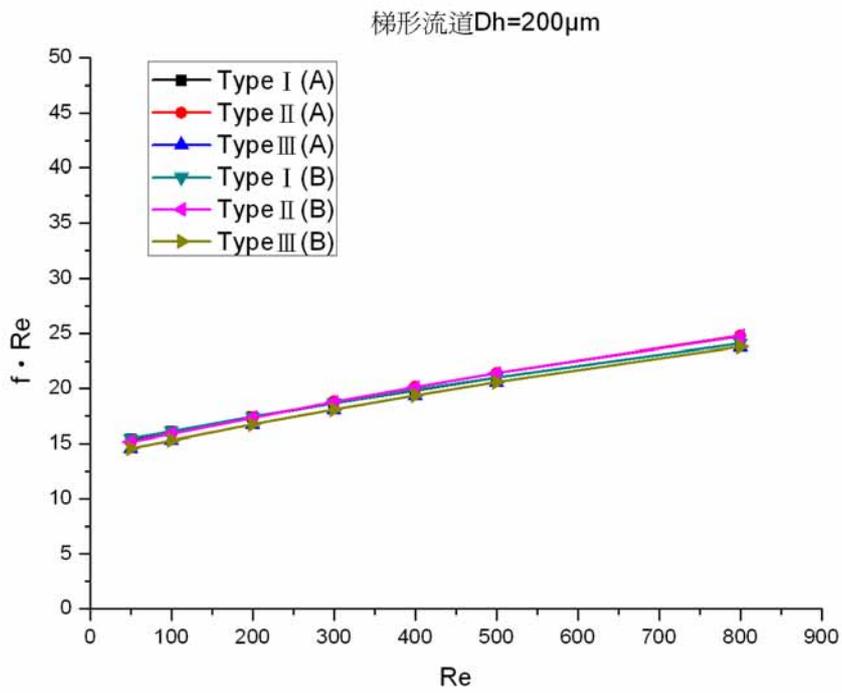


圖 4-21 水力直徑為 $200\mu\text{m}$ 梯形流道在不同雷諾數下 $f \cdot \text{Re}$ 的變化

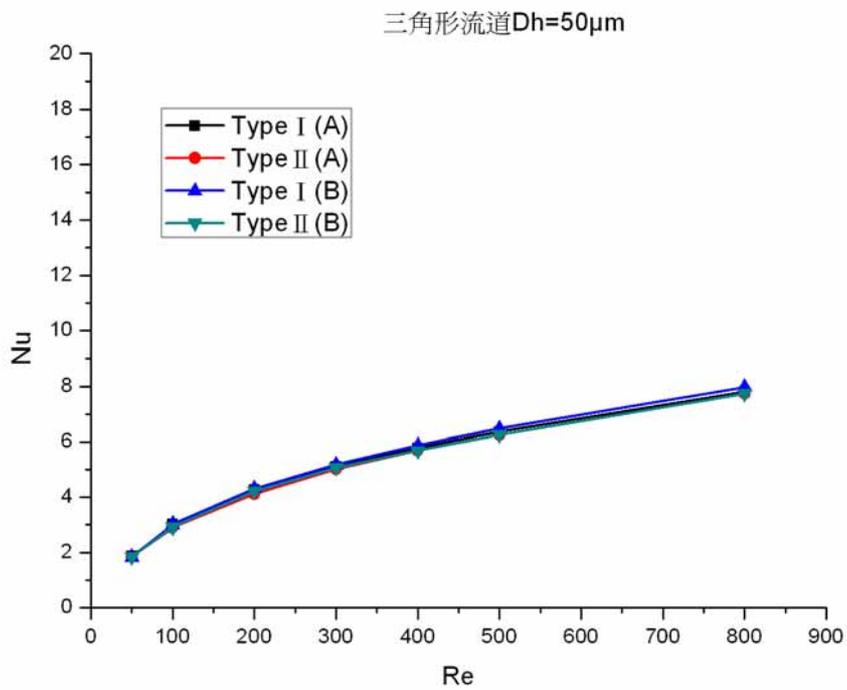


圖 4-22 水力直徑為 $50\mu\text{m}$ 三角形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

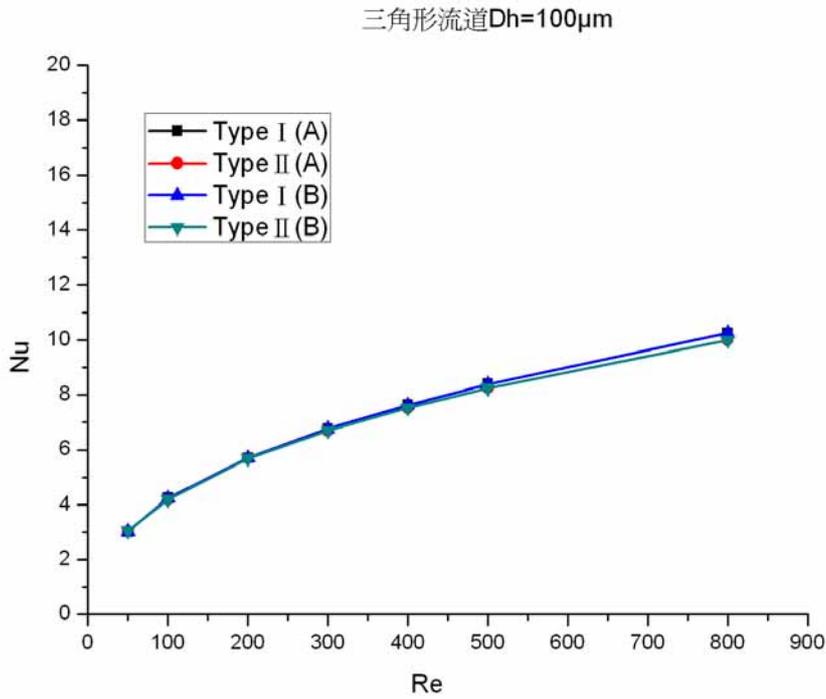


圖 4-23 水力直徑為 100 μ m 三角形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

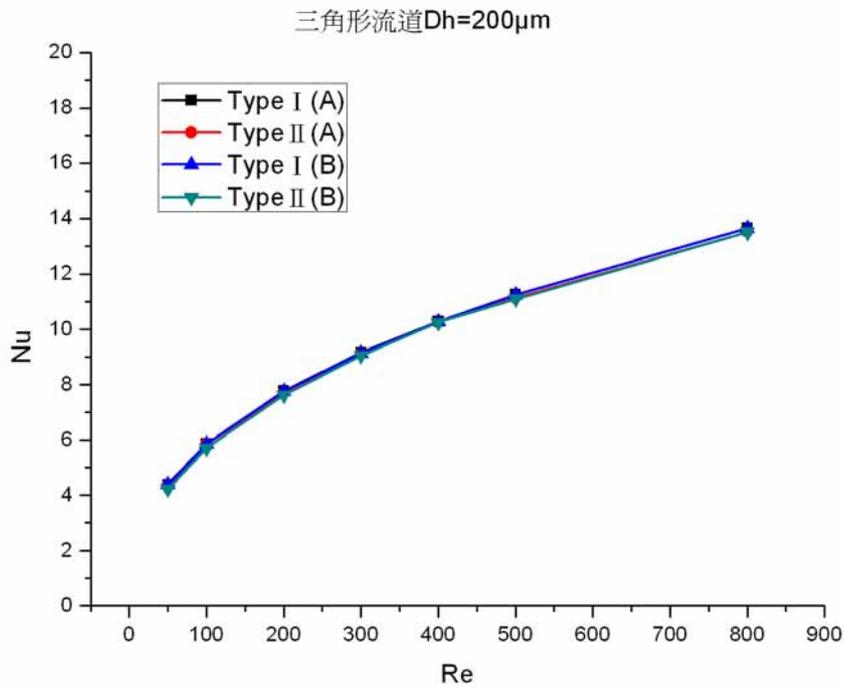


圖 4-24 水力直徑為 200 μ m 三角形流道在不同雷諾數下 Nu 的變化

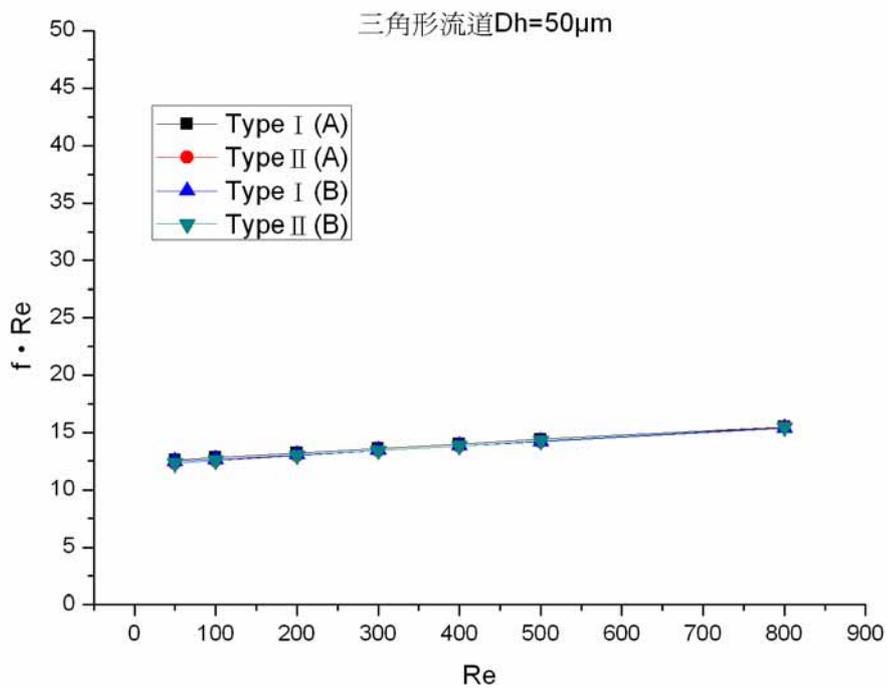


圖 4-25 水力直徑為 $50\mu\text{m}$ 三角形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變化

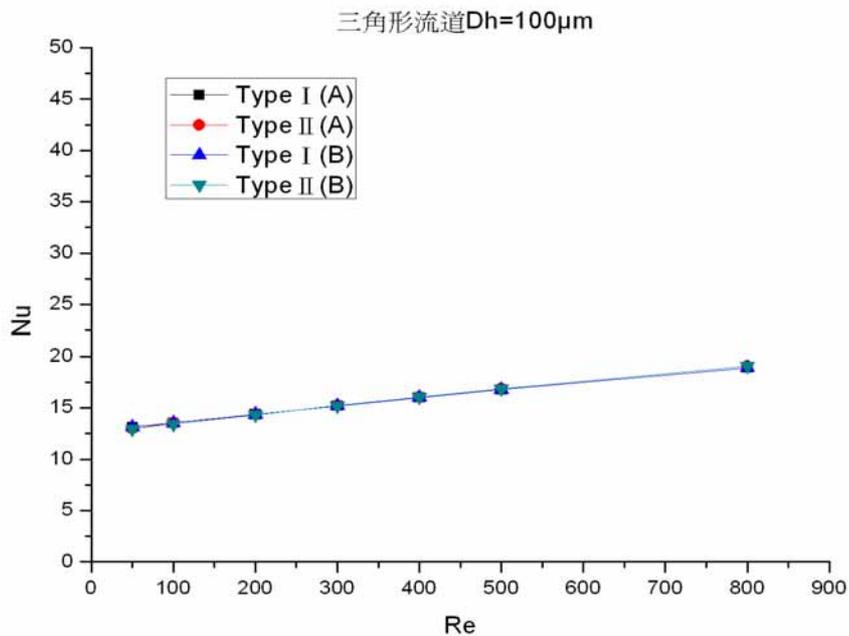


圖 4-26 水力直徑為 $100\mu\text{m}$ 三角形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變

化

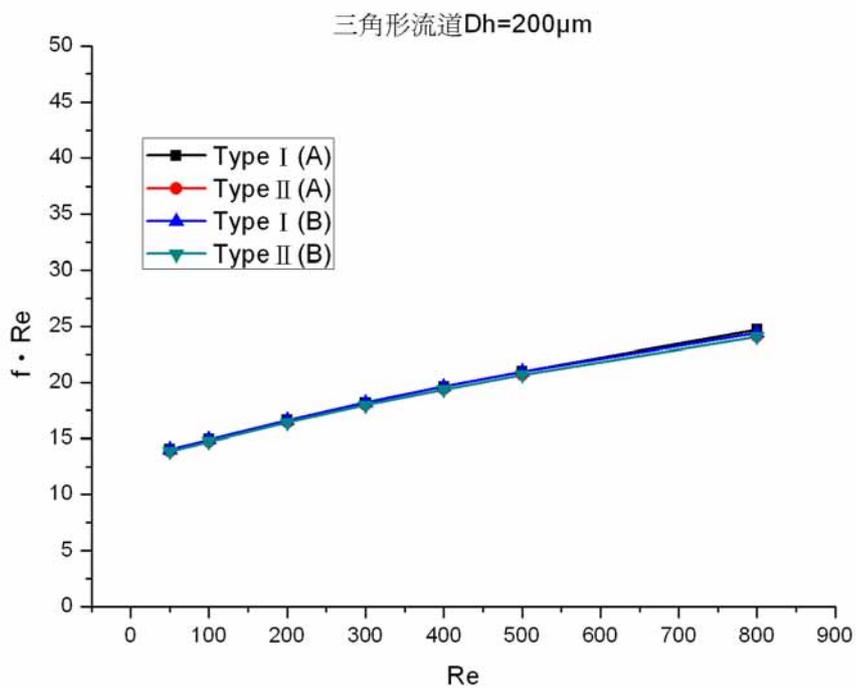


圖 4-27 水力直徑為 $200\mu\text{m}$ 三角形流道在不同雷諾數下 $f \cdot Re$ 的變化

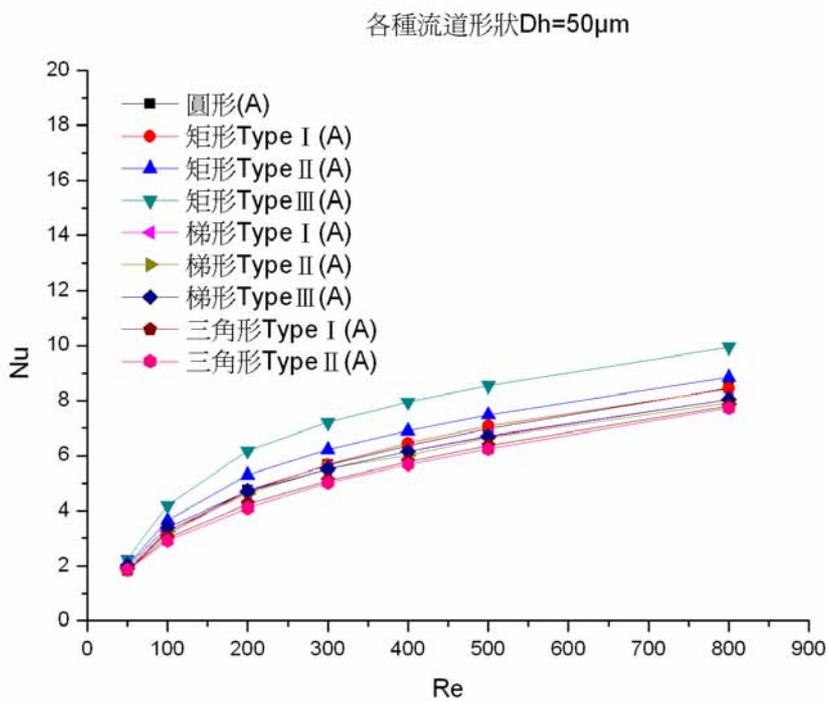


圖 4-28 水力直徑為 $50\mu\text{m}$ 下各形態 Nu 值的變化

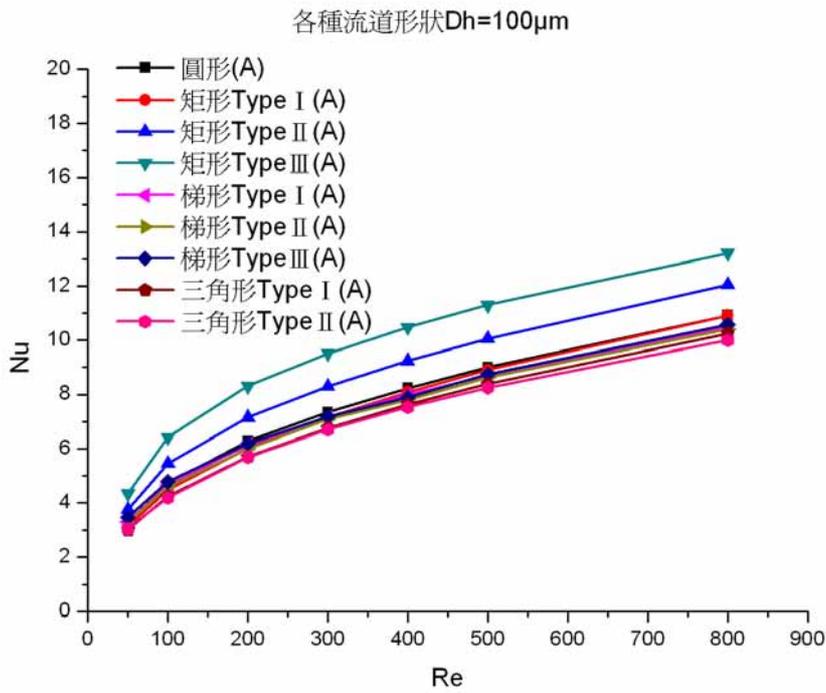


圖 4-29 水力直徑為 100 μ m 下各形態 Nu 值的變化

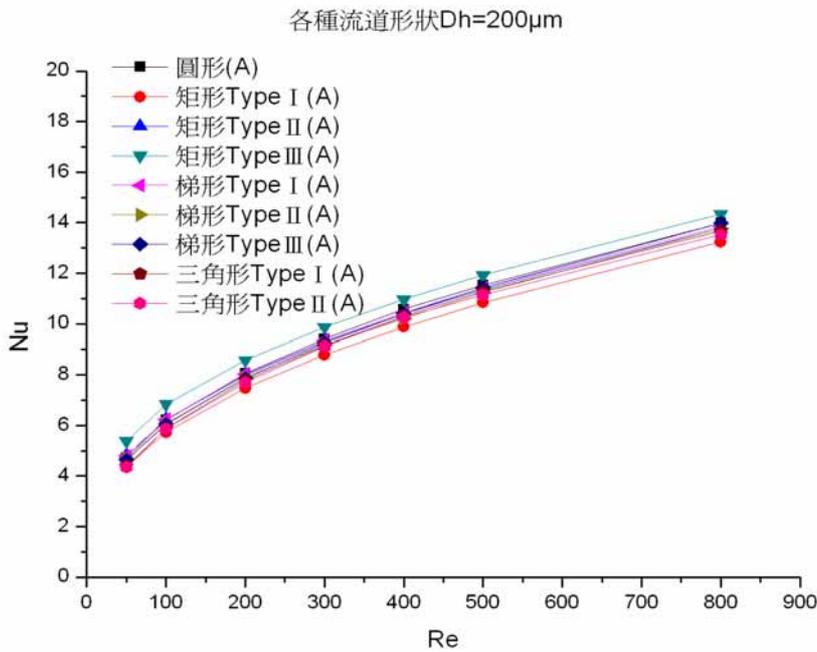


圖 4-30 水力直徑為 200 μ m 下各形態 Nu 值的變化

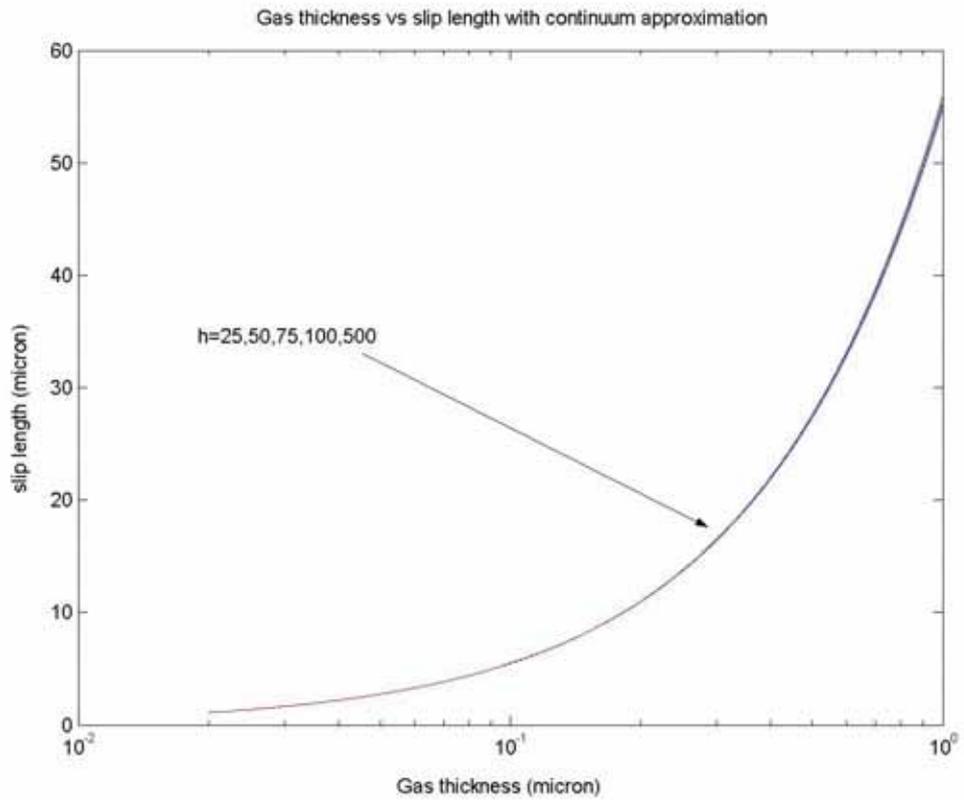


圖 4-31 氣體以連續體的假設下氣體厚度與滑動長度的關係

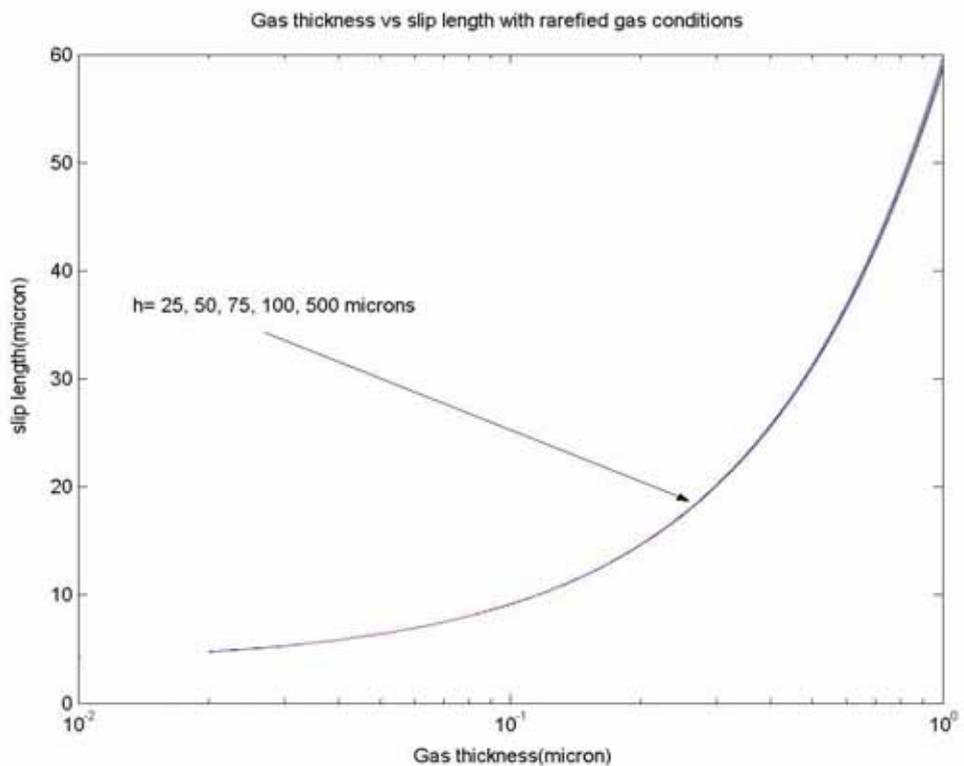


圖 4-32 氣體以稀有氣體的假設下氣體厚度與滑動長度的關係

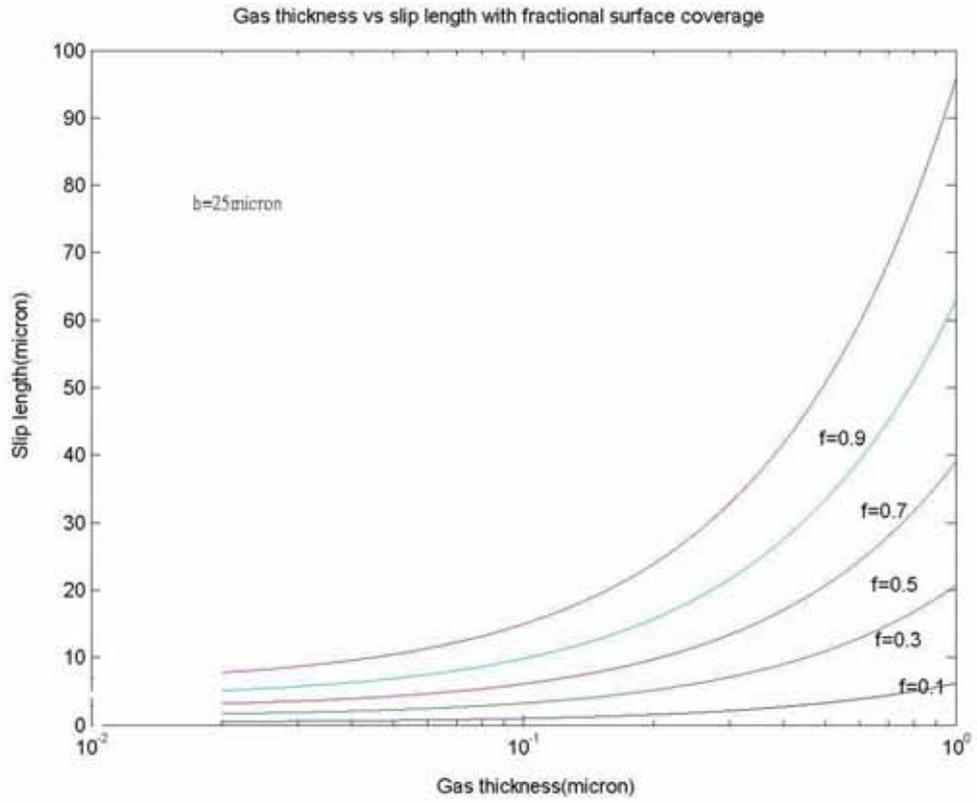


圖 4-33 不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=25$ 微米)

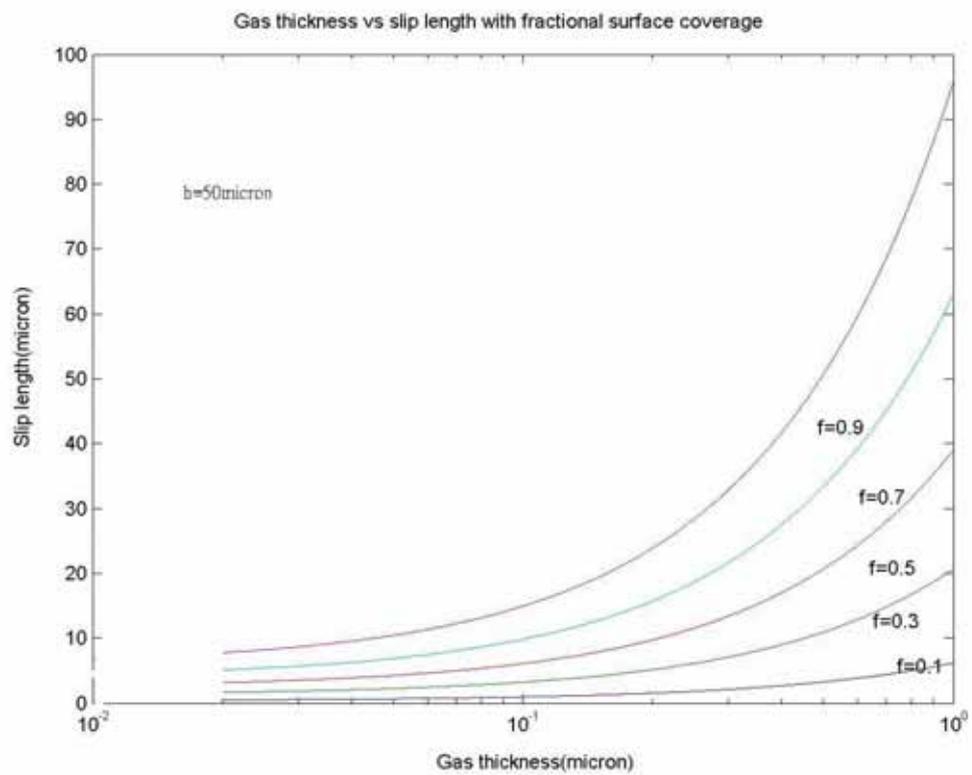


圖 4-34 不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=50$ 微米)

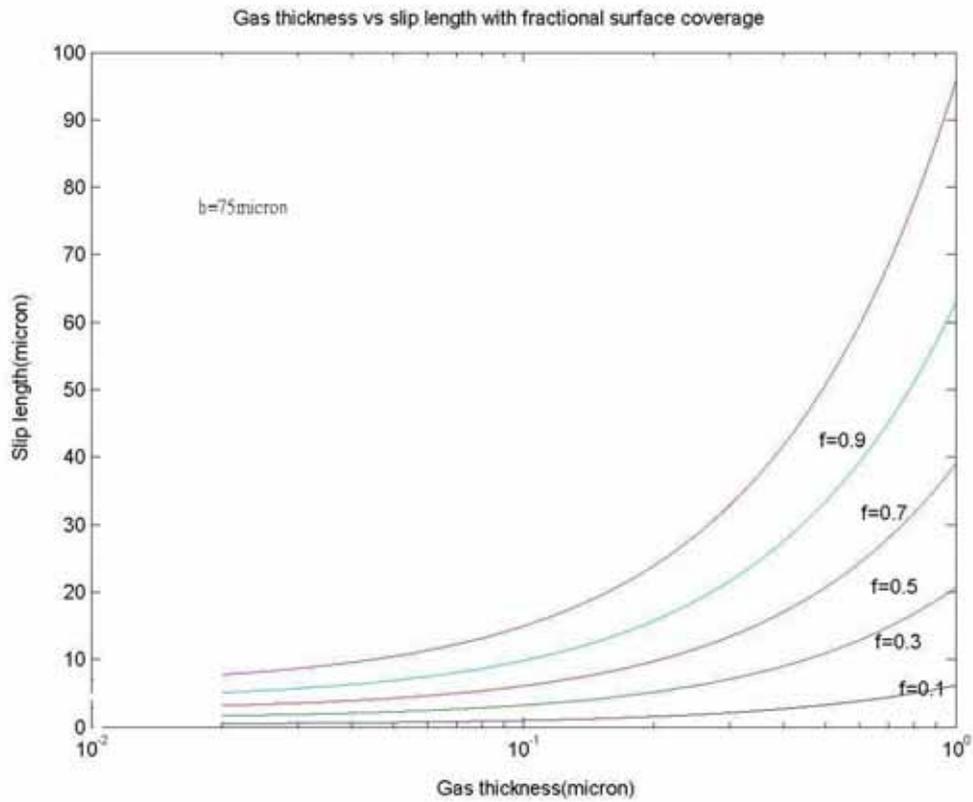


圖 4-35 不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=75$ 微米)

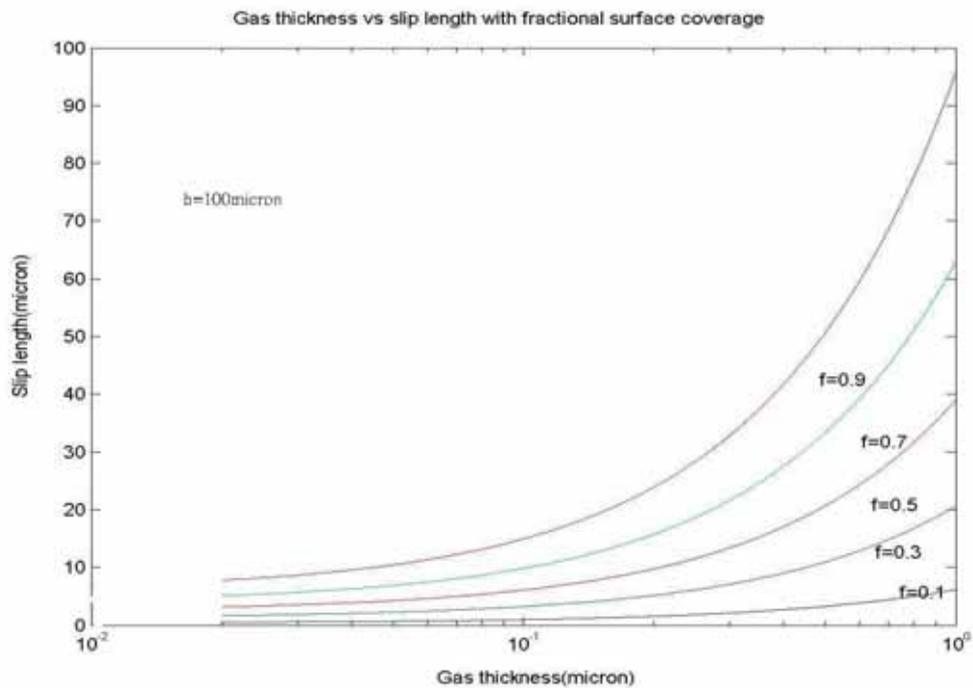


圖 4-36 不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係($h=100$ 微

米)

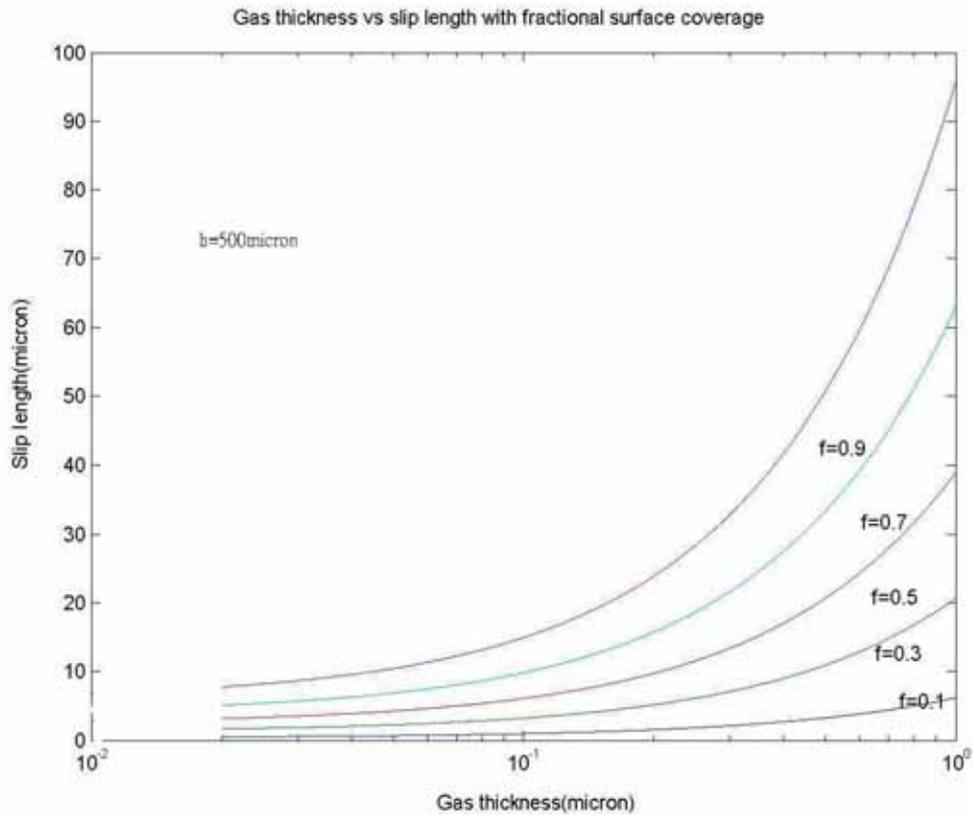


圖 4-37 不同氣體覆蓋比例下氣體厚度與滑動長度的關係(h=500 微米)

