

國立交通大學

機械工程學系

碩士論文

具溶解氣體之介電液 FC-72 在垂直狹窄矩形空  
間中的池沸騰熱傳分析

Study of pool boiling heat transfer of dielectric fluid FC-72  
with dissolved gas in a vertical narrow rectangular space

研究生：吳克敏

指導教授：盧定昶 教授

中華民國 九十五年 七月

具溶解氣體之介電液FC-72在垂直狹窄矩形空間中的池沸騰  
熱傳分析

**Study of pool boiling heat transfer of dielectric fluid FC-72  
with dissolved gas in a vertical narrow rectangular space**

研究生：吳克敏  
指導教授：盧定昶

Student : Ke-Min Wu  
Advisor : Ding-Chong Lu

國立交通大學

機械工程學系

碩士論文



Submitted to Institute of Mechanical Engineering  
College of Engineering  
National Chiao Tung University  
in partial Fulfillment of the Requirements  
For the Degree of  
Master of Science  
In  
Mechanical Engineering  
July 2006  
Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十五年七月

## 誌謝

本論文得以順利完成，首先要感謝 盧定昶 老師兩年來的教導，不論是學業上、生活上，皆給予適當的指導與建議，使兩年的研究所生涯能夠很充實，獲益良多。另外並感謝北科大 簡良翰 老師與交大 楊文美 老師在口試期間給予細心的指導與建議，使本論文的內容能夠更加嚴謹，更加完備。

感謝余志廣學長、顏家宏學長、黃智敏學長、許中彥學長、郭聖良學長、吳岳璋學長在研究所兩年中的照顧，不論是實驗的指導與建議，或是日常生活的點點滴滴，都給予我美好的回憶，讓我有很豐富的研究所生活。以及感謝同窗蕭淵元，學弟竹則安、吳丘川在學業及生活上的熱心幫忙，得以順利完成論文。

感謝父母、弟弟的支持，讓我能夠無慮的專心於論文的 research，是我能夠順利完成碩士學位的最大動力。

最後並感謝陪我一起走過研究生生涯的好朋友、好同學，不論是一起鑽研功課，一起打球，一起玩樂等等，都給予我許多的幫助與鼓勵，是我同甘共苦的好伙伴。

在此僅將本論文獻給我的老師、家人及朋友。

吳克敏 謹誌於新竹交大

2006.07.04

# 具溶解氣體之介電液 FC-72 在垂直狹窄矩形空間中的 池沸騰熱傳分析

研究生：吳克敏

指導教授：盧定昶

國立交通大學機械工程學系

## 摘要

本論文主要是研究介電液 FC-72 在垂直狹窄矩形空間中的池沸騰熱傳，探討在加入可溶解氣體後，不同間隙對池沸騰熱傳的影響。池沸騰實驗中所使用的加熱面為  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$  的光滑銅片，加熱面的角度為垂直 ( $90^\circ$ )，間隙大小(S)分別為 3 mm、2 mm、1 mm 及 0.5 mm，氣體次冷度為 0、10、20 及 30 K，壓力為 1 大氣壓。實驗目的為分析在各種操作參數下，從低熱通量(30%CHF 以下)、中熱通量(30%~60%CHF)至高熱通量(60%~90%CHF)的池沸騰熱傳，並分析影響其熱傳係數的原因。實驗結果發現，低熱通量時，相同熱通量下的壁面溫度會隨著可溶解氣體含量的增加而降低，主要原因是增加氣體含量可以降低初始沸騰的熱通量；中高熱通量則因液體中所含的氣體被除氣所致，為純液體核沸騰，熱傳係數無明顯的提升。當間隙逐漸減小，在低熱通量時，起始沸騰熱通量會隨著間隙減小而降低，主要是因為間隙愈小，在間隙中的液體愈容易達到沸騰所需的過熱度，沸騰愈容易發生；但在中高熱通量受到間隙減小的影響，蒸氣膜會提早產生並覆蓋在加熱面上，反而降低了熱傳，而臨界熱通量也因而提早發生。在實驗中並拍攝在低熱通量、中熱通量及高熱通量下的池沸騰現象，觀察氣泡成長過程，以及對池沸騰曲線的影響。最後並利用經驗公式預測臨界熱通量，將預測值與實驗值比較，結果發現，間隙愈大誤差值愈小，約 $\pm 40\%$ 左右，而間隙愈小誤差值愈大，約 $\pm 90\%$ 左右。

# **Study of pool boiling heat transfer of dielectric fluid FC-72 with dissolved gas in a vertical narrow rectangular space**

Student: Ke-Min Wu

Advisor: Ding-Chong Lu

Department of Mechanical Engineering  
National Chiao Tung University

## **Abstract**

Experiments were conducted to investigate the pool boiling heat transfer of dielectric fluid FC-72 under 1 atmosphere with dissolved gas in a vertical narrow rectangular space. The heated surface is a smooth,  $10 \times 10$  mm copper surface. Gap sizes (S) and gassy-subcooled are 3, 2, 1, 0.5 mm, and 0, 10, 20 and 30K respectively. Results showed that heat transfer coefficients were enhanced with increased dissolved gas under low heat flux, because the dissolved gas reduced the incipient surface superheat. Under middle and high heat flux, the liquid was degassed with the result that the boiling was pure liquid nucleate pool boiling, and, hereafter, the heat transfer coefficients could not be raised with increasing dissolved gas. The heat transfer coefficients increasing with decreasing gap sizes in low heat flux, because the smaller gap sizes, the greater the liquid superheat in the narrow space, and incipient boiling might occur more easily. On the contrary, under middle and high heat flux, the heat transfer coefficients decreased with decreasing gap sizes because vapor film might cover on heated surface more easily. The critical heat flux (CHF) also decreased with decreasing gap sizes. In the experiment, we also took photographs of the bubble growth from low to high heat flux in order to observe the bubble characteristics in the pool boiling phenomena. A correlation was proposed to predict the critical heat flux and was compared with measured results which showed that the correlation deviated quite obviously in small gap sizes.

# 目錄

中文摘要.....	I
英文摘要.....	II
目錄.....	III
表目錄.....	V
圖目錄.....	VI
符號說明.....	IX

<b>第一章 緒論</b> .....	1
1.1 前言.....	1
1.2 池沸騰的基本模式.....	1
1.3 成核理論.....	2
1.3.1 均質成核.....	3
1.3.2 非均質成核.....	4
1.4 池沸騰.....	4
1.5 文獻回顧.....	5
1.5.1 間隙大小在池沸騰中的影響.....	5
1.5.2 加熱面角度在池沸騰中的影響.....	7
1.5.3 可溶解氣體在池沸騰中的影響.....	9
1.6 研究目的.....	10

<b>第二章 池沸騰的重要參數與理論分析</b> .....	14
2.1 起始過熱度( $\Delta T_s$ ).....	16
2.2 核沸騰區熱傳係數.....	17
2.3 臨界熱通量.....	18

<b>第三章 實驗設備與實驗步驟</b> .....	22
3.1 工作流體.....	22
3.2 池沸騰實驗測試設備.....	22
3.2.1 加熱系統.....	22
3.2.2 測試段.....	23

3.2.3 測試容器.....	23
3.2.4 除氣系統.....	24
3.2.5 加氣系統.....	24
3.2.6 環控恆溫系統.....	24
3.2.7 恆溫水槽.....	25
3.2.8 數據擷取系統.....	25
3.2.9 真空幫浦.....	25
3.3 實驗步驟.....	25
3.4 不準度分析.....	27
3.5 熱損分析.....	27
<b>第四章 實驗結果與討論.....</b>	<b>43</b>
4.1 實驗結果.....	43
4.1.1 垂直加熱面在相同間隙下，不同氣體次冷度對池沸騰的影響.....	44
4.1.2 垂直加熱面在相同氣體次冷度時，間隙大小對池沸騰的影響.....	48
4.1.3 加熱表面的池沸騰現象.....	51
4.1.4 臨界熱通量的經驗公式.....	53
4.2 遭遇困難.....	54
<b>第五章 結論與未來展望.....</b>	<b>80</b>
<b>參考文獻.....</b>	<b>82</b>
<b>附錄 不準度分析.....</b>	<b>88</b>

## 表目錄

表 3-1 介電液 FC-72 的飽和熱物理性質.....	29
表 3-2 不準度分析.....	30
表 3-3 熱損分析條件.....	31
表 4-1 實驗操作參數.....	55
表 4-2 可溶解氣體含量表.....	55
表 4-3 不同氣體次冷度與不同間隙大小在 FC-72 的沸騰數據比較表.....	56



## 圖目錄

圖 1-1 沸騰曲線圖.....	11
圖 1-2 過熱液體裡的平衡氣核.....	11
圖 1-3 氣泡在孔穴中的成長流程圖.....	12
圖 1-4 池沸騰示意圖.....	12
圖 1-5 在垂直狹窄空間中的沸騰現象示意圖.....	13
圖 1-6 垂直加熱面在不同熱通量下的池核沸騰現象.....	13
圖 2-1 工作流體的熱力學狀態(以 FC-72 為例).....	20
圖 2-2 氣體飽和態的液氣相狀態示意圖.....	20
圖 2-3 以光滑銅片在 FC-72 中做池沸騰實驗所出現的溫度超越現象.....	21
圖 2-4 FC-72 與 R113 的起始過熱度機率分布圖.....	21
圖 3-1 實驗設備.....	32
圖 3-2 加熱裝置.....	33
圖 3-3 加熱片裝置示意圖.....	34
圖 3-4 測試片.....	35
圖 3-5 加熱片.....	35
圖 3-6 電源供應器.....	35
圖 3-7 垂直狹窄矩形流道示意圖.....	36
圖 3-8 測試容器.....	37
圖 3-9 加氣系統.....	37
圖 3-10 環控箱.....	38
圖 3-11 恆溫水槽.....	38
圖 3-12 數據擷取器.....	39
圖 3-13 真空幫浦.....	39
圖 3-14 熱損分析模型.....	40
圖 3-15 飽和狀態的熱損失.....	41
圖 3-16 次冷度 10°C 的熱損失.....	41
圖 3-17 次冷度 20°C 的熱損失.....	42
圖 3-18 次冷度 30°C 的熱損失.....	42
圖 4-1 水平開放加熱面下的池沸騰曲線圖。(a)本實驗所做的沸騰曲線； (b) You 等人所做的沸騰曲線.....	57

圖 4-2 垂直開放加熱面，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖.....	58
圖 4-3 垂直開放加熱面，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖.....	59
圖 4-4 垂直開放加熱面，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖.....	59
圖 4-5 垂直加熱面，間隙(S)為 3 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖.....	60
圖 4-6 垂直加熱面，間隙(S)為 3 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖.....	61
圖 4-7 垂直加熱面，間隙(S)為 3 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖.....	61
圖 4-8 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖.....	62
圖 4-9 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖.....	63
圖 4-10 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖.....	63
圖 4-11 垂直加熱面，間隙(S)為 1 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖.....	64
圖 4-12 垂直加熱面，間隙(S)為 1 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖.....	65
圖 4-13 垂直加熱面，間隙(S)為 1 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖.....	65
圖 4-14 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖.....	66
圖 4-15 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖.....	67
圖 4-16 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖.....	67
圖 4-17 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 0 K( $C_g = 0$ )時，不同間隙大小的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖.....	68
圖 4-18 垂直加熱面在氣體次冷度為 0 K( $C_g = 0$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖.....	69

圖 4-19 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 10 K( $C_g = 0.0016$ )時，不同間隙大小 的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖.....	70
圖 4-20 垂直加熱面在氣體次冷度為 10 K( $C_g = 0.0016$ )時，不同間隙大小 的熱傳遞係數曲線圖.....	71
圖 4-21 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 20 K( $C_g = 0.0029$ )時，不同間隙大小 的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖.....	72
圖 4-22 垂直加熱面在氣體次冷度為 20 K( $C_g = 0.0029$ )時，不同間隙大小 的熱傳遞係數曲線圖.....	73
圖 4-23 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 30 K( $C_g = 0.0038$ )時，不同間隙大小 的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖.....	74
圖 4-24 垂直加熱面在氣體次冷度為 30 K( $C_g = 0.0038$ )時，不同間隙大小 的熱傳遞係數曲線圖.....	75
圖 4-25 垂直開放加熱面，不同氣體次冷度下，分別在低、中、高熱通量 的池沸騰現象.....	76
圖 4-26 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，不同氣體次冷度下，分別在低、 中、高熱通量的池沸騰現象.....	77
圖 4-27 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，不同氣體次冷度下，分別在低、 中、高熱通量的池沸騰現象.....	78
圖 4-28 不同氣體次冷態下，隨著間隙的減小，臨界熱通量(CHF)的預測值 與實驗值比較圖.....	79

## 符號說明

符號	說明	單位
A	加熱面面積	$m^2$
C	氣體分子濃度	moles
C*	氣體分子臨界濃度	moles
C <sub>g</sub>	可溶解氣體含量	moles/mole
C <sub>p</sub>	比熱	J/kgK
D	間隙大小	m
D	氣體擴散至液體的速率	m/s
D <sub>h</sub>	加熱表面直徑	m
G(t)	氣體分子隨時間的生成速率	m/s
g	重力加速度	$m/s^2$
H <sub>fg</sub>	潛熱	J/kg
H	加熱面長度	m
H	亨利常數	moles/mole-kPa
h	熱傳係數	$W/m^2K$
i <sub>lv</sub>	蒸發熱	J/kg
k <sub>f</sub>	液體熱傳導係數	W/mK
k <sub>g</sub>	氣體熱傳導係數	W/mK
L	熱電偶到測試表面的距離	m
L <sub>s</sub>	氣泡離開表面的直徑	m
P <sub>b</sub>	氣泡壓力	kPa
P <sub>g</sub>	氣體分壓	kPa
P <sub>l</sub>	液體壓力	kPa
P <sub>sys</sub>	系統壓力	kPa



$P_t$	總壓	kPa
$P_v$	蒸氣壓力	kPa
$Q$	輸入功率	W
$q''$	熱通量	W/m <sup>2</sup>
$q''_{CHF}$	臨界熱通量	W/m <sup>2</sup>
$q''_{CHF,0}$	加熱面 0° 的臨界熱通量	W/m <sup>2</sup>
$q_{cr}$	臨界熱通量	W/m <sup>2</sup>
$R$	氣體常數	J/kgK
$r$	氣核半徑	m
$r^*$	氣核半徑	m
$r_0$	曲率半徑	m
$r_1$	曲率半徑	m
$r_b$	氣核胚胎半徑	m
$r_e$	平衡氣核半徑	mm
$S$	間隙大小	m
$S_{opt}$	最佳間隙大小	m
$T_{bulk}$	液體溫度	K
$T_g$	氣體溫度	K
$T_i$	熱電偶量測的溫度	K
$T_l$	液體溫度	K
$T_{sat}$	飽和溫度	K
$T_{sys}$	系統溫度	K



$T_v$	氣體溫度	K
$T_w$	壁面溫度	K
$t$	加熱表面所沈積的微粒厚度	m



## 希臘符號

符號	說明	單位
$\Delta G(r)$	自由能	J
$\Delta T_s$	起始過熱度	K
$\Delta T_{sat}$	過熱度	K
$\Delta T_{sub}$	次冷度	K
$\Delta T_{sub,gassy}$	氣體次冷度	K
$\rho_f$	液體密度	kg/m <sup>3</sup>
$\rho_g$	氣體密度	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	表面張力	N/m
$\theta$	加熱面角度	deg
$\theta$	接觸角	deg
$\theta_{DA}$	動態前進接觸角	deg
$\theta_{SR}$	靜態後退接觸角	deg
$\mu_f$	液體黏度	kg/ms
$\mu_g$	氣體黏度	kg/ms



## 無因次參數

符號 說明

---

Bo            Bond number,  $Bo = \frac{L^2}{\left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]}$

$C_{sf}$             液體與接觸表面的表面因子

Ku            Kutateladze number,  $Ku = \frac{\left( \frac{q_c''}{\rho_v h_{fg}} \right)}{\left[ \frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4}}$

$Pr_f$             液體普朗特數 =  $Cp_f \mu_f / k_f$

$Pr_g$             氣體普朗特數 =  $Cp_g \mu_g / k_g$



# 第一章 緒論

## 1.1 前言

隨著科技的進步，電子元件微小化與密集性以及朝向晶片更快速的運作，使消耗的功率大幅增加，因而產生更龐大的熱量。因為材料受到溫度的限制，如果不解決這些熱量所產生的高溫，裝置將會降低其效能，甚至無法使用。為了解決這些晶片以及電子元件所產生的龐大熱量，傳統的空氣冷卻已無法達到其需求，必須尋求特殊溫控方法，並且使裝置能維持在低溫的穩定狀態且能夠在最高效率的狀態下運作，使用液體直接冷卻就是一種最實際有效的方法。

直接浸泡式冷卻方法會被受到矚目，就是由於其良好的熱傳特性。直接將電子裝置浸泡在冷卻流體中，使電子晶片與冷卻流體接觸，藉由冷卻流體的良好沸騰熱傳特性將熱帶走，對於解決高功率密度的電子裝置所產生的龐大熱量，是目前被認為最直接有效的方法。由於沸騰熱傳牽涉到相變化，其效率比單相的熱傳效率更好。

近年來，最有可能作為池沸騰熱傳所使用的流體為氟碳介電液 (Fluorinert Dielectric Liquid)，例如 3M 公司所生產的 FC 系列的介電液。而目前被認為最有潛力的介電液為 FC-72，近年來也不斷的被使用在各種的沸騰熱傳研究中，其主要的優點有無毒性、不起化學反應、高的介電性，以及低的飽和溫度(56.6°C)，所以非常適合應用在電子冷卻。

由於直接浸泡式的電子裝置冷卻方法，其流體不藉其他外力的輔助而流動，流體只受到加熱而產生單相及雙相自然對流，是為池沸騰。近年來有許多的研究人員及學者正積極的研究池沸騰的技術，其目的就是為了能夠更深入的了解池沸騰的特性，提升熱傳遞效率，以有效的應用在實際的電子散熱技術上。

## 1.2 池沸騰的基本模式

池沸騰的基本模式有三種。第一種為低壁面溫度的核沸騰區，第二種為高壁面溫度的薄膜沸騰區，第三為介於核沸騰與薄膜沸騰之間的過度沸騰區。1943 Nukiyama [1]以鎳鉻絲及白金線浸泡在水中加熱，做池沸騰實驗，發現池沸騰的曲線大致可以分為四個區域：自然對流區、核沸騰區、

過度沸騰區及薄膜沸騰區，如圖 1-1 所示，為水在一大氣壓下的沸騰曲線圖。

#### (一) 自然對流區(A 點之前的區域)

在熱力學中，一純物質要沸騰，必須要達到其飽和溫度。在加熱面上並無發現到任何氣泡，要直到加熱溫度超過飽和溫度時，也就是液體在過熱的情況下，才會有氣泡產生，例如水的沸騰起始過熱度大約在 2 到 6°C 左右。此區域是處於很小的過熱度，加熱表面的熱傳機制主要是流體的自然對流。

#### (二) 核沸騰區(AC 段)

此區域可以明顯的分為兩區。一為 AB 段，此區會開始產生氣泡，但是當氣泡脫離加熱表面時，隨即會受到週遭的液體凝結而消失，此時的過熱度為氣泡產生的起始過熱度，此時因為加熱面的過熱度不夠，使氣泡無足夠的能量脫離至液體表面。直至 B 點，因過熱度足夠，使氣泡開始產生並脫離加熱面，所以 B 稱為起始核沸騰。在 BC 會有大量的氣泡產生並脫離至液體表面，所產生的氣泡逐漸覆蓋整個加熱面，若繼續加熱至 C 點，會使加熱表面因為氣泡的覆蓋隔絕與液體接觸，使熱傳係數突降，會使加熱面燒毀，此點稱為臨界熱通量(Critical Heat Flux, CHF)。

#### (三) 過度沸騰區(CD 段)

在此區因為已超越臨界熱通量，熱傳遞係數會持續下降，會有部分的核沸騰以及薄膜沸騰發生，產生不穩定的沸騰現象，所以也可以稱為不穩定的薄膜沸騰區。

#### (四) 薄膜沸騰區(DE 段)

此區加熱表面完全被穩定的蒸氣薄膜所覆蓋。B 點有最小的熱通量，稱為 Leidenfrost point，是在 1756 年由 J. C. Leidenfrost 所觀察發現的。

### 1.3 成核理論

沸騰的產生是起始於液體中有氣泡的產生，而氣泡的產生是從一個微

小的氣核開始慢慢長大，最終形成大的氣泡而脫離加熱表面。因此，液體中有氣核的產生就是所謂的成核。而在沒有外加其他物質影響的成核稱為均質成核(homogeneous nucleation)；反之，在有外加物質影響的成核現象，稱為非均質成核(heterogeneous nucleation)。

### 1.3.1 均質成核

在 1998 年 Toshiyuki [2] 等人曾提到，氣核的形成是決定於，當氣體分子的濃度到達一足夠的臨界濃度時  $C^*$  時，就會形成一半徑為  $r^*$  的氣核。當所形成的氣核單體沒有被凝結時，而且氣體分子的形成速率遠大於氣體分子擴散至液體的速率，氣核單體中的濃度  $C$  會隨時間增加至一臨界濃度  $C^*$ ，一新的氣核就會形成。氣核中的濃度隨時間而變化的方程式如下所示：

$$\frac{\partial C}{\partial t} = G(t) + D\nabla^2 C$$

其中  $\partial C/\partial t$  為隨時間而變化的濃度， $G(t)$  為氣體分子隨時間的生成速率， $D$  為氣體擴散至液體的速率。

一個氣核的生成，代表著一氣液界面的產生，需要消耗一定的能量。因為界面兩邊分子作用力的不同，產生所謂的表面張力。表面張力其實就是單位面積的界面能量。產生一個氣核所需的能量稱為自由能。假設氣核的半徑為  $r$ ，則自由能  $\Delta G(r)$  可以由下式說明：

$$G(r) = 4\pi r^2 \sigma - \frac{4}{3}\pi r^3 (P_v - P_l)$$

其中方程式第一項為新生界面所需要的表面能，第二項為氣核裡高壓蒸氣 ( $P_v$ ) 對週遭液體 ( $P_l$ ) 所做的功。

氣核裡蒸汽壓 ( $P_v$ ) 與週遭液體壓力 ( $P_l$ ) 的差值由液體的過熱度決定。如

圖 1-2 所示，考慮過熱液體(壓力為  $P_l$ ，溫度為  $T_l$ ，且  $T_l > T_{sat}$ ， $T_{sat}$  為對應  $P_l$  的飽和溫度)裡的一個氣核，其壓力為  $P_v$ ，則氣核藉由表面張力與週遭液體達到平衡的方程式為

$$P_v - P_l = \frac{2\sigma}{r_e}$$

上式中的  $\sigma$  為表面張力， $r_e$  為平衡氣核的半徑。

經由柯利爾(Collier & Thome, 1994)[3]所得到的過熱度為

$$T_v - T_{sat} = \Delta T_{sat} = \frac{RT_{sat}^2}{i_v r_e} \frac{2\sigma}{P_l}$$

其中  $R$  為氣體常數， $i_v$  為蒸發熱。

### 1.3.2 非均質成核

日常生活見到的沸騰現象大多源自於有外來物質影響的成核，也就是所謂的非均質成核。這些外來物質的影響通常源自於加熱表面或非凝結氣體。此外，日常生活所見到的沸騰現象的過熱度均遠低於均質成核的過熱度。例如，當加熱表面為非完全光滑時，會有許多的小孔穴，在這些小孔穴中容易含有非凝結氣體的存在，會使沸騰提早發生，因此會有較低的成核過熱度。在孔穴中的成核過程如圖 1-3 所示(Tong et al., 1990)[4]。圖 1-3(a) 為接觸角調整期，液體與固體的接觸角將由靜態平衡接觸角( $\theta$ )轉變為靜態後退接觸角( $\theta_{SR}$ )，曲率半徑由  $r_0$  變為  $r_1$ ；圖 1-3(b) 為氣核在孔穴中成長，液體的蒸發將使氣核在孔穴中成長，接觸角由靜態後退接觸角( $\theta_{SR}$ )轉變為動態前進接觸角( $\theta_{DA}$ )；圖 1-3(c) 為氣核在孔穴口的成長，接觸角由動態前進接觸角( $\theta_{DA}$ )轉變為靜態後退接觸角( $\theta_{SR}$ )；圖 1-3(d) 為氣核在孔穴外的成長，氣核半徑逐漸增加，直至某一臨界半徑時，就會脫離孔穴。

## 1.4 池沸騰

池沸騰是一種沒有強制對流的沸騰現象，將加熱面置於靜止的液體容器中，此盛裝液體的容器對於加熱面而言，就像是一個水池一樣，所以稱此種在靜止的水池中的沸騰為池沸騰。例如，燒開水就是日常生活中最常見的池沸騰現象。池核沸騰具有很高的熱傳遞係數，平常燒開水時，其熱傳遞係數即可達  $4000(\text{W}/\text{m}^2\text{K})$  (Lienhard, 1981)[5]，而且其熱傳遞係數會隨著熱通率或表面過熱度的增加而增加。所以如此高的熱傳遞係數可以應用到許多高功率的裝置上，如高功率的電子元件與晶片的散熱。

如果要將池沸騰技術應用在電子元件散熱上，其所使用的液體必須具有極高的介電性，因為電子裝置必須浸泡在液體中，因此液體一定要有極高的介電性才不致於影響到裝置的運作。目前被認為較佳的介電液為 3M 所生產的 FC-72。圖 1-4 為一簡單的池沸騰示意圖，圖中為將一加熱面置於液體中，對加熱面加熱，會在加熱面產生相變化生成氣泡而脫離至液面。

## 1.5 文獻回顧

由於科技的進步，電子元件邁向微小化與密集性，以及微處理晶片效能的提升，所帶來的問題就是龐大的熱量產生，近年來電子元件所產生的熱通量已接近  $100\text{W}/\text{cm}^2$  (Bar-Cohen, 1992) [6]，因此高密度電子元件的散熱是極需解決的問題。

### 1.5.1 間隙大小在池沸騰中的影響

在狹窄空間中的池沸騰熱傳特性，與開放空間的池沸騰熱傳特性是有相當大的差別，所以了解狹窄空間中的池沸騰熱傳特性是非常重要的。因此有許多學者做了許多相關的研究，以下為一些相關的文獻。

在 1969 年 Ishibashi 與 Nishikawa [7] 利用圓柱狀的加熱面，在加熱面外套上一圓管，形成環狀的微小間隙流道，做垂直流道的低熱通量池沸騰實驗。實驗結果，他們定義了分散的氣泡區 (isolated bubble region) 與結合的氣泡區 (coalesced bubble region)，與未加間隙的結果比較，其熱傳係數的增加主要是在氣泡結合的區域 (coalesced bubble region)。

在 1975 年 Isaacson [8] 以無因次化參數來描述不同參數對兩垂直小間隙平面在池沸騰實驗中臨界熱通量的影響：

$$\frac{q_{cr}/H_{fg}\rho_g}{[\sigma g(\rho_f - \rho_g)/\rho_g^2]^{1/4}} = f \left\{ \frac{\rho_f}{\rho_g}, \frac{H}{D}, \frac{k_f}{k_g}, \frac{\mu_f}{\mu_g}, \text{Pr}_f, \text{Pr}_g, \frac{D^2 g(\rho_f - \rho_g)}{\sigma}, \frac{H_{fg}}{[\sigma g(\rho_f - \rho_g)/\rho_g^2]^{1/2}}, \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \sigma}} \left[ \frac{g(\rho_f - \rho_g)}{\sigma} \right]^{1/4} \right\}$$

在 1978 年 Katto [9] 再將上式簡化成下式

$$\frac{q_{cr}/H_{fg}\rho_g}{[\sigma g(\rho_f - \rho_g)/\rho_g^2]^{1/4}} = \frac{1}{4.59 + 0.11(H/D)}$$

其中 H 為加熱面長度，D 為間隙大小。上式在池沸騰中微小間隙的無因次化臨界熱通量關係式，可以用來預測小間隙沸騰的臨界熱通量。

另外在 1984 年，Bar-Cohen 與 Rohsenow[10]建立一套關係式來決定池沸騰中垂直間隙的最佳大小，其關係式為：

$$S_{opt} = 1.169R^{-0.2}$$

其中

$$R = C_p \rho^2 \beta g q'' / (\mu L k^2)$$

$S_{opt}$  為最佳間隙大小。

在 1983 年 Yao 與 Chang[11]研究池沸騰在垂直的下端封閉圓形管道，改變間隙大小、流體以及熱通量，並區分出三個沸騰區域，如圖 1-5 所示，其分別為：低熱通量時的獨立變形氣泡區、中熱通量時的變形氣泡合併區及高熱通量時的乾化區。

在 1988 年 Fujita[12]等以水為工作流體作池沸騰實驗，研究核沸騰熱傳與臨界熱通量，在垂直的窄矩形空間中。實驗的加熱面寬度為 30mm，長為 30 及 120mm，間隙大小分別為 5、2、0.6 及 0.15mm。實驗結果發現，當間隙(S)為 2mm 及 0.6mm 時(間隙四端開放的情況下)，熱傳係數有顯著的提昇，與開放的情況相比；在間隙(S)為 5mm，加熱面角度( $\theta$ )為 175° 時的熱傳效果比在加熱面角度( $\theta$ )為 90° 與 150° 時好。當間隙(S)為 0.6mm 時，角度( $\theta$ )為 90° 與 150° 的熱傳效果比 175° 時好。但當間隙(s)為 0.15 時，三種角度的熱傳皆比開放式的差。所以結果顯示，縮小間隙可以增加熱傳係數，但是當間隙縮小至一臨界值時，反而會使熱傳係數降低；加熱面角度會對熱傳係數有所影響，隨著角度的增加，熱傳係數也會逐漸增加，但增加至某一角度時，熱傳係數反而會逐漸降低。

在 1992 年 Katto[13]等以水為工作流體，研究狹窄空間對池沸騰的影響。實驗以水平銅片為加熱面，間隙大小為 0.1mm 至 10mm。實驗結果發現，當間隙大小為 2mm 時，其熱傳係數與開放式的相當接近；而間隙在 0.2 至 0.5mm 之間時，其熱傳效果要比開放式來的好；間隙再小至 0.1 時，則熱傳係數會降低。

1996 年 Xia 等人[14]利用飽和 R-113 以垂直狹窄矩形管道做池沸騰實驗，壓力在一大氣壓下，間隙大小分別為 0.8, 1.5, 3.0, 5.0 mm。實驗結果

發現，間隙愈小，初始核沸騰的熱通量愈小；主要因為間隙愈小，在間隙中的液體愈容易過熱，達到沸騰所需的過熱度，所以間隙愈小愈容易產生沸騰。因此在低熱通量下，間隙越小壁面溫度愈低，但是高熱通量則否，臨界熱通量也會隨著間隙減小而逐漸降低。

2003 年 Kim 與 Suh[15]以狹窄矩形流道，加熱面朝下，在水中作池沸騰實驗。間隙大小為 1、2、5 及 10 mm，加熱面角度從 90°至 180°。實驗結果發現，臨界熱通量會隨著加熱面角度的增加，以及間隙的減小而降低。

在 2004 年 Passos[16]等以 FC-72 及 FC-87 為工作流體，以圓形銅片為加熱面，間隙大小為 0.2mm 至 13mm，在低熱通量下作池沸騰實驗。實驗結果發現，熱傳係數的增加，其範圍大致在熱通量為 5 至 35 kW/m<sup>2</sup>之間。雖然間隙縮小會有增加熱傳係數的趨勢，但是小間隙也有其臨界值，當間隙縮小至其臨界值，熱傳係數反而會降低；以及間隙縮小會有比較低的臨界熱通量。

### 1.5.2 加熱面角度在池沸騰中的影響

在 1958 年 Storr[17]做改變加熱面角度的池沸騰實驗；實驗結果發現，熱傳率會隨著加熱面由水平增加角度至垂直而增加。同樣的，Marcus 及 Dropkin(1963)[18]，以及 Githinji 與 Sabersky(1963)[19]也發現了熱傳係數會隨著加熱面從 0°至 90°而增加。Marcus 及 Dropkin(1963)解釋此現象為氣泡在壁面的脫離路徑增加，使得增加邊界層的擾動，以致熱傳增加。

Githinji 與 Sabersky[19]首先提出家熱面角度對臨界熱通量( $q''_{CHF}$ )的影響。他們使用一長且薄的加熱面(102 mm × 3.2 mm)，以水為流體作池沸騰實驗。結果發現， $q''_{CHF}$  會隨著角度由 0°至 90°而增加，但是卻會隨著角度由 90°至 180°而明顯降低。

在 1974 年 Vishnev[20]首先提出加熱面角度對池沸騰臨界熱通量影響的關係式，而且也被廣泛的使用。其關係式如下

$$\frac{q''_{CHF}}{q''_{CHF,0}} = \frac{(190 - \theta)^{0.5}}{190^{0.5}}$$

其中  $q''_{CHF}$  為臨界熱通量， $q''_{CHF,0}$  為加熱面 0°時的臨界熱通量， $\theta$  為加熱面角

度。

Nishikawa 等人(1984)[21]以銅片為加熱面，並改變角度從  $0^\circ$  到  $175^\circ$ ，以水為流體作池沸騰熱傳實驗。發現在低熱通量時，熱傳係數會隨著加熱面的角度增加而增加，加熱面繼續增加至  $150^\circ$  到  $175^\circ$  時，熱傳係數會繼續增加，直到加熱面角度增加至接近  $180^\circ$  時，熱傳係數會有突然降低的情形發生。

1985 年 Lienhard[22]證實 Nishikawa[21]等人所觀察到的結果，並指出從獨立氣泡至連續的蒸氣團的過度區域。

1996 年 Chang 及 You[23]使用一小的銅加熱面，在 FC-72 中作池沸騰實驗。他們發現在核沸騰區，也就是當加熱面由  $0^\circ$ (水平)增加至  $90^\circ$ (垂直)時，較大的傾斜角會有較佳的熱傳。；但是，當在高熱通量時，加熱面角度增加至超過  $90^\circ$ ，核沸騰熱傳係數會逐漸降低。他們並提出在不同傾斜角下臨界熱通量的關係式，其關係式如下

$$q''_{CHF} = 1 - 0.00120 \cdot \theta \cdot \tan(0.414\theta) - 0.121 \cdot \sin(0.318\theta)$$

1999 年 Howard 及 Mudawar[24]做不同角度加熱面角度的池沸騰實驗，以確定不同加熱面達到臨界熱通量的機制。他們分析加熱面角度可以分為三個區域：加熱面朝上(upward-facing,  $0^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ )、接近垂直方向(near-vertical,  $60^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ )及加熱面朝下(downward-facing,  $\theta \geq 165^\circ$ )區域。在加熱面朝上區域，浮力將氣泡沿加熱面垂直的帶走。在接近垂直的區域，氣泡脫離機制是藉由液體與蒸氣所形成的波浪狀介面將氣泡捲走。在加熱面朝下區域，蒸氣會迅速的形成一層蒸氣膜覆蓋在加熱面，使 CHF 大大地降低。他們的結論是，以上三個區域差異性很大的蒸氣特性，不足以用單一的池沸騰模式來解釋加熱面角度對 CHF 的影響。

2001 年 Rainey 與 You[25]以  $2 \times 2$  與  $5 \times 5$  的銅加熱面，在 FC-72 中做池沸騰的實驗，研究加熱面角度與加熱面大小對池沸騰性能的影響。結果顯示，光滑銅加熱面的池沸騰性能會受到傾斜角度的影響。其核沸騰性能會隨著加熱面角度從  $0^\circ$  到  $45^\circ$  而逐漸的增加，然後會隨著從  $90^\circ$  至  $180^\circ$  迅速的降低。沸騰係數從  $90^\circ$  至  $180^\circ$  迅速降低的原因是，由於蒸氣阻礙氣泡脫離所致。

2003 年 Yong 與 Kune[15]以狹窄矩形流道，加熱面朝下，在水中作池沸騰實驗，加熱面角度從  $180^\circ$  至  $90^\circ$ 。實驗結果發現，臨界熱通量會隨著

加熱面角度的增加。他們並提出了在接近垂直區域的臨界熱通量關係式，其關係式如下所示

$$\frac{q_{CHF}'' / \rho_g h_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g \sin(\theta) (\rho_f - \rho_g) / \rho_g^2}} = \frac{0.17}{1 + 6.8 \times 10^{-4} (\rho_f / \rho_g)^{0.62} (D_h / s)}$$

其中  $D_h = 2wl(w+l)$ 。

2001 年 Bonjour 與 Lallemand[26] 以一高 120mm、寬 60 mm 的銅塊浸泡在液體中，除垂直面以外，其他面皆為絕熱，進行池沸騰實驗。他們利用熱線測定法(Hot Wire Anemometry)量測在高熱通量、低熱通量及中熱通量下，垂直壁面的空泡分率(void fraction)。實驗結果發現，如圖 1-6(a)所示，在高熱通量時，氣泡會貼近壁面而形成大塊的蒸氣膜，所以空泡分率大；而在低或中熱通量時，如圖 1-6(b) (c)所示，當氣泡脫離壁面會與其他氣泡結合成較大的氣泡而上升至液面，其空泡分率較小。

### 1.5.3 可溶解氣體在池沸騰中的影響

使用在電子冷卻的高親水性流體，可以吸收很高含量的非凝結氣體，如在常溫常壓下的 FC-72，每單位體積可以吸收 48% 的空氣。所以在流體中加入可溶解的非凝結氣體，已經有相當多的文獻提到其在池沸騰中的影響。

1949 年 McAdams 等[27]，是最早將可溶解氣體加入水中做強制對流及次冷沸騰的沸騰實驗。他們發現在低熱通率的核沸騰區，加入可溶解的空氣對沸騰曲線有改善的趨勢；但是在單相及完全發展的核沸騰區，可溶解氣體的影響非常小。

在 1972 年 Murphy 與 Bergles[28] 在 R-113 中加入空氣做低熱通率的流動沸騰實驗。實驗結果發現，加入空氣降低了初始的過熱度與增加熱傳係數。

1990 年 You 等人[29] 利用一加熱線浸入飽和與氣體飽和態的 FC-72 中，做池沸騰實驗。他們發現，增加可溶解氣體的含量，可以降低壁面起始過熱度，增加核沸騰區的热傳。

1995 年 You 等人[30] 利用水平的加熱線在 FC-72 中，加入可溶解氣體，做池沸騰實驗。實驗結果發現，當可溶解氣體含量( $C_g$ )的濃度高於 0.005

moles/mole 時，對初始的沸騰有所影響。遲滯現象會隨著可溶解氣體含量的增加而降低，臨界熱通量也會隨可溶解氣體含量的增加而增加。

1996 年 O'Connor[31] 等人以光滑及微多孔性加熱面在 FC-72 中，加入可溶解氣體做池沸騰實驗。實驗結果發現，在氣體次冷態下，初始及核沸騰的過熱度隨著可溶解氣體含量的增加而降低；在低熱通量時沸騰受到可溶解氣體影響，但在高熱通量時則不受其影響；臨界熱通量(CHF)會隨著氣體次冷度的增加而持續增加。

1997 年 Hong 等人[32] 以白金線在 FC-72 中做池沸騰實驗。實驗結果發現，可溶解氣體在不同加熱線大小，及不同熱通量下，對於熱傳會有很大的影響。在相同加熱線下，增加可溶解氣體含量會增加熱傳性能；在相同氣體濃度下，增加熱通量及增加加熱線尺寸會降低熱傳性能，其原因為加熱線附近流體被除氣所致，使得氣體含量減少，變成純次冷態的流體，因而降低熱傳性能。

2003 年 Rainey 等人[33] 利用一  $1\text{cm} \times 1\text{cm}$  的銅片，加熱面為水平方向，在 FC-72 中做池沸騰實驗。實驗結果發現，當在低可溶解氣體含量時，對熱傳係數的影響不大；但增加可溶解氣體含量時，熱傳係數有逐漸提高的趨勢。



## 1.6 研究目的

雖然已經有許多的文獻分別對微小間隙、加熱面角度及加入可溶解氣體研究對池沸騰的影響，但對於垂直狹窄矩形管道中，研究加入可溶解氣體對池沸騰影響的文獻卻非常有限。所以在本論文中的主要目的為探討在垂直狹窄矩形管道中，加入可溶解的氣體(空氣)於 FC-72 中，觀察並分析加熱表面對池沸騰熱傳的影響，並利用控制壓力與溫度控制所加入的可溶解氣體含量，在 1 大氣壓下做池沸騰實驗。將實驗結果與文獻比較，探討各實驗參數對性能曲線的影響。實驗中利用數位相機拍攝在低熱通量、中熱通量及高熱通量下的池沸騰現象，觀察氣泡成長過程，以及對池沸騰性能曲線的影響。並利用經驗公式預測臨界熱通量，將預測值與實驗值比較，預測其誤差值。

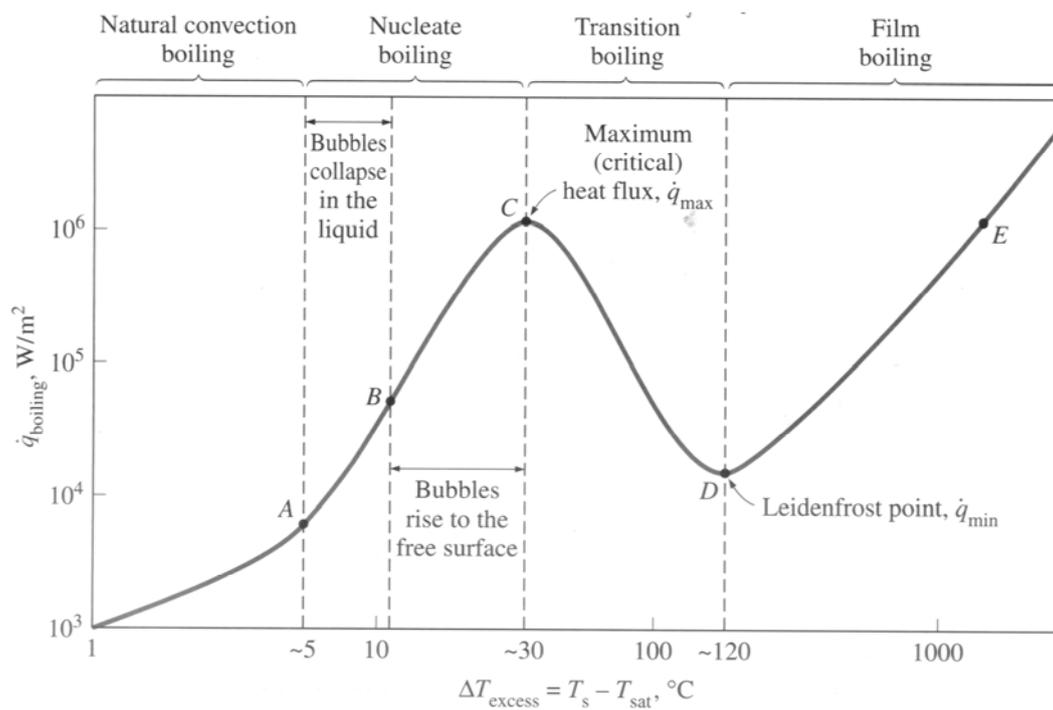


圖 1-1 沸騰曲線圖

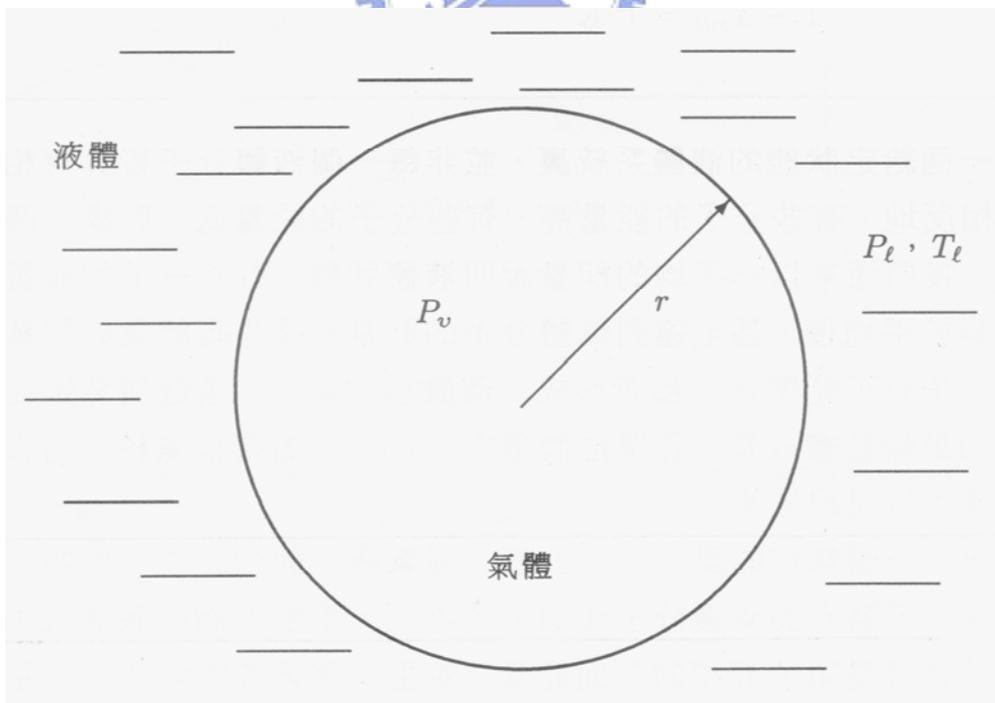


圖 1-2 過熱液體裡的平衡氣核

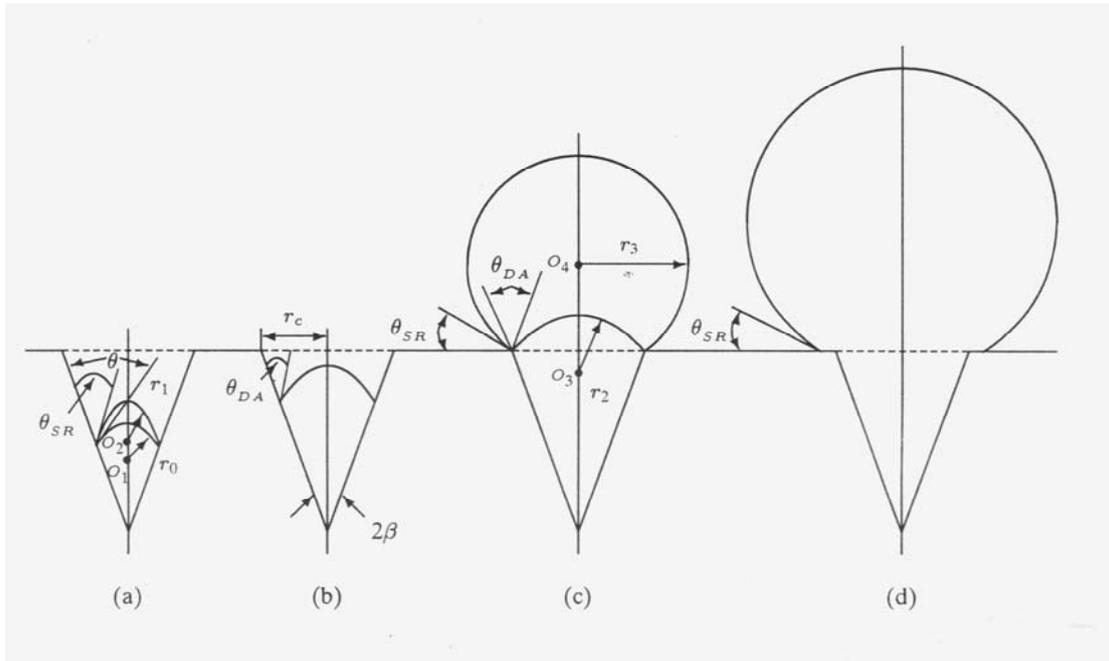


圖 1-3 氣泡在孔穴中的成長流程圖 (Tong et al., 1990) [4]

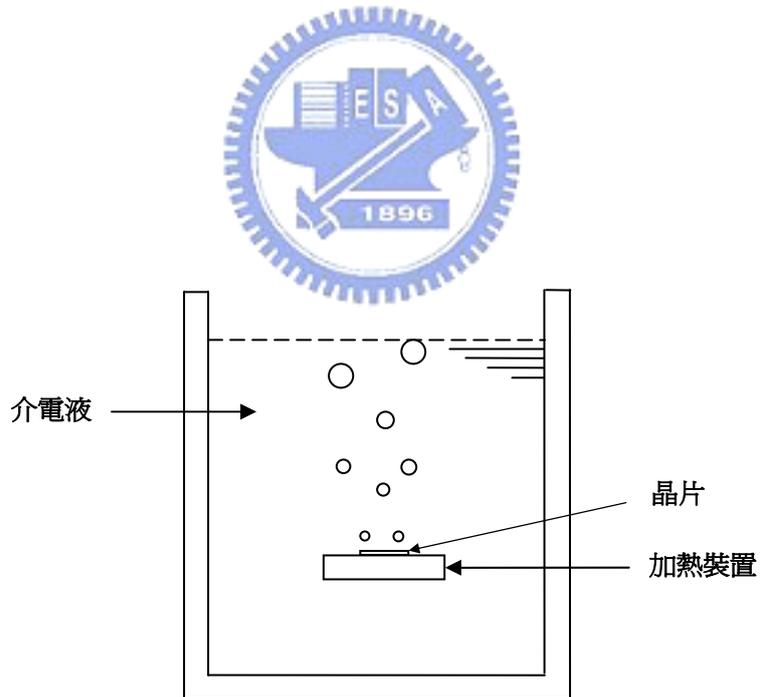


圖 1-4 池沸騰示意圖

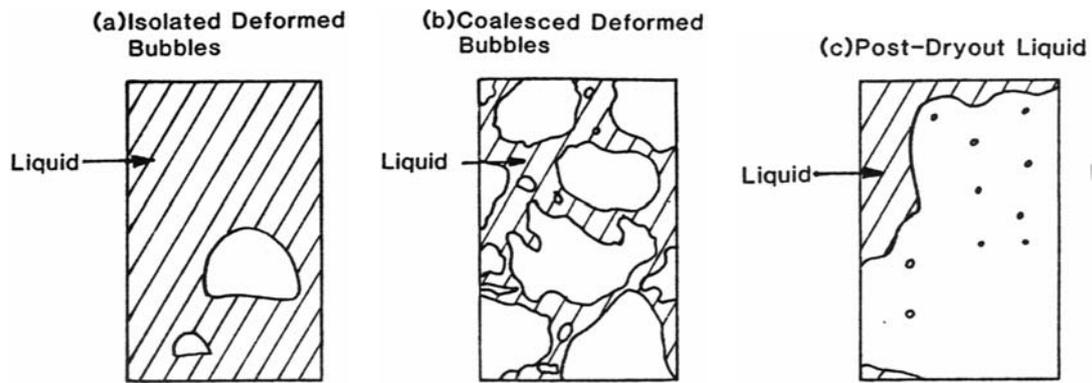


圖 1-5 在垂直狹窄空間中的沸騰現象示意圖。(a) 低熱通量時的獨立變形氣泡；(b) 中熱通量時的變形氣泡合併；(c) 高熱通量時的乾化。[11]

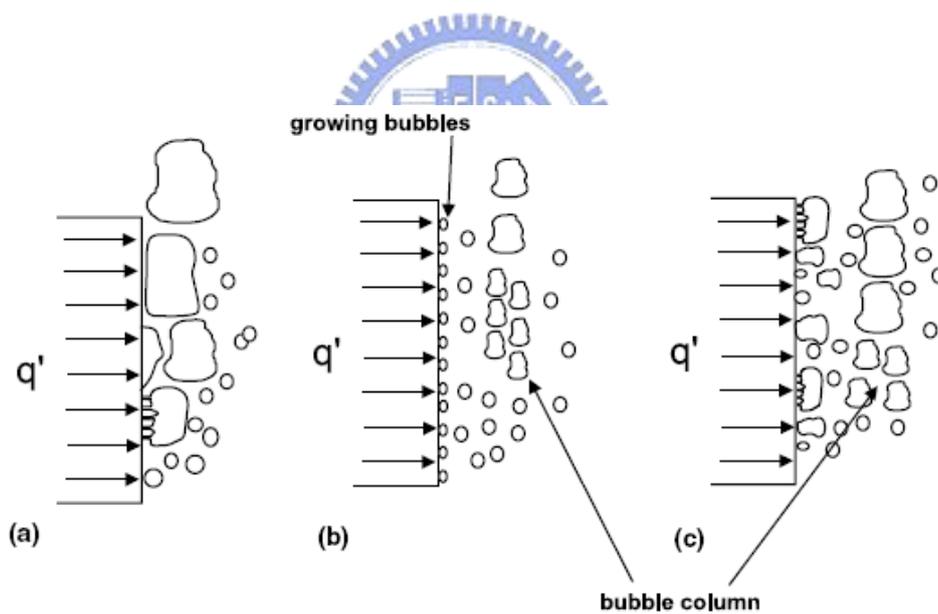


圖 1-6 垂直加熱面在不同熱通量下的池核沸騰現象：(a)高熱通量；(b)低熱通量；(c)中熱通量。(Bonjour and Lallemand, 2001.) [25]

## 第二章 池沸騰的重要參數與理論分析

由於池沸騰不受外力的影響，流體只有自然對流，而沒有強制對流，因此池沸騰只受到工作流體與系統環境的影響，影響池沸騰的參數有：工作流體的種類、系統壓力、加熱面角度、加熱表面粗糙度、加熱表面幾何形狀、不凝結氣體含量、重力加速度等。

系統壓力會改變飽和態液體與蒸汽性質的效應，而影響到池沸騰熱傳性能。隨著系統壓力的升高，起始沸騰所需的過熱度會減少，而臨界熱通量會隨著壓力的增加而提升。在 1990 年 You 等人[34]以二氧化矽為加熱面在 FC-72 中作池沸騰實驗，發現當壓力升高到 56kPa 時，起始沸騰所需的過熱度約降低了 5°C。在 2003 年 Rainey 等人[33]以微加工表面在 FC-72 中作池沸騰實驗，壓力由 30kPa 增加至 150kPa，實驗結果發現當壓力增加時，核沸騰熱傳性能及臨界熱通量(CHF)都增加，而初始的壁面過熱度反而降低。

加熱表面的傾斜角，對池沸騰亦有顯著的影響。在 1979 年 Fujii 等人[35]以多孔性及光滑平板做池沸騰實驗，加熱面分別改變為 0°、45°及 90°，結果發現 90°的光滑板熱傳性能最好，0°時最差。1994 年 Nishikawa 等人[21]有系統的探討加熱面傾斜角對池沸騰的影響，他們發現當傾斜角對個別氣泡區的核沸騰有顯著的影響。傾斜角愈大，尤其是加熱面幾乎朝下時，核沸騰最早發生，熱傳係數亦最高。但在高熱通率時，不同傾斜角的沸騰曲線又合併在一起，顯示高熱通率核沸騰與傾斜角沒有明顯的關係，這說明不受重力影響的液膜蒸發是高熱通率核沸騰的主要熱傳機制。

表面粗糙度對池沸騰性能也有很大的影響。因為愈粗操的表面，其孔穴的數量愈多，因此會形成更多的活化成核孔穴，降低核沸騰時的起始過熱度。在 1989 年 Anderson 等人[36]在介電液 FC-72 中，以三種經過不同表面處理的銅片(12.7mm × 12.7mm)，其分別為用噴砂及氣體沈積改變表面粗糙度、表面延伸出的微鰭片結構及人工成核孔穴群，進行池沸騰熱傳分析。實驗結果發現，增加表面粗糙度會使沸騰提早發生，而減少遲滯現象的發生；表面微鰭片結構也很明顯的增加熱傳；而人工成核孔穴表面使核沸騰區的過熱度變小，提高臨界熱通量。

加入可溶解氣體於工作流體中，對於沸騰性能也有提升的趨勢。一般

在做池沸騰實驗時，液體的狀態可以分為：飽和態、次冷態及氣體飽和態。如圖 2-1[32]所示。

### (一) 飽和態

是不含任何可溶解氣體的純流體狀態，將流體溫度控制在其飽和溫度。如 FC-72 控制在飽和態時，其飽和溫度為 56.6°C，如圖 2-1(A)所示，其系統溫度等於系統壓力所對應到的飽和溫度，也等於液體的飽和溫度，此時可溶解氣體含量為零( $C_g = 0$ )。

### (二) 次冷態

將不含溶解氣體的工作流體溫度控制在飽和溫度之下，此時流體的溫度與飽和溫度的差值即為次冷度。如圖 2-1(B)所示。此時系統溫度小於系統壓力所對應到的飽和溫度，也就是液體的溫度低於其飽和溫度，此時可溶解氣體含量亦為零( $C_g = 0$ )。



### (三) 氣體飽和態

將工作流體控制在所需的次冷態，再將可溶解氣體加入，達到所需的壓力狀態下，稱為氣體飽和態。也就是當加入可溶解氣體時，流體與可溶解氣體所達到的平衡狀態，此時流體的次冷度稱為氣體次冷度 (Gassy-subcooled)，如圖 2-1(C)所示。此時系統壓力等於蒸氣分壓與氣體分壓的和，系統溫度等於系統壓力所對應到的飽和溫度，液體的溫度則低於其飽和溫度，所以液體溫度與系統溫度的差值即為氣體次冷度，此時的可溶解氣體含量大於零( $C_g > 0$ )。在圖 2-2 中可以更清楚的了解在液氣相中的狀態。在 1995 年 You 等人[30]定義氣體次冷度為

$$\Delta T_{sub,gassy} = T_{sat}(P_t) - T_{bulk} = T_{sat}(P_t) - T_{sat}(P_v)$$

其中  $T_{sat}$  為總壓力  $P_t$  所對應的飽和溫度， $T_{bulk}$  為液體溫度，而  $T_{sat}(P_v)$  等於蒸氣分壓所對應到的飽和溫度，所以氣體次冷度為總壓力  $P_t$  所對應的飽和溫度  $T_{sat}$  減去液體溫度，又可以等於總壓力  $P_t$  所對應的飽和溫度  $T_{sat}$  減去蒸氣壓

所對應到的飽和溫度。並根據亨利定律(Henry's Law)決定可溶解氣體的含量( $C_g$ )為

$$C_g = H(T_{bulk})P_g$$

其中 $H(T_{bulk})$ 為亨利常數，You等人在1990年量測空氣在FC-72中，溫度為31.5與59.5時，亨利常數分別為 $5.4 \times 10^{-5}$ 與 $5.5 \times 10^{-5}$  (moles/mole-kPa)； $P_g$ 為氣體分壓。

You等人[30]發現，當可溶解氣體含量小於0.0025moles/mole時，對起始沸騰並無太大影響；但在高氣體含量時(氣體含量大於0.005moles/mole)，則對起始沸騰有所影響，可以降低遲滯現象。

在池沸騰中，工作流體以及系統參數所影響的池沸騰特性主要有三種：(1)起始過熱度( $\Delta T_s$ )；(2)核沸騰區熱傳係數；(3)臨界熱通量(CHF)。而此三特性直接影響到沸騰熱傳性能的好壞，當起始過熱度太高，則會影響到核沸騰的熱傳係數，使臨界熱通量降低；反之，若核沸騰區熱傳係數高，則臨界熱通量會提升，池沸騰熱傳性能就好。下面將簡單介紹此三種特性。

## 2.1 起始過熱度( $\Delta T_s$ )

在池沸騰中，當流體由自然對流的單向熱傳變為核沸騰的雙向熱傳時，也就是當氣泡開始產生時，此時加熱面溫度( $T_w$ )與液體飽和溫度( $T_{sat}$ )的差值，稱為起始過熱度( $\Delta T_s$ )。當核沸騰開始時，氣泡會開始大量的產生，從加熱面脫離而帶走大量的熱，使表面過熱度會有突降的現象，此種現象稱為溫度超越(Temperature Overshoot)或遲滯現象(Hysteresis)，如圖 2-3 所示[37]，圖中 $t$ 為在加熱表面所沈積的微粒厚度。溫度超越現象可以利用改變一些參數來加以降低，例如加入足夠的可溶解氣體含量，或是縮小加熱表面的間隙。

在1988年Bar-Cohen與Simon[38]針對高親水性介電液的起始過熱度進行探討，結果發現當介電液在一飽和壓力 $P_1$ 下時，其起始過熱度可表示如

下

$$\Delta T_s = T_w - T_{sat}(P_l) \cong T_{sat}(P_b) - T_{sat}(P_l)$$

其中  $T_w$  為壁面溫度， $T_{sat}$  為液體飽和壓力  $P_l$  所對應到的飽和溫度  $T_{sat}(P_l)$ ，而  $T_w$  可以等於氣泡內的分壓  $P_b$  所對應到的飽和溫度，所以起始過熱度  $\Delta T_s$  等於壁面溫度減去液體飽和壓力  $P_l$  所對應到的飽和溫度  $T_{sat}(P_l)$ ，又可以等於氣泡內的分壓  $P_b$  所對應到的飽和溫度  $T_{sat}(P_b)$  減去液體飽和壓力  $P_l$  所對應到的飽和溫度  $T_{sat}(P_l)$ 。而氣核半徑為

$$P_b - P_l = \frac{2\sigma}{r_b}$$

利用氣核週遭壓力與表面張力的平衡可以得到氣核半徑。 $r_b$  為氣核胚胎半徑，因為影響氣核胚胎半徑的因素很多，所以  $r_b$  不易估計。而流體的起始過熱度並非固定，由 You 等 [39] 在 FC-72 中所觀察得到的起始過熱度約介於 19.2K 與 50.5K 之間，如圖 2-4 所示。

## 2.2 池核沸騰區熱傳係數

核沸騰區的熱傳係數極高，而且會隨著熱通率與表面過熱度增加而增加，其主因為由單相的熱傳機制，變成雙相的熱傳機制所致。在核沸騰的熱傳機制有：(1) 傳統的自然對流，(2) 蒸汽與液體的熱交換，(3) 微液膜的蒸發，(4) 表面張力導致的流動。因為有如此複雜的核沸騰熱傳機制，所以液體的擾動非常好，才会有非常高的熱傳係數於此區域中產生。

池沸騰的熱傳係數  $h$ ，定義為熱通量  $q''$  除以過熱度  $\Delta T_s$ ，即

$$h = \frac{q''}{\Delta T_s}$$

$\Delta T_s$  定義為加熱壁面溫度減去液體飽和溫度，即  $\Delta T_s = T_w - T_{sat}$ 。

在 1952 年 Rohsenow 等 [40] 以單相熱傳的經驗公式，應用到池沸騰熱傳，推導出一池沸騰熱傳的關係式。他們選擇氣泡離開表面的直徑為特性長度

$$L_s \sim \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2}$$

導出一經驗公式為

$$\frac{C_{pl}\Delta T_{sat}}{i_{lv}} = C_{sf} \left[ \frac{q''}{\mu_l i_{lv}} \left( \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2} \right]^n \left[ \frac{C_p \mu}{k} \right]^{m+1}$$

利用上式與實驗數據作迴歸分析的結果得指數  $n = 0.33$ ， $m$  的值則與流體有關。如果工作流體為水，則  $m = 0$ ；若為其他流體，則  $m = 0.7$ 。當  $n = 0.33$  時，顯示表面過熱度對熱通率的增加不敏感，即表示熱通率愈高，熱傳遞係數愈大。

上式中的係數  $C_{sf}$  可說明表面粗糙度或流體與表面接觸角對核沸騰的影響。不同的表面加工對  $C_{sf}$  有很大的影響。不同的加工可能導致不同的表面粗糙度及細微結構，進而影響到成核的過程與活化成核孔穴的密度，對核沸騰的性能造成顯著的影響。

## 2.3 臨界熱通量

臨界熱通量 (Critical Heat Flux, CHF) 是核沸騰可能存在的最高熱通量，也是沸騰曲線上的一個最高點。若表面熱通量超過臨界熱通量，沸騰模式將由核沸轉為薄膜沸騰，熱傳遞係數將由一極大值降至一極小值，使得表面溫度跳升到一個相當高的數值，通常會導致加熱體的燒毀，因此臨界熱通量的預測是必需的。

在 1996 年 Watwe[41] 提出一臨界熱通量的關係式，其關係式如下所示

$$CHF = \left\{ \frac{\pi}{24} h_{lv} \sqrt{\rho_v} [\sigma_f g(\rho_l - \rho_v)]^{1/4} \right\} \left\{ \frac{t_h \sqrt{\rho_h C_h k_h}}{t_h \sqrt{\rho_h C_h k_h} + 0.1} \right\} \{ 1 + [0.3014 - 0.01507 L'(P)] \}$$

$$\left\{ 1 + 0.03 \left[ \left( \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0.75} \frac{C_l}{h_{lv}} \Delta T_{sub} \right] \right\}$$

其中  $L'$  定義為

$$L' = L \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma_l}}, \quad L \text{ 為加熱面長度}$$

等號右邊第一項為 Kutaeladze-Zuber 關係式[42]，其適用於一無限大水平平

板之臨界熱通量；第二及第三項是包含了加熱片的物理性質與長度對臨界熱通量的影響；而第四項則是考慮次冷度對臨界熱通量的影響。

在垂直加熱面的臨界熱通量方面，Monde 等(1997)[43]以水與 R113 為工作流體，將垂直的不鏽鋼絲與不鏽鋼板作池沸騰實驗。他們發現，臨界熱通量依 Bond number 可分為兩個區域。其中 Bond number 為

$$Bo = \frac{L^2}{\left[ \frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]}$$

則臨界熱通量可以利用一無因次參數 Ku(Kutateladze number)定義如下

$$Ku = \frac{\left( \frac{q_c''}{\rho_v h_{fg}} \right)}{\left[ \frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{1/4}}$$

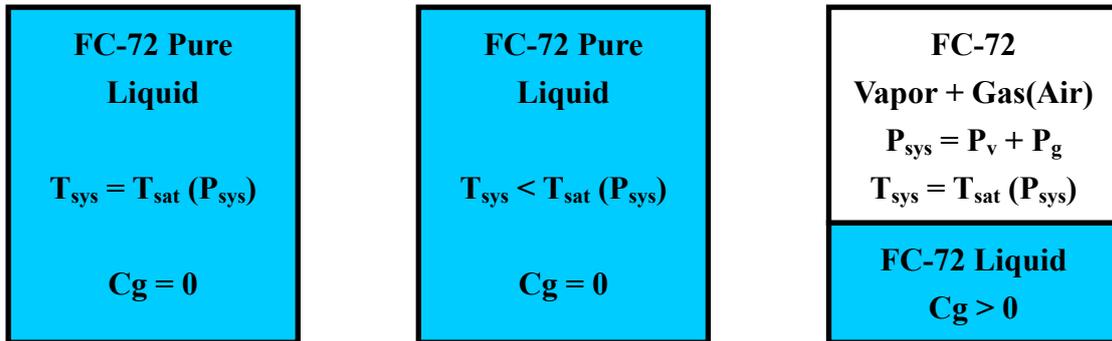
其中  $q_c''$  即為臨界熱通量(CHF)，而由 Bond number 可將臨界熱通量分為兩個區域，分別為

$$Ku = \frac{0.35}{L^{1/4}} \quad \text{for } Bo < 30$$

及

$$Ku = 0.18 \quad \text{for } Bo \geq 30$$

由上式中可以發現，垂直加熱的熱傳效果隨長度增加而遞減。



(A) 飽和態

(B) 次冷態

(C) 氣體飽和態

圖 2-1 工作流體的熱力學狀態(以 FC-72 為例)。(A)飽和態；(B)次冷態；(C)氣體飽和態。(Hong et al., 1997) [31]

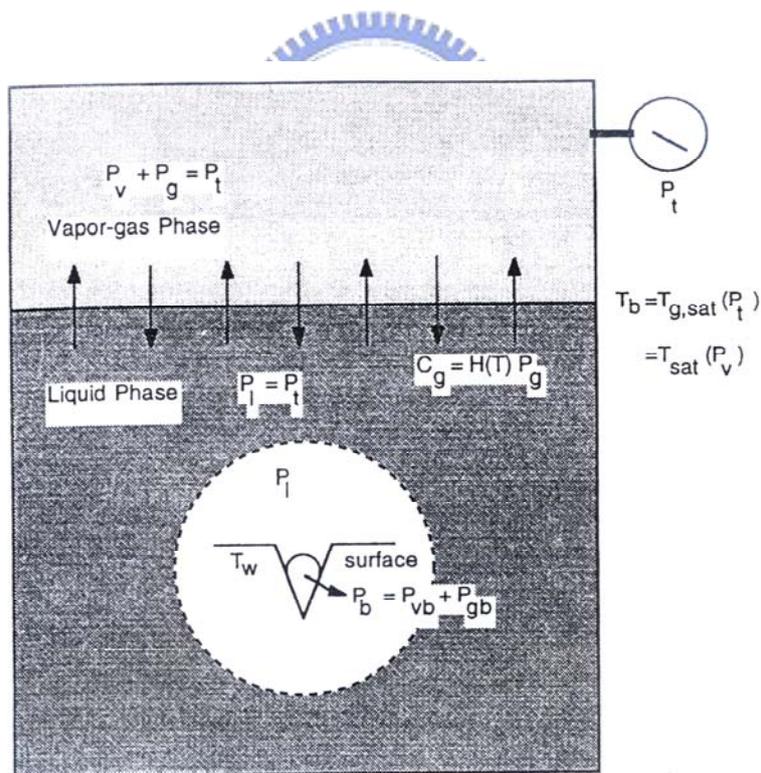


圖 2-2 氣體飽和態的液氣相狀態示意圖 (You et al., 1995) [29]

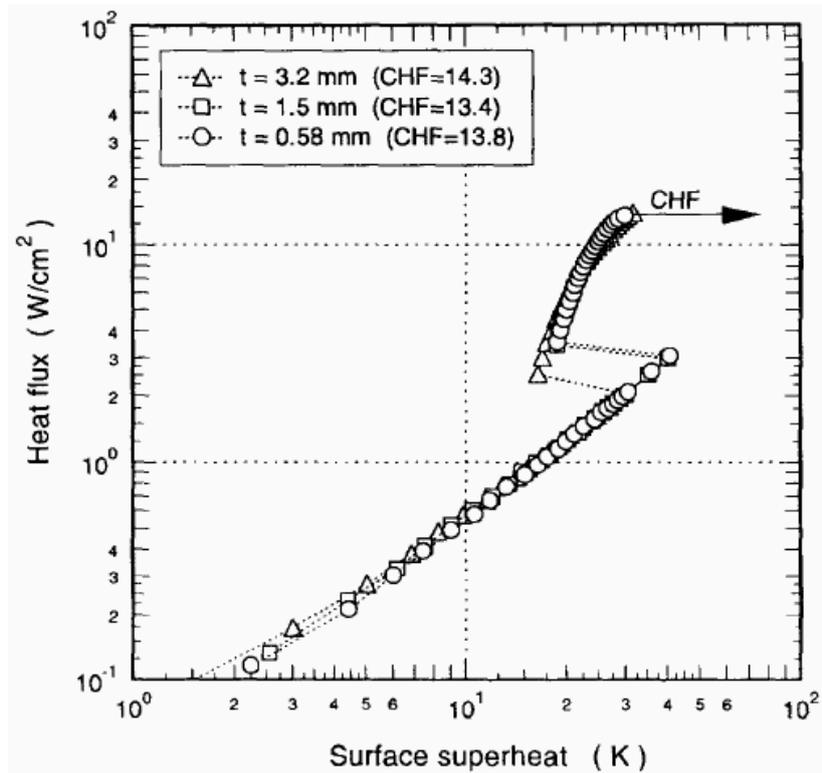


圖 2-3 以光滑銅片在 FC-72 中做池沸騰實驗所出現的溫度超越現象(滯滯現象) (Chang and You, 1997) [37]

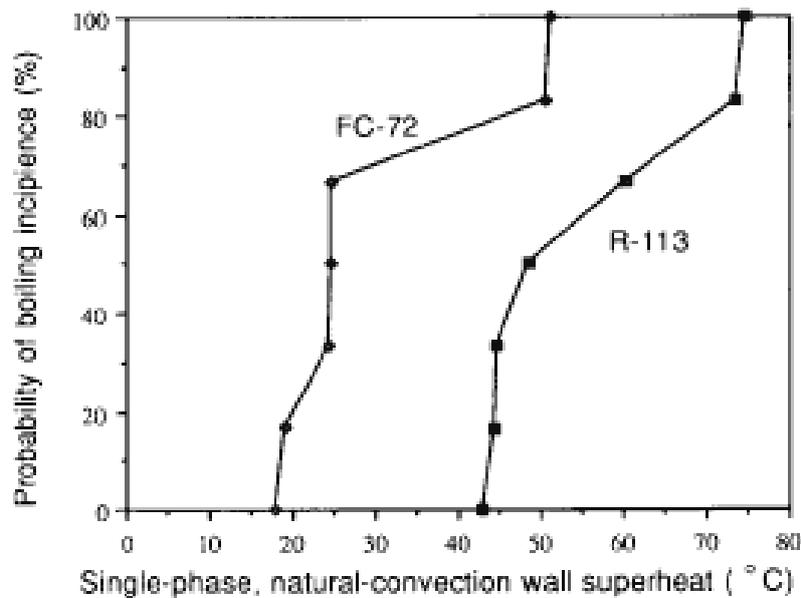


圖 2-4 FC-72 與 R113 的起始過熱度機率分布圖 (You et al., 1990) [38]

## 第三章 實驗設備與實驗步驟

本實驗是以介電液 FC-72 在測試容器中，裝設垂直狹窄矩形流道，進行池沸騰實驗。所使用的實驗設備及實驗步驟將介紹如下。

### 3.1 工作流體

在實驗中所使用到的工作流體為 3M 公司所生產的介電液 FC-72，為一種過氟碳化合物(Perfluorocarbon Fluid)，其化學式為  $C_6F_{14}$ 。對於電子冷卻方面的應用，FC-72 是目前認為比較理想的冷卻用流體，因為其在常壓下的低飽和溫度( $56.6^{\circ}C$ )，可以利用相變化的潛熱將電子裝置快速的降低溫度，而且其相當高的介電性，不會影響到裝置的運作，也幾乎不與其他物質起化學作用，是一種很穩定的流體；加上其無毒，具高揮發性，所以在熱傳性能上及安全上的考量，FC-72 都很符合，是目前公認最理想的電子冷卻流體。其熱物理性質如表 3-1 所示[44]。

### 3.2 池沸騰實驗測試設備

本實驗為垂直狹窄矩形管道的池沸騰熱增強實驗，實驗系統可大致分為加熱系統、測試容器、除氣系統、加氣系統、環控恆溫系統及數據擷取系統六大部份，實驗設備如圖 3-1 所示，圖 3-1(a)為實驗設備示意圖，圖 3-1(b)為實驗設備實物。

#### 3.2.1 加熱系統

本實驗所使用的加熱裝置如圖 3-2 所示，由測試片(銅片)、電加熱片、絕熱覆板及絕熱基座所組成，其組合如圖 3-3 所示。測試銅片的大小為  $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ ，厚度為  $2\text{ mm}$ ，其加工程序為：(1) 先用機器加工出所要的測試銅片外形；(2) 再做機械式的表面拋光；(3) 利用砂紙做細微的表面處理，先用 1600 號砂紙將表面作均勻加工，把不規則的表面做規則的加工，再利用 2000 號砂紙做表面拋光，最後用 3000 號砂紙作最後的拋光，使得得到一光滑的表面。在距離銅片底面  $1\text{ mm}$  處，埋設兩根 E-type 的熱電偶，加熱面的溫度則是由此兩根熱電偶的平均值。熱電偶量測得的溫度  $T_i$  須以傅立葉(Fourier)一維熱傳導定律修正為測試片表面溫度  $T_w$ ，其修正方程式如

下

$$T_w = T_i - \frac{QL}{kA}$$

其中 L 為熱電偶到測試表面的距離。

測試片是以鑲嵌的方式，將其鑲嵌到一絕熱覆板中，如圖 3-4 所示，使測試片的側邊可以得到絕熱，因為實驗主要是以量測表面的熱傳量，所以要將其他表面做絕熱。而覆板是由一 50mm × 30mm × 2mm 的電木加工而成，因為其熱傳導係數相當低，為 0.23W / mK，具良好絕熱效果。

加熱片為面積 10mm × 10mm 的鎳鉻絲電阻片，為配合測試片大小所設計，如圖 3-5 所示。加熱電源由一直流電源供應器所提供(如圖 3-6 所示)，其最大功率可達 150W，供應輸出電壓範圍為 0 至 30 伏特，電流為 0 至 5 安培。

加熱片下方的基座為鐵氟龍，其大小為 50mm × 30mm × 20mm，鐵氟龍的熱傳導係數極低，約為 0.35W/m · K，因此可以減少加熱片的熱損失。在鐵氟龍下方挖有一面積 13mm × 13mm，深度為 1mm 的凹槽，並塗以耐熱膠 Omegabond 600，其熱傳導係數為 1.4W/m · K，最高工作溫度為 1427°C，而塗耐熱膠是因為鐵氟龍無法承受太高的溫度，因此耐熱膠可以保護鐵氟龍。

而整個加熱裝置則是利用塑膠螺絲將測試片、加熱片與鐵氟龍基座組合起來，最後再將擋板與加熱裝置組合，則得到實驗所需要的測試段。

### 3.2.2 測試段

測試段為一垂直狹窄矩形管道，如圖 3-7(a)(b)所示，利用三塊壓克力擋板與加熱片基底所組成。測試片為 10mm × 10mm 的銅片，加熱面為垂直方向，間隙大小分別為 3 mm、2 mm、1 mm 及 0.5 mm，利用壓克力擋板可以控制間隙的大小。

### 3.2.3 測試容器

測試容器為一內徑 30cm、壁厚 3mm、高 20cm 的不鏽鋼容器，如圖 3-8 所示，在前端及側端各裝有一直徑 10cm、厚 10mm 的強化石英玻璃，可在實驗中用來觀測內部的池沸騰現象，以及作拍攝用。而容器上方的圓蓋及容器之間的接合部分，則利用一 VITON 的 O 型環放置其接合處，增

加其接合處的緊密度，防止 FC-72 的洩漏。測試容器中並置有二支電阻為 200 歐姆的 PT200 型電阻式溫度感測器(RTD)，用來量測容器內部液相與氣相的溫度。另外還置有一支電子式壓力感測器，壓力感測範圍為 1 至 4 個大氣壓力，由一電源供應器供應直流電，當感應到壓力時則將訊號轉換成電壓輸出(輸出電壓在 1 至 5 伏特間)，經由校正曲線即可換算出壓力，可以用來控制實驗時測試容器所需的壓力。此外，在測試容器上方裝置有一冷凝盤管，也就是實驗中氣相的部分，冷凝盤管與外側銜接至恆溫水槽，利用控制氣相的溫度來維持容器中的壓力。

### 3.2.4 除氣系統

由於介電液 FC-72 在常溫常壓下對空氣的溶解度極高，所以在做實驗之前必須做除氣的動作，以去除測試容器中的不凝結氣體。除氣是利用測試容器在其外圍加裝一電加熱絲，將電加熱絲通以電流，使電加熱絲溫度上升，對測試容器加熱，直至 FC-72 產生沸騰，使加熱所產生的介電液蒸氣與空氣上升至冷凝器並與一冷卻系統做熱交換，將凝結後的液體送回至測試容器，而空氣則排出。介電液蒸氣在管道中流動時，由於遠離加熱源，且 FC-72 在一大氣壓下的凝結溫度為  $56.6^{\circ}\text{C}$ ，遠高於不凝結氣體(空氣)的凝結溫度，因此 FC-72 大部分在冷凝器凝結成液體而回至容器中，不凝結的空氣則從排氣孔排出，雖然會有少量的 FC-72 隨著空氣被排出，但不致於影響容器中 FC-72 的含量，因此除氣動作就可以完成。

### 3.2.5 加氣系統

加氣系統是由空氣瓶及一組熱交換器所組成，熱交換器是作為空氣預熱用，如圖 3-9 所示。在加入可溶解氣體至 FC-72 之前，必須先將測試容器中的溫度設定至所需的飽和溫度，再利用壓力控制所需加入的可溶解氣體含量。

### 3.2.6 環控恆溫系統

環控恆溫系統為一長 1m、寬 0.7m、高 2m 的環控箱，溫度控制範圍為  $30$  至  $120^{\circ}\text{C}$ 。將測試容器置於環控箱中，可以使測試容器中的溫度保持穩定，而不受外界環境的影響而改變，使系統能在穩定的狀態下進行實驗。環控箱如圖 3-10 所示。

### 3.2.7 恆溫水槽

在實驗中，利用恆溫水槽來控制測試容器中的壓力，使壓力維持在所需的範圍之內，以確保實驗的準確性。恆溫水槽如圖 3-11 所示。

### 3.2.8 數據擷取系統

實驗中經由各感測器所量測得到的數據，是由一台 YOKOGAWA DA2500E 的數據擷取器所擷取，如圖 3-12 所示，並將其所擷取的數據傳至一台 586 的個人電腦，數據經由轉換後在電腦中顯示出所量測得到的讀數。DA2500E 可將所量測得到的溫度與壓力轉換成電壓，再經 GB-IP 介面卡與電腦連接，由程式轉換後，在電腦螢幕上顯示出測試片溫度、介電液溫度與測試容器中的壓力值。

### 3.2.9 真空幫浦

在將 FC-72 灌至測試容器之前，為了使不凝結氣體的含量降至最低，所以利用真空幫浦先將測試容器中的空氣抽出，再灌入 FC-72 液體。本實驗所使用的真空幫浦為 ULVAC 的 YTP-150M 型，是由油轉式幫浦 (Oil Rotary Pump) 與渦輪分子幫浦 (Turbomolecular pump) 所組成，如圖 3-13 所示。前者為前置幫浦，除氣速度為每秒 100 升，而渦輪分子幫浦除氣速度為每秒 160 至 190 升，將兩幫浦開啟後，使其對測試容器抽真空至  $10^{-3}$  torr 為止。

## 3.3 實驗步驟

本實驗的主要目的是研究加熱面在微小間隙的池沸騰熱傳分析，因此加熱面的表面溫度、熱通量的變化、氣泡成長所影響的熱傳係數等，是實驗所欲觀察的目的。利用直流電源供應器來控制加熱片的熱通量，並利用所埋藏在測試片底部的熱電偶來量測表面溫度。在實驗開始前，利用水平開放加熱面作池沸騰實驗，與文獻做驗證，當驗證完成後，才開始進行實驗。本實驗所要測試的加熱面為垂直，改變間隙大小與氣體次冷度為操作參數。在實驗中，控制介電液溫度及測試容器內的壓力為實驗過程非常最重要的工作之一。

本實驗的實驗步驟如下列所示：

### (1) 清洗與測漏

在實驗開始之前，先將容器與冷凝器以丙酮清洗乾淨，細微部分則拆卸下來用超音波清洗。待清洗完畢後，將所欲量測的測試段放入測試容器中，再將測試容器鎖緊，與系統各部位連接，灌入高壓氮氣至測試容器至 10 個大氣壓力為止，待 24 小時後觀察壓力有無變化，在確定沒有洩漏後將氮氣排放掉。

### (2) 抽真空

利用真空幫浦將測試容器抽真空至  $10^{-3}$  torr。

### (3) 灌入 FC-72 液體

在灌入 FC-72 時，其液面高度要高於加熱面 70 至 80mm，且不能高於冷凝盤管，以避免氣泡脫離表面後造成液面擾動而影響實驗的準確性。

### (4) 排除不凝結氣體

先開啟環控箱，其溫度設定為高於 FC-72 的飽和溫度( $56.6^{\circ}\text{C}$ )，約為  $70$  至  $80^{\circ}\text{C}$  左右。再將電加熱絲通電流，對測試容器加熱至沸騰，進行除氣的動作。



### (5) 加入可溶解氣體

待除氣後系統穩定，加入空氣於 FC-72 中。在加入可溶解氣體至 FC-72 之前，必須先將測試容器中的溫度設定至所需的飽和溫度，再利用壓力控制所需加入的可溶解氣體含量。

### (6) 實驗開始

待系統穩定後，則可以開始進行實驗。打開直流電源供應器對加熱片加熱，並使電流與電壓緩慢的上升，當每增加一定的電流電壓時，待加熱表面溫度跳動不超過  $0.05^{\circ}\text{C}$  時，記錄所讀取的數值，直至臨界熱通量發生為止；再以遞減電流與電壓的方式，直至電壓與電流為零，並記錄所讀取的數值。當記錄所讀取的數值時，要等待系統穩定後，也就是溫度及壓力都不再變化後，記錄此時的數值。

## (7) 拍照

實驗中並利用數位相機拍攝不同熱通量下的池沸騰現象。

## (8) 實驗完成

當實驗結束後，將所有裝置都關閉，待 24 小時後，再重新開始新的實驗。其目的為排除測試片的殘餘熱量，以及等待系統趨於穩定狀態，使增加實驗的準確性。

## 3.4 不準度分析

實驗中的不準度主要有：實驗數據的誤差、測試設備的差異、測試段幾何形狀的誤差、熱損失等。在本實驗中，由於加熱片的設計與 You 等人 [31] 的相似，所以不準度可以 You 等人所估計的作為參考。You 等人所估計的不準度包括：熱損失與熱通量量測的不準度，他們估計熱通量在  $0.5\text{W}/\text{cm}^2$  以內時(單相自然對流)，不準度不超過 15%，而熱通量在  $19\text{W}/\text{cm}^2$  時(核沸騰區)，不超過 5%。

溫度量測的不準度主要是熱電偶(thermocouple)的誤差，其誤差範圍在  $\pm 0.05^\circ\text{C}$  以內。壓力量測的不準度在於壓力計的誤差，誤差範圍在  $\pm 0.01\text{kPa}$ 。熱通量的不準度在於電流與電壓的誤差，其誤差範圍分別為  $\pm 0.01\text{Am}$  與  $\pm 0.1\text{V}$ 。不準度的分析也可參考 Kline [45] 的方法，分別得到熱通量、熱損失、過熱度及熱傳遞係數等的不準度(如表 3-2 所示)。Kline 的不準度分析方法如附錄所示。

## 3.5 熱損分析

由於測試段無法達到完全絕熱的效果，因此由電加熱片所產生的熱，並不會全部傳至測試片，會有部分的熱傳至作為基底的鐵氟龍，而這些傳至鐵氟龍的熱量則為測試片所損失的熱，稱為熱損失。為了預測這些損失的熱量，利用 ANSYS(有限原素法)分析加熱片與鐵氟龍間的熱傳導，估算出熱損失。分析條件為測試段在 FC-72 的飽和狀態與不同次冷度下，也就是加熱片與鐵氟龍的環境溫度分別為  $56^\circ\text{C}$ 、 $46^\circ\text{C}$ 、 $36^\circ\text{C}$  與  $26^\circ\text{C}$ ，分析條件如表 3-3 所示，改變加熱片的輸入功率，分析加熱片與鐵氟龍間的熱傳遞情形，預測出在不同輸入功率下的熱損失。圖 3-14 為分析模型，圖 3-15

至 3-18 分別為飽和狀態，次冷度 10、20 及 30，接近臨界熱通量的熱損分析結果。圖中可以發現，不論在任何次冷度下，由於鐵氟龍的熱傳導係數非常小( $0.35 \text{ W/m} \cdot \text{K}$ )，所以由銅片所傳至鐵氟龍的熱量非常少，經由鐵氟龍傳至流體的熱損估計小於 0.1%，因此熱損失可以忽略不計。



表 3-1 介電液 FC-72 的飽和熱物理性質 (壓力 = 1 atm) [44]

性質	FC-72
平均分子量 (Average molecular weight)	340 kg / kmole
臨界溫度 (Critical temperature, $T_{crit}$ )	178 °C
飽和溫度 (Saturation temperature, $T_{sat}$ )	56.6 °C
液體密度 (Density of liquid, $\rho_l$ )	1600 kg / m <sup>3</sup>
蒸汽密度 (Density of vapor, $\rho_v$ )	13.39 kg / m <sup>3</sup>
蒸發熱 (Heat of vaporization, $h_{fg}$ )	94790 J / kg
熱傳導係數 (Thermal conductivity of liquid, $k_l$ )	0.0538 W / m·k
比熱 (Specific heat of liquid, $C_{p_l}$ )	1102 J / kg
熱擴散率 (Thermal diffusivity of liquid, $\alpha_l$ )	$3.064 \times 10^{-8}$ m <sup>2</sup> / s
動黏滯係數 (Kinematic viscosity of liquid, $\nu_l$ )	$2.729 \times 10^{-7}$ m <sup>2</sup> / s
普朗特數 (Prandtl number of liquid, $Pr_l$ )	8.900
熱膨脹係數 (Coefficient of thermal expansion of liquid, $\beta_l$ )	$-0.001639$ K <sup>-1</sup>
表面張力 (Surface tension of liquid, $\sigma_l$ )	0.008348 N / m
介電常數 (Dielectric constant, 25°C, 1KHz)	1.76
介電強度 (Dielectric strength, KV, 2.54mm gap)	42
對空氣的溶解度 (Solubility of air, ml gas / 100ml liquid)	48

表 3-2 不準度分析

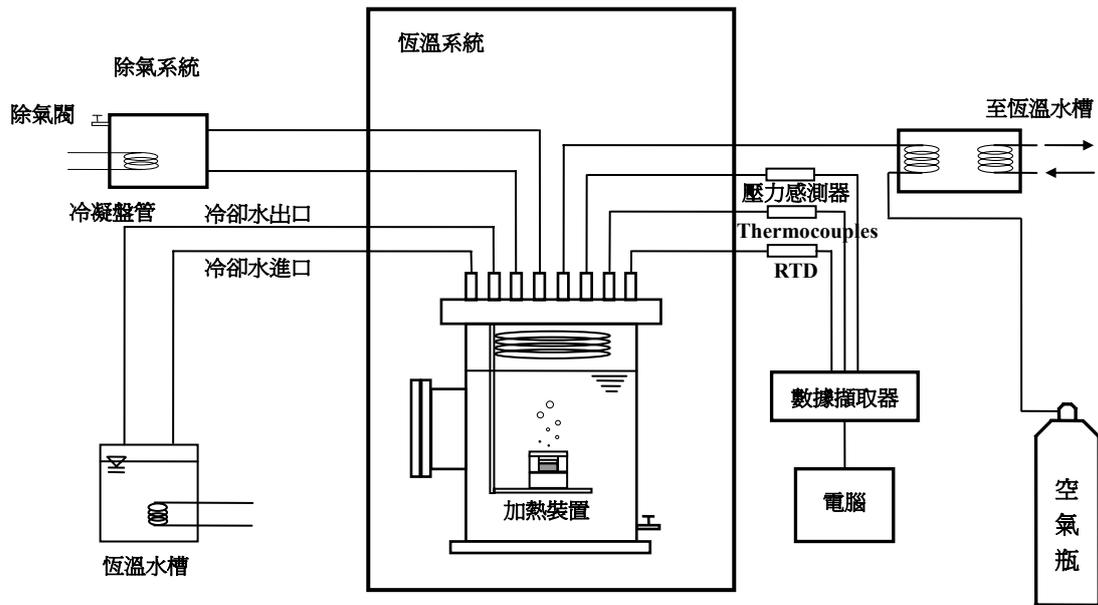
	誤差範圍	實驗最小值	不準度
電流(Am)	$\pm 0.01$	0.13	$\pm 7.69\%$
電壓(Volt)	$\pm 0.1$	1.3	$\pm 7.7\%$
熱通量( $\text{kW/m}^2$ )		1.69	$\pm 5.91\%$
熱損失(%)	0.01%	0.1%	$\pm 10\%$
過熱度( $^{\circ}\text{C}$ )	$\pm 0.05$	1.64	$\pm 3.04\%$
熱傳遞係數 ( $\text{kW/m}^2\text{C}$ )		0.713	$\pm 13.84\%$
氣體含量(Cg)	$\pm 0.0001$	0.0016	$\pm 6.25\%$



表 3-3 熱損分析條件

次冷度( $\Delta T_{sub}$ )( $^{\circ}C$ )	0	10	20	30
參數				
$T_{liquid}(^{\circ}C)$ (液體溫度)	56	46	36	26
$Q_{input}(kW/m^2)$ (輸入功率)	206	230	253	277
%CHF (臨界熱通量)	99	99	99	99
$T_{wall}(^{\circ}C)$ (壁面溫度)	80	80	80	82





(a) 實驗設備示意圖



(b) 實驗設備實物圖

圖 3-1 實驗設備

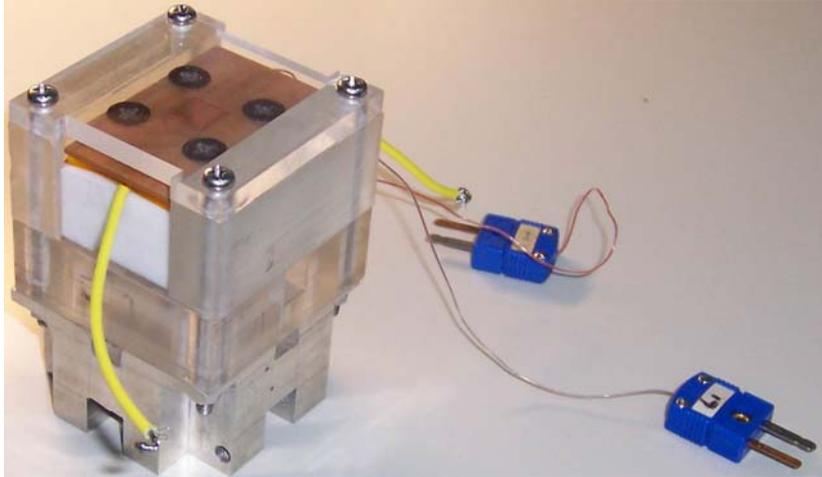


圖 3-2 加熱裝置



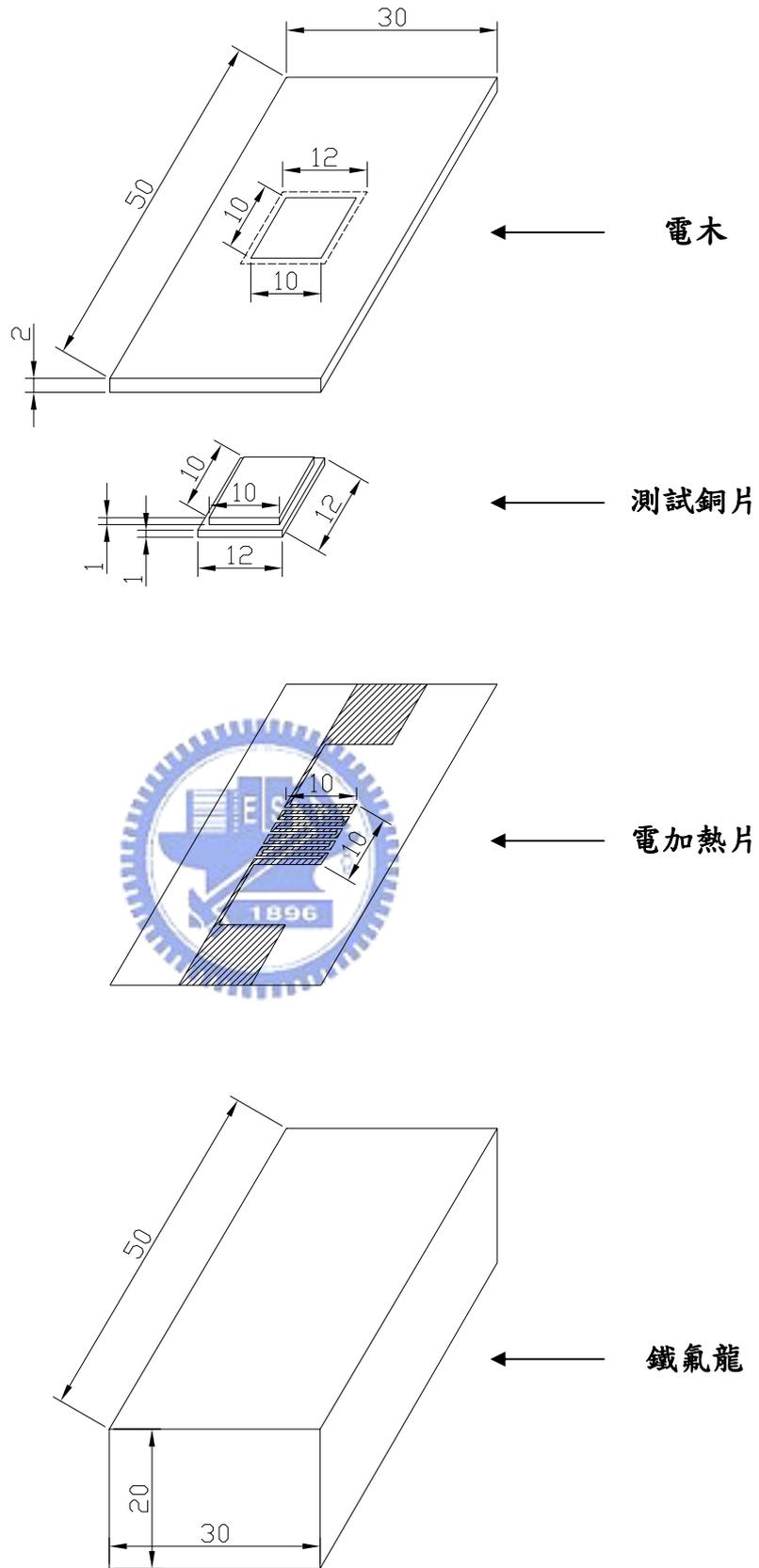


圖 3-3 加熱片裝置示意圖 (單位：mm)

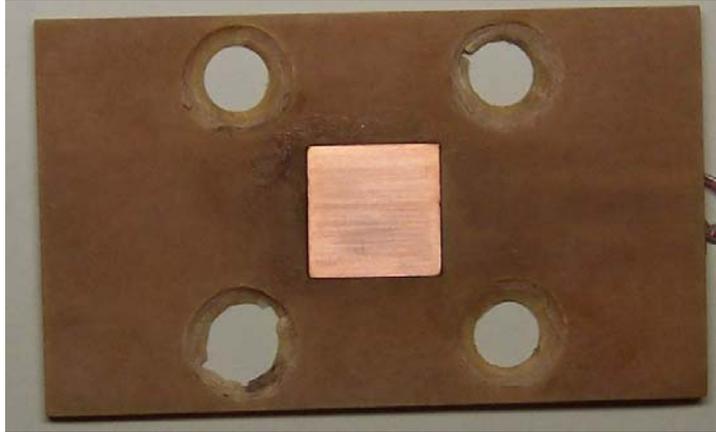


圖 3-4 測試片

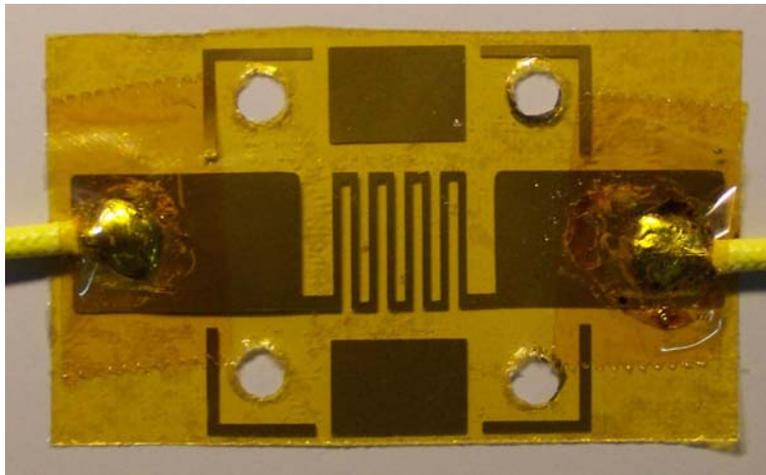
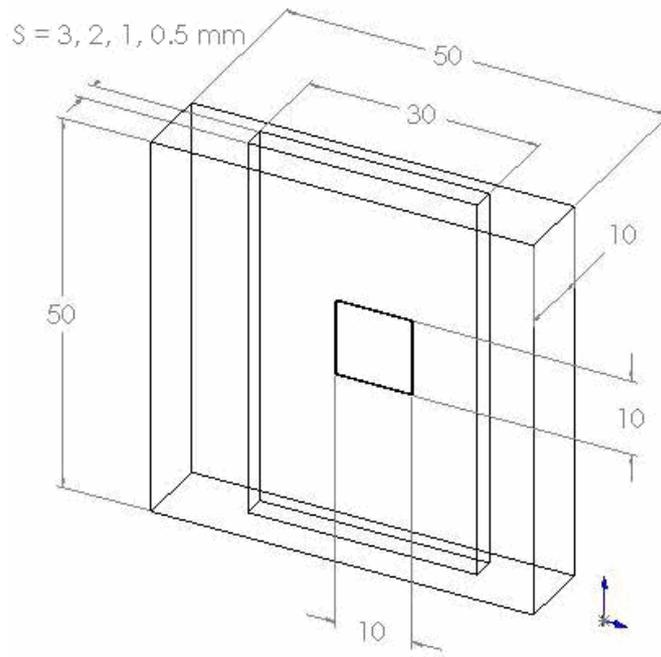
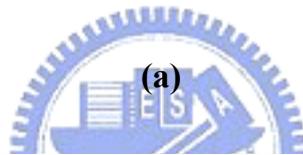
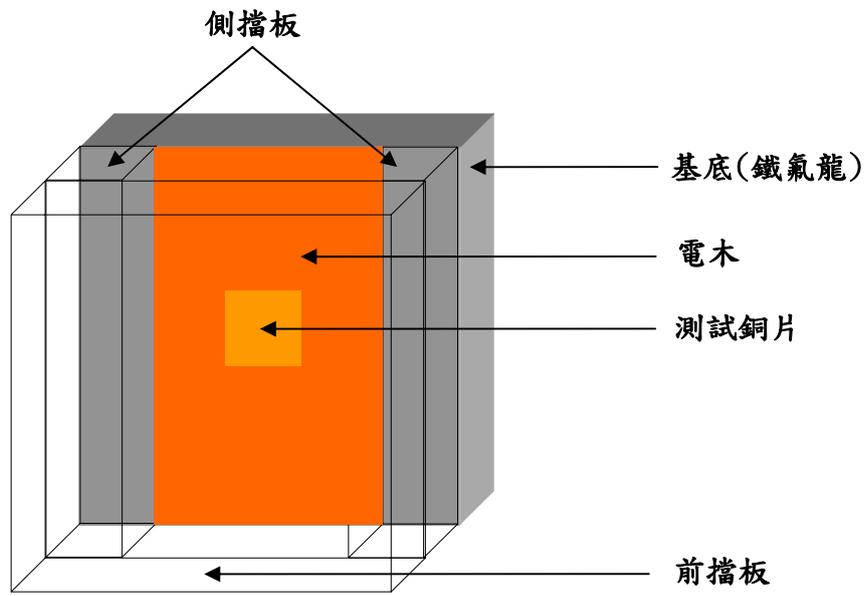


圖 3-5 電加熱片



圖 3-6 電源供應器



(b)

圖 3-7 垂直狹窄矩形流道示意圖。(a) 利用擋板所構成的垂直狹窄矩形流道；(b) 垂直流道結構示意圖。



圖 3-8 測試容器



圖 3-9 加氣系統



圖 3-10 環控箱



圖 3-11 恆溫水槽



圖 3-12 數據擷取器



圖 3-13 真空幫浦

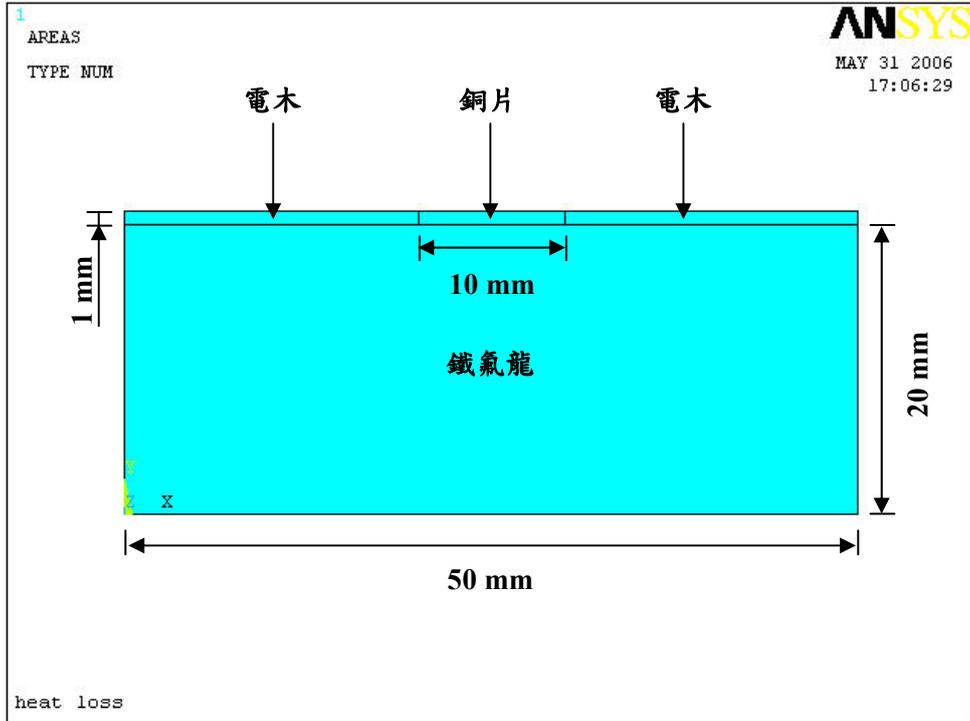


圖 3-14 熱損分析模型

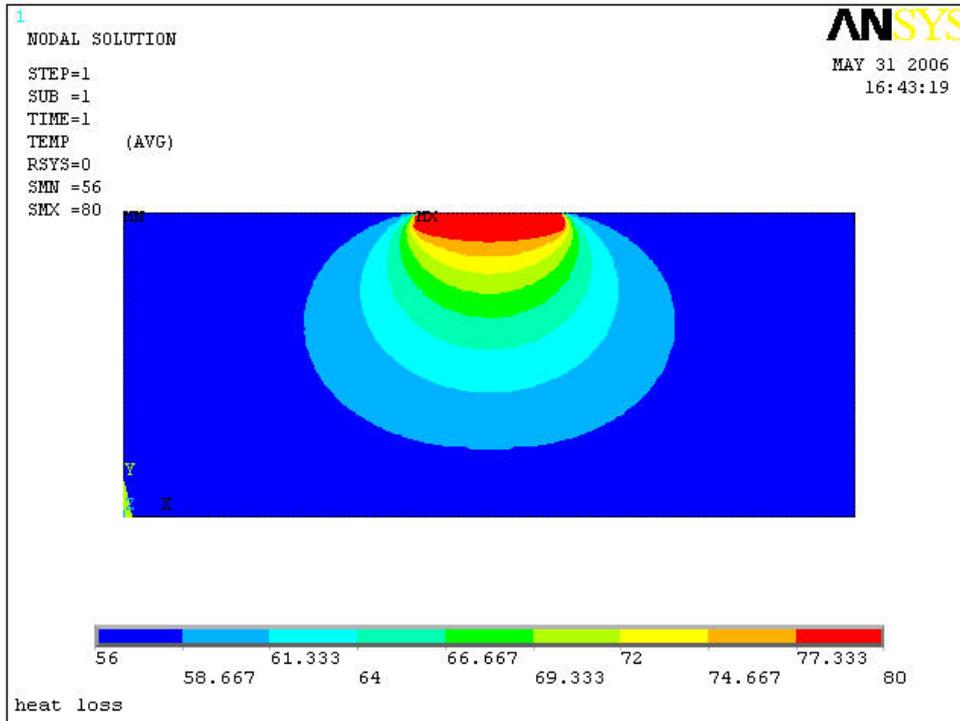


圖 3-15 飽和狀態的熱損失

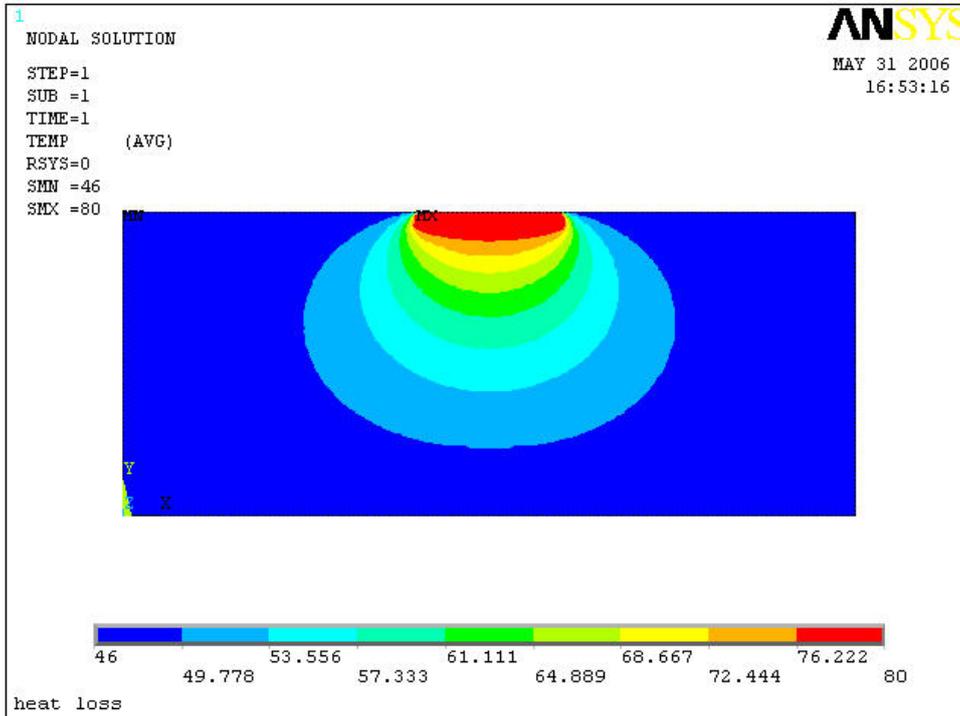


圖 3-16 次冷度 10°C 的熱損失

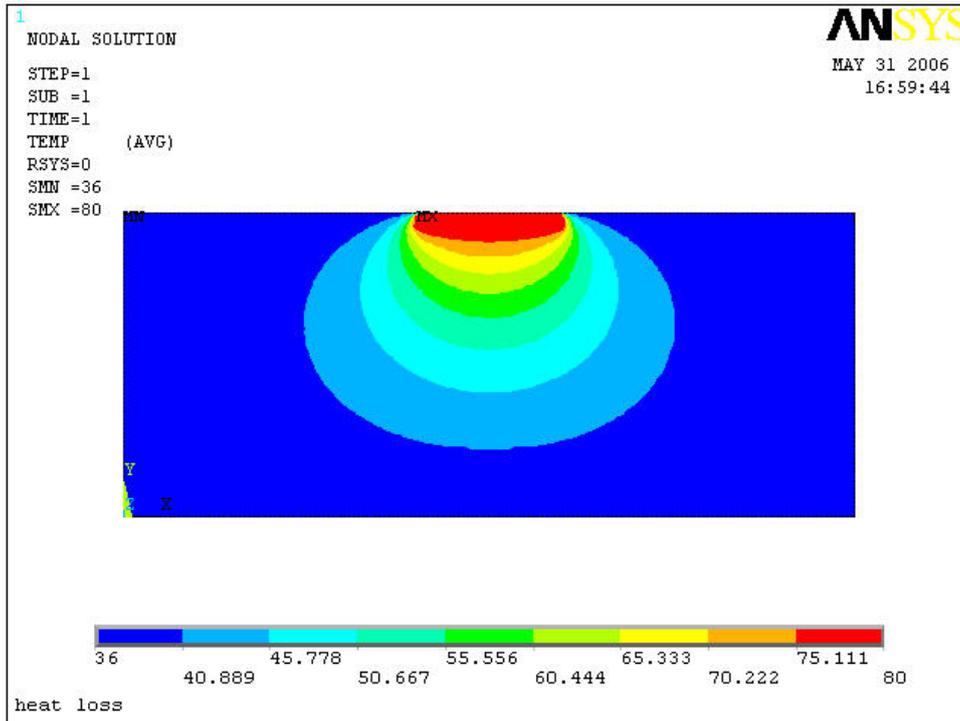


圖 3-17 次冷度 20°C 的熱損失

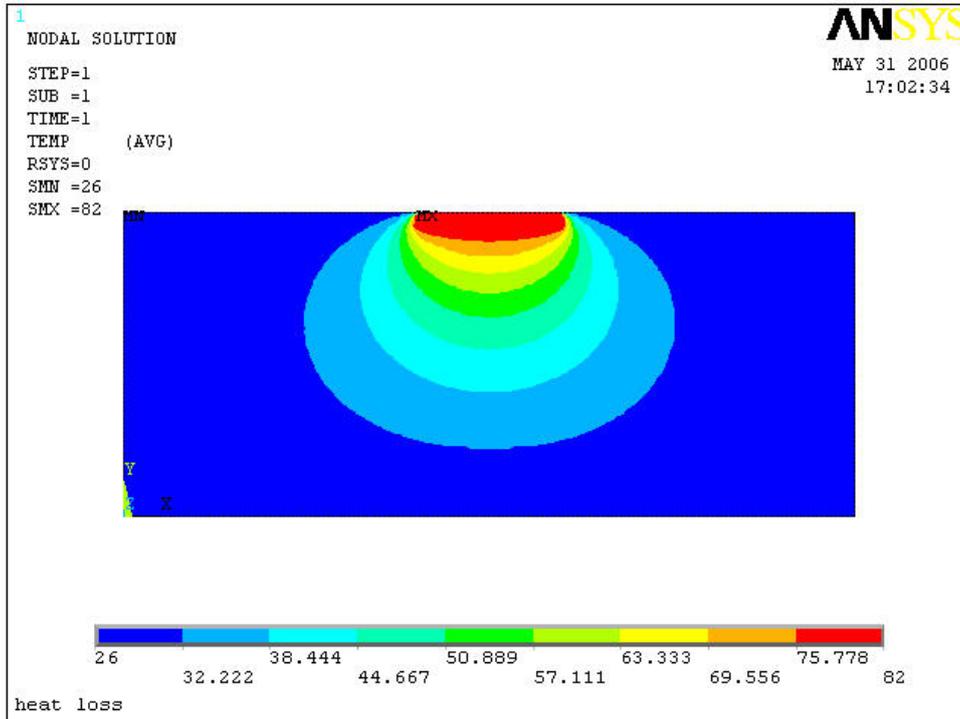


圖 3-18 次冷度 30°C 的熱損失

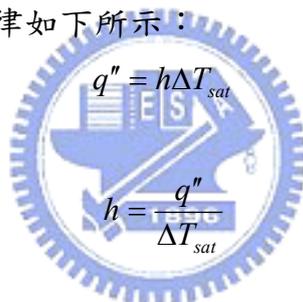
## 第四章 實驗結果與討論

本論文主要是利用實驗探討在 FC-72 中，垂直狹窄矩形流道的池沸騰熱傳，探討加入可溶解氣體與間隙大小對池沸騰的起始過熱度、核沸騰曲線與臨界熱通量(CHF)的影響。實驗所使用的測試片為一 10 mm × 10 mm 的光滑銅片，測試片呈垂直，氣體次冷度為 0、10、20 及 30K，改變的間隙大小為 3、2、1 及 0.5mm，實驗參數如表 4-1 所示。實驗中並利用數位相機拍攝沸騰時的氣泡成長，觀察在各種情況下(如可溶解氣體含量、間隙大小)的池沸騰現象。

### 4.1 實驗結果

在實驗中是利用電源供應器來控制對加熱面所輸入的熱通量，而加熱面面積為已知，則可以利用牛頓冷卻定律(Newton's law of cooling)來求得熱傳遞係數。牛頓冷卻定律如下所示：

則


$$q'' = h\Delta T_{sat}$$
$$h = \frac{q''}{\Delta T_{sat}}$$

定義

$$q'' = \frac{Q}{A}$$

$$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$$

其中h為熱傳導係數，q''為單位面積的熱通量，A為加熱面面積， $T_w$ 為加熱面表面溫度， $T_{sat}$ 為液體飽和溫度。

在實驗開始前，為了增加實驗的準確性，我們利用水平開放加熱面作池沸騰實驗與文獻驗證，所驗證的文獻為 You 等人在 1996 年[31]所做的池沸騰實驗。本實驗所使用的液體為 FC-72，壓力為一大氣壓，測試面為 10 mm × 10 mm 的光滑銅片，氣體次冷度分別是 0、10、20 及 30 K，可溶解氣體含量如表 4-2 所示。You 等人[31]利用 FC-72，壓力在 1 大氣壓及 3 大氣壓下，測試面為 5 mm × 16 mm 的光滑銅片，氣體次冷度為 0 K 至 80 K 做池沸騰實驗。圖 4-1(a)為本實驗所做的沸騰曲線圖，圖 4-1(b)為 You 等

人所做的池沸騰曲線圖。在圖 4-1(b)中，我們所要比較的曲線為 R10、R12 在 1 大氣壓下，氣體次冷度分別是 0 K( $C_g = 0$ )、20 K( $C_g = 0.0029$ )的沸騰曲線。

飽和狀態時，如圖 4-1(a)所示，本實驗的起始沸騰在壁面過熱度 13.2 K( $q''_{ONB} = 18 \text{ kW/m}^2$ )，如圖 4-1(b)的 R10，You 等人的起始沸騰大約在 20 K( $q''_{ONB} = 18 \text{ kW/m}^2$ )，顯示本實驗的起始沸騰壁面溫度比 You 等人的起始沸騰壁面溫度低。本實驗的核沸騰區大約在過熱度 10 至 20K 之間，而 You 等人的大約在 20 至 40K 之間，顯示本實驗的核沸騰區壁面溫度較低。本實驗的臨界熱通量為  $206 \text{ kW/m}^2$  ( $\Delta T_{sat} = 20.76 \text{ K}$ )，You 等人的臨界熱通量為  $158 \text{ kW/m}^2$  ( $\Delta T_{sat} = 30 \text{ K}$ )，所以本實驗的臨界熱通量比 You 等人的高。

在次冷度 20K 時，如圖 4-1(a)所示，本實驗的起始沸騰在壁面過熱度 8 K( $q''_{ONB} = 28 \text{ kW/m}^2$ )，如圖 4-1(b) R12 的起始沸騰大約在 16 K( $q''_{ONB} = 30 \text{ kW/m}^2$ )，本實驗的起始沸騰壁面溫度比 You 等人的起始沸騰壁面溫度低。本實驗的核沸騰區大約在過熱度 10 至 20K 之間，而 You 等人的大約在 20 至 40K 之間，本實驗的核沸騰區壁面溫度也較低。本實驗的臨界熱通量為  $253 \text{ kW/m}^2$  ( $\Delta T_{sat} = 23.54 \text{ K}$ )，You 等人的臨界熱通量為  $213 \text{ kW/m}^2$  ( $\Delta T_{sat} = 36 \text{ K}$ )，所以本實驗的臨界熱通量也比 You 等人的高。

由上述可知，比較本實驗與 You 等人的結果。起始沸騰壁面溫度都會隨著氣體次冷度的增加而降低，而臨界熱通量也隨著氣體次冷度的增加而增加，只有在低熱通量時壁面溫度會受到氣體次冷度的影響而降低，高熱通量時則不受氣體次冷度的影響。本實驗所得到的結果與 You 等人的結果相似，有相同的趨勢；但二者的數據，因加熱面尺寸(You 等人的加熱面尺寸為  $5 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$ )不同，表面加工有差異，而有不一樣的結果。

#### 4.1.1 垂直加熱面在相同間隙下，不同氣體次冷度對池沸騰的影響

##### 垂直開放加熱面

圖 4-2(a)-(d)為垂直開放加熱面，在不同氣體次冷度下，遞增熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。由圖中可以發現，當氣體次冷度為 0 K 時，遞增熱通量會有溫度超越(Temperature overshoot)的現象發生，隨著次冷度的增加，溫度超越也會逐漸減小，甚至不會發生。其原因與加入可溶解氣體(空氣)有關，因為工作流體中含有可溶解氣體，使得沸騰提早發生，降低

初始壁面過熱度[31]，所以溫度超越的發生率也降低了。圖中也可以發現在遞減熱通量的曲線會稍往左偏移，其原因是遞減熱通量時，熱通量是由接近臨界熱通量(CHF)的完全發展核沸騰區，逐漸遞減熱通量，由於測試片(光滑銅片)表面的孔穴已經被活化，因此遞減熱通量的核沸騰區域會增加，有較低的壁面溫度。

圖 4-3 為垂直開放加熱面在四種氣體次冷度的沸騰曲線圖。由圖中可以觀察到，加入可溶解氣體會使沸騰曲線會往左偏移，表示在氣體次冷態的壁面溫度較低。尤其在低熱通量下(30%CHF 以下)，加入可溶解氣體會很明顯得使壁面溫度降低，當氣體含量逐漸增加，壁面溫度降低的越明顯，圖中氣體次冷度 30K( $C_g = 0.0038$ )時，壁面溫度降低的最多，因為含有可溶解氣體會使沸騰提早發生，於圖中可以很明顯的看出起始沸騰隨著所加入的氣體含量增加而越早發生，詳細數據也可參考表 4-3，沸騰的發生使得氣泡脫離壁面增加對流，降低壁面溫度。在中熱通量時(30~60%CHF)，雖然氣體次冷態下的壁面溫度較飽和態時低，但增加氣體次冷度對壁面溫度無明顯的影響，主要原因是含有可溶解氣體的流體在接近壁面時，受到靠近壁面的高溫液體使含有可溶解氣體的液體被除氣(degassed)，因此原本含有氣體的流體到達壁面時，已經變成不含氣體的純流體，此時在壁面發生的沸騰為純次冷流體沸騰，所以壁面溫度才無法降低，使得沸騰曲線逐漸重疊在一起[31]。在高熱通量時(60~90%CHF)，氣體次冷態的沸騰曲線已經幾乎重疊，但壁面溫度還是比飽和狀態時低。臨界熱通量也會隨著氣體次冷度的增加而有增加的趨勢，如表 4-3 所示，但提升的比率會隨著氣體次冷度的增加而逐漸減少。

圖 4-4 為垂直開放加熱面在四種氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。圖中氣體次冷態下，由於低熱通量下的自然對流區熱傳遞影響比較不明顯，因此只考慮核沸騰區熱傳遞係數。由圖中可以看出在氣體次冷態下的熱傳遞係數隨著熱通量的增加，會遠高於飽和狀態下的熱傳遞係數，但是隨著氣體次冷度增加，熱傳遞係數並不會有很明顯的提升。其原因如前所述，因中高熱通量時液體被除氣(degassed)，使得熱傳係數無法增加。

### 間隙 $S = 3 \text{ mm}$

圖 4-5 為間隙 3 mm 時，在不同氣體次冷度下，遞增熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。在氣體次冷度為 0 K 時，一樣有溫度超越的現象發生，

隨著氣體次冷度逐漸增加，溫度超越逐漸消失。當遞減熱通量時，曲線同樣會往左偏移，有較低的壁面溫度。

圖 4-6 為垂直加熱面，間隙 3 mm 時，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖。圖中同樣可以觀察到，增加氣體次冷度會降低壁面溫度。在低熱通量時(30%CHF 以下)，起始沸騰也隨著氣體次冷度的增加而提早發生(詳細數據如表 4-3 所示)，壁面溫度相對於飽和狀態也有很明顯的降低，尤其在氣體次冷度 20 及 30 K 最明顯。中熱通量至高熱通量(30%CHF~90%CHF)，氣體次冷態的壁面溫度也比飽和態低，曲線也同樣重疊在一起，與開放式的結果相似。臨界熱通量同樣隨著氣體次冷度的增加而增加，增加的比率也隨著氣體次冷度的增加而逐漸減少。

圖 4-7 為垂直加熱面，間隙 3 mm 時，在四種氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。圖中可以發現，低熱通量(30%CHF 以下)時，在氣體次冷度為 20 與 30 K 的熱傳遞係數有明顯的增加；中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，熱傳遞係數隨著氣體含量增加而提升，但提升的比率趨緩。

#### 間隙S = 2 mm

圖 4-8 為間隙 2 mm 時，在不同氣體次冷度下，遞增熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。在飽和態的溫度超越已不明顯，隨著氣體次冷度的增加，也沒有明顯的溫度超越現象發生。遞減熱通量的曲線也同樣比遞增熱通量有稍往左偏移，有較低的壁面溫度。

圖 4-9 為垂直加熱面，間隙 2 mm 時，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖。在低熱通量(30%CHF 以下)時，起始沸騰也隨著氣體次冷度的增加而提早發生(詳細數據如表 4-3 所示)，壁面溫度相對於飽和狀態也有很明顯的降低，尤其氣體次冷度為 30 K 時最明顯。中熱通量至高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，氣體次冷度 30 K 比氣體次冷度 10 與 20 K 的壁面溫度稍低，其原因可能為間隙縮小，使得在加熱表面流體的對流變好，因而使壁面溫度降低。臨界熱通量同樣隨著氣體次冷度的增加而增加，增加的比率與間隙為 3 mm 時有相同趨勢，只稍微有提升，其原因同樣為間隙限制所致。

圖 4-10 為垂直加熱面，間隙 2 mm 時，在四種氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。圖中可以發現，在低熱通量(30%CHF 以下)時，氣體次冷度為 10 與 20 K 的熱傳遞係數稍微比飽和態好，而氣體次冷度 30 K 的熱傳遞係

數明顯比較好。中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，氣體次冷度 10 與 20 K 的熱傳遞係數有明顯比飽和態好，但二者曲線相近，無明顯差異；氣體次冷度為 30 K 的熱傳遞係數比氣體次冷度 10 與 20 K 有更明顯的增加。顯示熱傳遞係數會隨著氣體次冷度的增加而增加，也會隨著間隙的減小而有提升的趨勢。

### 間隙S = 1 mm

圖 4-11 為間隙 1 mm 時，在不同氣體次冷度下，遞增熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。圖中可以發現，在氣體次冷態下會有小幅度的溫度超越發生，其原因為間隙減小，沸騰發生後使流體速度增加，增加對流，瞬間降低了壁面溫度所致。遞減熱通量的曲線也同樣有往左偏移，有較低的壁面溫度。

圖 4-12 為垂直加熱面，間隙 1 mm 時，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖。圖中可以發現，在低熱通量(30%CHF 以下)時，飽和態的起始沸騰過熱度比氣體次冷度為 10 K 低，而氣體次冷度增加至 20 K，起始沸騰過熱度才隨著氣體次冷度的增加降低；而且氣體次冷度 10 與 20 K 的壁面溫度與飽和態相近，無明顯的差異。到氣體次冷度增加至 30 K，壁面溫度才有明顯的降低，其原因為間隙太小，使得在間隙中的可溶解氣體含量不足，所以在加入低氣體含量時，壁面溫度才無明顯的降低。在中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，此時已經進入完全發展核沸騰區，所以氣體次冷態的壁面溫度皆明顯比飽和態低，氣體次冷度 30 K 的壁面溫度比起氣體次冷度為 10 與 20 K 更有明顯的降低。臨界熱通量同樣隨著氣體次冷度的增加而增加，而增加的比率比間隙 3 mm 時高，其原因同樣為縮小間隙所致。

圖 4-13 為垂直加熱面，間隙 1 mm 時，在四種氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。圖中可以看出，在低熱通量(30%CHF 以下)時，氣體次冷度為 10 與 20 K 的熱傳遞係數與飽和態相近，而氣體次冷度 30 K 的熱傳遞係數則明顯的高出許多。中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，氣體次冷度 10 與 20 K 的熱傳遞係數有明顯比飽和態高，氣體次冷度為 30 K 時則更高出更多。

### 間隙S = 0.5 mm

圖 4-14 為間隙 0.5 mm 時，在不同氣體次冷度下，遞增熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。圖中可以發現，在氣體次冷態也有小幅度的溫度超越發生。遞減熱通量也有往左偏移，有較低的壁面溫度。

圖 4-15 為垂直加熱面，間隙 0.5 mm 時，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖。在低熱通量(30%CHF 以下)時，氣體次冷度為 10 K 的起始沸騰過熱程度同樣比飽和態高，繼續增加氣體次冷度至 20 K，起始沸騰過熱程度才隨著增加氣體次冷度而降低；但是氣體次冷態的壁面溫度卻無明顯的降低，其原因為間隙比氣泡尺寸小(約 mm)，當氣泡產生隨即被間隙擠壓變形，然後再與鄰近擠壓變形的氣泡合併成更大的氣泡膜，覆蓋在加熱表面，使得液體無法補充至加熱面進行熱交換，所以壁面溫度無法降低。至中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，壁面溫度才隨著氣體次冷度的增加而稍微降低。臨界熱通量同樣隨著氣體次冷度的增加而增加。

圖 4-16 為垂直加熱面，間隙 1 mm 時，在四種氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。圖中可以發現，在低熱通量(30%CHF 以下)時，隨著氣體次冷度的增加，熱傳遞係數並無顯著的增加；直至中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，熱傳遞係數才隨著氣體次冷度的增加而增加，但增加的比率不大。

不論加熱面在開放或是有間隙的情況下，低熱通量時增加氣體次冷度都會使沸騰提早發生，降低壁面的溫度，有較佳的沸騰熱傳係數；在中高熱通量時，雖然氣體次冷態的熱傳係數皆優於飽和態，但增加氣體次冷度卻不會有顯著的提升，主要原因是液體中的氣體被除氣(degassed)所致，使得中高熱通量時，加熱表面的沸騰熱傳為純液體的沸騰熱傳，因而無法有效提升熱傳係數。You 等人[31]在 1996 年發現，除非繼續增加氣體次冷度至 40 K，也就是氣體含量增加至 0.005 moles / mole 以上，中高熱通量下的沸騰熱傳係數才有可能顯著提升，降低壁面溫度，起始沸騰更會提早至次冷態下發生。

#### 4.1.2 垂直加熱面在相同氣體次冷度時，間隙大小對池沸騰的影響

##### 氣體次冷度 0 K( $C_g = 0$ )

圖 4-17(a)為垂直加熱面在氣體次冷度為 0 K( $C_g = 0$ )時，不同間隙大小

的沸騰區線圖，圖 4-17(b)為 4-17(a)在低熱通量下的放大圖。由圖 4-17(b)中可以發現，在沒有加入氣體的情況下，低熱通量(30%CHF 以下)的起始沸騰會隨著間隙的減小而提早發生，其原因根據 Xia 等人[14]的解釋為間隙越小所需的起始沸騰熱通量愈小，也就是在很小的壁面過熱度就可以使沸騰發生，溫度超越也隨著間隙的減小而逐漸消失。並且隨著間隙減小熱虹吸效應(thermosyphon)愈明顯，原因是氣泡脫離小間隙後，流體必需更快速的補充至間隙中，所以間隙中的對流效應增強，能夠帶走較多的熱量，降低壁面溫度。在中熱通量至高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，發現間隙 3 mm 時的壁面溫度與開放式接近；當間隙再縮小後會使壁面溫度升高，其原因為間隙的縮小會使得氣泡合併現象提早發生，形成氣膜覆蓋在加熱表面，使流體無法有效的補充至加熱表面做熱交換。圖中也發現 3 mm 時的臨界熱通量稍優於開放式，而逐漸減小間隙後，臨界熱通量也隨著降低，因為蒸氣薄膜的提早發生所致。由上述可知，間隙 3 mm 時的壁面溫度與開放式相近，為較佳的間隙大小。

圖 4-18 為垂直加熱面在氣體次冷度為 0 K( $C_g = 0$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。圖中可發現，低熱通量(30%CHF 以下)下，有間隙的熱傳遞係數稍優於開放式；而中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，間隙 3 mm 的熱傳遞係數最好，接近開放式，隨著間隙減小，熱傳遞係數也隨之降低。

#### 氣體次冷度 10 K( $C_g = 0.0016$ )

圖 4-19(a)為垂直加熱面在氣體次冷度為 10 K( $C_g = 0.0016$ )時，不同間隙大小的沸騰區線圖，圖 4-19(b)為 4-19(a)在低熱通量下的放大圖。由圖 4-20(b)中可以發現，低熱通量(30%CHF 以下)時，起始沸騰也會隨著間隙的減小而提早發生，溫度超越的現象也比較不明顯，壁面溫度隨著間隙的減小只有微小的降低，原因是受到可溶解氣體的影響，熱虹吸效應的影響相對的比較不明顯，壁面溫度較低為間隙 1 mm。中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，除了間隙 3 mm 的壁面溫度與開放式相近外，隨著間隙的減小，壁面溫度會有很明顯的升高，尤其當間隙減小至 1 mm 時最為明顯。

圖 4-20 為垂直加熱面在氣體次冷度為 10 K( $C_g = 0.0016$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。在圖中可以發現，低熱通量(30%CHF 以下)時，

開放式與不同間隙的熱傳遞係數無明顯差異，幾乎重疊在一起，主要是受到氣體次冷態影響，提升了熱傳係數，因此沒有像飽和態受到間隙影響有較明顯的差異。直至中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，隨著間隙的減小，熱傳遞係數才有明顯降低的趨勢。

#### **氣體次冷度 20 K( $C_g = 0.0029$ )**

圖 4-21(a)為垂直加熱面在氣體次冷度為 20 K( $C_g = 0.0029$ )時，不同間隙大小的沸騰區線圖，圖 4-21(b)為 4-21(a)在低熱通量下的放大圖。圖中可以發現，在低熱通量(30%CHF 以下)時，起始沸騰雖然會隨著間隙的減小而提早發生，但比較不明顯，各間隙的起始沸騰有逐漸接近的趨勢，溫度超越現象也已經不明顯；隨著氣體次冷度增加，間隙減小熱虹吸效應的影響變小，可溶解氣體的影響較大，所以可以發現間隙 3 mm 時的壁面溫度最低，間隙減小至 2 mm 以下，其壁面溫度與開放式接近。至中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，間隙 3 mm 的壁面溫度與開放式接近，間隙減小至 2 mm 以下，壁面溫度會逐漸升高。間隙 3 mm 的臨界熱通量與開放式接近；間隙 2 mm 以下，隨著間隙的減小而逐漸降低。

圖 4-22 為垂直加熱面在氣體次冷度為 20 K( $C_g = 0.0029$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。在低熱通量(30%CHF 以下)時，間隙 3 mm 的熱傳遞係數遠比開放式的高出許多，而間隙 2 mm 至 0.5 mm 的熱傳遞係數與開放式相近。中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，間隙 3 mm 與開放式相近，間隙 2 mm 以下會隨著間隙減小而逐漸降低。

#### **氣體次冷度 30 K( $C_g = 0.0038$ )**

圖 4-23(a)為垂直加熱面在氣體次冷度為 30 K( $C_g = 0.0038$ )時，不同間隙大小的沸騰曲線圖，圖 4-23(b)為 4-23(a)在低熱通量下的放大圖。在低熱通量(30%CHF 以下)時，起始沸騰已無明顯差異，幾乎在相同的熱通量下發生，減小間隙已經幾乎不受熱虹吸效應的影響，各間隙下的壁面溫度與開放式接近，間隙 1 mm 的壁面溫度最低，而間隙 0.5 mm 的壁面溫度比開放式更高。中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，間隙 3 mm 的壁面溫度與開放式接近，間隙 2 mm 以下，壁面溫度隨著間隙的減小而逐漸升高。間隙 3 mm 的臨界熱通量略高於開放式，間隙 2 mm 以下，臨界熱通量隨著間隙減小而逐漸降低。

圖 4-24 為垂直加熱面在氣體次冷度為 30 K( $C_g = 0.0038$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。在低熱通量(30%CHF 以下)下，間隙 1 mm 時熱傳遞係數較高，間隙 0.5 mm 最低，間隙 3 mm、2 mm 與開放式接近。高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，間隙 3 mm 的熱傳遞係數與開放式相近，間隙 2 mm 以下，隨著間隙的減小而很明顯的逐漸較低。

不論是飽和態或氣體次冷態，低熱通量的壁面溫度都會隨著間隙的減小而逐漸升高，但氣體次冷度增加後，間隙的影響會逐漸減小，最後至某一定的氣體次冷度後，間隙的影響已經可以忽略；表示間隙的影響在低氣體次冷度比較明顯，在較高氣體次冷度則無明顯差異。而在中高熱通量下，不論是在飽和態或氣體次冷態，熱傳係數都會隨著間隙的減小而明顯的降低；顯示在中高熱通量下，飽和態或氣體次冷態都會受到間隙的影響而降低熱傳係數。臨界熱通量在相同氣體次冷度也隨著間隙減小而逐漸降低。

#### 4.1.3 加熱表面的池沸騰現象

圖 4-25 至 4-27 為開放加熱面、間隙 2 mm 及間隙 0.5 mm 分別在飽和態、次冷度 10、20 及 30 K，利用數位相機拍攝由低至高熱通量的沸騰現象。圖中可以發現，由於加熱面為垂直，因此氣泡可以很自由的脫離表面，不會受到阻礙而影響到加熱面的熱交換，除非間隙縮小至氣泡脫離尺寸才會對氣泡擠壓影響其脫離；因此，當間隙縮小後，氣泡的脫離可以增加自然對流，降低壁面溫度。

由圖 4-25 中可以觀察到，飽和態的氣泡脫離尺寸約為  $0.55 \pm 0.02$  mm，氣體次冷態的氣泡脫離尺寸約為  $0.33 \pm 0.03$  mm，所以氣泡尺寸會隨著氣體次冷度的增加而縮小，主要是因為次冷流體限制了氣泡的尺寸。其中飽和態的氣泡尺寸最大，隨著熱通量的增加，由獨立氣泡漸漸合併成大的氣泡，至高熱通量時，氣泡在加熱表面合併成更大的氣泡脫離表面。隨著氣體次冷度增加，在低、中、高熱通量的氣泡尺寸逐漸縮小，尤其在次冷度 30 K 時最為明顯，低、中、高熱通量的氣泡尺寸相差不大，而高熱通量的氣泡尺寸指與飽和態中熱通量時的氣泡尺寸相近。由圖 4-25 中也可以發現，低熱通量(30%CHF 以下)時，相同壁面溫度下，氣泡尺寸隨著氣體次冷態的增加而縮小，壁面的氣泡密度卻隨著氣體次冷度的增加而增加，而增

加的氣泡密度為加入可溶解氣體的影響所致，也是降低加熱面溫度的主要原因，所以在相同熱通量下，壁面溫度會隨著氣體次冷度的增加而降低。中熱通量(30%CHF~60%CHF)時，隨著氣體次冷度的增加，氣泡合併逐漸減少，在次冷度 30 K 最為明顯，增加氣體次冷度可以減少加熱表面的氣泡合併。在高熱通量(60%CHF~90%CHF)時，雖然隨著氣體次冷度增加，脫離加熱面的氣泡尺寸縮小，但是已經有許多氣泡產生覆蓋在加熱面上，熱傳係數不會再隨著氣體次冷度的增加而增加。

圖 4-26 中可以看出，間隙 2 mm 時與開放式相似，在不同氣體次冷態下，氣泡尺寸同樣會隨著氣體次冷度的增加而逐漸減小。高熱通量時，由於受到間隙影響，氣泡有稍為被擠壓而變形，飽和態時最為明顯，隨著氣體次冷度增加而逐漸不明顯；低、中熱通量時，氣泡沒有被擠壓而變形，表示間隙還未接近氣泡尺寸。圖中也可以發現，在低熱通量(30%CHF 以下)時，相同壁面溫度下，氣泡尺寸隨著氣體次冷態的增加而減小，壁面的氣泡密度也隨著氣體次冷度的增加而增加。而中熱通量(30%CHF~60%CHF)時，隨著氣體次冷度的增加，氣泡合併也逐漸減少，在次冷度 30 K 時也最為明顯。在高熱通量(60%CHF~90%CHF)時，隨著氣體次冷度增加，脫離加熱面的氣泡尺寸同樣隨著減小，有許多氣泡產生覆蓋在加熱面上。由上述可知，間隙 2 mm 還未達氣泡脫離加熱面直徑，所以間隙對於氣泡無明顯的影響，只有在高熱通量時，大塊的氣泡稍微受到擠壓而變形。

由於氣泡的脫離尺寸約為  $0.55 \pm 0.02$  mm，由圖 4-27 中可以看出，間隙 0.5 mm 時，由於間隙已經很接近氣泡脫離尺寸，不論在飽和態或氣體次冷態下，低熱通量時的氣泡就已經受到擠壓變形，被擠壓的氣泡與鄰近的氣泡合併成更大的氣泡脫離加熱面，在飽和態最為明顯，隨著氣體次冷度增加，氣泡尺寸減小，氣泡被擠壓而變形的情況趨緩。但在中高熱通量時，由於產生的氣泡更多，氣泡更容易合併被擠壓變形，形成蒸氣膜覆蓋在加熱面上，也是飽和態最明顯，隨著氣體次冷度增加，蒸氣膜尺寸逐漸變小。在圖中也可以發現，低熱通量(30%CHF 以下)時，飽和態已經有蒸氣膜產生在加熱面上，還是可以發現在相同壁面溫度下，隨著氣體次冷度增加，壁面的氣泡密度也隨著增加。在中熱通量(30%CHF~60%CHF)，飽和態時，蒸氣膜更加明顯，隨著氣體次冷度的增加，雖然在加熱面沒有產生蒸氣膜，但是有少許被擠壓的氣泡產生。在高熱通量(60%CHF~90%CHF)，飽和態時，加熱面已經完全被蒸氣膜覆蓋；而在氣體次冷度下，加熱面雖然

沒有大的蒸氣膜產生，但也有較小的塊狀蒸氣膜產生離開加熱面。

由上述可知，當間隙未達氣泡脫離加熱面尺寸時，氣泡不會受到間隙的影響被擠壓變形，只有在高熱通量時，由於產生的氣泡數量多，利於氣泡合併而形成更大的氣泡，會稍微受到間隙的影響而被擠壓變形，飽和態時較為明顯，隨著氣體次冷度增加逐漸不明顯。當間隙減小至氣泡脫離加熱面尺寸時，氣泡很容易被間隙影響而被擠壓變形，然後與鄰近的氣泡合併成更大蒸氣膜覆蓋在加熱面上，將影響加熱面上的熱傳遞，降低熱傳係數，在飽和態時最為明顯，氣體次冷態下，只有高熱通量較為明顯。

#### 4.1.4 臨界熱通量的經驗公式

預測臨界熱通量的經驗公式為參考 Kim 與 Suh[15]所推導出的經驗公式。Yong 與 Kune 的測試段為一狹窄矩形流道，加熱面為銅片，工作流體為水，實驗條件與本實驗相似，因此 Yong 與 Kune 的經驗公式可以作為本實驗的參考。Yong 與 Kune 的經驗公式為參考 Katto(1978)[9]所定義的接近垂直區域的臨界熱通量所衍生出來。Katto 所定義的經驗公式如下所示：

$$\frac{q_{CHF}'' / \rho_g h_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g \sin(\theta) (\rho_f - \rho_g) / \rho_g^2}} = \frac{C_1}{1 + C_2 (\rho_f / \rho_g)^{C_3} [g \sin(\theta) (\rho_f - \rho_g) s^2 / \sigma]^{C_4} (D_h / s)}$$

Yong 與 Kune 將上式修正簡化而得到下面經驗式

$$\frac{q_{CHF}'' / \rho_g h_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g \sin(\theta) (\rho_f - \rho_g) / \rho_g^2}} = \frac{0.17}{1 + 6.8 \times 10^{-4} (\rho_f / \rho_g)^{0.62} (D_h / s)}$$

其中  $q_{CHF}''$  為臨界熱通量， $h_{fg}$  為潛熱， $\rho_f$  為液體密度， $\rho_g$  為氣體密度， $\sigma$  為表面張力， $g$  為重力加速度， $D_h = 2wl(w+l)$  為加熱表面直徑， $s$  為間隙大小。

由於 Yong 與 Kune 所使用的工作流體為水，而本實驗的工作流體為 FC-72，所以再將 Yong 與 Kune 的經驗式修正為適合本實驗的臨界熱通量經驗式，如下所示

$$\frac{q_{CHF}'' / \rho_g h_{fg}}{\sqrt[4]{\sigma g \sin(\theta) (\rho_f - \rho_g) / \rho_g^2}} = \frac{0.24}{1 + 6.8 \times 10^{-3} (\rho_f / \rho_g)^{0.62} (D_h / s)}$$

在氣體次冷態下的臨界熱通量則根據 Ivey 與 Morris[46]應修正為

$$q''_{CHF,sub} = q''_{CHF,sat} (1 + C_{CHF,sub} \Delta T_{sub})$$

其中  $C_{CHF,sub} = 0.018$  為光滑銅片在 FC-72 中的修正係數。

圖 4-28 為不同氣體次冷度，隨著間隙減小，修正 Yong 與 Kune 的經驗式所預測得到的臨界熱通量與實驗值比較圖。圖中可以發現，開放式與間隙 3 mm 的預測臨界熱通量誤差範圍均在+40%以內，間隙 2 mm 的預測臨界熱通量誤差範圍在-40%以內，間隙 1 mm 的預測臨界熱通量誤差範圍在-70%左右，而間隙 0.5 mm 的預測臨界熱通量誤差範圍在-90%左右。由上述可知，開放式與間隙 3 及 2 mm 的預測誤差值較小，約在±40%左右，隨著間隙減小至 1 及 0.5 mm，預測誤差值隨著增加至±70%與±90%左右。

## 4.2 遭遇困難

在實驗中所遭遇的困難有：

(一) 系統很容易受到環境的影響而影響池沸騰的性能，例如溫度的微小變化會影響液體(FC-72)的飽和溫度及系統的壓力(實驗是維持在 1 大氣壓下)。

(二) 由於測試片要長時間浸泡在飽和溫度下的 FC-72 中(FC-72 的飽和溫度為 56.6°)，測試銅片與電木接合處容易脫落，使實驗無法進行。因此為了實驗的準確性，必須在測試片於良好狀態下盡快將實驗完成，避免重新修補測試片後所造成的誤差。

(三) 在實驗中，由於核沸騰區產生的氣泡擾動加熱表面的流體，使得加熱表面溫度會有不穩定的跳動，因此要判斷加熱表面的穩定溫度比較困難。

表 4-1 實驗操作參數

氣體次冷度( $\Delta T_{\text{sub,gassy}}$ )	間隙大小(S)	S (mm)
0 K ( $C_g = 0$ )		Open, 3, 2, 1, 0.5
10 K ( $C_g = 0.0016$ )		Open, 3, 2, 1, 0.5
20 K ( $C_g = 0.0029$ )		Open, 3, 2, 1, 0.5
30 K ( $C_g = 0.0038$ )		Open, 3, 2, 1, 0.5

(註：加熱面為垂直  $90^\circ$ ；S 為間隙大小； $C_g$  為可溶解氣體含量 moles gas / mole liquid)



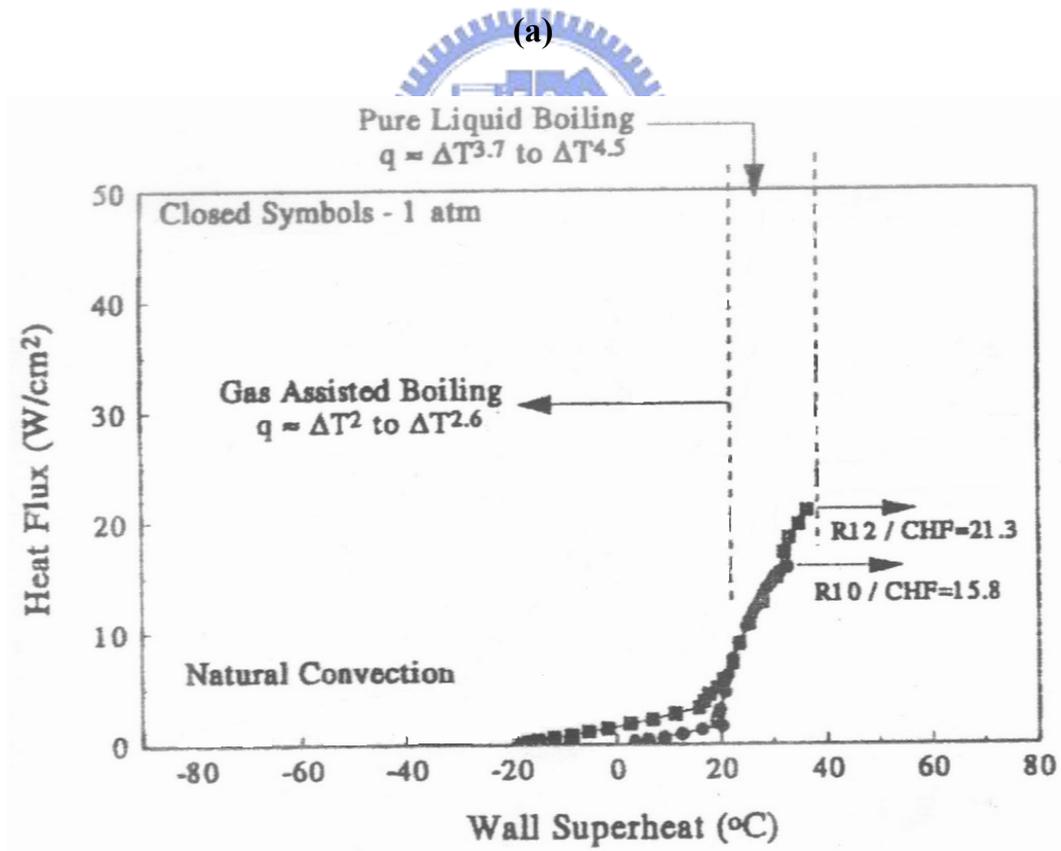
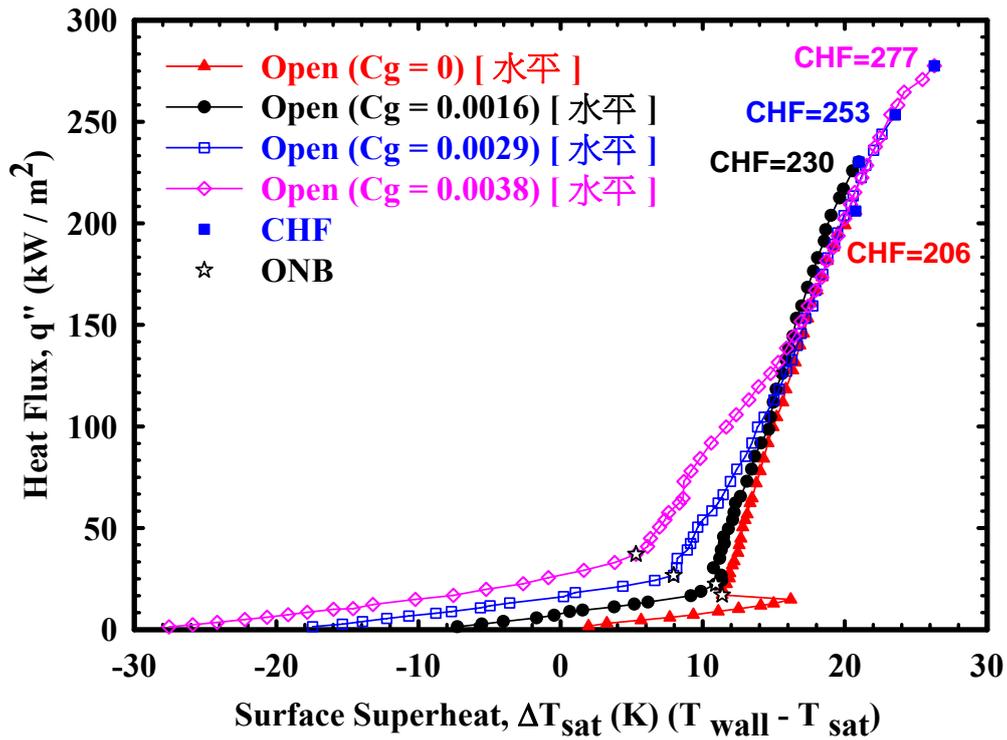
表 4-2 可溶解氣體含量表

Case	$T_{\text{bulk}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$\Delta T_{\text{sub,gassy}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$P_v = P_{\text{sat}}(T_{\text{bulk}})$ (kPa)	$P_t$ (kPa)	$P_g$ (kPa)	$C_g$ (moles gas / mole liquid)
1.	56.6	0	101.3	101.3	0	0
2.	46.6	10	71	101.3	30.3	0.0016
3.	36.6	20	48.5	101.3	52.8	0.0029
4.	26.6	30	32.1	101.3	69.2	0.0038

(表中  $T_{\text{bulk}}$  = 液體溫度， $\Delta T_{\text{sub,gassy}}$  = 氣體次冷度， $P_v = P_{\text{sat}}(T_{\text{bulk}})$  = 氣相中的蒸氣分壓， $P_t$  = 總壓， $P_g$  = 氣相中的氣體分壓， $C_g$  = 可溶解氣體濃度)

表 4-3 不同氣體次冷度與不同間隙大小在 FC-72 的沸騰數據比較表

參數	<u>開放加熱面</u>				<u>間隙(S) = 3 mm</u>			
	氣體次冷度( $\Delta T_{sub}$ )				氣體次冷度( $\Delta T_{sub}$ )			
	0K	10K	20K	30K	0K	10K	20K	30K
$\Delta T_{sat,ONB}(K)$	12.45	10.26	7.05	1.32	12.52	6.62	5.24	-4.23
$q''_{ONB}(kW/m^2)$	9.52	21.32	26.68	25.52	12.21	17.1	27.84	23.1
$\Delta T_{sat,CHF}(K)$	23.86	24.44	26.25	25.86	25.7	24.82	26.72	6.96
$q''_{CHF}(kW/m^2)$	176.4	209.3	230.1	240.4	182.2	208.5	235.2	45.6
參數	<u>間隙(S) = 2 mm</u>				<u>間隙(S) = 1 mm</u>			
	氣體次冷度( $\Delta T_{sub}$ )				氣體次冷度( $\Delta T_{sub}$ )			
	0K	10K	20K	30K	0K	10K	20K	30K
$\Delta T_{sat,ONB}(K)$	11.65	10.21	7.38	3.39	7.18	9.12	6.76	3.31
$q''_{ONB}(kW/m^2)$	10.36	21.32	23.1	28.52	6.09	17.76	26.68	25.52
$\Delta T_{sat,CHF}(K)$	24.31	24.8	29.51	30.04	25.04	24.98	27.61	31.09
$q''_{CHF}(kW/m^2)$	150.8	189.1	215.8	237.0	125.1	152.2	186.0	214.1
參數	<u>間隙(S) = 0.5 mm</u>							
	氣體次冷度( $\Delta T_{sub}$ )							
	0K	10K	20K	30K				
$\Delta T_{sat,ONB}(K)$	8.89	9.57	7.79	5.29				
$q''_{ONB}(kW/m^2)$	8.32	14.4	22.0	29.14				
$\Delta T_{sat,CHF}(K)$	23.03	26.43	27.82	29.03				
$q''_{CHF}(kW/m^2)$	109.8	139.3	169.5	189.6				



(b)

圖 4-1 水平開放加熱面下的池沸騰曲線圖。(a)本實驗所做的沸騰曲線；  
(b) You 等人所做的沸騰曲線[31]。

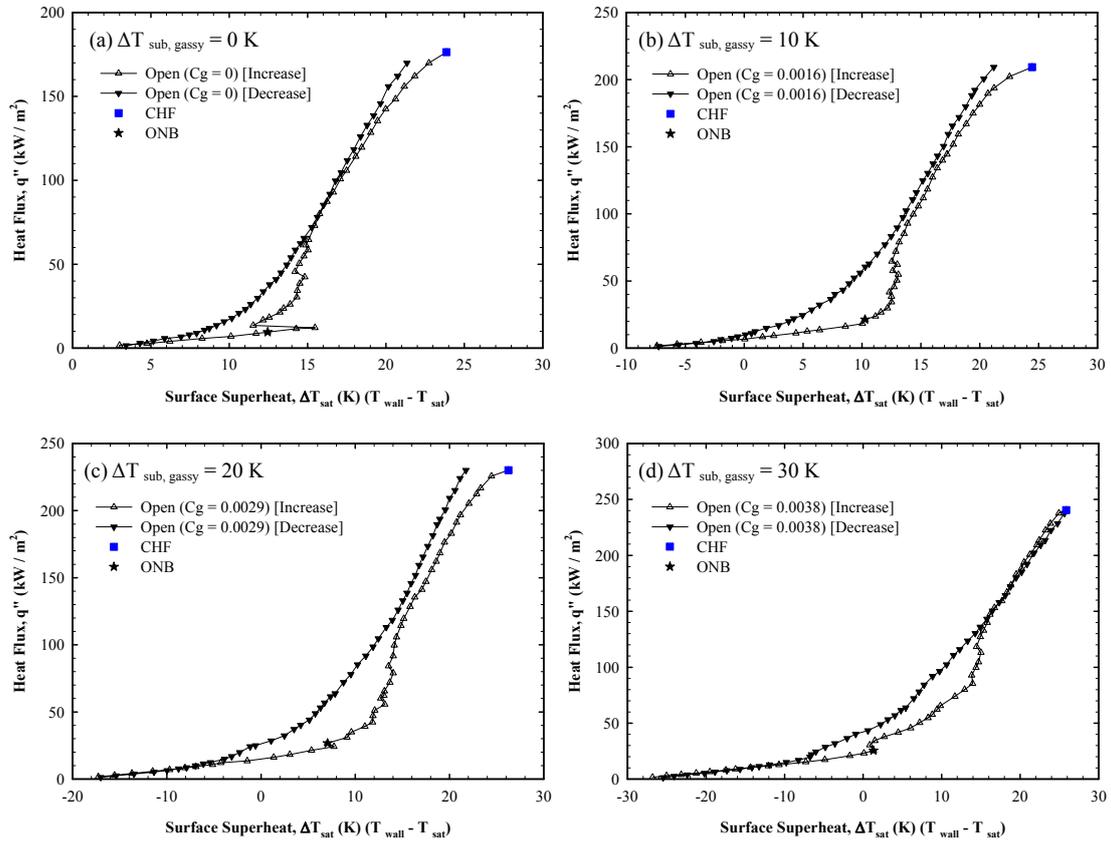


圖 4-2 垂直開放加熱面，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。

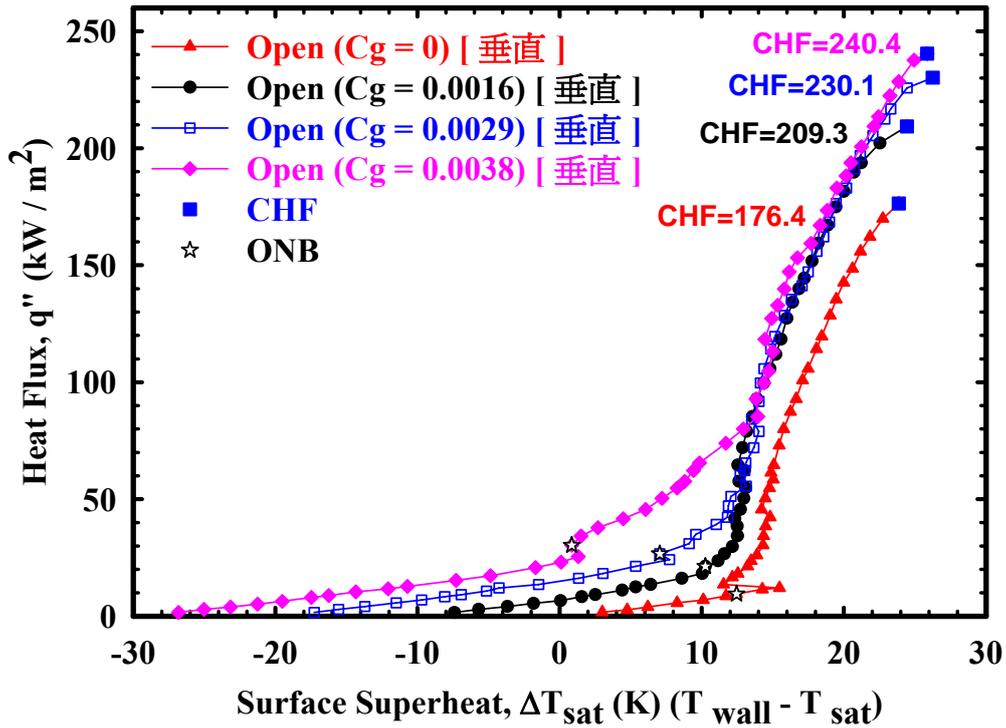


圖 4-3 垂直開放加熱面，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖。

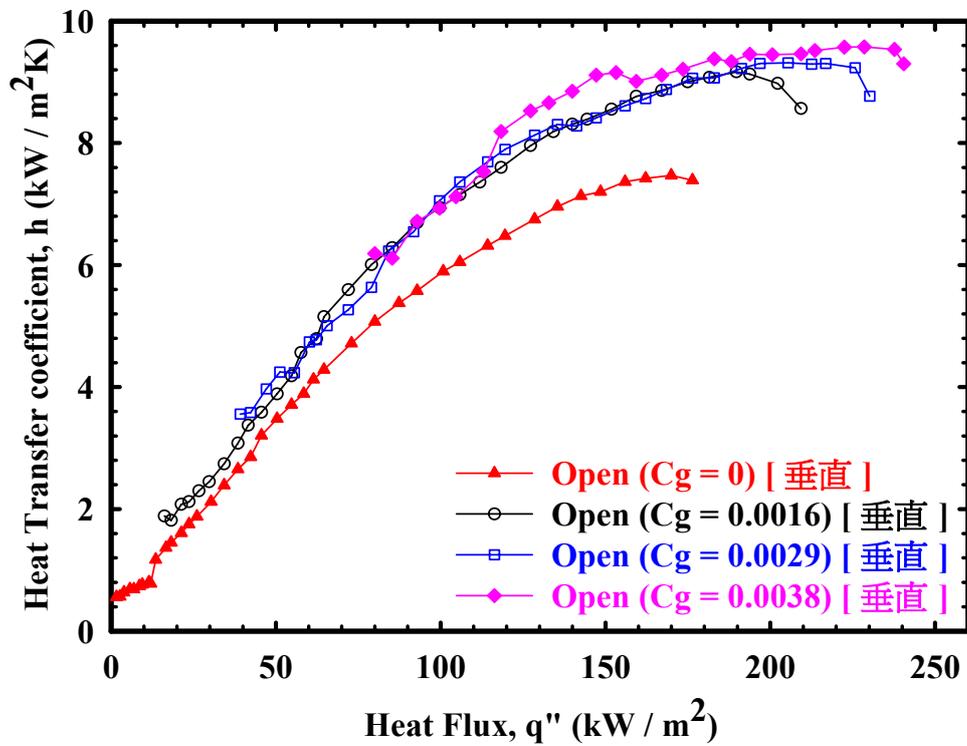


圖 4-4 垂直開放加熱面，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。

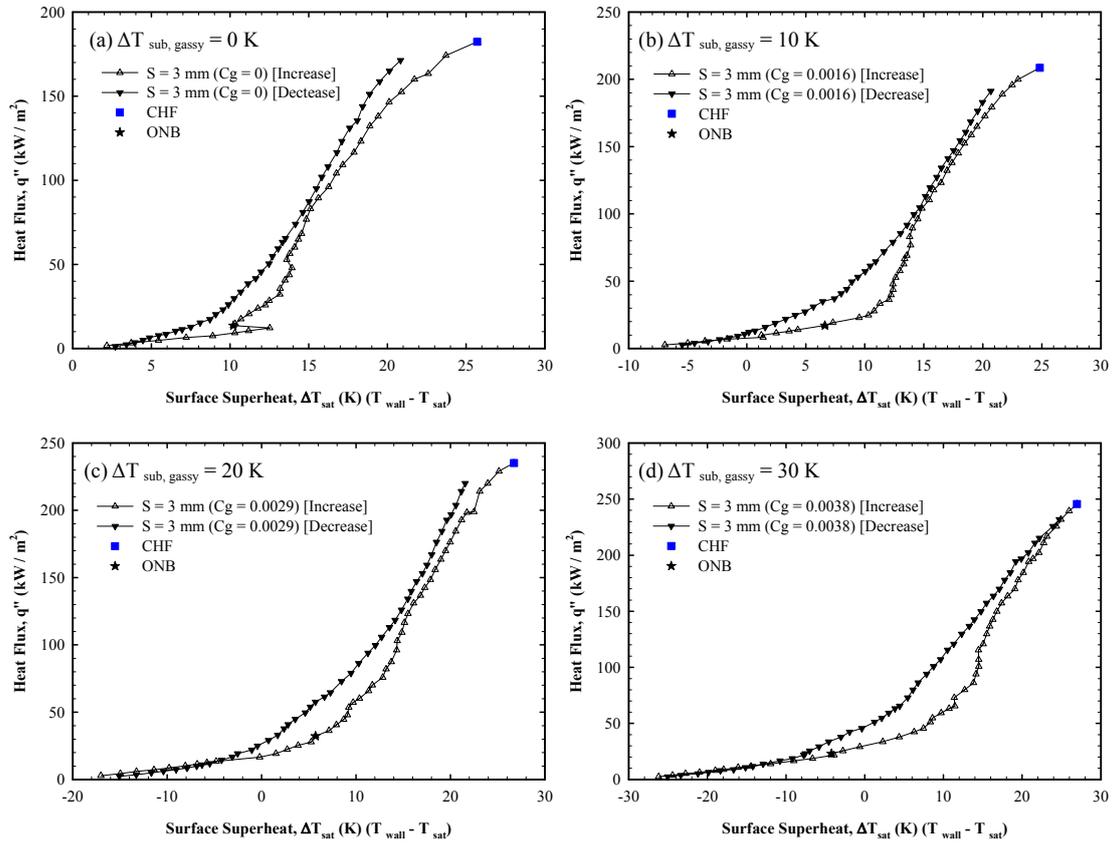


圖 4-5 垂直加熱面，間隙(S)為 3 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。

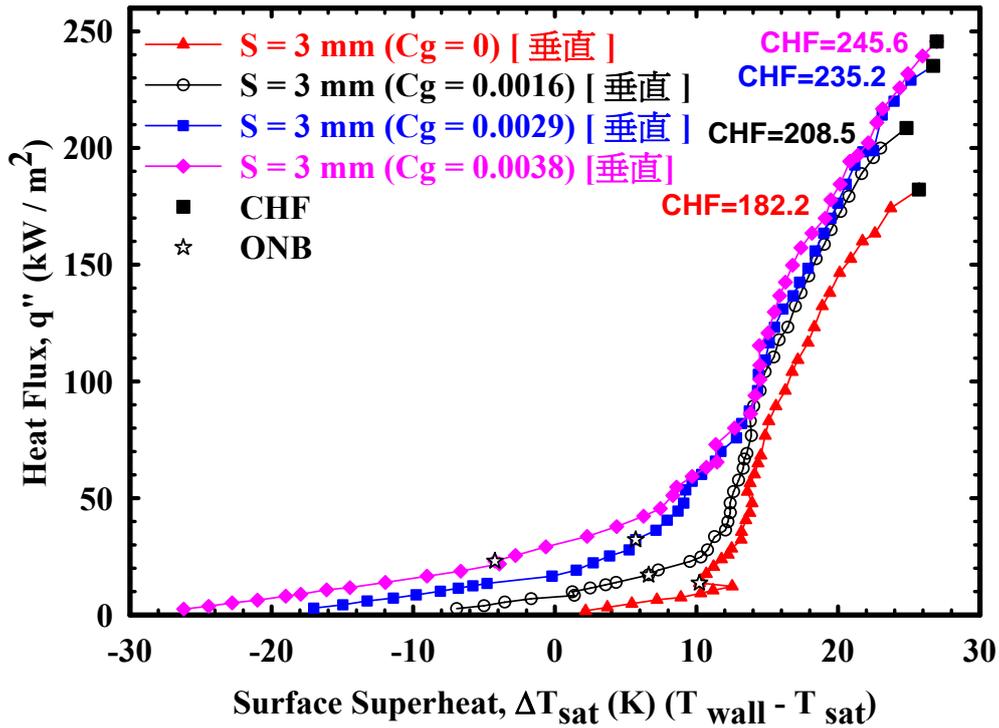


圖 4-6 垂直加熱面，間隙(S)為 3 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線

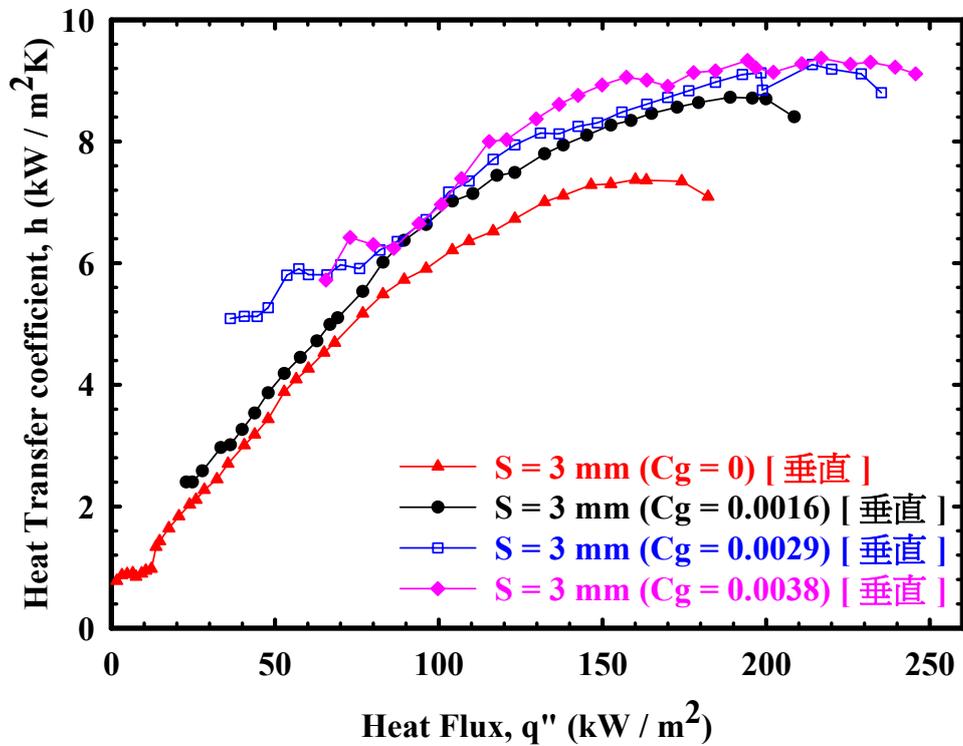


圖 4-7 垂直加熱面，間隙(S)為 3 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。

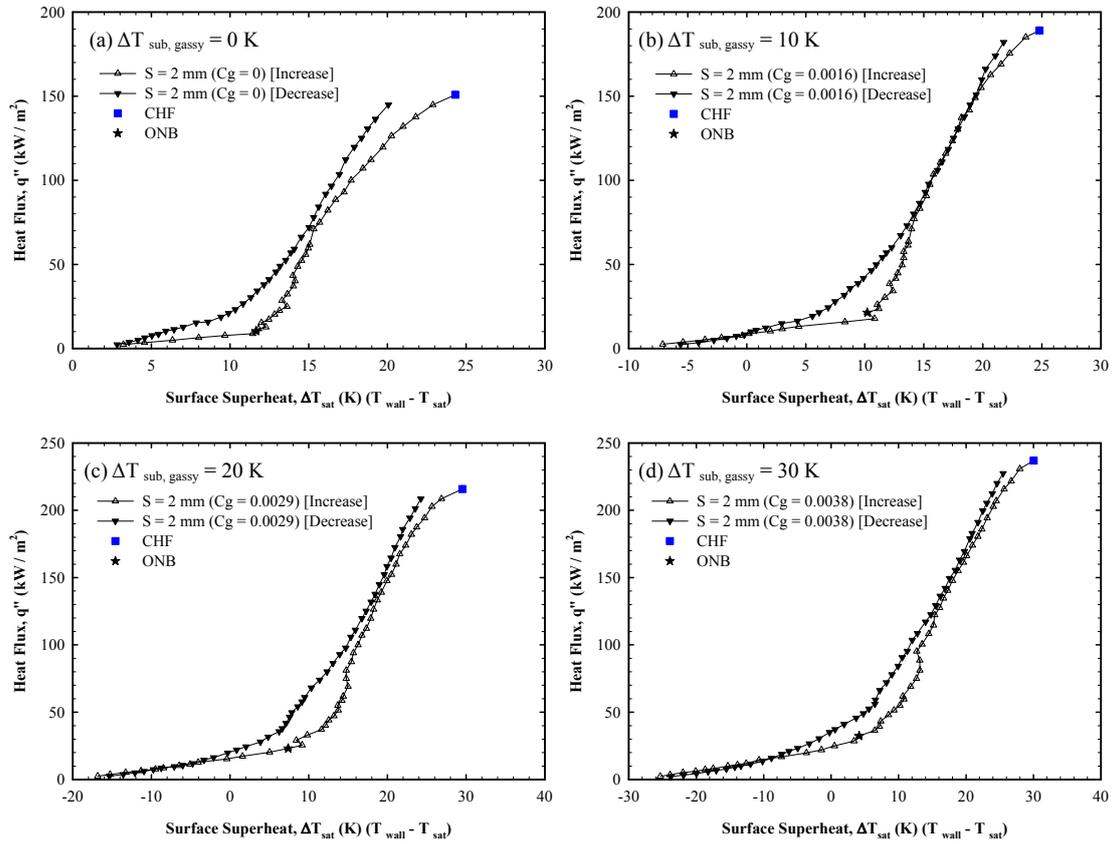


圖 4-8 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。

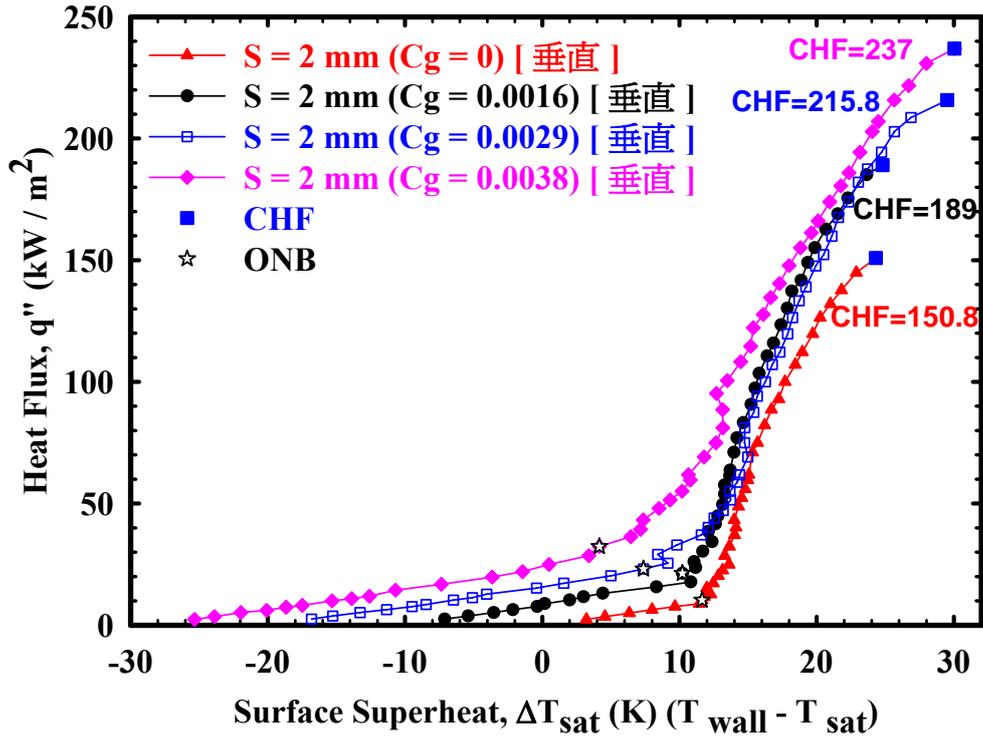


圖 4-9 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線

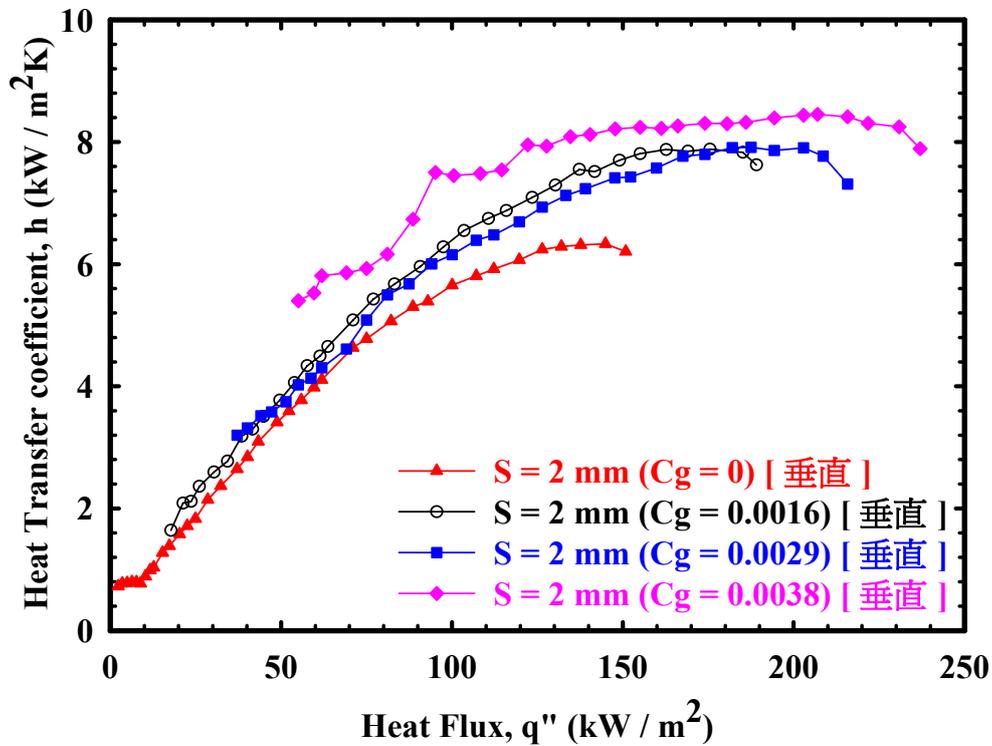


圖 4-10 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。

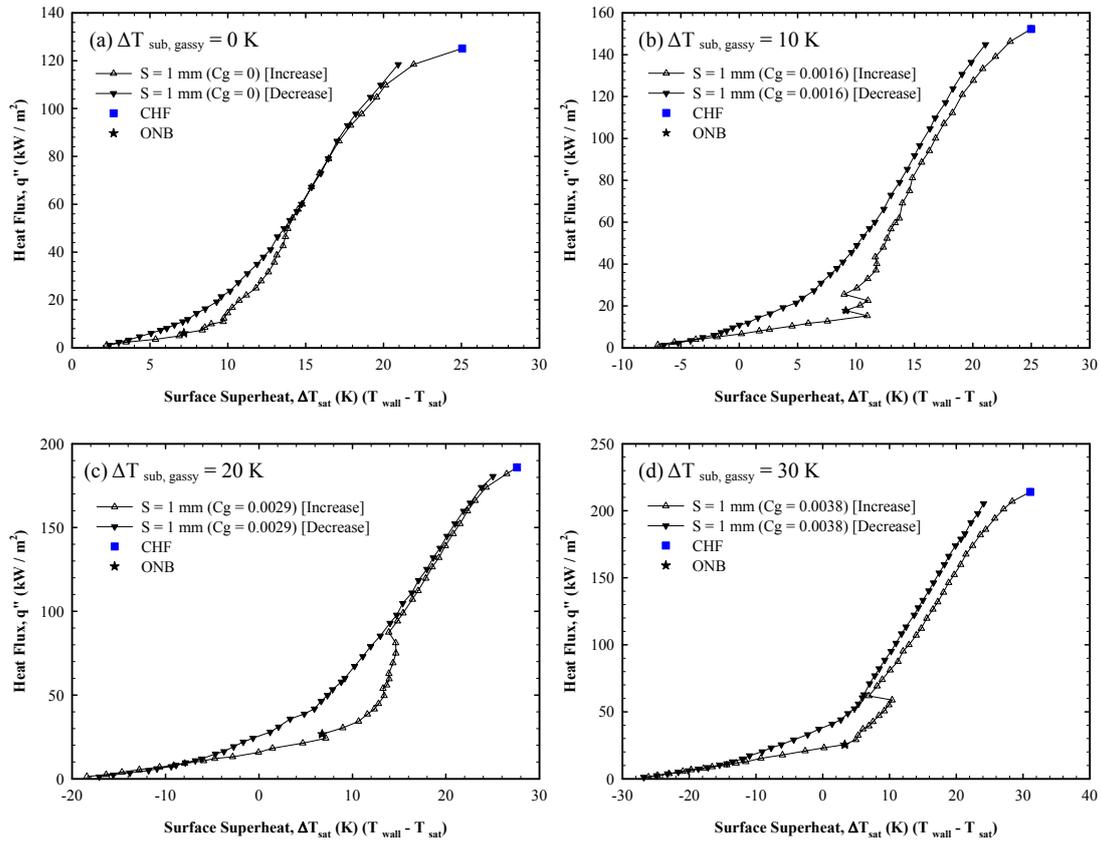


圖 4-11 垂直加熱面，間隙(S)為 1 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。

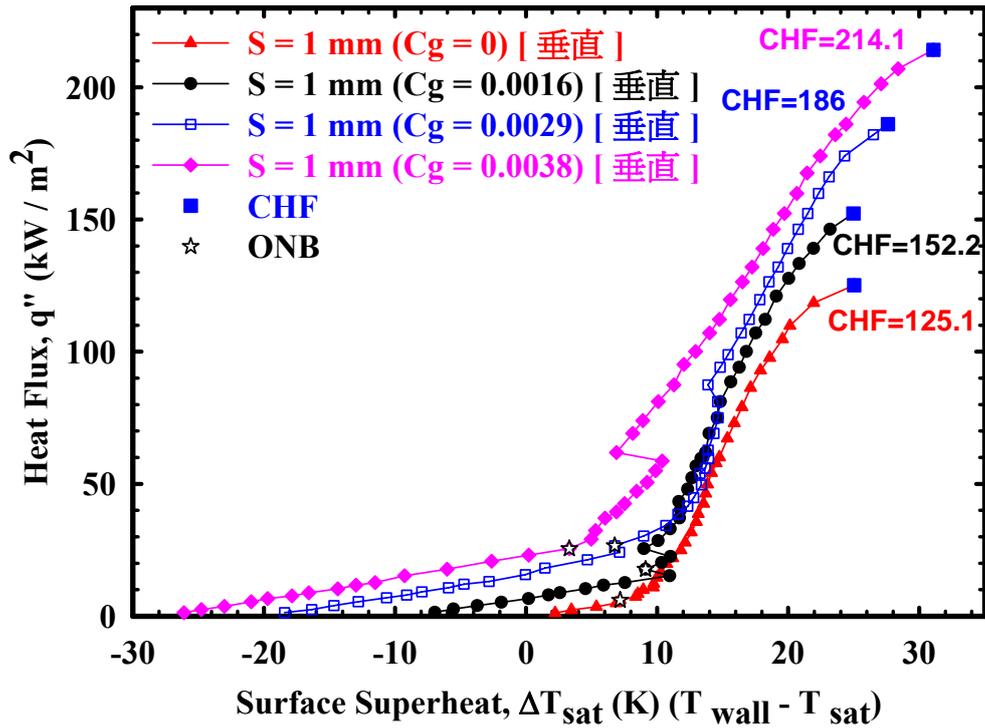


圖 4-12 垂直加熱面，間隙(S)為 1 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線

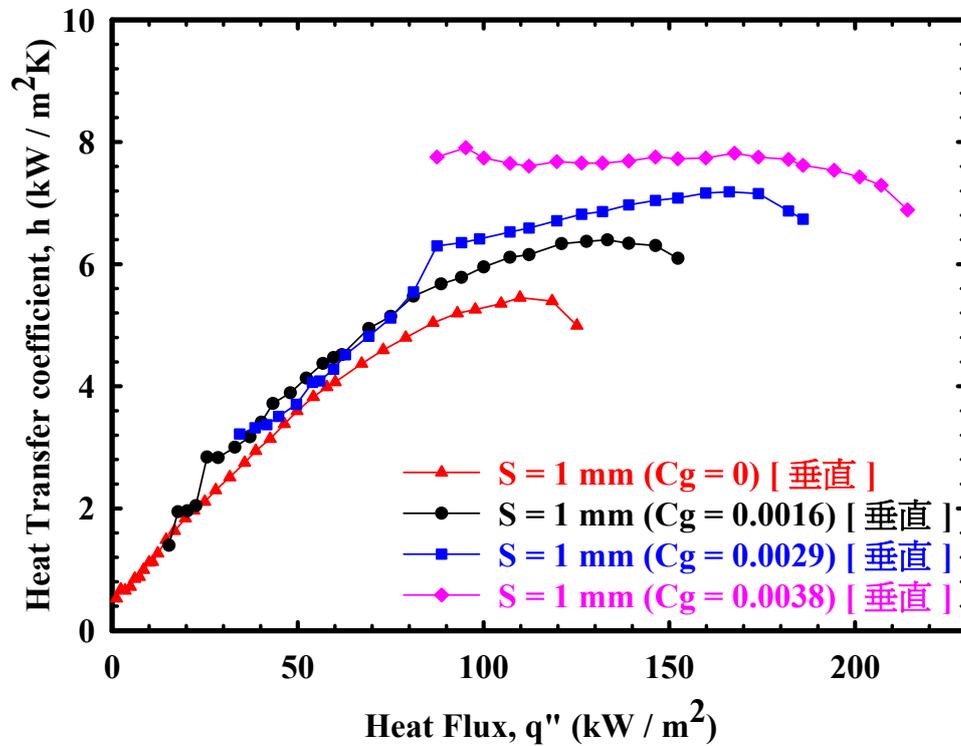


圖 4-13 垂直加熱面，間隙(S)為 1 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。

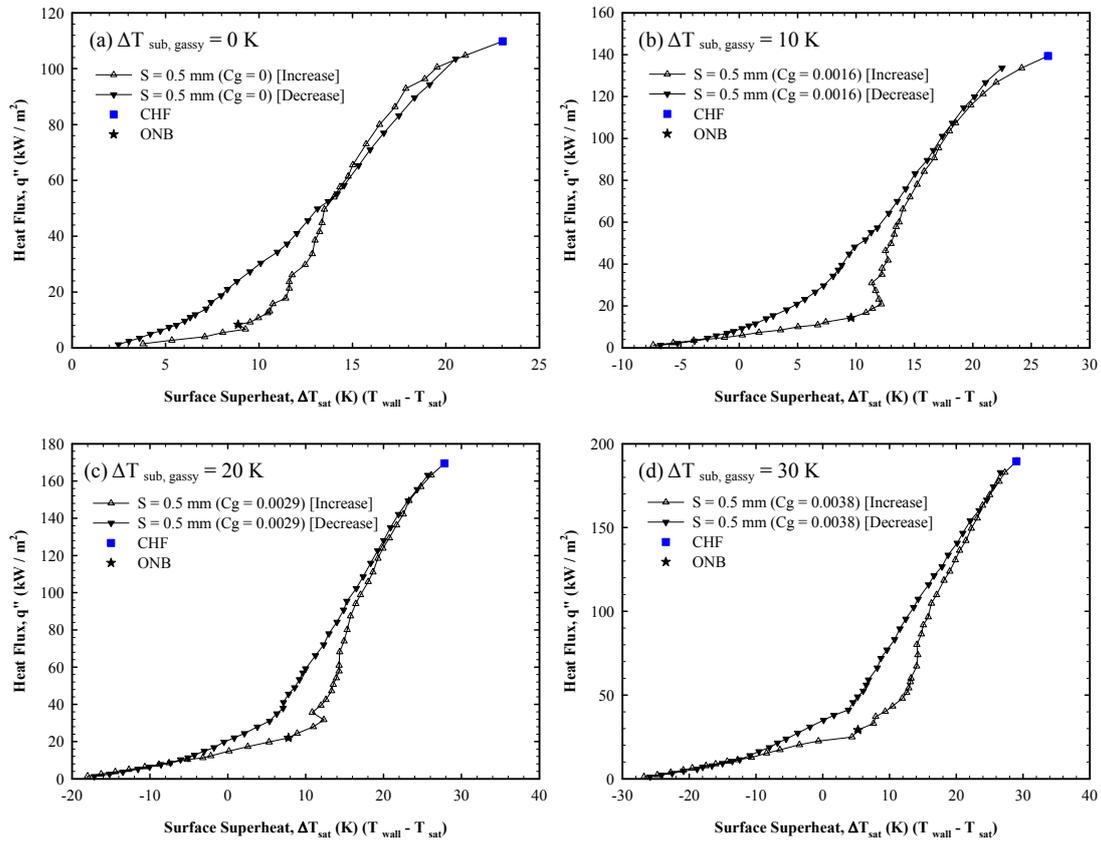


圖 4-14 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，在不同氣體次冷度下，增加熱通量與遞減熱通量的沸騰曲線圖。

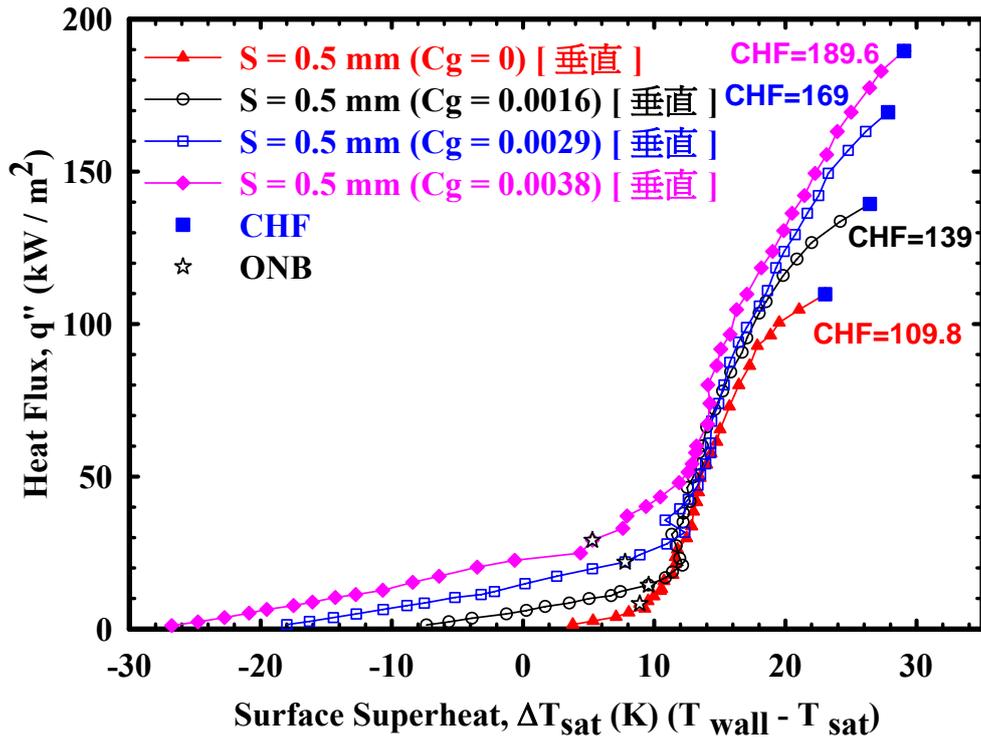


圖 4-15 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，在不同氣體次冷度的沸騰曲線圖。

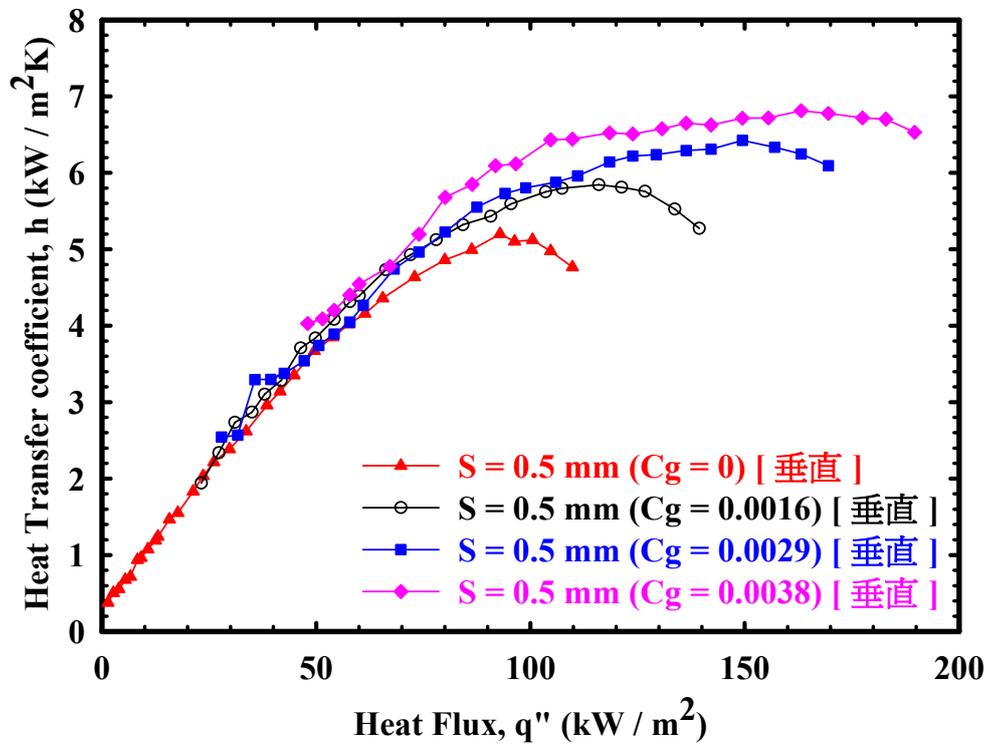
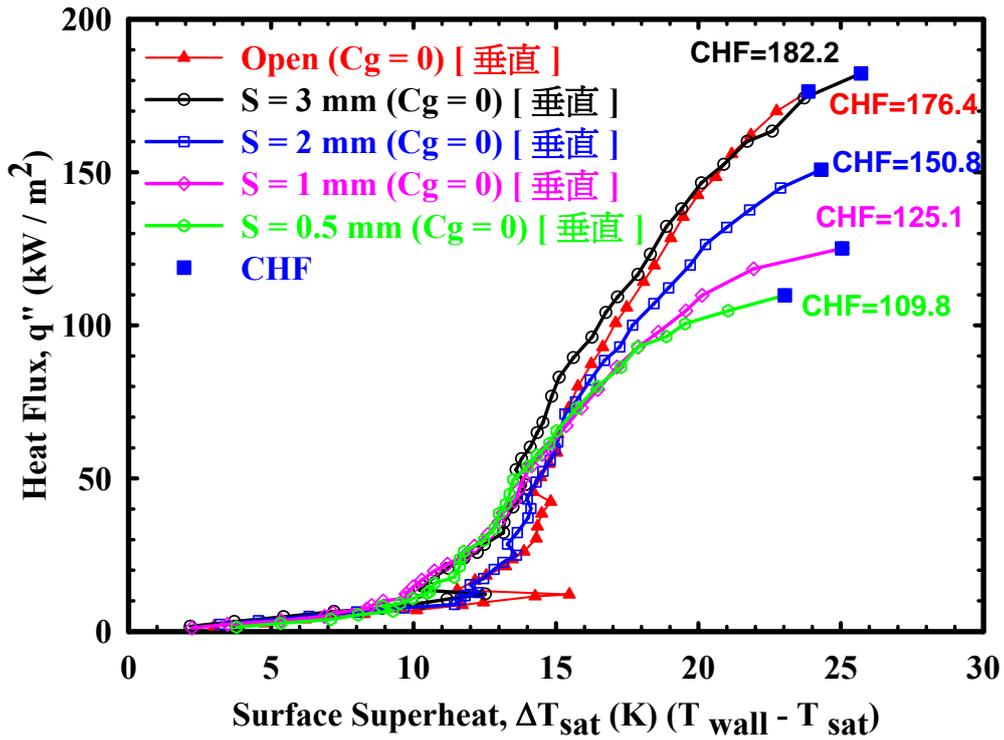


圖 4-16 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，在不同氣體次冷度的熱傳遞係數曲線圖。



(a)

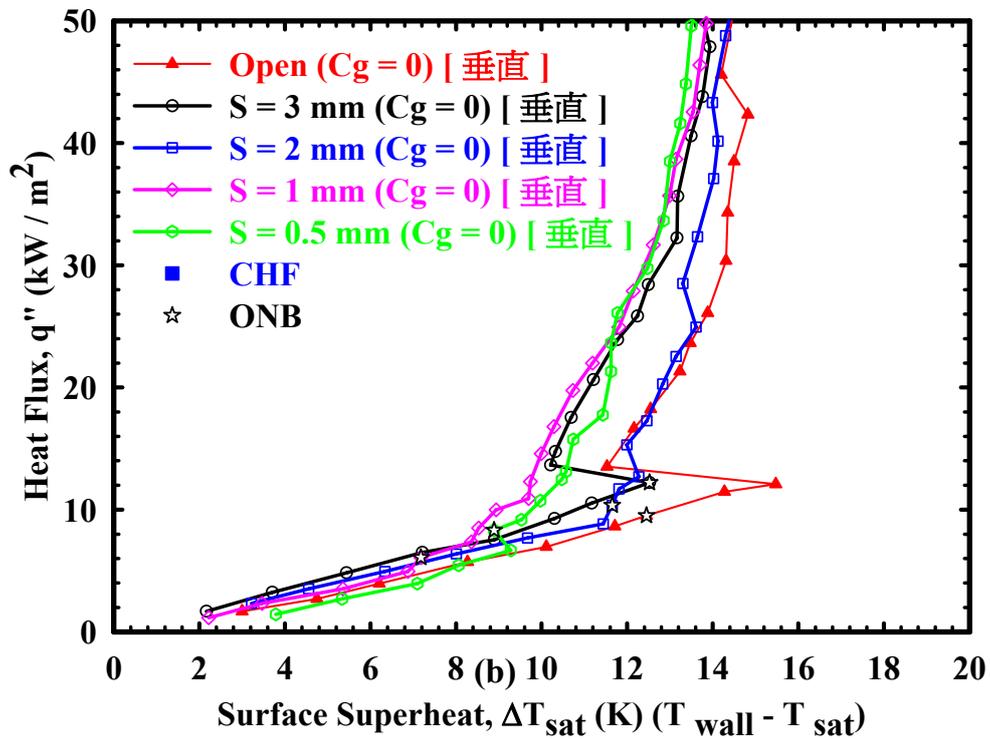


圖 4-17 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 0 K( $C_g = 0$ )時，不同間隙大小的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖。

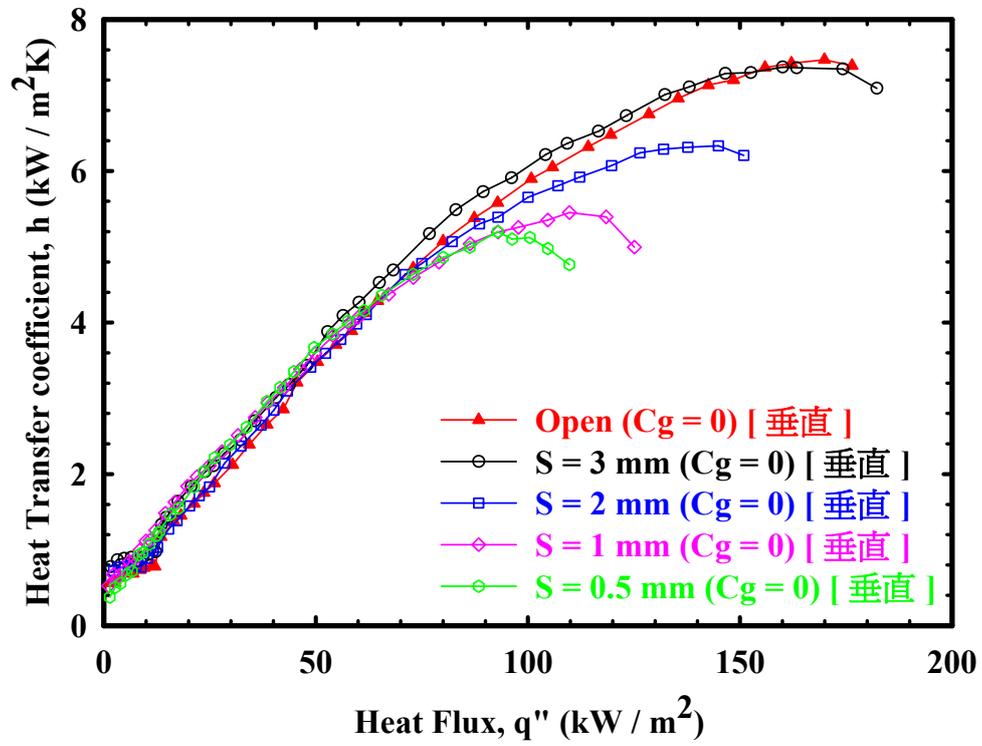
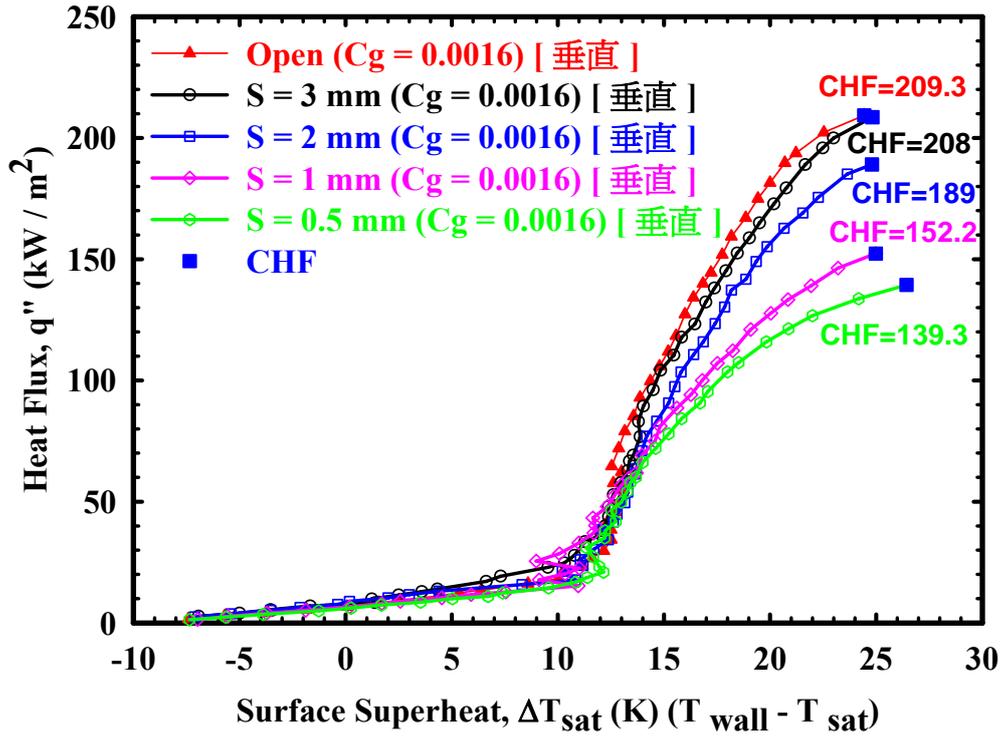
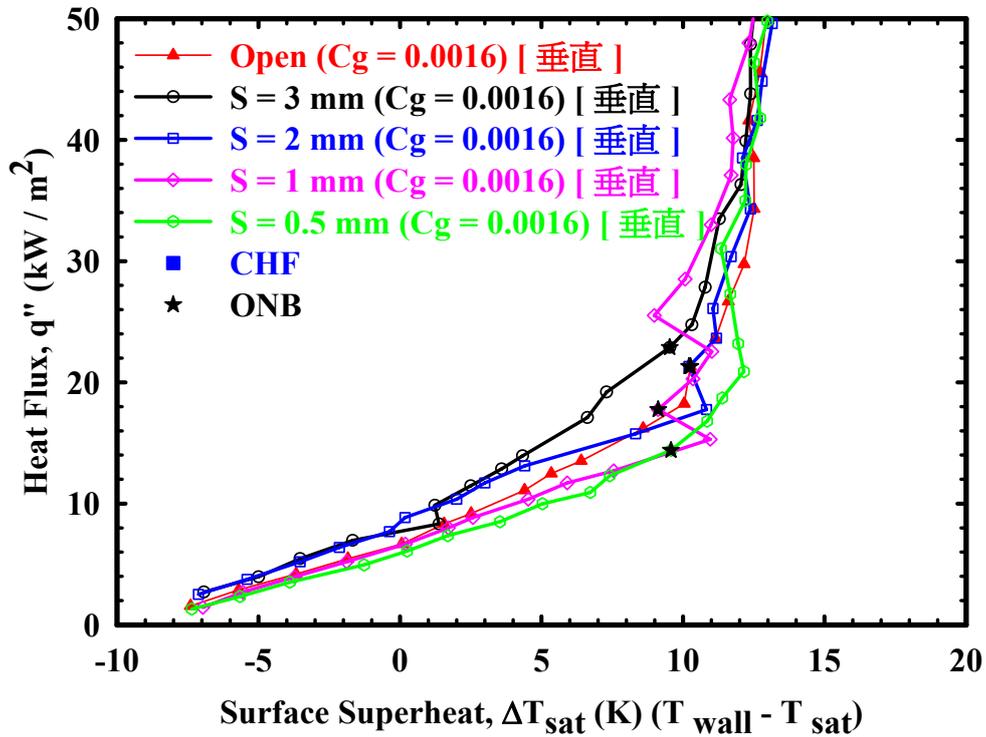


圖 4-18 垂直加熱面在氣體次冷度為 0 K( $C_g = 0$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。



(a)



(b)

圖 4-19 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 10 K( $C_g = 0.0016$ )時，不同間隙大小的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖。

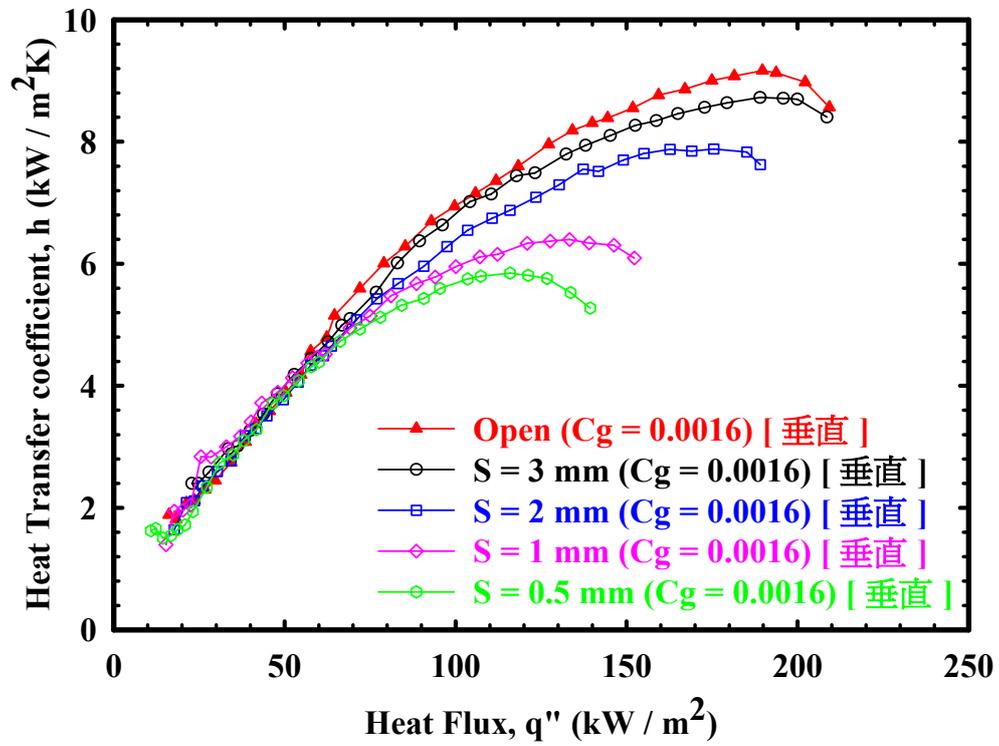
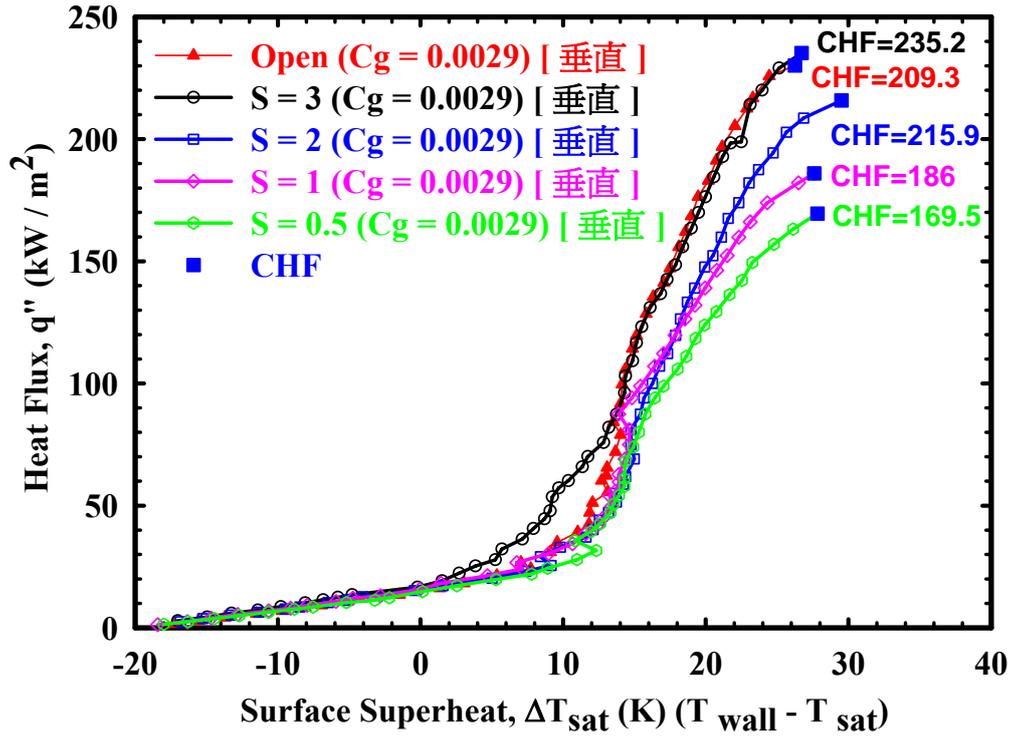
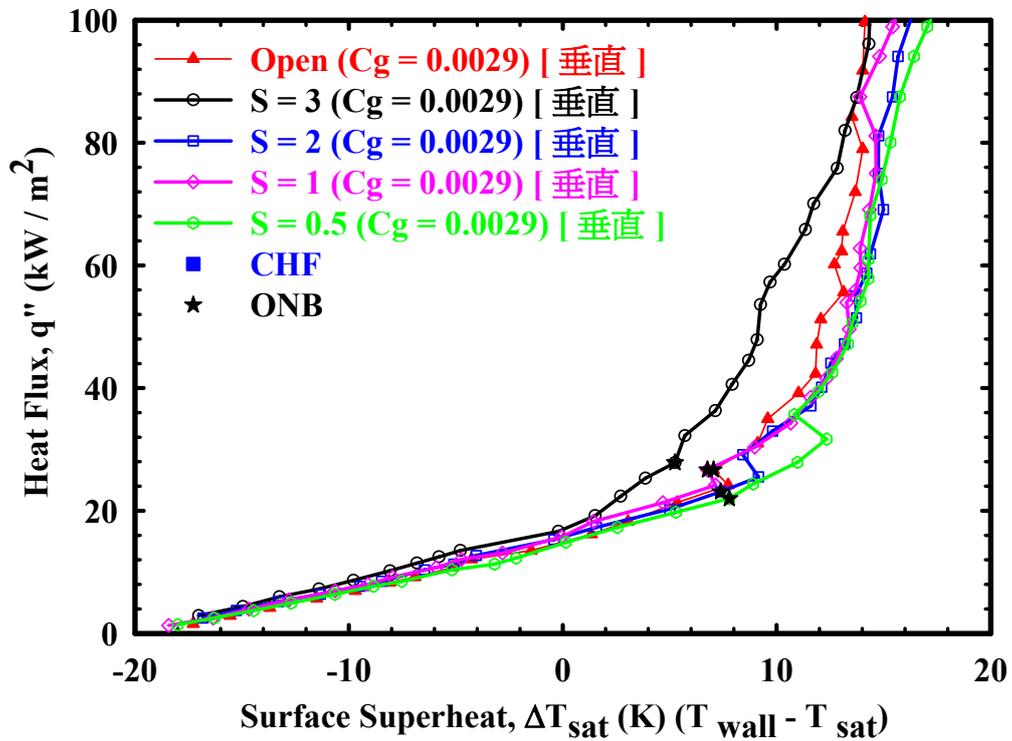


圖 4-20 垂直加熱面在氣體次冷度為 10 K( $C_g = 0.0016$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。



(a)



(b)

圖 4-21 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 20 K( $C_g = 0.0029$ )時，不同間隙大小的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖。

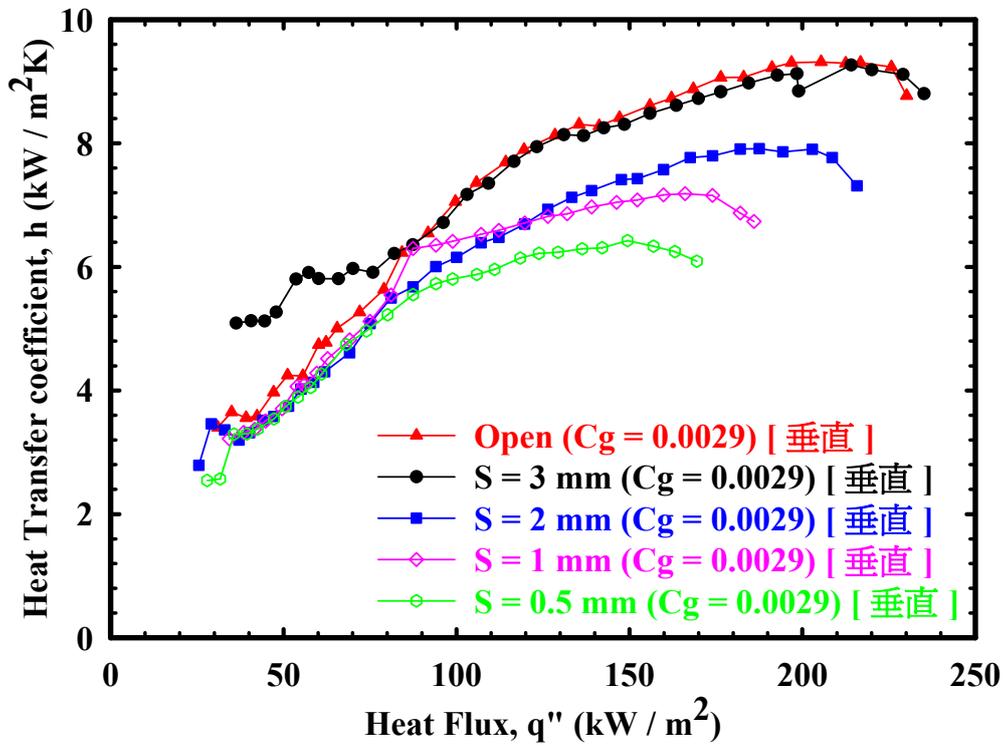
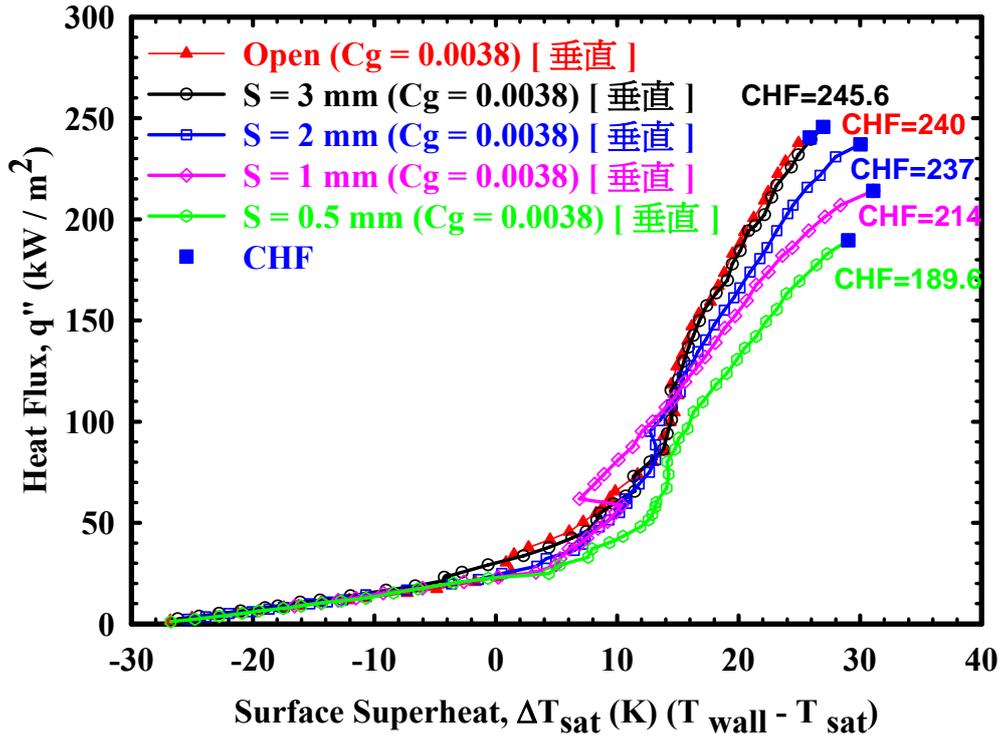
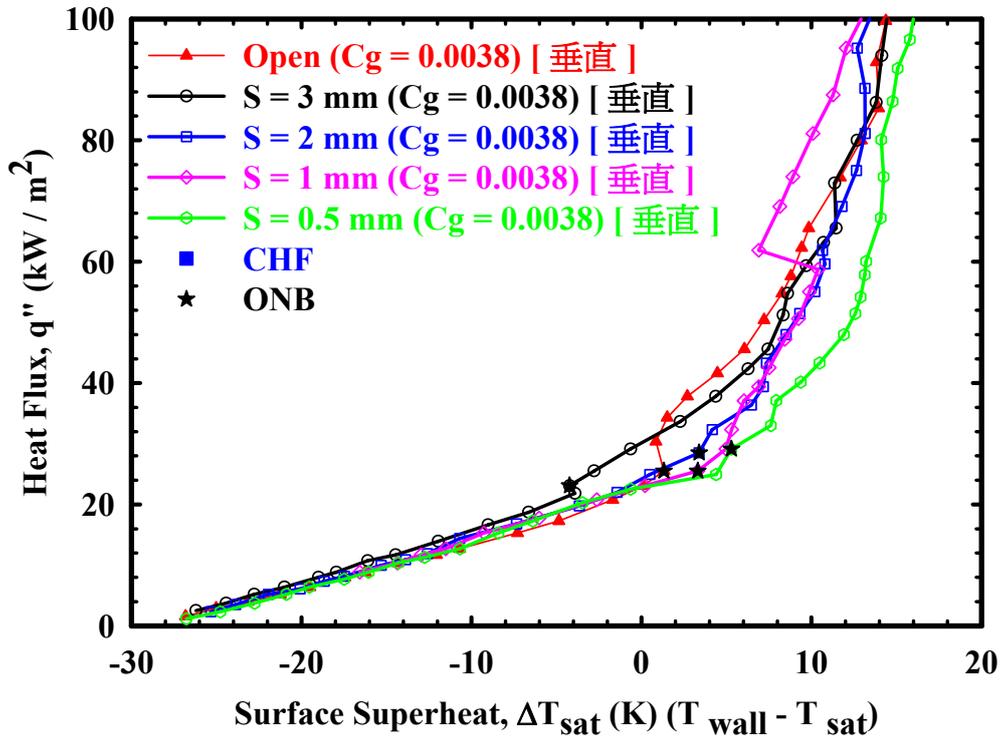


圖 4-22 垂直加熱面在氣體次冷度為 20 K( $C_g = 0.0029$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。



(a)



(b)

圖 4-23 (a)垂直加熱面在氣體次冷度為 30 K( $C_g = 0.0038$ )時，不同間隙大小的沸騰曲線圖；(b)圖(a)在低熱通量下的放大圖。

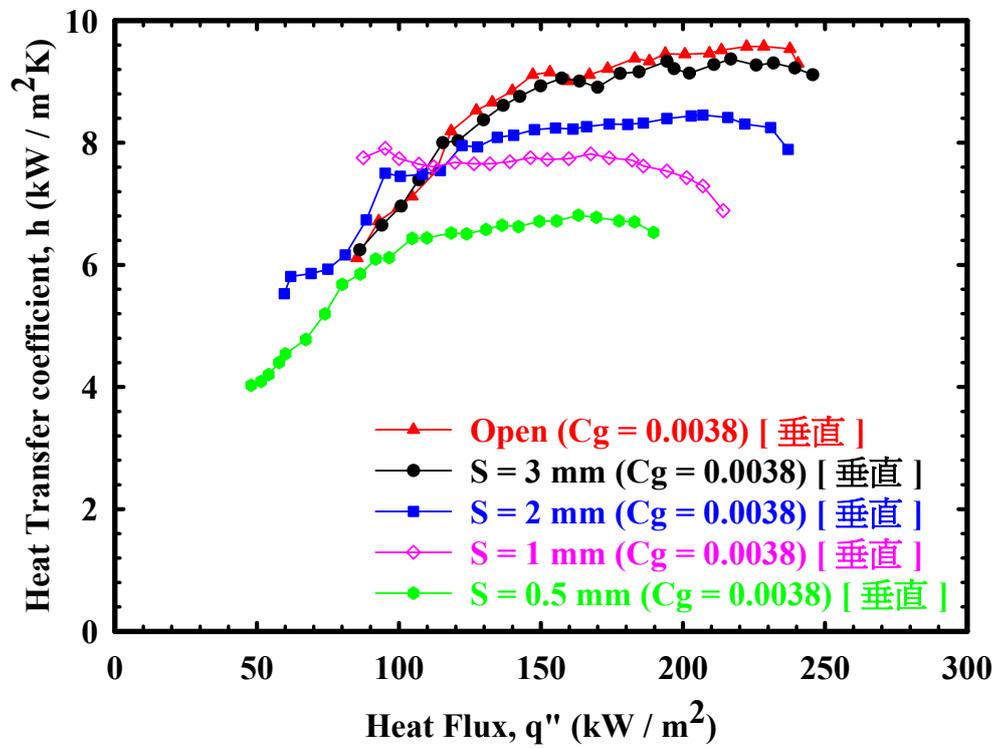


圖 4-24 垂直加熱面在氣體次冷度為 30 K( $C_g = 0.0038$ )時，不同間隙大小的熱傳遞係數曲線圖。

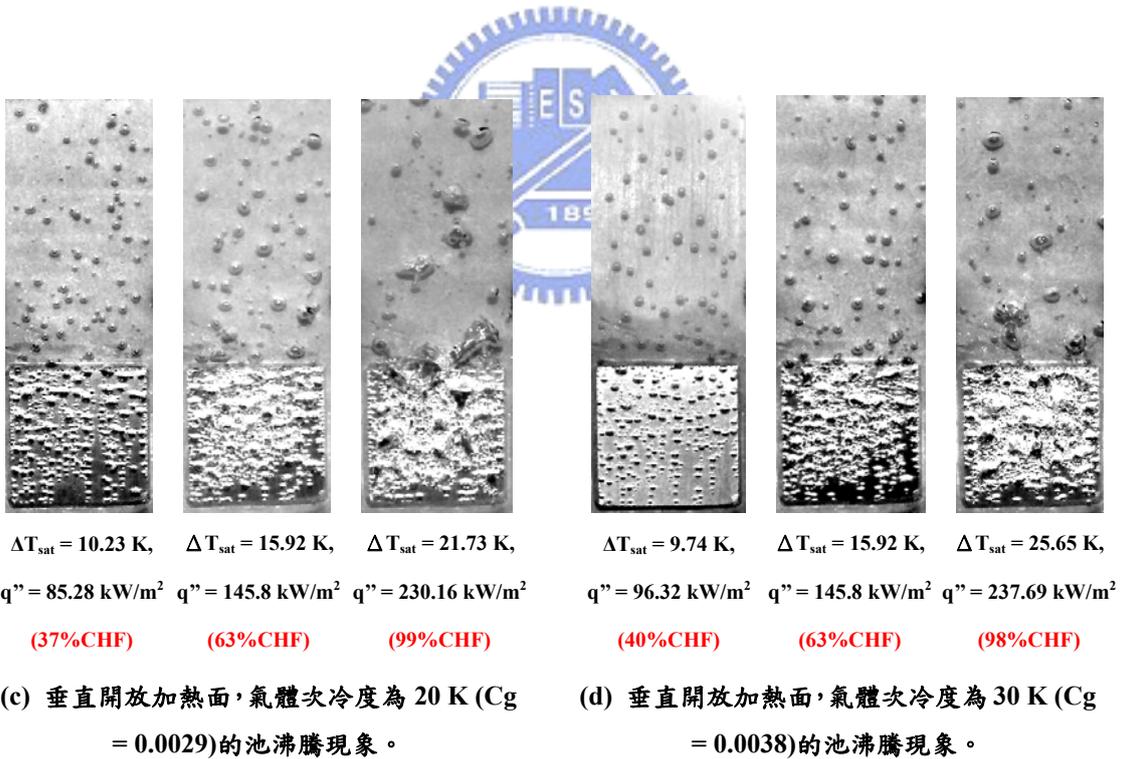
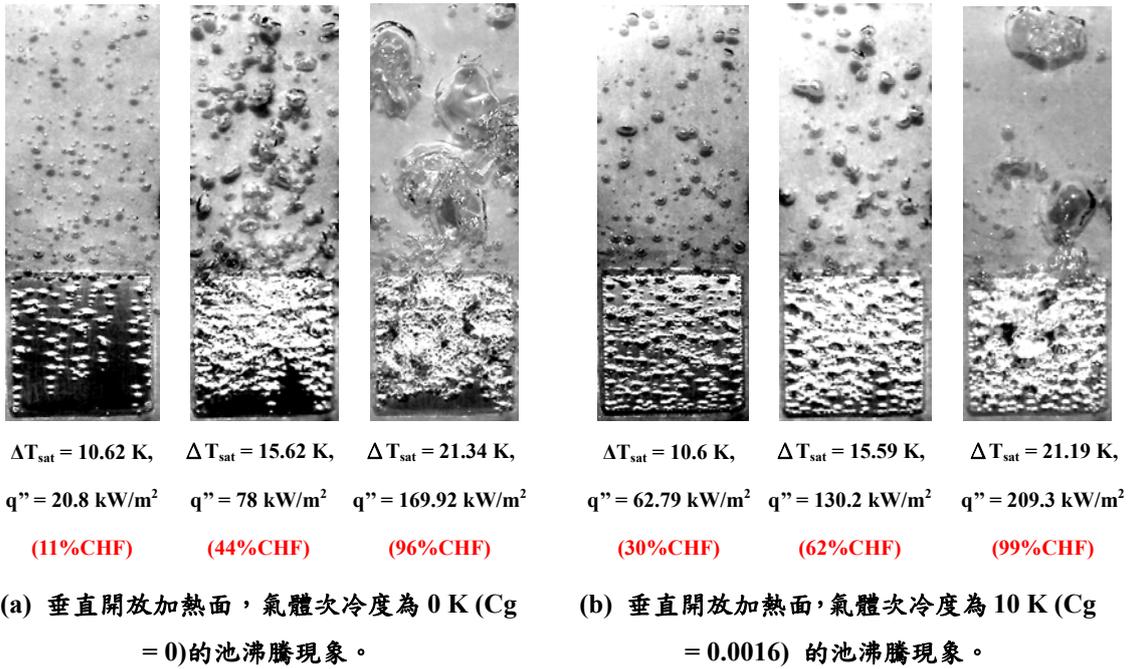
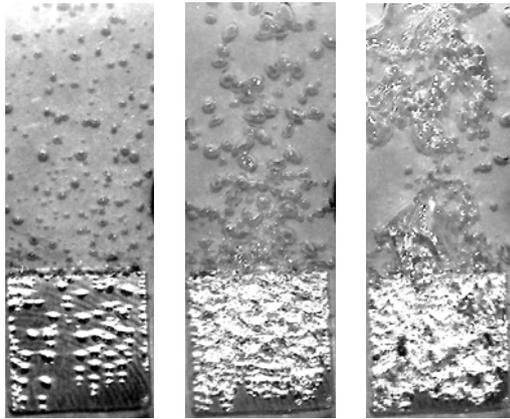
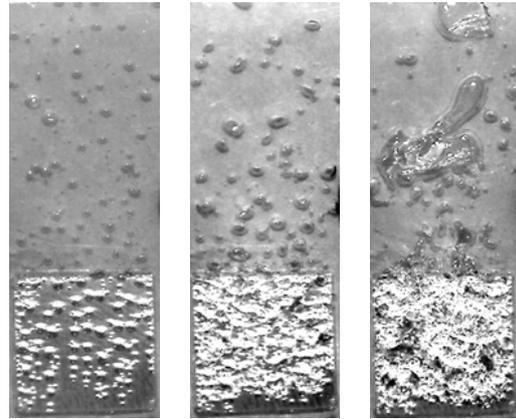


圖 4-25 垂直開放加熱面，不同氣體次冷度下，分別在低、中、高熱通量的池沸騰現象。



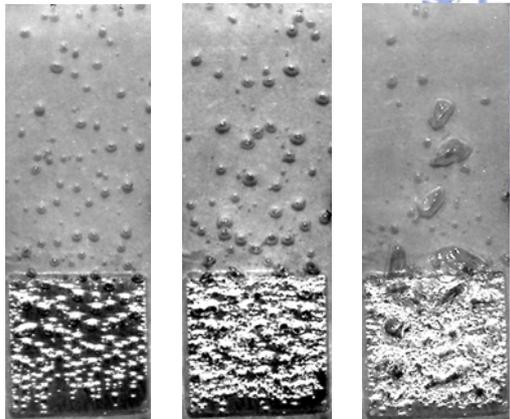
$\Delta T_{\text{sat}} = 10.83 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.63 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 20.06 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 26.66 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 84.24 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 144.9 \text{ kW/m}^2$   
 (17%CHF) (55%CHF) (96%CHF)

(a) 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，氣體次冷度為 0 K ( $C_g = 0$ ) 的池沸騰現象。



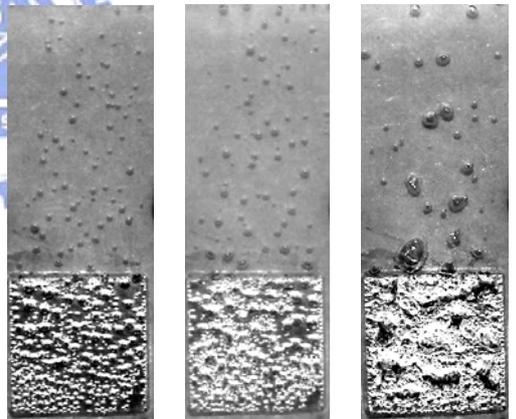
$\Delta T_{\text{sat}} = 10.97 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.42 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 21.76 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 49.8 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 97.75 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 182.07 \text{ kW/m}^2$   
 (26%CHF) (51%CHF) (96%CHF)

(b) 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，氣體次冷度為 10 K ( $C_g = 0.0016$ ) 的池沸騰現象。



$\Delta T_{\text{sat}} = 10.32 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.91 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 24.24 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 68.16 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 111.02 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 208.64 \text{ kW/m}^2$   
 (31%CHF) (51%CHF) (96%CHF)

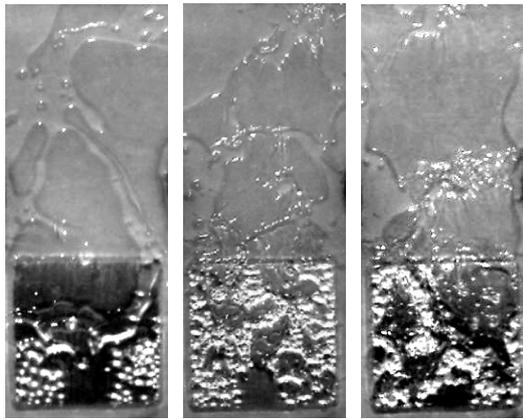
(c) 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，氣體次冷度為 20 K ( $C_g = 0.0029$ ) 的池沸騰現象。



$\Delta T_{\text{sat}} = 10.55 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.51 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 25.51 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 90.72 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 129.36 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 227.43 \text{ kW/m}^2$   
 (38%CHF) (54%CHF) (95%CHF)

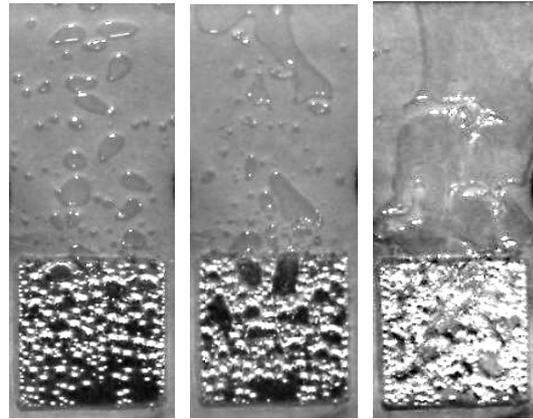
(d) 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，氣體次冷度為 30 K ( $C_g = 0.0038$ ) 的池沸騰現象。

圖 4-26 垂直加熱面，間隙(S)為 2 mm，不同氣體次冷度下，分別在低、中、高熱通量的池沸騰現象。



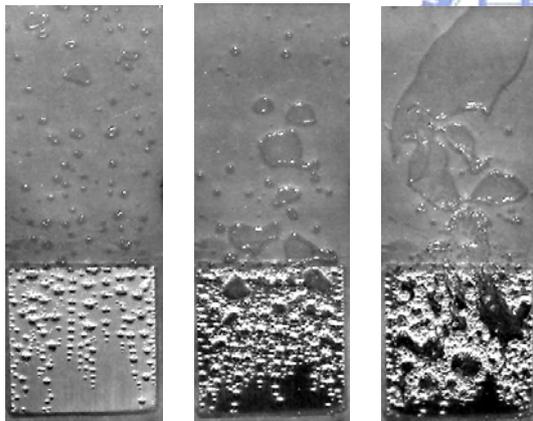
$\Delta T_{\text{sat}} = 10.09 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.33 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 20.52 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 30.36 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 65.28 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 103.53 \text{ kW/m}^2$   
 (27%CHF) (59%CHF) (94%CHF)

(a) 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，氣體次冷度為 0 K ( $C_g = 0$ )的池沸騰現象。



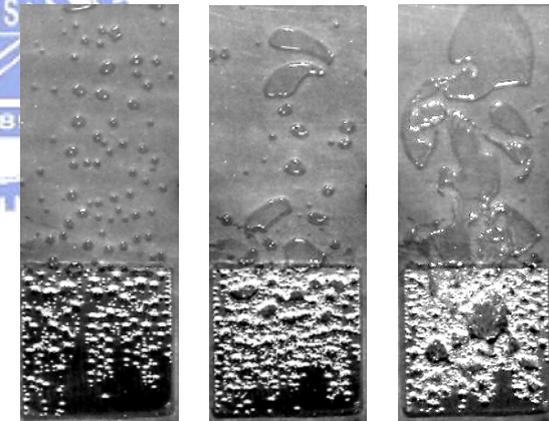
$\Delta T_{\text{sat}} = 9.86 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.05 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 22.49 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 48.14 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 83.16 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 133.65 \text{ kW/m}^2$   
 (34%CHF) (59%CHF) (95%CHF)

(b) 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，氣體次冷度為 10 K ( $C_g = 0.0016$ )的池沸騰現象。



$\Delta T_{\text{sat}} = 9.99 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.28 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 25.68 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 59.15 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 95.45 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 163.17 \text{ kW/m}^2$   
 (34%CHF) (56%CHF) (96%CHF)

(c) 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，氣體次冷度為 20 K ( $C_g = 0.0029$ )的池沸騰現象。



$\Delta T_{\text{sat}} = 9.63 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 15.85 \text{ K}$ ,  $\Delta T_{\text{sat}} = 26.63 \text{ K}$ ,  
 $q'' = 76.96 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 115.92 \text{ kW/m}^2$   $q'' = 182.9 \text{ kW/m}^2$   
 (40%CHF) (61%CHF) (96%CHF)

(d) 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，氣體次冷度為 30 K ( $C_g = 0.0038$ )的池沸騰現象。

圖 4-27 垂直加熱面，間隙(S)為 0.5 mm，不同氣體次冷度下，分別在低、中、高熱通量的池沸騰現象。

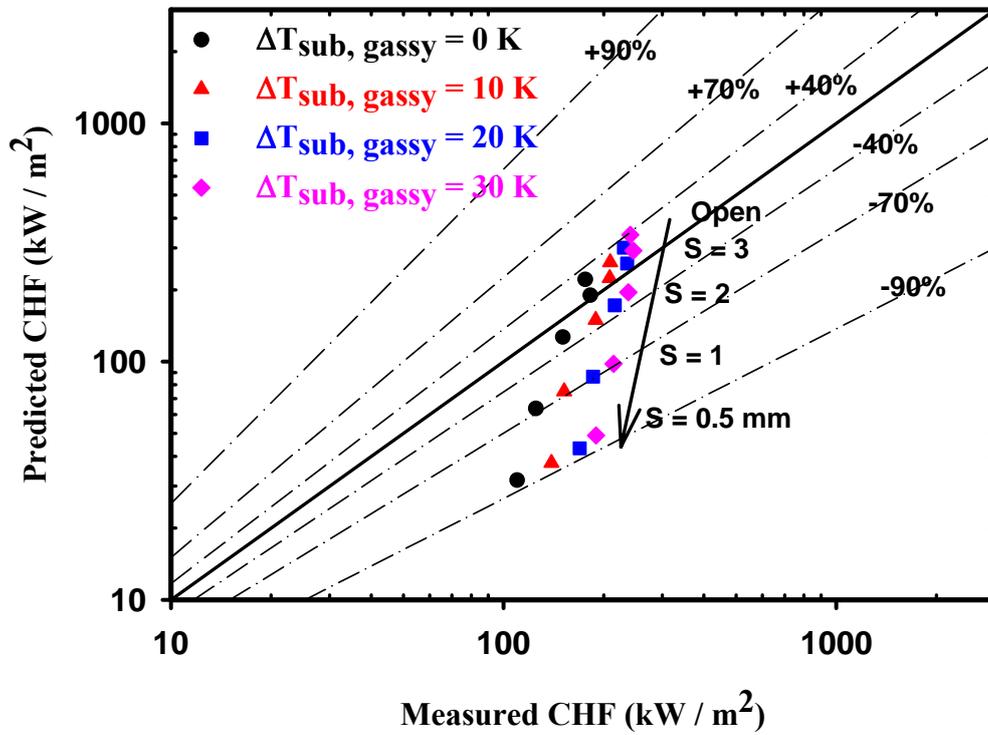


圖 4-28 不同氣體次冷態下，隨著間隙的減小，臨界熱通量(CHF)的預測值與實驗值比較圖。

## 第五章 結論與未來展望

本論文主要是探討垂直加熱面，在 FC-72 中加入可溶解氣體，對於不同間隙大小的池沸騰性能之影響。加入的可溶解氣體含量分別為 0、0.0016、0.0029 及 0.0038，間隙大小分別為 3、2、1 及 0.5 mm。根據實驗的結果可以歸納出下列幾個結論：

一、在相同的間隙下，低熱通量(30%CHF 以下)時，增加可溶解氣體含量會使沸騰有提早發生的情形，主要原因為液體中含有氣體會使氣泡容易生成，所以在低過熱度下就會有沸騰產生，提早進入核沸騰區，熱傳係數會有明顯的提升，尤其當可溶解氣體含量增加至 0.0038 時最為明顯。但是進入中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，加熱表面溫度逐漸升高，靠近加熱面的流體溫度也隨之升高，當含有可溶解氣體的流體接近加熱面時就已經被除氣(degassed)，到達加熱面已經為純流體，所以在中高熱通量下皆為純次冷態沸騰，增加少量的可溶解氣體含量熱傳係數已無明顯的提升。臨界熱通量不論在任何間隙皆會隨著氣體次冷度的增加而增加。

二、在相同次冷度下，起始沸騰也會隨著間隙的減小而提早發生，其原因為在較小的間隙下會使液體比較容易過熱，到達沸騰所需的過熱度，因此沸騰會提早發生。所以在低熱通量(30%CHF 以下)時，減小間隙使沸騰提早發生，熱傳係數也隨之提升。至中高熱通量(30%CHF~90%CHF)時，隨著間隙的減小，熱傳係數會逐漸降低，其原因為間隙的減小，使得核沸騰區的氣泡合併提早發生，尤其間隙 0.5 mm 時最為明顯，蒸氣薄膜覆蓋在加熱表面使流體無法有效的補充至加熱面，為熱傳遞降低的主要原因。隨著間隙的減小，氣泡合併提早發生，臨界熱通量(CHF)也提早發生。上述情況在不同氣體次冷度下皆相同，無明顯差異。

三、加入可溶解氣體在各間隙下都有提升熱傳係數的趨勢，尤其在低熱通量時最明顯，熱傳遞係數會隨著氣體含量的增加而明顯增加，但是在較高可溶解氣體含量(0.0038)下，熱傳係數隨著間隙減小已無明顯差異，顯示在高氣體含量時，各間隙的熱傳係數都已經有很明顯的提升，逐漸不受間隙的影響。如果繼續增加氣體含量，熱傳係數會趨於一致，但中高熱通

量還是會受到間隙逐漸減小的影響，而使熱傳係數逐漸降低。

四、雖然減小間隙可以增加自然對流，但是其影響在低熱通量下較明顯。因為低熱通量下，熱傳遞從單相熱傳至初始雙相熱傳遞，能夠明顯的增加自然對流，進而增加熱傳係數；但是進入核沸騰區，小間隙反而使氣泡容易合併成大塊的氣膜覆蓋在加熱面，反而降低了熱交換，使壁面溫度升高，所以小間隙不利於高熱通量下的沸騰熱傳。本實驗發現較佳的間隙大小為 3 mm，其熱傳係數與開放加熱面相近，而且當可溶解氣體含量增加後，其低熱通量的熱傳係數也逐漸接近 1 及 0.5mm，在高氣體次冷度(30 K,  $C_g = 0.0038$ )時，間隙 3 mm 的熱傳係數甚至比 1 及 0.5 mm 還更好。所以本實驗的最佳間隙大小為 3 mm。

五、由於受到實驗設備的限制，氣體次冷度無法再繼續增加至 40 K 以上，也就是可溶解氣體含量增加至 0.005 moles/mole 以上，才能夠觀察到 You 等人[31]所得到的結果，即在低熱通量因為可溶解氣體的影響大幅降低壁面過熱度，中高熱通量也因為受到氣體次冷度的影響使熱傳係數有明顯的提升，所以繼續增加氣體次冷度為未來可以繼續努力的目標。

## 参考文献

- [1] Nukiyama, S., 1943, "The Maximum and Minimum Value of Heat Transfer from Metal to Boiling Water under Atmosphere Pressure," International Journal Heat and Mass Transfer, Vol.9, pp.1419-1433.
- [2] Toshiyuki Nomura, Manuel Alonso, Yasuo Kousaka, and Ken Tanaka, 1998, "A Model for Simultaneous Homogeneous and Heterogeneous Nucleation," Journal of Colloid and Interface Science 203, 170-176.
- [3] Collier, J. G. and Thome, J. R., 1994, "Convective Boiling and Condensation, 3<sup>rd</sup> Ed., ch.4, Clarendon Press, Oxford, UK."
- [4] Tong, W., Bar-Cohen, A., Simon, T. W. and You, S. M., 1990, "Contact Angle Effects on Boiling Incipience of Highly-Wetting Liquids," International Journal of Heat Mass Transfer, vol. 33, pp. 91-103.
- [5] Lienhard, J. H., 1981, "A Heat Transfer Textbook," Prentice-Hill, Englewood Cliffs, New Jersey, USA.
- [6] Bar-Cohen, A., 1992, "State-of-the Art and Trends in the Thermal Packaging of the Electronic Equipment," J. Electronic Packaging 114, pp.257-270.
- [7] Ishibashi, E. and Nishikawa, K., 1969, "Saturated boiling heat transfer in narrow spaces," International Journal Heat Mass Transfer 12, 863-894.
- [8] Isaacson, E., and Isaacson, M., 1975, "Dimensional Methods in Engineering and Physics," Edward Arnold, London.
- [9] Katto, Y., 1978, "Generalized Correlations for Critical Heat Flux of

Natural Convection Boiling in Confined,” Trans. JSME V.44,  
pp.3908-3911.

[10] Bar-Cohen, A. and Rohsenow, W. M., 1984, “Thermally Optimum Spacing of Vertical, Natural Convection Cooled Plates,” J. Heat Transfer, V.106, pp.116-123.

[11] Yao, S. C., and Chang, Y., 1983, “Pooling boiling heat transfer in a confined space,” International Journal Heat Mass Transfer 26, 841-848.

[12] Fujita, Y., Ohta, H., Uchida, S. and Nishikawa, K., 1988, “Nucleate Boiling Heat Transfer and Critical Heat Flux in Narrow Space Between Rectangular Surfaces,” International Journal Heat Mass Transfer, V.31, pp.229-238.

[13] Katto, Y., Yokoyama, S. and Teraoka, K., 1992, “Nucleate and Transition Boiling in Narrow Space between Two Horizontal, Parallel Disk Surfaces, Bull,” JSME 20, V.143, pp.638-643.

[14] Chunlin Xia, Weilin Hu, Zengyuan Guo, 1996, “Natural Convective Boiling in Vertical Rectangular Narrow Channels,” Experimental Thermal and Fluid Science 12, pp.313-324.

[15] Kim, Yong Hoon and Suh, Kune Y., 2003, “One-Dimensional Critical Heat Flux concerning Surface Orientation and Gap Size Effects,” Nuclear Engineering and Design 226, pp.277-292.

[16] Passos, J. C., Hirata, F. R., Possamai, L. F. B., Balsamo, M., Misale, M., 2004, “Confined Boiling of FC-72 and FC-87 on a Downward Facing Heating Copper Disk,” International Journal of Heat and Fluid Flow 25, pp.313-319.

- [17] Storr, A. T., 1958, "The effects of heating surface geometry and orientation on nucleate boiling of subcooled water," M. S. Thesis, Washington University, Sever Institute of Technology, Department of Chemical Engineering.
- [18] Marcus, B. D., Dropkin, D., 1963, "The effect of surface configuration on nucleate boiling heat transfer," *International Journal Heat Mass Transfer* 6, pp.863-867.
- [19] Githinji, P. M., Sabersky, R. H., 1963, "Some effect of the orientation of the heating surface in nucleate boiling," *ASME Journal Heat Transfer* 85, pp379.
- [20] Vishnev, I. P., 1974, "Effect of orientating the hot surface with respect to the gravitational field on the critical nucleate boiling of a liquid," *J. Eng. Phys.* 24, pp.43-48.
- [21] Nishikawa, K., Fujita, Y., Uchida, S., Ohta, H., 1984, "Effect of surface configuration on nucleate boiling heat transfer," *International Journal Heat Mass Transfer* 27, pp.1559-1571.
- [22] Lienhard, J. H., 1985, "On the two regions of nucleate boiling," *ASME J. Heat Transfer* 107, pp.262-264.
- [23] Chang, J. Y., You, S. M., 1996, "Heater orientation effects on pool boiling of micro-porous-enhanced surfaces in saturated FC-72," *ASME J. Heat Transfer* 118, pp.937-943.
- [24] Howard, A. H., Mudawar, I., 1999, "Orientation effects on pool boiling critical heat flux (CHF) and modeling of CHF for near-vertical surfaces," *International Journal Heat Mass Transfer* 42, pp.1665-1688.

- [25] Rainey, K. N., You, S. M., 2001, "Effects of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surfaces," International Journal of Heat and Mass Transfer 44, pp.2589-2599.
- [26] Bonjour, J., Lallemand, M., 2001, "Two-phase flow structure near a heated vertical wall during nucleate pool boiling," International Journal of Multiphase Flow 27, pp.1789-1802.
- [27] McAdams, W. H., Kennel, W. E., Minden, C. S., Carl, R., Picornell, P. M., and Dew, J. E., 1949, "Heat transfer at high rates to water with surface boiling," Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 41, NO. 9.
- [28] Murphy, R. W., and Bergles, A. E., 1972, "Subcooled flow boiling of Fluorocarbons – Hysteresis and dissolved gas effects on heat transfer," Proceedings of Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., Stanford Univ. Press, pp.400-416.
- [29] You, S. M., Simon, T. W., and Bar-Cohen, A., 1990, "Experiments on Boiling Incipience with a Highly-Wetting Dielectric Fluid : Effects of Pressure, Subcooling and Dissolved Gas Content," Heat Transfer 1990, Vol. 2, pp.337-342.
- [30] You, S. M., Simon, T. W., Bar-Cohen, A. and Hong, Y. S., 1995, "Effects of Dissolved Gas Content on Pool Boiling of a Highly Wetting Fluid," Journal of Heat Transfer 117, pp.687-692.
- [31] O'Connor, J. P., You, S. M., Chang, J. Y., 1996, "Gas-saturated pool boiling heat transfer from smooth and micro porous surfaces in FC-72," Journal of Heat Transfer 118, pp.662-667.
- [32] Hong, Y. S., Ammerman, C. N., You, S. M., 1997, "Boiling characteristics of cylindrical heaters in saturated, gas saturated, and pure-subcooled

FC-72,” J. Heat Transfer 119, pp.313-318.

[33] Rainey, K. N., You, S. M., Lee, S., 2003, “Effect of pressure, subcooling, and dissolved gas on pool boiling heat transfer from microporous surfaces in FC-72,” Journal of Heat Transfer 125, pp.75-83.

[34] You, S. M., Bar-Cohen, A. and Simon, T. W., 1995, “Experiments on nucleate boiling heat transfer with a highly-wetted dielectric fluid : Effect of pressure subcooling and dissolved gas content,” Journal Heat Transfer 118, pp.564-571.

[35] Fujita, M., Nashiyama, E., Yamanaka, G., 1979, “Nucleate pool boiling heat transfer from micro-porous heating surface,” Advances in Enhanced Heat Transfer, ASME, pp.45-51.

[36] Anderson, T. M., Mudawar, I., 1989, “Cooling by enhanced pool boiling of a dielectric Fluorocarbon liquid,” J. Heat Transfer 111, pp.752-759.

[37] Chang, J. Y. and You, S. M., 1997, “Boiling heat transfer phenomena from micro-porous and porous surfaces in saturated FC-72,” International Journal Heat Mass Transfer, Vol. 40, No. 18, pp.4437-4447.

[38] Bar-Cohen, A., Simon, T. W., 1988, “Wall superheat excursions in the boiling incipience of dielectric fluids,” J. Heat Transfer Engineering 19, No. 3, pp.19-33.

[39] You, S. M., Bar-Cohen, A. and Simon, T. W., 1990, “Boiling incipience and nucleate boiling heat transfer of highly-wetted dielectric fluids from electronic materials,” InterSociety Conference on Thermal Phenomena.

[40] Rohsenow, W. M., 1952, “A new correlation of pool boiling data for surface boiling of liquids,” Trans. ASME, Vol. 74, pp.969-975.

- [41] Watwe, A. A., 1996, "Measurement and prediction of the pool boiling critical heat flux in highly wetting fluids," Ph. D. Dissertation, University of Minnesota.
- [42] Zuber, N., 1959, "Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer," AEC Report no. AECU-4439, Physics and Mathematics.
- [43] Monde, M., Inoue, T. and Mitsutake, Y., 1997, "Critical heat flux in pool boiling on a vertical heater," Heat and Mass Transfer 32, pp.435-440.
- [44] 3M Company, Physical Properties Data, 2002, Private Communication Katoka Japan.
- [45] Kline, S. J., 1985, "The purpose of uncertainty analysis," Journal Fluids Engineering, Vol. 107, pp. 153-160.
- [46] Parker, Jack L., El-Genk, Mohamed S., 2005, "Enhanced saturation and subcooled boiling of FC-72 dielectric liquid," International Journal of Heat and Mass Transfer 48, pp.3736-3752.

## 附錄

### 不準度分析

本實驗的不準度分析為參考 Kline, S. J. [43] 的方法，其分析方法如下：  
假設有一實驗值  $R$  是經由測量值  $x_1$ 、 $x_2$ 、 $x_3$ ..... $x_n$  所計算而得，而這些

測量值各有不準度為  $\frac{\delta x_1}{x_1}$ 、 $\frac{\delta x_2}{x_2}$ 、 $\frac{\delta x_3}{x_3}$ ..... $\frac{\delta x_n}{x_n}$ ，則  $R$  的誤差值為

$$\delta R = \frac{\partial R}{\partial x_1} \delta x_1 + \frac{\partial R}{\partial x_2} \delta x_2 + \frac{\partial R}{\partial x_3} \delta x_3 + \dots + \frac{\partial R}{\partial x_n} \delta x_n$$

因為  $\delta x_1$ 、 $\delta x_2$ 、 $\delta x_3$ ..... $\delta x_n$  皆很小，所以  $\delta R$  可以近似為

$$\delta R = \left[ \left( \frac{\partial R}{\partial x_1} \delta x_1 \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial x_2} \delta x_2 \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial x_3} \delta x_3 \right)^2 + \dots + \left( \frac{\partial R}{\partial x_n} \delta x_n \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

所以  $R$  的不準度可以寫成

$$\frac{\delta R}{R} = \left[ \left( \frac{\frac{\partial R}{\partial x_1} \delta x_1}{R} \right)^2 + \left( \frac{\frac{\partial R}{\partial x_2} \delta x_2}{R} \right)^2 + \left( \frac{\frac{\partial R}{\partial x_3} \delta x_3}{R} \right)^2 + \dots + \left( \frac{\frac{\partial R}{\partial x_n} \delta x_n}{R} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$
$$= \left[ \left( \frac{\partial \ln R}{\partial \ln x_1} \frac{\delta x_1}{x_1} \right)^2 + \left( \frac{\partial \ln R}{\partial \ln x_2} \frac{\delta x_2}{x_2} \right)^2 + \left( \frac{\partial \ln R}{\partial \ln x_3} \frac{\delta x_3}{x_3} \right)^2 + \dots + \left( \frac{\partial \ln R}{\partial \ln x_n} \frac{\delta x_n}{x_n} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \dots (a)$$

上式即為某一實驗值  $R$  的不準度，利用上式即可算出本實驗總熱通量 ( $q''_{total}$ )、熱損 ( $q''_{loss}$ )、過熱度 ( $\Delta T_{sat}$ ) 及熱傳遞係數 ( $h$ ) 的不準度。因此實驗的不準度如下：

#### (A) 總熱通量 ( $q''_{total}$ ) 不準度

總熱通量 ( $q''_{total}$ ) 是電流  $I$  與電壓  $V$  的乘積

$$q''_{total} = I \times V$$

由式(a)可得總熱通量的不準度為

$$\frac{\delta q''_{total}}{q''_{total}} = \sqrt{\left(\frac{\delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\delta V}{V}\right)^2}$$

### (B) 熱損( $q''_{loss}$ )不準度

本實驗的熱損，由 3-5 節得知

$$q''_{loss} = q''_{side} + q''_{bottom} = 4k_t A_{side} \frac{T_1 - T_2}{l_{12}} + k_t A_{bottom} \frac{T_1 - T_3}{l_{13}}$$

將上式及鐵氟龍的尺寸代入(a)式可得熱損的不準度為

$$\frac{\delta q''_{loss}}{q''_{loss}} = \left[ \left( \frac{\delta A_{side}}{A_{side}} \right)^2 + \left( \frac{\delta A_{bottom}}{A_{bottom}} \right)^2 + \left( \frac{\delta l_{12}}{l_{12}} \right)^2 + \left( \frac{\delta l_{13}}{l_{13}} \right)^2 + \left( \frac{T_1}{T_1 - T_2} \frac{\delta T_1}{T_1} \right)^2 + \left( \frac{T_1}{T_1 - T_3} \frac{\delta T_1}{T_1} \right)^2 + \left( \frac{T_2}{T_1 - T_2} \frac{\delta T_2}{T_2} \right)^2 + \left( \frac{T_3}{T_1 - T_3} \frac{\delta T_3}{T_3} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

### (C) 測試片實際得到的熱通量不準度

測試片實際得到的熱通量為

$$q'' = q''_{total} - q''_{loss}$$

則由(a)式可得不準度為

$$\frac{\delta q''}{q''} = \sqrt{\left( \frac{q''_{total}}{q''_{total} - q''_{loss}} \frac{\delta q''_{total}}{q''_{total}} \right)^2 + \left( \frac{q''_{loss}}{q''_{total} - q''_{loss}} \frac{\delta q''_{loss}}{q''_{loss}} \right)^2}$$

### (D) 過熱度( $\Delta T_{sat}$ )不準度

過熱度( $\Delta T_{sat}$ )是由測試片中的熱電偶(Thermocouple)所量測得之壁面

溫度( $T_w$ )，減去 FC-72 在一大氣壓下的飽和溫度( $T_{sat}$ )而得

$$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$$

所以由(a)式可得過熱度的不準度為

$$\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T} = \sqrt{\left( \frac{\delta T_w}{T_w - T_{sat}} \right)^2 + \left( \frac{\delta T_{sat}}{T_{wall} - T_{sat}} \right)^2}$$

(E) 熱傳遞係數( $h$ )不準度

本實驗的熱傳遞係數為

$$h = \frac{q''}{\Delta T}$$

由(a)式可得熱傳遞係數的不準度為

$$\frac{\delta h}{h} = \sqrt{\left(\frac{\delta q''}{q''}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T}\right)^2}$$

