



行政院原子能委員會
委託研究計畫研究報告

TRR-II 冷中子源環路熱流穩定性分析

計畫編號：902001INER002

受委託機關(構)：國立交通大學

計畫主持人：林清發 教授

報告日期：90年11月30日

符號說明

C_l	液體比熱	α	空泡比
C_f	氣液介面間之摩擦係數	δ	液膜平均厚度
C_w	壁面之摩擦係數	λ	Helmholtz 波長
D	管直徑	μ_G	蒸汽之粘滯係數
F	力平衡函數	μ_L	液體之粘滯係數
g	重量加速度	ρ_G	蒸汽之密度
g_0	轉換常數	ρ_L	液體之密度
h_{fg}	蒸發潛熱	σ	液體之表面張力
J_G	氣體表像速度	τ_l	氣液介面間之剪應力
J_L	液膜表像速度	τ_w	液體與壁面之剪應力
J_G^*	無因次氣體表像速度	θ	傾斜管角度
J_L^*	無因次液膜表像速度		
k_l	液體熱傳導率		
L	管長度		
P	壓力		
P_b	氣泡之蒸氣壓力		
q	達逆流極限之臨界熱通量		
R_e	孔隙的半徑		
Re_G	氣體之雷諾數		
Re_L	液膜之雷諾數		
T_b	氣泡之蒸氣溫度		
T_{sat}	液體飽和溫度		
T_{sup}	過熱溫度		
t	汽泡成長時間		
u_G	氣流速率		
u_L	液流速率		
Z	管軸方向座標		

目錄

符號說明	1
目錄	2
一、中文摘要	3
二、英文摘要	4
三、計畫目的	6
四、計畫緣起	7
五、執行方法及進行步驟	8
六、逆流極限 (Flooding) 理論模式	9
6.1 垂直管中逆流極限之理論模式	9
6.2 傾斜管中逆流極限之理論模式	13
七、緩速劑腔體內雙相流理論模式	17
7.1 氣泡的形成與成長	17
7.2 氣泡產生率	19
7.3 氣泡的上升速度	21
7.4 空泡比的估算	22
八、結論與建議	24
8.1 雙相流不穩定與逆流極限分析	24
8.2 緩速劑腔體內雙相流現象分析	25
九、參考文獻	42
表	26
圖	27
附錄	44

一、中文摘要

本研究計畫針對國內正在自己建立的研究用核設施 TRR-II 冷中子源系統之雙相流自然循環環路進行熱流穩定性分析，以避免冷中子源在不穩定的條件下運轉，以確保冷中子源設施的效益及安全性。

主要的工作項目：

- (1) 發展冷中子源系統雙相流自然循環環路的穩定性分析方法，並以實驗數據加以驗證其可用性。
- (2) 發展冷中子源系統雙相流自然循環環路傾斜時逆流極限(Flooding)之分析方法，並以實驗數據驗證其可用性。
- (3) 發展緩速劑腔體內雙相流現象的解析方法，包含氣泡大小及產生效率與空泡比，並以實驗數據加以驗證。

在一管道頗長之雙相流自然循環環路，主要發生的熱流不穩定是由液相的 Flooding 來主導。本研究的 Vapor-Liquid film flow 的 Flooding 分析採用 Bankoff 和 Lee (1986) 之控制體積動量傳遞平衡模式，將其用於垂直及傾斜管之 Flooding。緩速劑腔體內之氣泡現象分析，則採用文獻上之 correlations。

二、英文摘要

This research project conducts a stability analysis for the two-phase natural recirculation loop in the cold neutron source facility in the TRR-II (Taiwan Research Reactor- II) reactor which is currently under construction. The results can be used to prevent the cold neutron source facility to operate in unstable conditions and to insure the effectiveness and safety of the facility. Three major items are studied:

- (1) Develop a suitable stability analysis method to analyze the stability of the two-phase natural recirculation loop in the cold neutron source facility. The predicted results are compared with data from the mockup tests.
- (2) Find a method to analyze the flooding of the two-phase natural recirculation loop when it is inclined. The predicted results are compared with the experimental data.
- (3) Analyze the boiling phenomena in the moderator cell by predicting the bubble size and generation frequency. Meanwhile, the void fraction in the cell is predicted and is compared with that from experimental flow visualization.

In a long two-phase natural recirculation loop, the thermal instability is mainly dominated by the flooding of the vapor-liquid flow. In this study the

flooding model proposed by Bankoff and Lee (1986) is adopted and combined with a control volume momentum transport analysis to derive the condition for the flooding. Results for the vertical and inclined pipes are compared with the measured data from the TRRII model test. The predicted flooding data show a similar trend to those from the measurement. The bubble characteristics in the moderator cell are analyzed by the existing correlations in the literature.

三、計畫目的

TRR-II 冷中子源系統雙相流自然循環環路(如圖一所示)主要是把緩速劑腔體內的流體所吸收中子的能量帶走，緩速劑腔體用的液態氫在吸收中子能量時產生沸騰，沸騰時的氣泡上升至液態氫界面時變成蒸氣向上流動，經過一細長之環路，把能量傳給一冷凝器，而氫蒸氣也冷凝成液態氫，然後沿著環路的管壁流回緩速劑腔體，完成一個雙相流環路。因此，在這一細長的環路中，上升的蒸氣與下降之液體同時存在，極易產生雙相流不穩定與逆流極限 (Flooding)，此將影響冷中源設施之穩定性與安全性，所以有必要對此雙相流環路中的逆流極限進行詳細瞭解。另外，在緩速劑腔體內之液態氫在吸收快速中子後產生之氣泡情形對冷中子源設施性能具有重大影響，亦有必要深入探討。本計畫主要的目的即在發展此細長環路中雙相流穩定性及逆流極限的分析模式，並探討緩速劑腔體內的流體的氣泡大小及產生頻率與空泡比進行預測。

文獻上對雙相流之穩定性、逆流極限與沸騰研究大多是針對水及一般冷媒，而對本計畫擬探討之液態氫則甚少。

四、計畫緣起

TRR-II 冷中子源環路熱流穩定分析研究計畫主要在建立研究用核設施 TRR-II 冷中子源系統雙相流自然循環環路進行熱流穩定性分析，由於雙相流自然循環環路中極易產生雙相流不穩定與逆流極限(Flooding)，此將影響冷中子源設施之穩定性與安全性，為了避免冷中子源在不穩定的條件下運轉，以確保冷中子源設施之安全性。此外，由於緩速劑腔體內之工作流體為液態氫，文獻上對於相關之研究大多是針對水及一般冷媒，而本計畫擬探討之液態氫則甚少，吾人有必要對此做深入研究。本計畫將以雙相流自然循環環路的穩定性分析與緩速劑腔體內沸騰雙相流現象的分析兩部分做深入探討。

五、執行方法及進行步驟

底下針對每一個工作項目本計畫所採行的方法及步驟分別敘述。

(1) 雙相流自然循環環路穩定性及逆流極限分析:本計畫以 Separate Two-Phase Flow Model 來模擬細長垂直和傾斜管中雙相液-氣流的穩定性，探討加熱量及工作流體填充量對雙相流自然循環環路穩定性的影響。利用 Bankoff 和 Lee 在 1986 年所提出之模式，上升之氣流及下降之液膜逆流極限發生之前恰可維持熱傳及流力之平衡的特性，來決定逆流極限之條件，來對垂直及傾斜環路進行此雙相流的穩定性及逆流極限分析，所獲得的結果用以修正 Wallis Correlation 中的係數，找出適當的係數。

(2) 緩速劑腔體內沸騰雙相流現象分析:我們修正文獻上現有的 Correlations，找出適當的常數來評估汽泡的大小及產生頻率，並估算空泡比。上面模式所算出之結果將與模擬實驗所量出之數據比較驗證。

六、逆流極限 (Flooding) 理論模式

在一長垂直管道中之雙相液-氣流不穩定和逆流極限發生的理論模式，基本上是建立於液-氣界面的動量傳遞和熱流現象。根據 Bankoff & Lee (1986) 回顧逆流極限所提出的兩個觀點，其一認為逆流極限是肇始於氣液介面間之波動或不穩定 (Imura et al, 1977)；另一則認為液體沿著管壁往下流動時，蒸汽因浮力在管中向上流動，氣液呈逆向環狀流，當氣液相對速度達某限值時，氣液介面開始不穩定時，即是逆流極限發生之處 (Wallis, 1967; Bharathan et al, 1979)。

後者利用要發生逆流極限時，氣液間之作用力達到一最大可能的平衡的概念而推論出 $F(J_G^*, J_L^*, \alpha) = 0$ ，及應用在發生逆流極限時空泡比 α (void fraction) 亦達到極限值，亦即我們可得到在逆流極限時， $\frac{\partial F}{\partial \alpha} = 0$ 或 $\frac{\partial J_G^*}{\partial \alpha} = 0$ 。綜合以上條件便可求出逆流極限時之物理量以供實驗參考。以下則針對垂直管及傾斜管來分析其所對應之函數 F 。

6.1 垂直管中逆流極限之理論模式

液體與蒸汽於環狀流中穩態流過垂直管截面如圖二所示， Z 代表軸方向， D 為管直徑， δ 為液膜平均厚度， u_G 氣流速率， u_L 液流速率， ρ_L 為液體之密度， ρ_G 為蒸汽之密度， τ_i 為氣液介面間之剪應力， τ_w 為液體與壁面之剪應力， α 為空泡比。並利用 Sudo (1994) 所證明之幾何關係， $(1 - \sqrt{\alpha}) = 2\delta / D$ ，所以氣相所佔區域之直徑為 $D\sqrt{\alpha}$ 。

利用控制體積之方法針對一控制體積（圖二），並假設液膜表面為穩定狀態，由牛頓第二定律可得到力與加速度平衡之方程式：

$$\vec{F} = \vec{F}_{surface} + \vec{F}_{body} = m\vec{a} \quad (1)$$

在Z方向之分量為：

$$\vec{F}_z = \vec{F}_{z,surface} + \vec{F}_{z,body} = m\vec{a}_z = mg \quad (2)$$

將圖二之垂直管分為兩個控制體積，一為環繞管壁之液膜所形成之控制體積（I），另外，移去液膜所剩下之中心部分即為氣相之控制體積（II）。

分析控制體積（I）所得之動量平衡方程式：

$$P \frac{\pi}{4} D^2 \alpha - \left(P + \frac{\partial P}{\partial z} dz \right) \frac{\pi}{4} D^2 + \tau_w \pi D = [\rho_L (1 - \alpha) + \rho_G \alpha] \frac{\pi}{4} D^2 g dz \quad (3)$$

其中P表示壓力。上式經簡化後可得

$$-\frac{dP}{dz} \frac{\pi}{4} D^2 + \tau_w \pi D = [\rho_L (1 - \alpha) + \rho_G \alpha] \frac{\pi}{4} D^2 g \quad (4)$$

再分析控制體積（II）-僅包含氣相部分，所得之動量平衡方程式：

$$P \frac{\pi}{4} D^2 \alpha - \left(P + \frac{dP}{dz} dz \right) \frac{\pi}{4} D^2 \alpha - \tau_i \pi D \sqrt{\alpha} = \rho_G \alpha \frac{\pi}{4} D^2 g dz \quad (5)$$

簡化上式後可得

$$-\frac{dP}{dz} \frac{\pi}{4} D^2 \alpha + \tau_i \pi D \sqrt{\alpha} = \rho_G \alpha \frac{\pi}{4} D^2 g \quad (6)$$

合併式 (4) 及式 (6) 可得下式

$$\tau_w \pi \alpha D + \tau_i \pi \alpha \sqrt{D} = [\rho_L (1 - \alpha) + \rho_G \alpha - \rho_G] \alpha g \frac{\pi}{4} D^2 \quad (7)$$

將上式除以 $\alpha \frac{\pi}{4} D^2$ ，可得

$$\frac{4\tau_w}{D} + \frac{4\tau_i}{D\sqrt{\alpha}} = [\rho_L - \rho_L \alpha + \rho_G \alpha - \rho_G] g \quad (8)$$

再經化簡後可得

$$\frac{4\tau_w}{D} + \frac{4\tau_i}{D\sqrt{\alpha}} = (\rho_L - \rho_G)(1 - \alpha)g \quad (9)$$

其中之 τ_i (interfacial) 和 τ_w (wall shear stresses) 可表示成

$$\tau_l \equiv c_i \rho_G (u_G + u_l)^2 / 2 = c_i \rho_G \frac{j_G^2}{2\alpha^2} \left[1 + \frac{\alpha j_L}{(1+\alpha)j_G} \right]^2 \quad (10)$$

$$\tau_w \equiv c_w \rho_L u_L^2 / 2 = \frac{c_w \rho_L j_L^2}{2(1-\alpha)^2} \quad (11)$$

將 (10) 式與 (11) 式代入 (9) 式中可得下式

$$\frac{2c_i \rho_G j_G^2}{D\alpha^{5/2}} \left[1 + \frac{\alpha}{(1+\alpha)} \frac{j_L}{j_G} \right]^2 + \frac{2c_w \rho_L j_L^2}{D(1-\alpha)^2} = (\rho_L - \rho_G)(1-\alpha)g \quad (12)$$

並且

$$j_G = j_G^* \left(\frac{(\rho_L - \rho_G)gD}{\rho_G} \right)^{1/2}, \quad j_L = j_L^* \left(\frac{(\rho_L - \rho_G)gD}{\rho_L} \right)^{1/2} \quad (13)$$

將 (13) 式代入 (12) 式得下式

$$\frac{2c_i \rho_G j_G^{*2} \left(\frac{(\rho_L - \rho_G)gD}{\rho_G} \right)}{\alpha^{5/2} (\rho_L - \rho_G)gD} \left[1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \left(\frac{j_L^*}{j_G^*} \right) \right]^2 + \frac{2c_w \rho_L j_L^{*2} \frac{(\rho_L - \rho_G)gD}{\rho_L}}{(1-\alpha)^2 (\rho_L - \rho_G)gD} = 1 - \alpha \quad (14)$$

經化簡後，可得下式

$$\frac{2c_l}{\alpha^{5/2}} j_G^{*2} \left[1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \left(\frac{j_L^*}{j_G^*} \right) \right]^2 + \frac{2c_w}{(1-\alpha)^2} j_L^{*2} = 1 - \alpha \quad (15)$$

又因

$$\frac{j_L^*}{j_G^*} = \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \quad \text{and} \quad j_L^{*2} = \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} j_G^{*2} \quad (16)$$

所以式(15)可替換成

$$\frac{2c_l}{\alpha^{5/2}} j_G^{*2} \left[1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^2 + \frac{2c_w}{(1-\alpha)^2} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) j_G^{*2} = 1 - \alpha \quad (17)$$

令一F函數包含上式，如下式所示

$$F(j_G^*, \alpha) = \frac{2c_l}{\alpha^{5/2}} j_G^{*2} \left[1 + \frac{\alpha}{(1-\alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^2 + \frac{2c_w}{(1-\alpha)^2} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) j_G^{*2} - (1-\alpha) = 0 \quad (18)$$

6.2 傾斜管中 flooding 之理論模式

與垂直管相同，液體與蒸汽在環狀流中穩態流過傾斜管截面如圖二所示，利用控制體積之方法針對一控制體積（圖三），並假設液膜表面為穩定狀態，考量在 Z 方向之分量為 $\sin\theta$ ，並將圖三之垂直管分為兩個控制體積，一為環繞管壁之液膜所形成之控制體積 (I)，另一為移去液膜所剩下之中心部分即為氣相之控制體積 (II)。

分析控制體積 (I) 所得之牛頓第二定律為

$$P \frac{\pi D^2 \alpha}{4} - \left(P + \frac{\partial P}{\partial z} dz \right) \frac{\pi D^2}{4} + \tau_w \pi D = [\rho_L (1 - \alpha) + \rho_G \alpha] \frac{\pi}{4} D^2 g \sin \theta dz \quad (19)$$

其中 P 表示壓力。上式經簡化後可得

$$-\frac{dP}{dz} \frac{\pi}{4} D^2 + \tau_w \pi D = [\rho_L (1 - \alpha) + \rho_G \alpha] \frac{\pi}{4} D^2 g \sin \theta \quad (20)$$

再分析控制體積 (II) - 僅包含氣相部分，所得之牛頓第二定律為

$$P \frac{\pi}{4} D^2 \alpha - \left(P + \frac{dP}{dz} dz \right) \frac{\pi}{4} D^2 \alpha - \tau_l \pi D \sqrt{\alpha} = \rho_G \alpha \frac{\pi}{4} D^2 g \sin \theta dz \quad (21)$$

簡化上式後可得

$$-\frac{dP}{dz} \frac{\pi}{4} D^2 \alpha - \tau_l \pi D \sqrt{\alpha} = \rho_G \alpha \frac{\pi}{4} D^2 g \sin \theta \quad (22)$$

合併式 (20) 及式 (22)，再經化簡後可得

$$\frac{4\tau_w}{D} + \frac{4\tau_l}{D\sqrt{\alpha}} = (\rho_L - \rho_G)(1 - \alpha)g \sin \theta \quad (23)$$

將 (10) 式、(11) 式、(13) 式與 (16) 式代入 (9) 式中可得下式

$$\frac{2c_i}{\alpha^{5/2} \sin \theta} j_g^{*2} \left[1 + \frac{\alpha}{(1 - \alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^2 + \frac{2c_w}{(1 - \alpha)^2 \sin \theta} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) j_g^{*2} = 1 - \alpha \quad (24)$$

令一 F 函數包含上式，如下式所示

$$F(j_g^*, \alpha) = \frac{2c_i}{\alpha^{5/2} \sin \theta} j_g^{*2} \left[1 + \frac{\alpha}{(1 - \alpha)} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^2 + \frac{2c_w}{(1 - \alpha)^2 \sin \theta} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right) j_g^{*2} - (1 - \alpha) = 0 \quad (25)$$

由上式中， c_i 及 c_w 由 Sudo (1994) 及 Katto (1994) 定義如下，

$$c_i = 0.005 + m \left(\frac{2\delta}{D} \right)^n = 0.005 + m(1 - \sqrt{\alpha})^n \quad (26)$$

$$m = 0.2574 \left(\frac{Bo^*}{2} \right)^n 10^{9.07/Bo^*} \quad (27)$$

$$n = 1.63 + 4.74/Bo^* \quad (28)$$

$$Bo^* = \sqrt{D^2 g \rho_L / \sigma} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} c_w &= 16.0 / Re_L \quad (Re_L \leq 2000) \\ &= 1.76 \times 10^{-10} Re_L^{2.32} \quad (2000 \leq Re_L \leq 4000) \\ &= 0.314 Re_L^{-1/4} \quad (4000 \leq Re_L) \end{aligned} \quad (30)$$

$$Re_L = \frac{4\rho_L u_L \delta}{\mu_L} = \frac{2D\rho_G^{1/2} (1 - \sqrt{\alpha})}{\mu_L (1 - \alpha)} \sqrt{g(\rho_L - \rho_G)D} \cdot J_G^* \quad (31)$$

其中 ρ_L 、 ρ_G 、 μ_L 及 σ 為流體性質， D 為給定之幾何參數， J_G^* 及 α 未知。

給定 α 值後利用任一數值方法，便可得到對應之 J_G^* 值。相關求解式 (18) 之

程式置於附錄一中，至於式 (25) 之程式則與式 (18) 類似，故不予列出。

利用 Monde (1996) 中所述之 Helmholtz instability 的關係來預測實驗所

得之 flooding power，其流程圖置於附錄二供參考。

七、緩速劑腔體內雙相流理論模式

7.1 氣泡的形成與成長

由熱傳學可知，當一表面暴露於液體中，且其溫度保持在該液體之飽和溫度以上時，會產生沸騰現象。當液體受熱而升至足夠高的溫度時，會在加熱表面上可堆積氣體之小孔隙或小裂痕上開始形成氣泡，或因液體中之氣體膨脹而形成氣泡，這種熱傳變化現象稱為核沸騰。液態氫在緩速劑腔體中受熱產生氣泡的現象與變化過程即為核沸騰現象。在核沸騰中，氣泡之大小與液氣界面的表面張力、溫度和壓力有關，視過熱溫度之高低，氣泡可能會在加熱表面破裂，也有可能膨脹且自加熱表面脫離，然後上升至液氣界面而消失。

氣泡的發展過程一般可分為三部分：氣泡的形成、氣泡的成長和氣泡的脫離 (Han & Griffith (1965))。由氣泡的形成到氣泡的成長過程稱為等待期 (waiting period)。在等待期中，此時的熱傳變化可以熱邊界層理論解釋，假設有一極薄的邊界層覆蓋在氣泡上，此時氣泡的表面張力與壓力差達到靜平衡，

$$\Delta P = \frac{2\sigma}{R_c} \quad (32)$$

此時氣泡不易成長變大。在熱傳上，可以應用 Clausius-Clapeyron 熱力學平衡關係式

$$\Delta P = \frac{\Delta T}{T_{sat}} \frac{h_{fg}}{(1/\rho_v) - (1/\rho)} \approx \frac{\Delta T \rho_v h_{fg}}{T_{sat}} \quad (33)$$

其中

$$\Delta T = T_b - T_{sat}$$

$$\Delta P = P_b - P_{sat}$$

T_b 、 P_b ：氣泡之蒸氣溫度和壓力

T_{sat} ：液體飽和溫度

σ ：液體之表面張力

R_c ：孔隙的半徑

h_{fg} ：蒸發潛熱

ρ_v ：蒸氣密度

假如加熱面之溫度極高，則等待期會很短。

經過等待期之後，氣泡開始成長變大。由氣泡成長到氣泡開始脫離稱為解放期(unbinding period)。此期間氣泡的半徑可依下式表示 (Sernas & Hooper (1969); Bald (1976))

$$R_b = 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\rho_l C_l \Delta T_{sat}}{\rho_v h_{fg}} \sqrt{k_{eff} t} \quad (34)$$

其中

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

T_{sup} : 過熱溫度

ρ_l : 液體密度

k_l : 液體熱傳導率

C_l : 液體比熱

t : 汽泡成長時間

當氣泡成長到足夠大時，重力和表面張力無法平衡，氣泡會脫離加熱面而上升至液態氫的界面，變成氫蒸氣。氣泡開始脫離加熱面到完全脫離稱為脫離期(departure period)。

7.2 氣泡產生率

氣泡產生頻率依流力與熱力作用之考量可區分三區域(Mikic & Rohsenow (1969)):

水力區：作用在氣泡上的力主要為浮力和阻力，氣泡產生頻率與氣泡直徑關係為

$$fD_b^{1/2} = \text{constant} \quad (35)$$

暫態區：作用在氣泡上的力主要為浮力、阻力和表面張力，氣泡產生頻率

與氣泡直徑關係為

$$fD_b^{3/4} = \text{constant} \quad (36)$$

熱力區：主導氣泡的成長，氣泡產生頻率與氣泡直徑關係為

$$fD_b^2 = \text{constant} \quad (37)$$

對於任意之區域，可使用下式估算沸騰面之平均氣泡產生頻率

$$fD_b = C_3 \left[\frac{\sigma g_0 g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right]^{0.25} \quad (38)$$

其中

g ：重量加速度

g_0 ：轉換常數

$$C_3 = 0.6$$

另外，氣泡產生頻率與氣泡直徑關係亦可以以下式表示 (Bewilogua,

Gormer, Knoner & Vinzelberg (1974))

$$fD_b^2 = K \quad (39)$$

$$K = \frac{4\pi\rho_l C_{p,l} \Delta T_{sat}}{h_{fg} \rho_v^2} \quad (40)$$

以氫為例，平滑加熱面

$$K = 1.5 \times 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ at 1 atm}$$

$$K = 2.5 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ at 11 atm}$$

7.3 氣泡的上升速度

由實驗得知 (Ivey (1967))，在水力區域的氣泡上升速度、汽泡直徑和氣泡產生頻率三者間有以下之關係：

$$v_\infty = fD \quad (41)$$

然而在熱力區，上式未必可以成立。Peebles & Garber (1953) 認為對於連續成長的氣泡，其氣泡上升速度與氣泡直徑無關，且滿足下式：

$$v_\infty = 1.18 \left(\frac{gg_c \sigma}{\rho_L} \right)^{0.25} \quad (42)$$

7.4 空泡比的估算

由上述氣泡的產生、成長和產生率可以了解核沸騰中氣泡的整各變化過程，而綜合上述的熱傳現象與氣泡之變化可以估算氣泡比，其估算程序如下所述：

(1) 估算由緩速劑腔體壁面輸入之熱通量 q_s ：

冷中子源反應加入緩速劑腔體的能量大小為已知，所以 q_s 為已知值。

(2) 計算緩速劑腔體壁面溫度與液態氫之飽和溫度差 ΔT_{sat} ：

(3)

$$q_s = \mu_\ell h_{fg} \left[\frac{g(\rho_\ell - \rho_v)}{\sigma} \right]^{0.5} \left[\frac{C_\ell \Delta T_{sat}}{C_{s,f} h_{fg} Pr^n} \right]^3 \quad (43)$$

$C_{s,f}$ 和 n 與 surface-liquid combination 有關

由(43)式可計算得 ΔT_{sat}

(4) 計算氣泡之半徑 R_b 和氣泡脫離頻率 f ：

利用式(34)和(37)或(39)可計算得 R_b 和 f

(5) 計算氣泡之上升速度 v_∞ ：

利用式(42)計算 v_∞

(6) 計算氫氣泡停留在高度為 H_m 之緩速劑腔體內的平均時間 $t_{ave} = \frac{1}{2} \frac{H_m}{v_\infty}$

(7) 計算在此一熱負載下，緩速劑腔體的氫蒸氣質量 $\dot{m}_v = \frac{\dot{Q}_m}{h_{fg}}$

(8) 計算緩速劑腔體內氫蒸氣之體積 $V_g = \dot{m}_v \rho_v t_{ave}$

(9) 計算空泡比 $\alpha = \frac{V_g}{V_m}$

八、結論與建議

8.1 雙相流不穩定與逆流極限分析

利用所推導出的(18)式及(25)式，給定 TRRH 模擬逆流極限實驗所使用之兩種不同管徑， $D=42.8\text{mm}$ 及 $D=54.8\text{mm}$ ，對垂直管 ($\theta=90^\circ$) 及傾斜管 (傾斜管分別取 $\theta=30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 等角度) 做數值模擬。以下綜合我們所得之結果作一討論。

圖四、圖五及圖六分別表示利用數值模擬在垂直管及傾斜管中，不同條件下的 J_G^* 及 α 值。所有圖中均可明顯的看出一峰值 $J_{G, \max}^*$ (垂直管及傾斜管所對應的值如表一及表二所示)，根據前面的理論，此時滿足 $\frac{\partial J_G^*}{\partial \alpha} = 0$ ，故為逆流極限所發生之處。從垂直管的結果來看，可看出當直徑變大時， $J_{G, \max}^*$ 會變小，其理由可能當管徑變大時，流量變小，加熱面積變大的情況下，很容易造成逆流極限；另外 J_G^* 變小，並且 D 變大，因為 $J_G^* \approx \frac{J_G}{D}$ ，所以 $J_{G, \max}^*$ 就變小。此情形對傾斜管也是相同的。至於角度的影響，則是當 θ 愈大時，則 $J_{G, \max}^*$ 會變大。因為逆流極限之現象是一液氣間動量與力平衡之表現，所以當角度變大時，往上流動之氣相動量則不需太多，便可達成平衡，所以兩種管徑皆有相同的結果。綜合上述結果可由圖七看出。

圖八及圖九則是將數值與實驗所得之 $J_G^{*1/2}$ 及 $J_L^{*1/2}$ 值相互比較的結果 (前者是 $D=42.8\text{mm}$ ，後者是 $D=54.8\text{mm}$)，因實驗所提供之數值較為繁多且密集。為區分實驗及數值之結果，將實驗部分用空心符號表示，而數值的部分

用實心符號表示。由這兩張圖來看，數值模擬的 $J_G^{*1/2}$ 及 $J_L^{*1/2}$ 較為偏高，但因實驗所使用之管子具有垂直、傾斜或 S 段的組合，因此也無法完全用垂直管及傾斜管做準確的預測，但可看出實驗及數值之資料似乎落在同一條直線上，具有相同的趨勢。在 $D = 42.8\text{mm}$ ，可看出 $\theta = 30^\circ$ 較接近實驗值；而 $D = 54.8\text{mm}$ 則是在 $\theta = 45^\circ$ 。根據 Wallis Correlation 之定義， $J_G^{*1/2} + mJ_L^{*1/2} = C$ ，在 $D = 42.8\text{mm}$ 及 $D = 54.8\text{mm}$ 情況下， m 為 -2.416，而 C 則分別為 1.821×10^{-9} 及 7.926×10^{-9} 。這些結果顯示複雜組合形狀管中之逆流極限預測可能尚要加入其它參數。至於流體使用液態氫時，所獲之 $J_{G, \max}^*$ 較 R-11 較高。此外，所有之趨勢皆與 R-11 相似，結果如圖十至圖十三所示。

套用 Monde (1996) 中所述之 Helmholtz instability 的關係來預測實驗所得之 flooding power，發現當 k 值係數如圖十四所定義時，與實驗之誤差不超過 10%。

8.2 緩速劑腔體內雙相流現象分析

本研究詳細收集和整理文獻中對核沸騰現象中氣泡產生的機制和發展過程，以用於分析 TRR-II 冷中子源系統之緩速劑腔體內的工作流體吸收中子的能量而沸騰產生氣泡之大小、汽泡之產生率和氣泡上升速度，利用這些資料可以估算出緩速劑腔體內的空泡比。

本報告之實驗數據取得為 TRR-II 計畫所提供，其計畫名稱、計畫編號與文

獻如下：TRR-II Project INER-T2612

Conceptual Design for TRR-TI Cold Neutron Source Facility

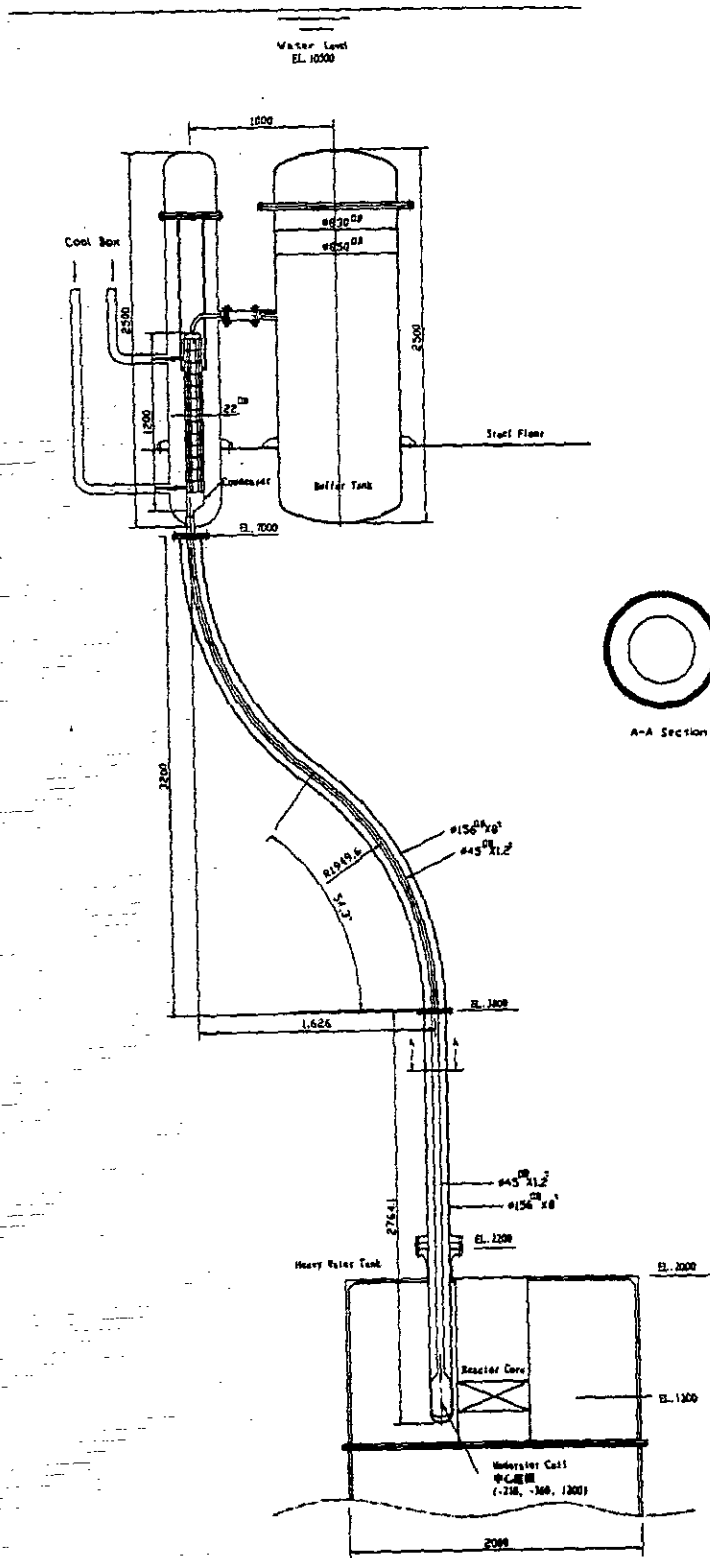
Vertical Tube				
Fluid	H ₂		R-11	
D (mm)	42.8	54.8	42.8	54.8
$J_{G, \max}^*$	0.3486	0.3066	0.2458	0.2112
α	0.947	0.95	0.949	0.951

表一 垂直管的峰值資料

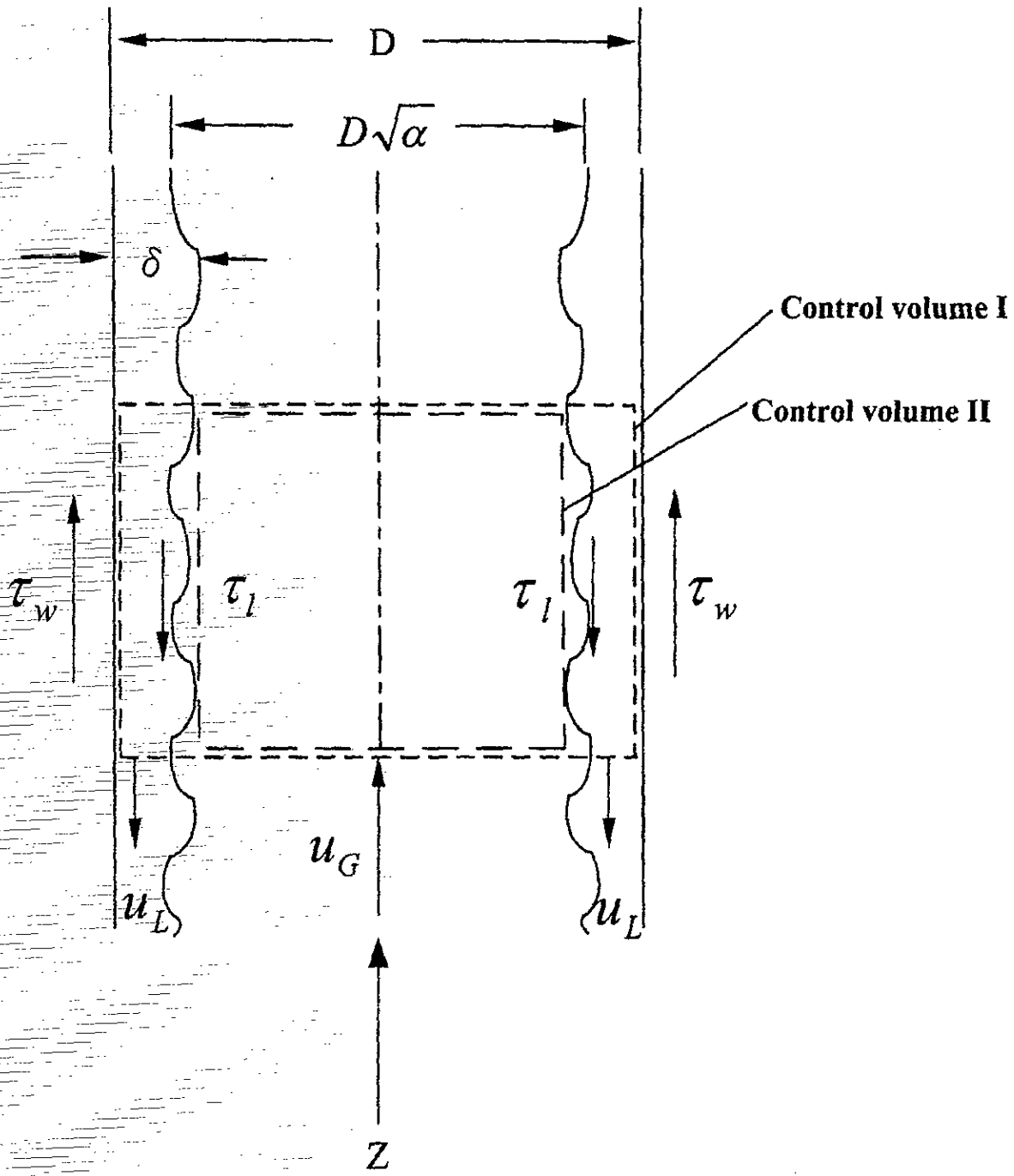
Inclined Tube (H ₂)				
D (mm)	42.8		54.8	
	$J_{G, \max}^*$	α	$J_{G, \max}^*$	α
$\theta=30^\circ$	0.2403	0.944	0.2145	0.948
$\theta=45^\circ$	0.2911	0.945	0.2564	0.949
$\theta=60^\circ$	0.3235	0.946	0.2847	0.95

Inclined Tube (R-11)				
D (mm)	42.8		54.8	
	$J_{G, \max}^*$	α	$J_{G, \max}^*$	α
$\theta=30^\circ$	0.1719	0.945	0.1482	0.949
$\theta=45^\circ$	0.2056	0.947	0.177	0.951
$\theta=60^\circ$	0.2282	0.947	0.1963	0.951

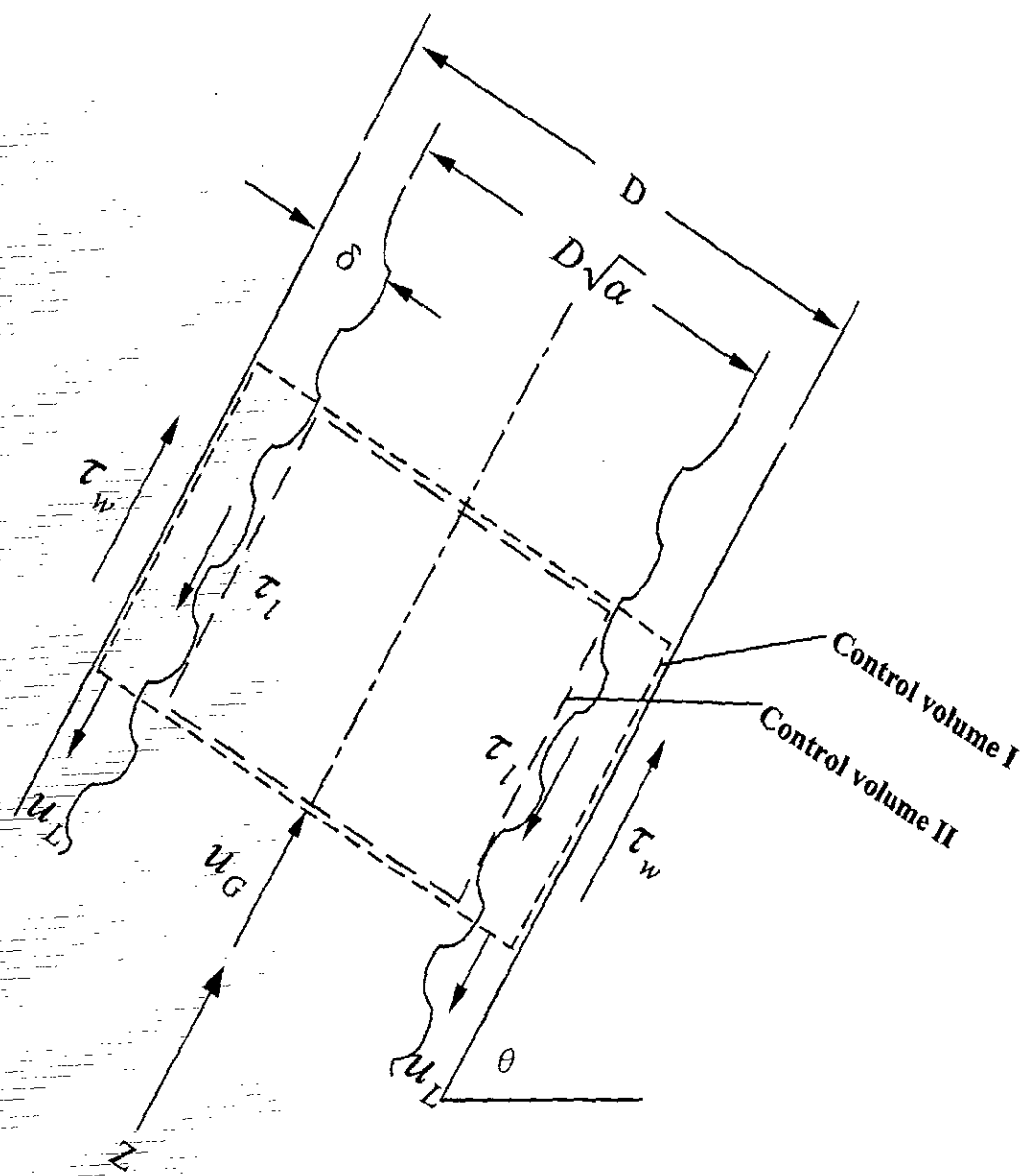
表二 傾斜管的峰值資料



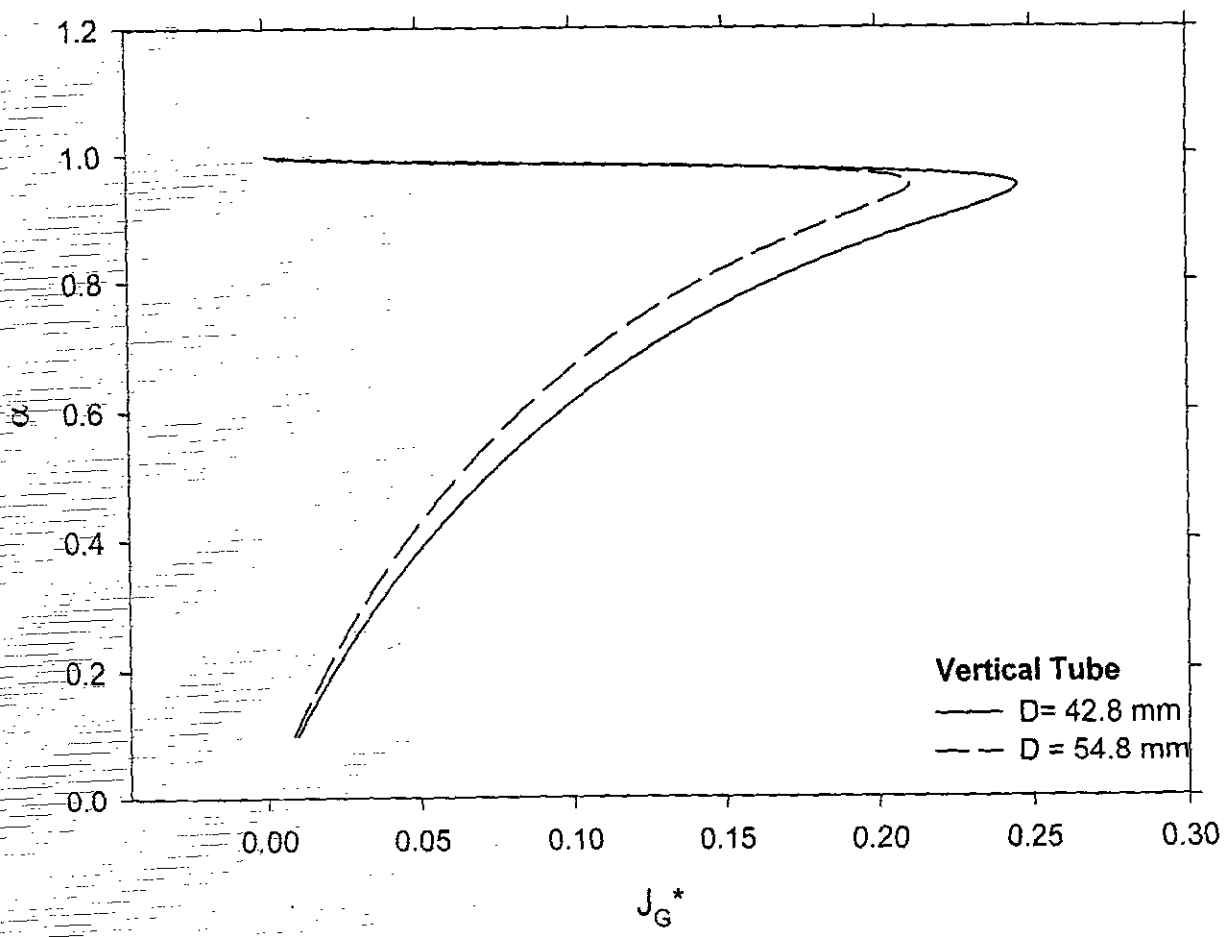
圖一 TRR-II 冷中子源系統雙相流自然循環環路



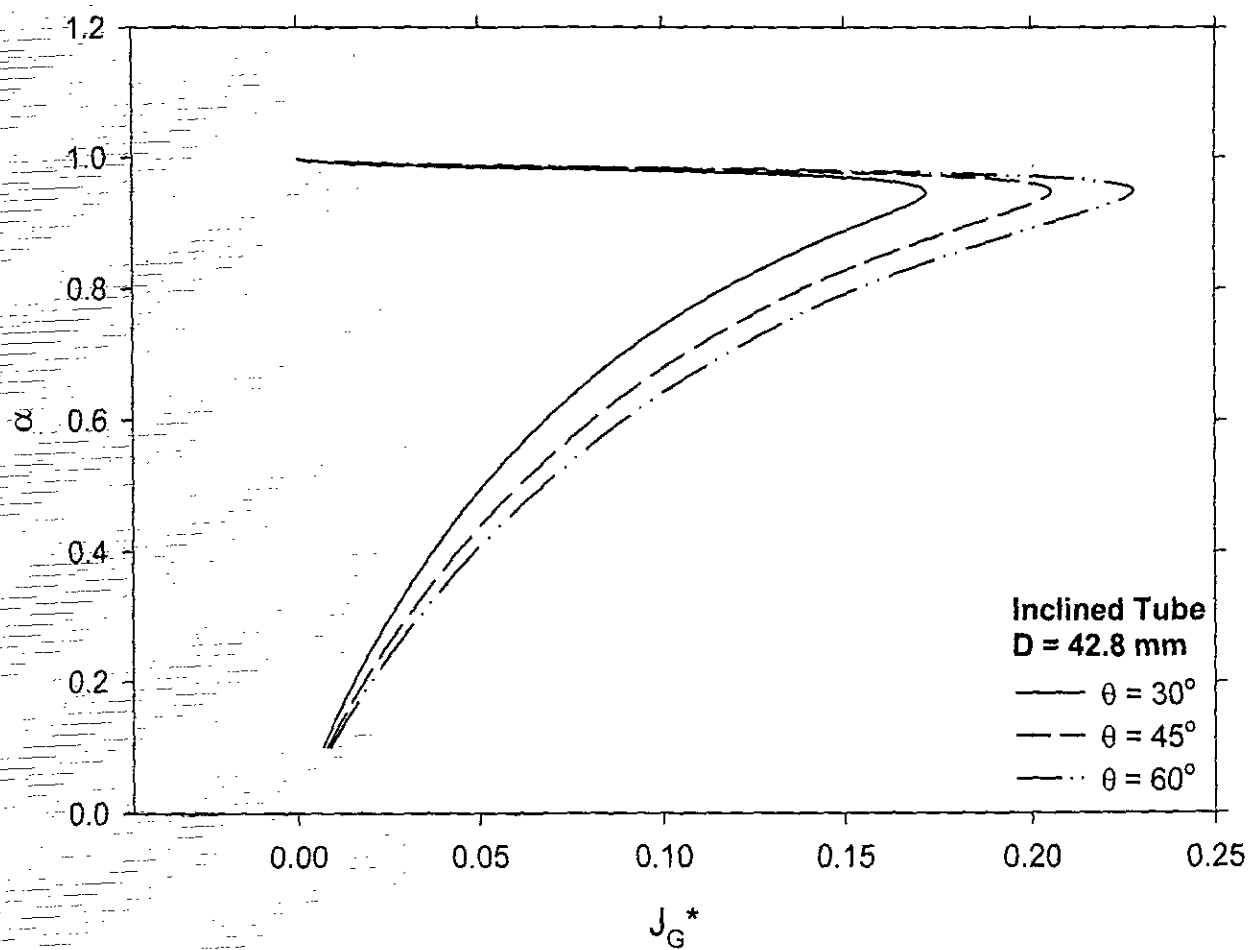
圖二 液體與蒸汽穩態流過垂直管截面



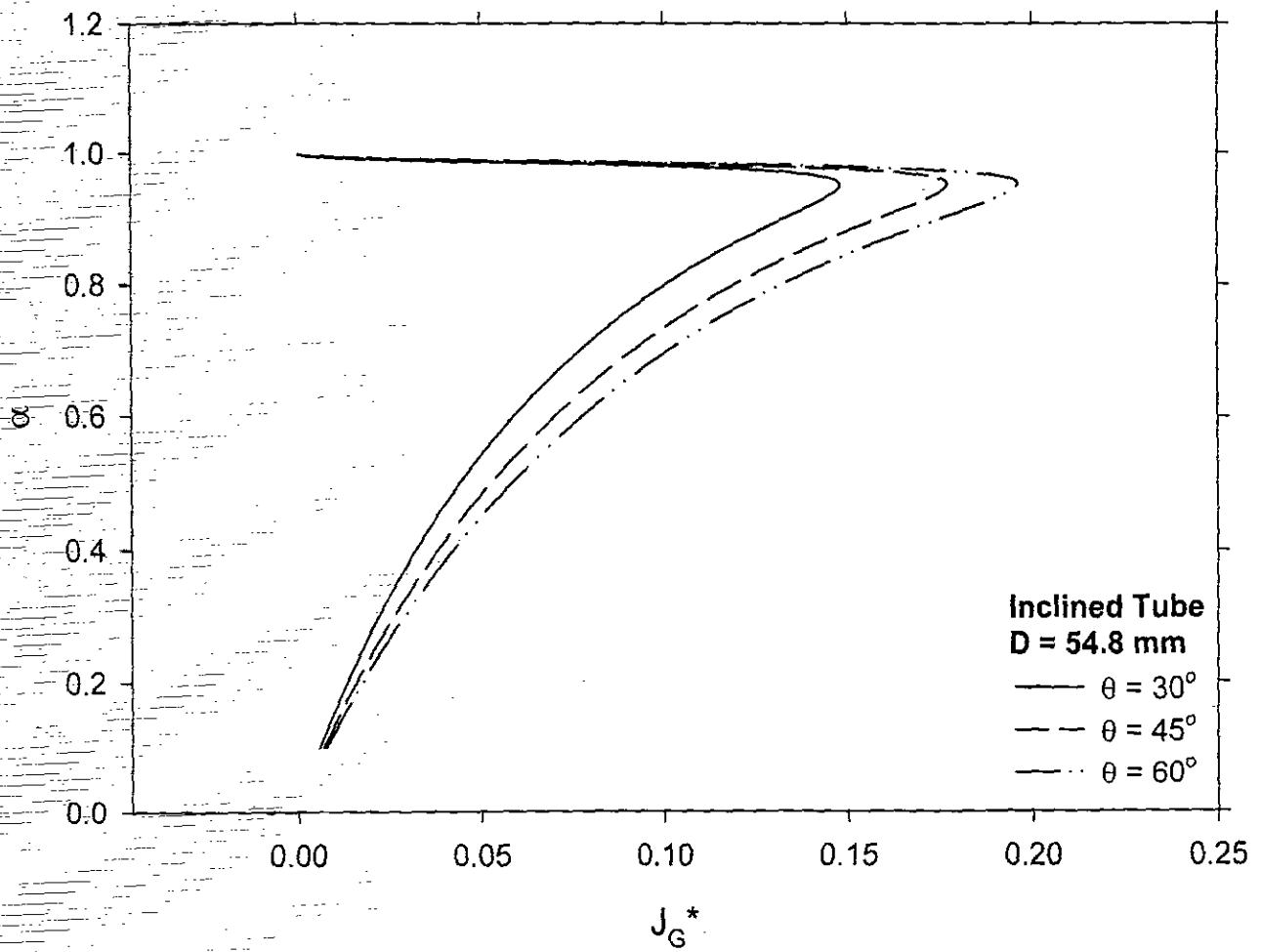
圖三 液體與蒸汽穩態流過傾斜管截面



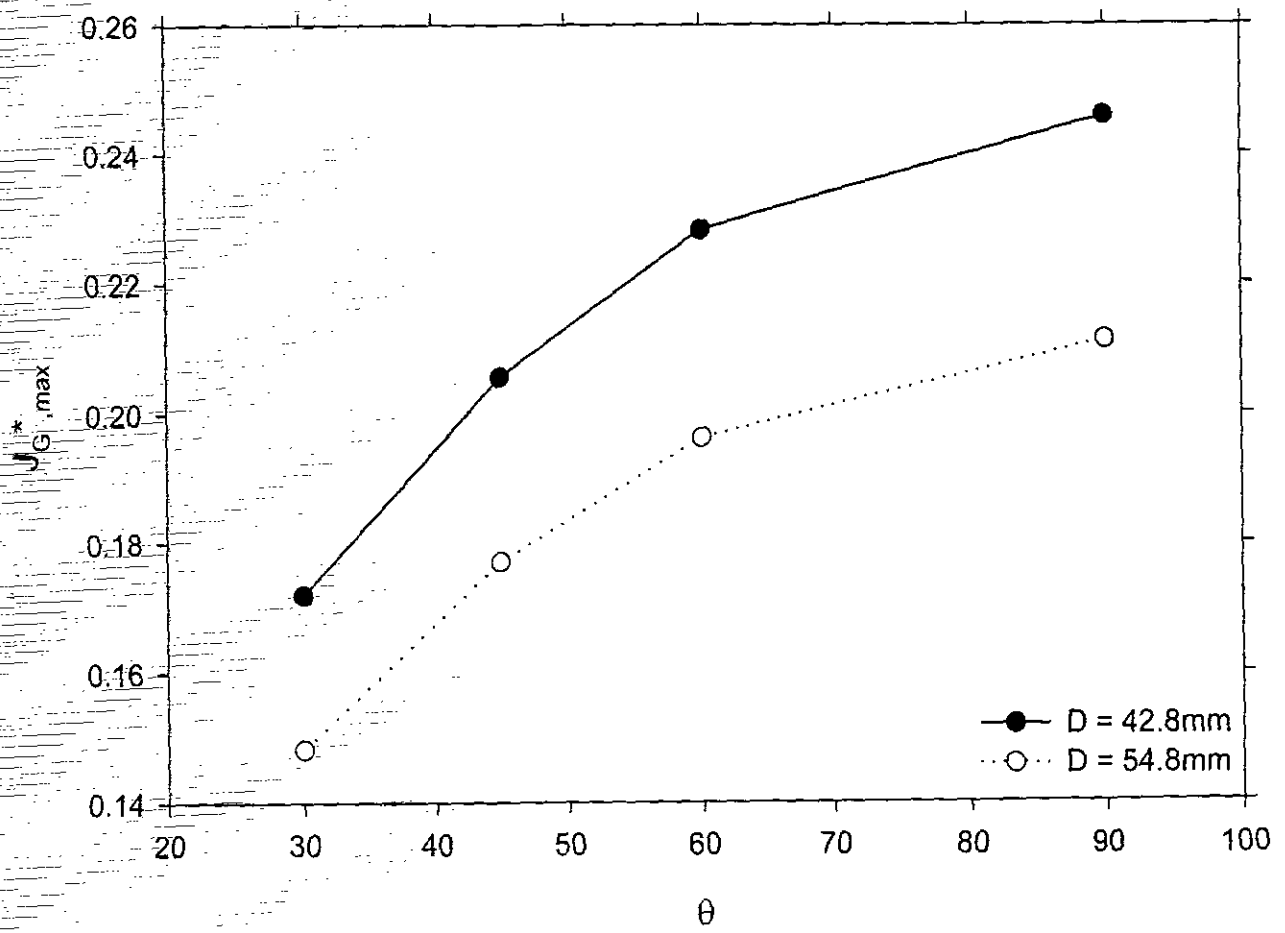
圖四 數值模擬在垂直管的 J_G^* 及 α 關係圖 (R-11)



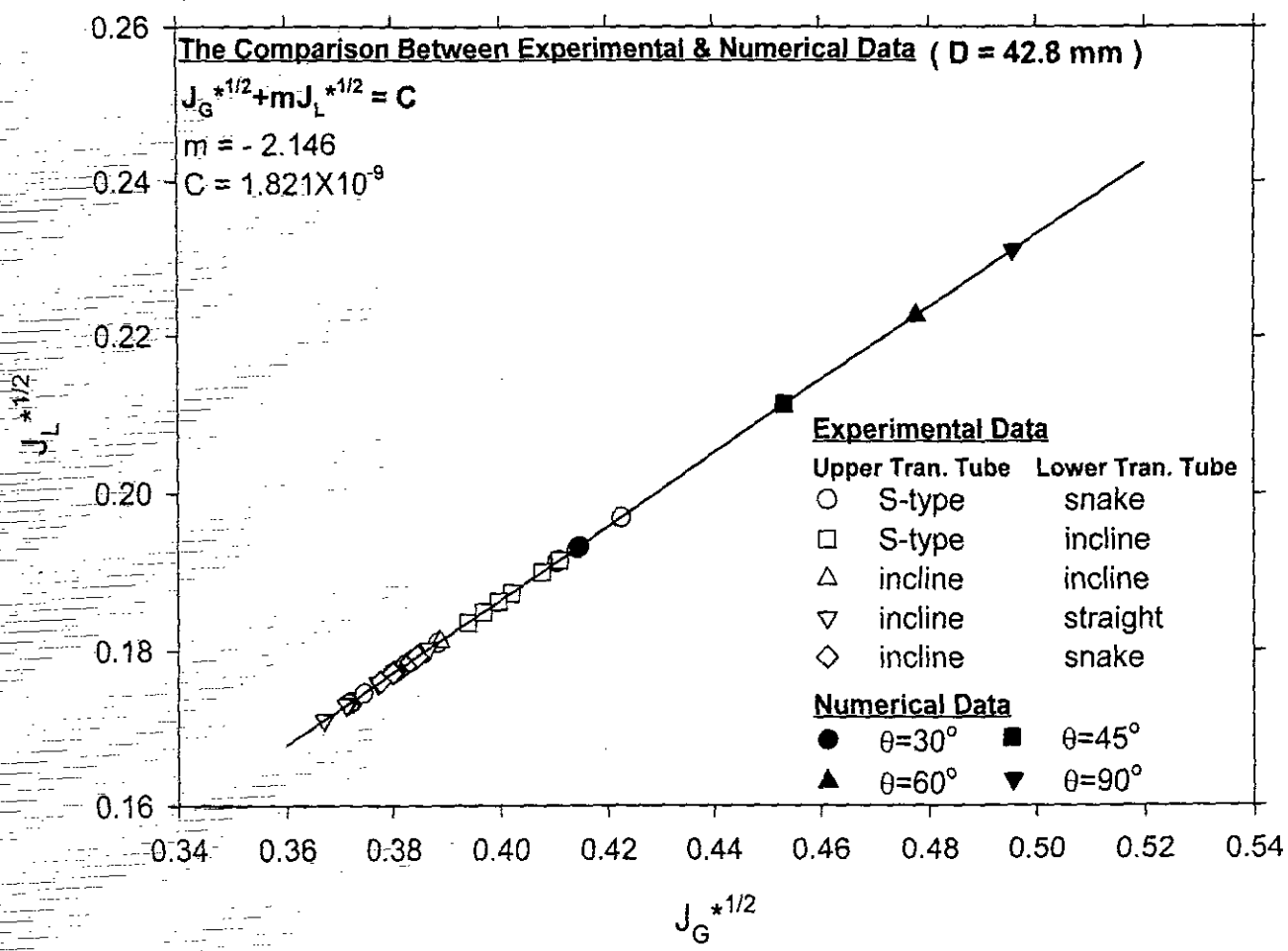
圖五 數值模擬在傾斜管的 J_G^* 及 α 關係圖 ($D = 42.8\text{mm}$, R-11)



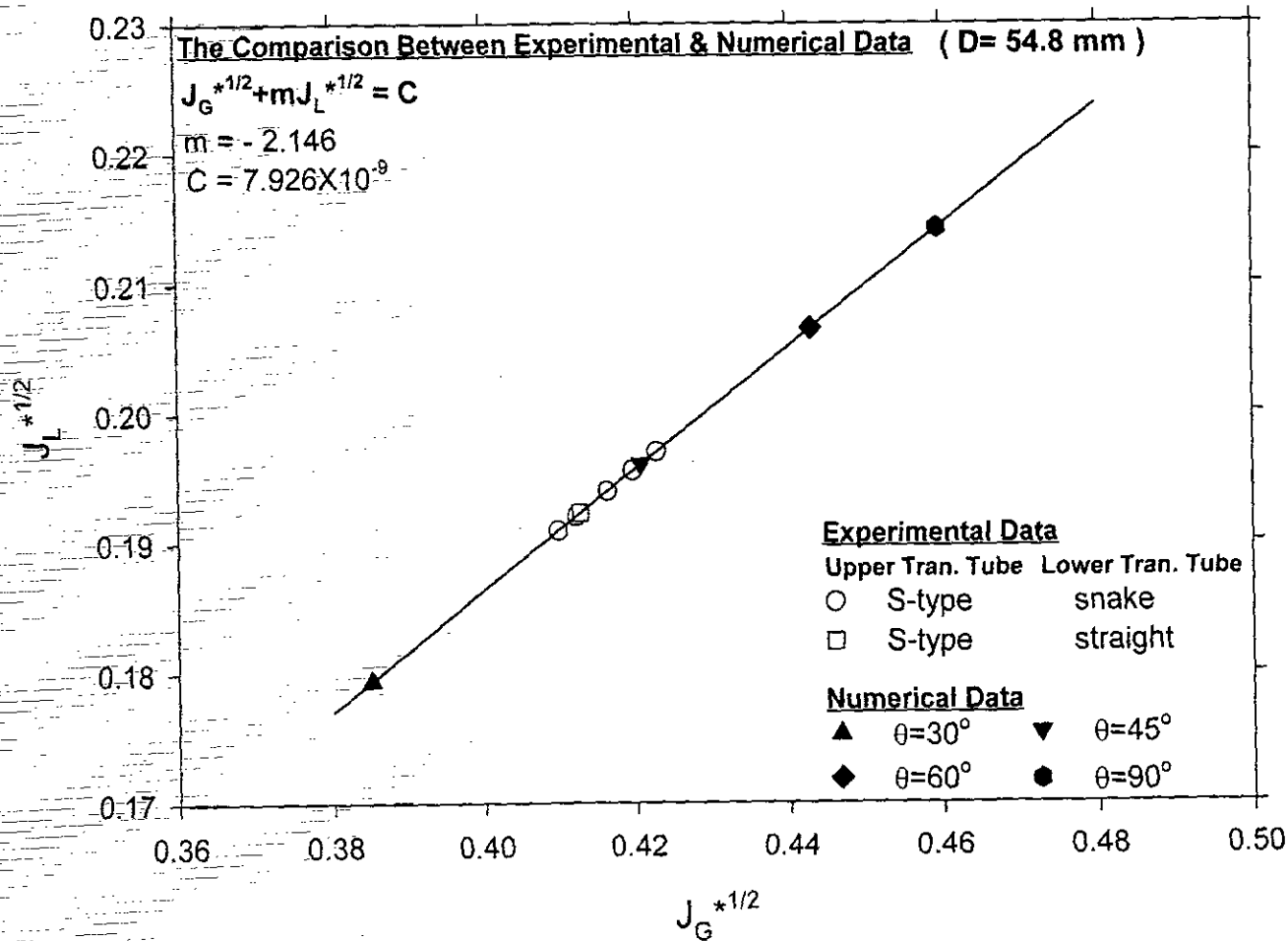
圖六 數值模擬在傾斜管的 J_G^* 及 α 關係圖 ($D = 54.8 \text{ mm}$, R-11)



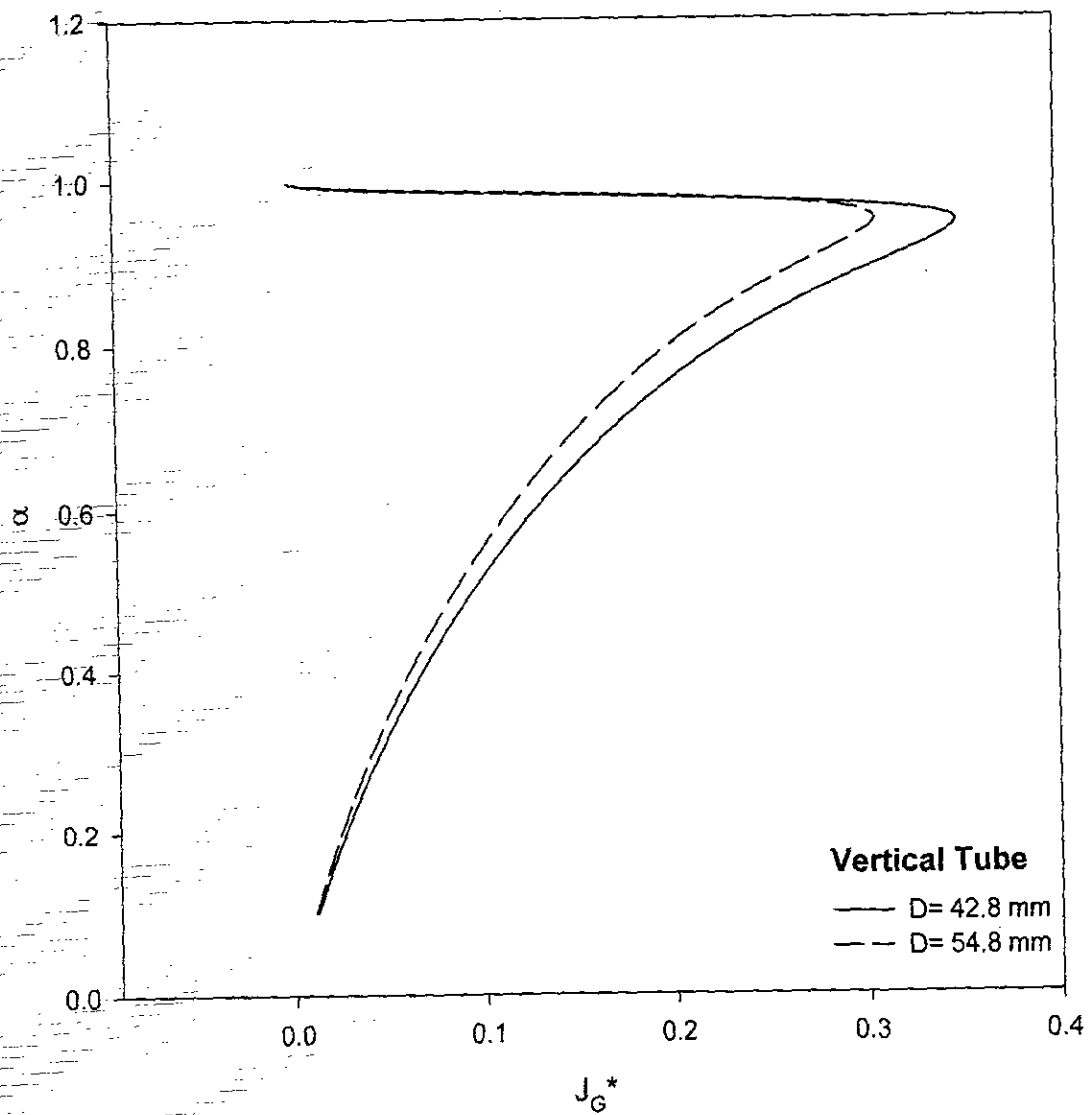
圖七 數值模擬出 $J_{G, max}^*$ 與 θ 關係 (R-11)



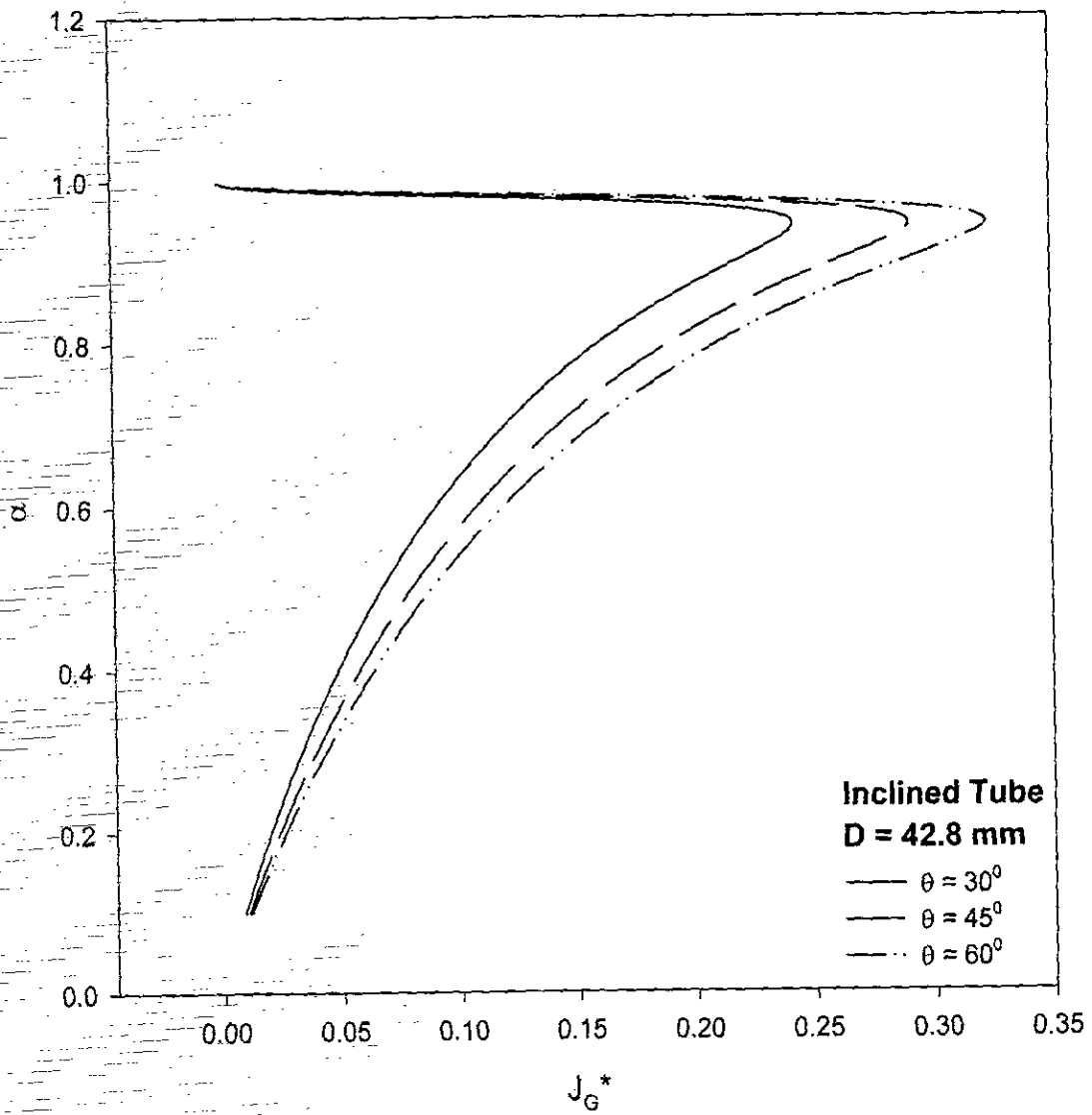
圖八 實驗與數值結果比較圖 (D = 42.8mm , R-11)



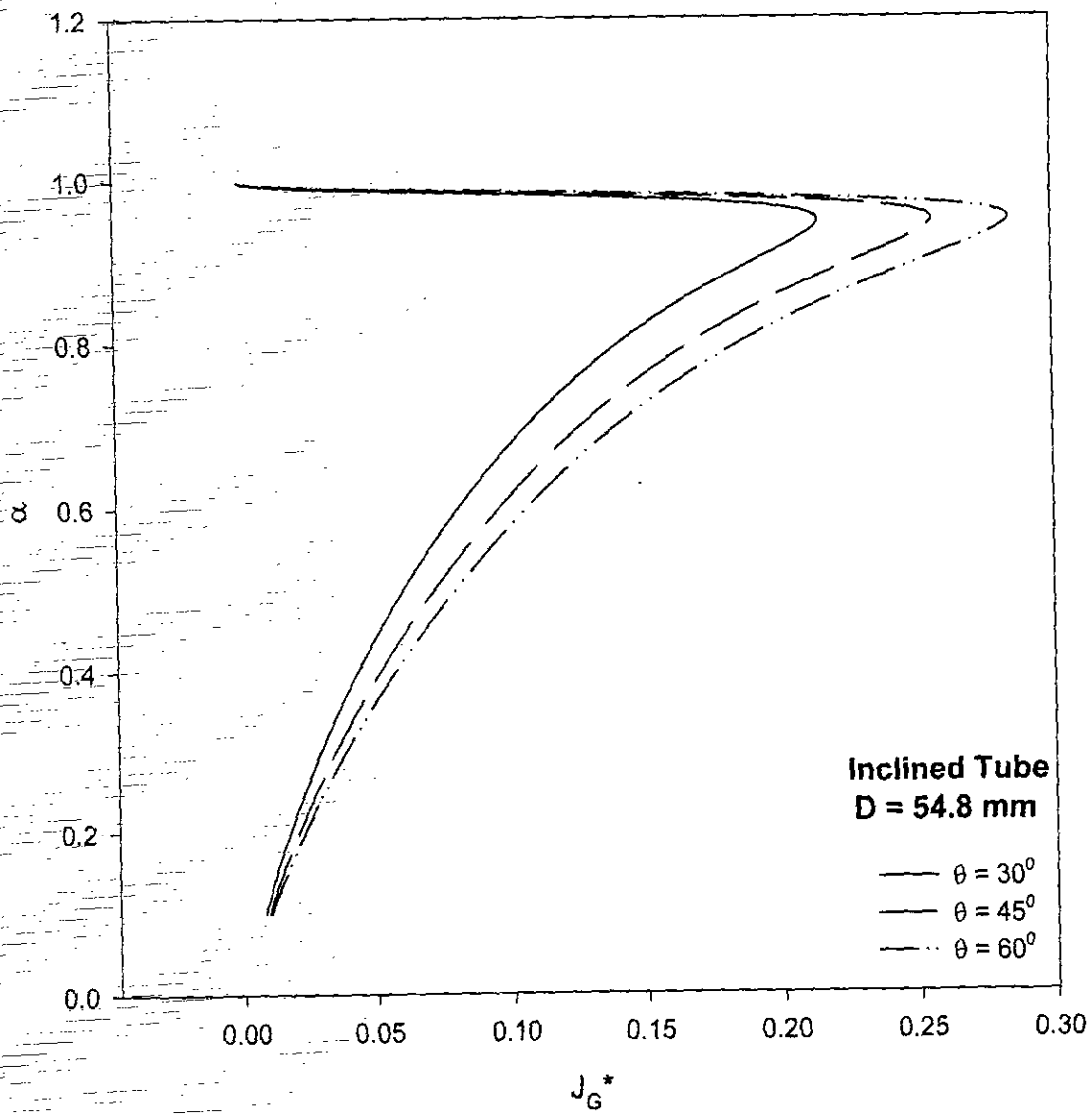
圖九 實驗與數值結果比較圖 (D=54.8mm , R-11)



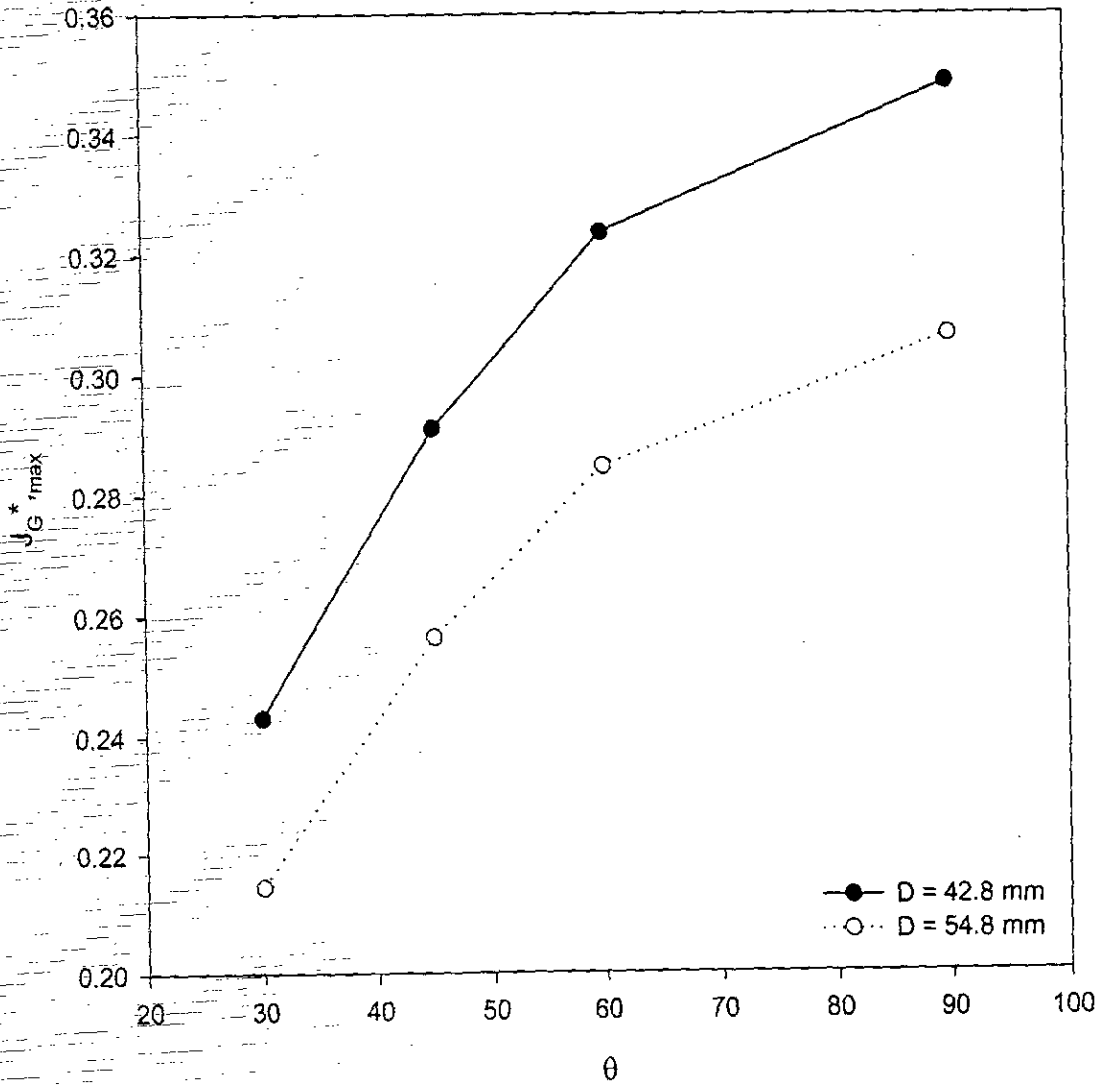
圖十 數值模擬在垂直管的 J_G^* 及 α 關係圖 (H_2)



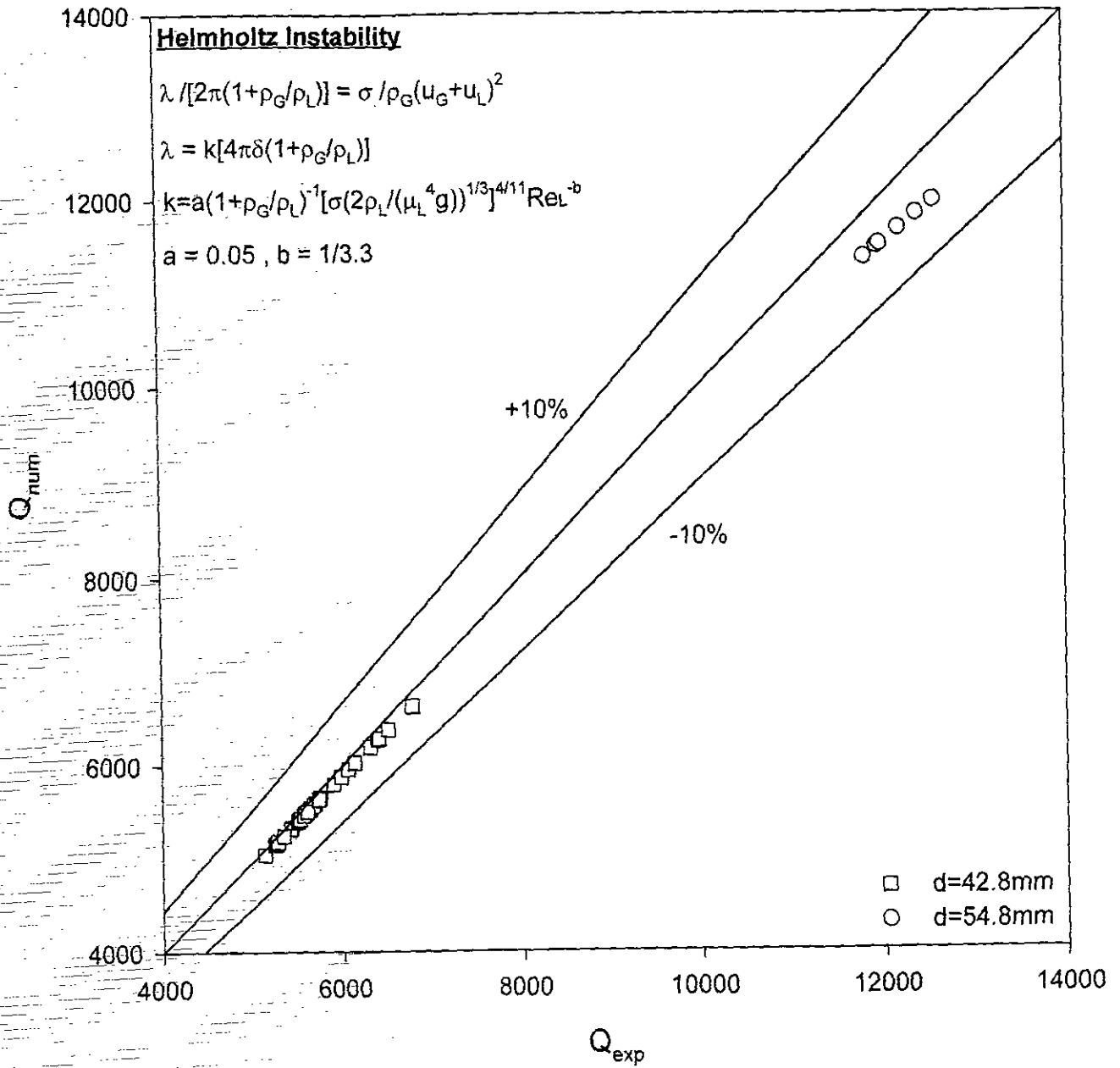
圖十一 數值模擬在傾斜管的 J_G^* 及 α 關係圖 ($D = 42.8\text{mm}$, H_2)



圖十二 數值模擬在傾斜管的 J_G^* 及 α 關係圖 ($D = 54.8\text{mm}$, H_2)



圖十三 數值模擬出 $J_{G, \max}^*$ 與 θ 關係 (H_2)



圖十四 實驗所得之 Flooding power 與數值預測比較圖 (R-11)

九、参考文献

- Bald, W.B., 1976, "Bubble growth constants for liquid hydrogen and liquid helium," *Cryogenics*, pp. 709-712.
- Bewilogua, L., Gormer, W., Knoner, R., and Vinzelberg, H., 1974, "Heat transfer in liquids hydrogen," *Cryogenics*.
- Bankoff, S.G., and Lee, S.C., 1986, "A Critical Review of the Flooding Literature," in : *Multi-phase Science and Technology*, GF Hewitt et al., eds., Vol. 2, Hemisphere, Washington, DC, pp. 95-180.
- Han, C. Y., and Griffith, P., 1965, "The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling - Part I", *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 887-904.
- Ivey, H. J., 1967, "Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling," *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 10, pp. 1023-1040.
- Imura, H.K., Kusuda, H., and Funatsu, S., 1977, "Flooding Velocity in a Counter Current Annular Two Phase Flow," *Chemical Engineering Science*, Vol. 32, pp.79-87.
- Katto, Y., 1994, "Limit Conditions of Steady-State Countercurrent Annular Flow and the Onset of Flooding, with Reference to the CHF of Boiling in a Bottom-closed Vertical Tube," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 20, pp. 45-61.
- Monde, M., 1996, "Analytical Study of Critical Heat Flux in Two-Phase Thermosyphon : Relationship between Maximum Falling Liquid Rate and Critical Heat Flux," *Journal of Heat Transfer*, Vol. 118, pp.

422-428.

Mikic, B. B., and Rohsenow, W. M., 1969, "A new correlation of pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics," *Journal of Heat Transfer*, 245-250.

Peebles, E. N. and Garber, H. J., 1953, "Studies on the motion of gas bubbles in liquids", *Chem. Engng. Prog.*, Vol. 49, pp. 88-101.

Sudo, Y., 1994, "Analytical Study of Critical Heat Flux under Countercurrent Flow Limitation in Vertical Channels," *Trans. JSME*, Vol. 60, pp. 4222-4228.

Sernas, V., and Hooper, F. C., 1969, "The initial vapor bubble growth on a heated wall during nucleate boiling", *International Journal of Heat Mass Transfer*, Vol. 12, pp. 1627-1639.

Wallis, G.B., 1967, *One-Dimension Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, New York.

附錄一、逆流極限 (Flooding) 計算模式之程式

```
1. #include <stdio.h>
2. #include <math.h>
3. double equation(double x1,double x2,double apha2,
   double func(double jg_star1,double apha1),int *err);
4. double func(double jg_star,double apha);
5. /* 主程式 */
6. int main()
7. {
8. FILE *output;
9. double x1,x2,root,apha2;
10. int error;
11. output=fopen("a:r11d428.txt","w");
12. x1=0.000001;
13. x2=1.0;
14. for(apha2=0.1;apha2<=0.999;apha2=apha2+0.001)
15. {
16. root=equation(x1,x2,apha2,func,&error);
17. /*if (!error) fprintf(output,"\n %.7lf %.7lf %e\n",root,apha2,func(root,apha2));*/
18. if (!error) fprintf(output,"%.7lf %.7lf\n",root,apha2);
19. }
20. fclose(output);
21. return (0);
22. }
23. /* 副程式：二分法求解副程式 */
24. double equation(double x1,double x2,double apha2,
   double func(double jg_star1,double apha1),int *err)
25. {
26. double x3,f1,f2,f3,tol;
27. int roots=0;
```

```

28. tol=0.0001;
29. f1=func(x1,apha2);
30. f2=func(x2,apha2);

31. if(f1*f2 > 0)
32. {
33. *err=1;
34. /*fprintf(output,"May be no root in (%.5f,%.5f)\n",x1,x2); */
35. }
36. else
37. {
38. *err=0;
39. while (fabs(x2-x1)>tol && !roots)
40. {
41. x3=(x1+x2)/2.0;
42. f3=func(x3,apha2);

43. if (f3==0.0) roots=1;
44. else if (f1*f3 < 0.0) x2=x3;
45. else
46. {
47. x1=x3;
48. f1=f3;
49. }

50. /*if(roots) fprintf(output,"\nRoot value is x = %.5f\n",x3);
51. else fprintf(output,"New interval points is (%.5f,%.5f)\n",x1,x2); */
52. }
53. }
54. return ((x1+x2)/2.0);
55. }

56. /* 副程式：式(18) */
57. double func(double jg_star,double apha)
58. {
59. double den_vap,den_liq,sur_ten,vis_liq,d;
60. double bo_star,n,m,ci;
61. double rel,rel1,rel2,cw;

```

```

62. double a,b,c,ans;

63. den_vap=30.59;
64. den_liq=1326.5;
65. sur_ten=0.0106;
66. vis_liq=0.0002207358;
67. d=0.0428;

68. bo_star=sqrt(9.8*d*d*den_liq/sur_ten);
69. n=1.63+4.74/bo_star;
70. m=0.2574*(pow(bo_star/2,n))*(pow(10,(9.07/bo_star)));
71. ci=0.005+m*(pow(1-sqrt(apha),n));

72. rel1=2*d*sqrt(den_vap)*(1-sqrt(apha))*sqrt((9.8*(den_liq-den_vap)*d));
73. rel2=jg_star/((1-apha)*vis_liq);
74. rel=rel1*rel2;

75. if (rel >= 4000.0) cw=0.314*pow(rel,(-1/4));
76. if (rel >= 2000.0) cw=1.76*pow(10,-10)*pow(rel,2.32);
77. cw=16.0/rel;

78. a=2*jg_star*jg_star;
79. b=a*ci*pow(apha,-5/2)*pow((1+apha*(den_vap/den_liq)/(1-apha)),2);
80. c=a*cw*(den_vap/den_liq)/pow((1-apha),2);

81. ans=b+c-(1-apha);

82. return ans;

83. }

```

程式使用說明

首先輸入流體之性質：氣體密度（程式第 63 行），液體密度（程式第 64 行），表面張力（程式第 65 行），液體之粘滯係數（程式第 66 行）及所使用之管直徑（程式第 67 行）。

接下來輸入欲記錄之檔名及位置（程式第 11 行）後，執行程式。程式執行結束後便會將數值記錄至該開啟檔中，以下便是輸出檔之格式，僅列出較具代表性之數行，即開頭、 J_G^* 最大值處及結尾。

$J_{G, \max}^*$	α	
0.0094920	0.1000000	<計算出的第一點>
0.0096140	0.1010000	
0.0097361	0.1020000	
0.0098582	0.1030000	
0.0099192	0.1040000	
0.0100413	0.1050000	
0.0101633	0.1060000	
0.0102854	0.1070000	
0.0104075	0.1080000	
0.0104685	0.1090000	
0.0105906	0.1100000	
:	:	
:	:	
0.2435005	0.9390000	
0.2438667	0.9400000	
0.2442329	0.9410000	
0.2445381	0.9420000	
0.2448433	0.9430000	
0.2450874	0.9440000	
0.2453316	0.9450000	
0.2455147	0.9460000	
0.2456367	0.9470000	

0.2456978	0.9480000	
0.2457588	0.9490000	$\langle J_{G, \max}^* \rangle$
0.2457588	0.9500000	
0.2456978	0.9510000	
0.2455147	0.9520000	
0.2453316	0.9530000	
0.2450264	0.9540000	
0.2446602	0.9550000	
0.2441719	0.9560000	
0.2436226	0.9570000	
0.2429512	0.9580000	
0.2420967	0.9590000	
0.0427561	0.9890000	
0.0327463	0.9900000	
0.0242014	0.9910000	
0.0171824	0.9920000	
0.0115672	0.9930000	
0.0072947	0.9940000	
0.0042429	0.9950000	
0.0021677	0.9960000	
0.0008860	0.9970000	
0.0002757	0.9980000	$\langle \text{計算出之最末點} \rangle$

附錄二、Helmholtz instability 預測實驗之 flooding power

套用 Monde (1996) 中所述之 Helmholtz instability 的關係如下式所示

$$\frac{\lambda}{2\pi(1+\rho_G/\rho_L)} = \frac{\sigma}{\rho_G(u_G+u_L)^2} \quad (44)$$

亦可表示如下，並先猜一 $u_{L,guess}$ 代入式 (45)

$$u_G = \left[2\pi\sigma(\rho_L+\rho_G)/(\lambda\rho_L\rho_G) \right]^{1/2} - u_{L,guess} \quad (45)$$

其中

$$\lambda = k[4\pi\delta(1+\rho_G/\rho_L)] \quad (46)$$

$$k = a \left[\sigma(2\rho_L/(g\mu_L^4))^{1/3} \right]^{4/11} \left[(1+\rho_G/\rho_L)Re^b \right]^{-1} \quad (47)$$

$$Re_L = 4Q/(\pi Dh_g \mu_L) = 4\rho_L u_L \delta / \mu_L \quad (48)$$

並且

$$j_G = u_G/\alpha \quad (49)$$

將式 (45) 代入式 (49)，並利用滿足連續方程式之條件來求得另一 $u_{L,check}$ 。

$$u_{L,check} = \rho_G j_G / (\rho_L(1-\alpha)) \quad (50)$$

如此不斷疊代當 $u_{L,guess} = u_{L,check}$ 時即為所求，其流程圖如下所示。

