

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

管路之空蝕現象及相變化的區域分析

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC93-2623-7-216-001-NU

執行期間：93年01月01日至93年12月31日

執行單位：中華大學機械工程學系

計畫主持人：牛仰堯

計畫參與人員：林益民

報告類型：完整報告

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 94 年 3 月 14 日

管路之空蝕現象及相變化的區域分析
**Numerical Prediction of Erosion in Cavitated
Two-phase Flows**
(93-2623-7-216-001-NU)

牛仰堯¹、林益民²
中華大學 機械工程學系

在本研究中，吾人建立一計算二維可壓縮液、氣混合模式之方程式。在空間離散中，混合型通量分離法 AUSMD/V 配合 MUSCL 方程式以提高精度，再以具 TVD 效應之三階 Runge-Kutta 法處理時間離散。另外以 Euerian-Lagrangian 法之 one-waycoupling 系統計算粒子之行進軌跡與粒子和壁面碰撞之影響。在數值解析中，以求取二維 U 型管之相變化情形，並且藉由不同時間下之空蝕範圍對粒子行進軌跡與對管壁沖蝕深度之影響加以探討。

In this study, a compressible two-phase flow with saturation model is developed. The hybrid flux splitting scheme AUSMD/V with MUSCL interpolation is used evaluate the spatial differencing. And a 3-order TVD type Runge-Kutta scheme is chosen to perform the time evolution. In addition, particle trajectories and particle-wall interactions are evaluated by an Euerian-Lagrangian approach in a one-way coupling system. Flow temperature effects on the growth of cavitation phenomenon and cavitation effect on the particle trace distributions and the related erosion are discussed in the numerical results.

¹ 教授

² 研究生

管路之空蝕現象及相變化的區域分析

Numerical Prediction of Erosion in Cavitated Two-phase Flows (93-2623-7-216-001-NU)

牛仰堯³、林益民⁴
中華大學 機械工程學系

一、計畫緣起與目的

在真實流場中，流場往往以多相(Multi-Phase)的形態存在。常見如分離流(Separated Flows)、氣泡流(Bubbly Flows)、氣相-粒子相流(Gas-Particle Flows)等。而在工業用管路系統中，多相流場則常出現於燃燒鍋爐、工廠排放管、火焰噴嘴等。當管流中液體受熱，或流道改變因而造成液體急速氣化時，稱之為空蝕(Cavitation)現象。而管流中之粒子因受流場影響再加上本身之衝量，進而撞擊管壁形成壁面上之質量損失，則稱之為沖蝕現象(Erosion Phenomenon)。本文中將延續先前研究 Niu[1,2,7]加入 BBO 粒子運動方程式，並希望在修正粒子運動方程式後於沖蝕分析能在精確度上有所進步。為更進一步探討，以求能了解是否流場中之相位變化會對沖蝕分析有所影響，因此吾人希望能發展一可計算流體相變化之程式以初步分析相變化對粒子沖蝕分析之影響。

在沖蝕現象的數值模擬中，處理固體相方法為 LAGRANGIAN 法是為了追蹤單顆粒子軌跡所發展成形的。其中對微小粒子而言，其擴散效應受到氣體相之紊流影響較大；但對大尺度粒子而言則相對影響微弱。若假設粒子所占之體積分率與質量比均非常低的情況下，流場並不會被粒子相所影響，此類數值模擬則稱之為 One-Way Coupling[1]；若考慮粒子相與流場會互相影響，則稱之為 Two-Way Coupling[2]；近年來 Fukagata et al.[3]與 Yamamoto et al. [4]等則指出即使於體積分率相當低的情況下，粒子間之碰撞依然影響沖蝕非常明顯。如考慮粒子與粒子間之碰撞，則稱之為 Four-Way Coupling。在本研究中，考慮流場中之 Cavitation Model 已當相當耗時與複雜，為使程式更有效率，吾人將使用 One-Way Coupling 來模擬沖蝕現象。

³ 教授

⁴ 研究生

本研究中計算流場之空蝕現象考慮使用 AUSMDV 法為 Liou and Wada 於 1994[5]年所發表之通量分離法，有別於其他通量分離法，AUSMDV 在求解過程中只需先行計算出流體之聲速與壓力，便可有效求解出流體之通量。由於此特點較適合運用於相變化之模擬，本研究中在二相流數值模擬中以 AUSMDV 進行空間離散，再以具 TVD 效應之三階 Runge-Kutta 法進行時間上的離散。隨後將所得之流場結果再配合 Lagrangian 模組追蹤粒子軌跡，最後模擬沖蝕分佈情形。

二、研究方法與過程

2.1 統御方程式 (Governing Equations)

本研究中，流場為二維保守形式之 Navier-Stokes 方程式。

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} \quad (1)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}; F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}; G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix}; F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x \end{bmatrix};$$

$$G_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} - q_y \end{bmatrix}$$

為求解氣-液二相模式，各數值簡單定義如下：

$$\rho = \alpha_g \rho_g + \alpha_l \rho_l \quad E = \rho \left(e + \frac{1}{2} u \cdot u \right) \quad e = \alpha_g e_g + \alpha_l e_l \quad 1 = \alpha_g + \alpha_l \quad (2)$$

2.2 狀態方程式(State of Equation)

狀態方程式的選擇對於空蝕現象解析有著極重大的影響，對混合型式之統御方程式而言，其狀態方程式需符合可正確的模擬各別純相、可正確的描述混合相位與相位轉換時平滑性高之特點。

A. 液體狀態(Liquid Phase)

為求解可壓縮流，本文採用 Tait Equation

$$P = K_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_{sat}(T)} \right)^n - 1 \right] + P_{sat}(T) \quad (3)$$

其中：n = 7 (For Water)， $K_0 = 3 \times 10^8$ Pa

B. 氣體狀態(Gas Phase)

水蒸汽之壓力可用理想氣體方程式求取：

$$P = \rho RT \quad (4)$$

R = specific gas constant (0.461526 KJ/Kg · K)

C. 混合狀態(Saturation Phase)

在混合狀態下，氣 - 液二相之壓力、溫度均應相等，混合壓力則為：

$$\frac{P_{sat}(T)}{1MPa} = \left[\frac{2C}{-B + (B^2 - 4AC)^{0.5}} \right]^4 \quad (5)$$

其中： $A = \theta^2 + n_1\theta + n_2$ ； $B = n_3\theta^2 + n_4\theta + n_5$ ； $c = \theta^2 + n_1\theta + n_2$

$$\theta = \frac{T}{1K} + \frac{n_9}{\frac{T}{1K} - n_{10}} \quad (6)$$

2.3 數值通量分離法(Numerical Flux Splitting)

AUSMDV 介面上之質通量定義

$$(\rho u)_{1/2} = \rho_L u_L^+ + \rho_R u_R^- \quad (7)$$

其中，L 與 R 分別為介面上之左與右。在這裡，速度分離 (u_L^+, u_R^-) 可表示如下：

$$u_L^+ = \alpha_L \left[\frac{(u+a)^2}{4a} - \frac{u+|u|}{2} \right]_L + (1-\alpha_L) \frac{u_L + |u_L|}{2} \quad (8)$$

$$u_R^- = \alpha_R \left[-\frac{(u-a)^2}{4a} - \frac{u-|u|}{2} \right]_R + (1-\alpha_R) \frac{u_R - |u_R|}{2} \quad (9)$$

其中 a 為介面上之共用音速：

$$a_{1/2} = \frac{1}{2}(a_R + a_L) \quad (10)$$

於此， a_R 與 a_L 有多種選擇並以壓力與密度的比率來建立此二項數值：

$$\alpha_L = \frac{2(p/\rho)_L}{(p/\rho)_L + (p/\rho)_R}, \quad \alpha_R = \frac{2(p/\rho)_R}{(p/\rho)_L + (p/\rho)_R} \quad (11)$$

壓力通量則藉由介面上左右之馬赫數：

$$M_L = u_L / a_{1/2}, \quad M_R = u_R / a_{1/2} \quad (12)$$

其分離如下：

$$P^{\pm} = \begin{cases} P(M \pm 1)^2 (2 \mp M) / 4, & \text{if } |M| > 1 \\ P(M \pm |M|) / 2M, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (13)$$

介面上之壓力則得：

$$P_{1/2} = P_L^+ + P_R^- \quad (14)$$

最後，介面上之通量可表示如下：

$$F_{1/2} = \frac{1}{2}(\rho u)_{1/2}(\phi_L + \phi_R) - \frac{1}{2}|(\rho u)_{1/2}|(\phi_R - \phi_L) + P_{1/2} \quad (15)$$

其中： $\phi = [1, u, v, H]$ ； $P = [0, P, 0, 0]$

2.4 拉式軌跡方程式(Lagragian Trajectory Equations)

模擬固-液二相流場時一般以 Lagragian 法處理粒子相，有別於 EULERIAN 之連續體觀點，Lagragian 是以單顆粒子在流場中受力而產生運動來處理。在本研究中使用 Basset-Boussinesq Osen(BBO)方程式來表示粒子運動，以 Lagragian 之觀點來模擬粒子的運動可表示如下：

$$\text{其中：} \quad m_p \frac{d\bar{u}_p}{dt} = \bar{F}_D + \bar{F}_M + \bar{F}_S + \bar{F}_G \quad (16)$$

$$\bar{F}_D = \text{阻力} = \frac{1}{2} C_D \rho A_p (\bar{V}_f - \bar{V}_p) |\bar{V}_f - \bar{V}_p| \quad (17)$$

$$\bar{F}_M = \text{旋轉力} = \frac{\pi}{8} \rho d_p C_{LR} \frac{|\bar{v}_f - \bar{v}_p|}{|\bar{w}_f - \bar{w}_p|} (\bar{v}_f - \bar{v}_p) \times (\bar{w}_f - \bar{w}_p) \quad (18)$$

$$\bar{F}_S = \text{升力} = 1.62 d_p^2 \rho (v) \left| \frac{\partial u_{R1}}{\partial x_2} \right|^{0.5} \frac{\partial u_{R1} / \partial x_2}{|\partial u_{R1} / \partial x_2|} u_{R1} \quad (19)$$

$$\bar{F}_G = \text{重力} = mg \quad (20)$$

式(17)中阻力項之 C_D 值採用 Maxey & Riley 1983[6]所提出之經驗式：

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) \quad (21)$$

其中 A_p 為粒子之表面積、 V_f 為流體之速度、 V_p 為粒子速度， Re_p 則為粒子之雷諾數：

$$\text{Re}_p = \frac{d_p |u_R|}{\nu} \quad (22)$$

有關壁面碰撞之條件請參閱文獻 Niu[1,2]

2.5 二維 U 型彎管空蝕現象對沖蝕現象影響解析

本研究中 U 型彎管在外型上採用文獻[8]中所使用的外型與格點數(圖(1))，計算之格點數為 191 X 31。為加大管內壓差以利於觀察空蝕現象，吾人在入口速度設為 70 m/s，入口密度則假定 1000 kg/m³。

當流體通過彎管時由於離心力的影響，造成彎管外側壓力增加且速度減緩，出彎管後為因應流體加速所造成之通量變化，使得彎管外側上方產生一小

型迴流區以守恆質量通量。而由於流道劇烈轉向所造成轉彎內外側速度上之差異，因此流體在出彎管後隨即形成一極大之渦流，圖(2)之流線圖與圖(3)之壓力圖均可明顯看出此一現象。當流場某區域中其壓降達到特定條件時，空蝕現象便會發生。為方便比較，吾人選擇起始條件為速度 70 m/s 、溫度 370K 、密度 1000 kg/m^3 時，於 350 、 480 、 600 、 710 、 780 、 $810 \mu\text{s}$ 此六個時間點擷取其液-氣體積占有率之數據並繪製成圖。

以此起始條件模擬空蝕現象時，根據狀態方程式預測其產生空蝕現象所需壓降約為 602 大氣壓。圖(4-1)顯示在此起始條件下不同時間之空蝕現象模擬圖，當流體流經轉彎部份時由於離心力所造成之壓差使得彎管內壁產生空蝕現象，而在出彎管後因為速度梯度產生劇大變化，因之空蝕現象也隨著迴流區的產生而有相應的關係。

以不同粒子直徑與入口速度分析沖蝕現象，其結果中發現粒子平均直徑在 $50 \mu\text{m}$ 時可做為分野，當直徑 $50 \mu\text{m}$ 以上時由於粒子本身的動量過大，使得流場速度對沖蝕現象的影響開始減低；而平均直徑 $50 \mu\text{m}$ 以下時卻因流場速度的影響過大，致使沖蝕分析之結果漸趨一致化。在本研究為求簡單分析空蝕現象對沖蝕現象的影響，因之在模擬沖蝕現象時選擇以粒子直徑 $50 \mu\text{m}$ 作為起始條件以分析沖蝕現象，接著再以粒子直徑 25 、 50 、 $75 \mu\text{m}$ 模擬行進路線以驗證空蝕現象對沖蝕之影響是否以粒子直徑 $50 \mu\text{m}$ 為分水嶺。

為了模擬沖蝕現象對空蝕現象的影響，吾人選擇在時間為 $350 \mu\text{s}$ 與 $810 \mu\text{s}$ 之流場作為分析沖蝕現象之起始與終止條件，考慮 $350 \mu\text{s}$ 時正處於空蝕現象剛開始發生的階段，而時間 $810 \mu\text{s}$ 卻為空蝕現象已經完全成型之時，以此二個時間點作為分析沖蝕現象之起始值當為合理之假設。

當粒子因流場牽引而衝擊彎管時，依其本身所具之衝量便會形成一定角度之反彈。粒子直徑過大則表示衝量越大，其反彈角度便越接近 90 度；反之則粒子易受流場影響，其反彈角度則視撞擊處流場而定。如其本身所具之動量過小，則易受轉彎初段外壁處之迴流區影響，甚至停留以致管路淤積粒子。Niu [2] 提及在研究 180 度彎管沖蝕現象時首重於轉彎部份之影響，判斷沖蝕現象是否合理可以轉彎角度 0 到 180 度中之沖蝕量是否有形成雙尖銳現象為分水嶺。接下來本研究中將以 Lagrangian 法追蹤粒子軌跡並計算粒子位移情形與其在 180 度轉彎部份之沖蝕分析。圖(5-1)為直徑 $50 \mu\text{m}$ 粒子在時間為 $350 \mu\text{s}$ 時之移動軌跡追蹤示意，圖(5-2)則為粒子在時間為 $810 \mu\text{s}$ 時之移動軌跡追蹤圖。首先考慮圖(5-1)中空蝕現象只出現於轉彎內壁初段中一小部份區域，因此粒子在出彎管後理應不受空蝕現象影響，圖(5-1)中可見到粒子出彎管後呈直線運動，其軌跡並無明顯改變。然而轉彎部份卻清楚可見軌跡受到空蝕現象影響，由於空蝕現象的出現會造成極為劇大之壓力差，在轉彎處中較為接近空蝕區域之粒子便受到壓力差牽引，因之形成軌跡分離現象。到了圖(5-2)時所由空蝕現象已完全成形，此時粒子軌跡便有較大的變化。首先彎管部份於由壓力差更為劇大，軌跡分離的情形比圖(5-2)時更為明顯，而彎管後因為流場存在大範圍之空蝕現象，此時粒子便受到壓差的牽引而導致軌跡有拉扯現象出現。

最後比較粒子在 180 度彎管外壁上之沖蝕分析，圖(6-2)與圖(6-4)分別為時間在 350 μs 與 810 μs 時之沖蝕量，在空蝕現象形成後由於粒子有分離現象產生，吾人可見到圖(6-2)中之雙沖蝕深度加深現象比圖(6-1)更為明顯且尖銳，主要因為分離現象造成粒子行進的路線較為集中，表現在沖蝕分析上則為局部沖蝕量大為增加且集中。

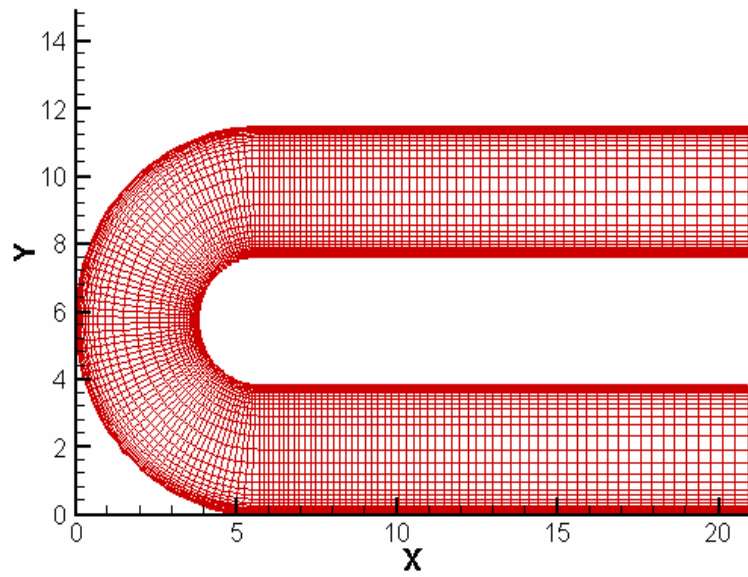
二、 主要發現與結論

從本研究中數值結果顯示了空蝕現象對沖蝕現象確實有所影響。由先前所做之測試可以下列幾點來陳述：

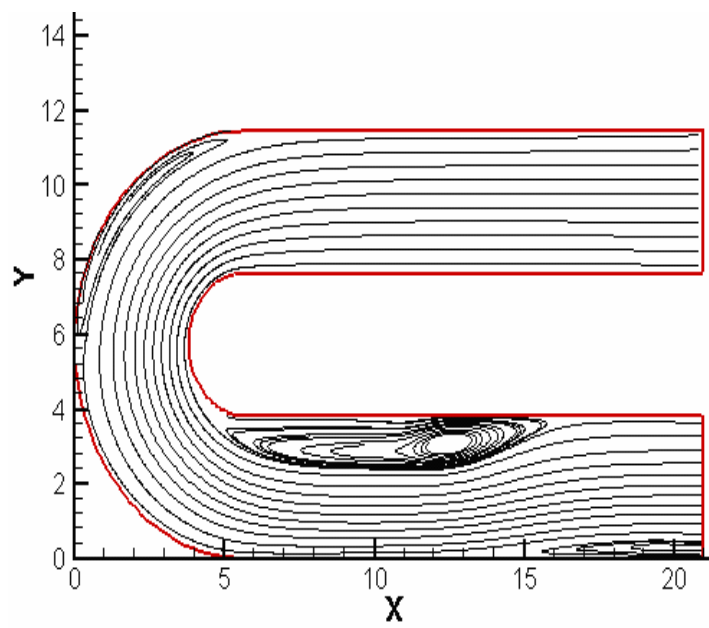
- 1、伴隨空蝕現象產生所造成的壓力差會對粒子行進路線有所影響，粒子每經一次碰撞後本身所俱之動能便會慢慢減少，至使流場對粒子行進路線之影響越來越大。本研究中顯示，當粒子經四次撞擊後其行進路線甚至會因空蝕現象的產生而出現大弧度轉向。此結論顯示空蝕現象應為下游沖蝕深度加深之主要來源。
- 2、對 U 型管而言，空蝕現象產生的範圍越大則在轉彎處之沖蝕分佈所出現之雙尖銳現象越加明顯。

四、 參考文獻

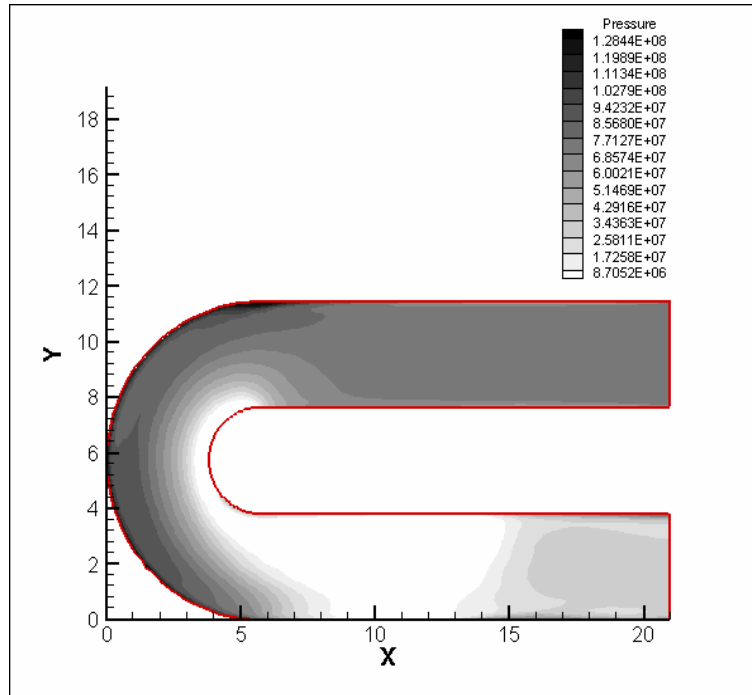
- [1] Yang-You, Niu. And Chih-Shung Tsai, 'Simulation Of Erosion By The Dilute Particulate Flow Impact', Numerical Heat Transfer, Part A, 37:167-187, 2000
- [2] Yang-You, Niu. 'Evaluation of erosion in a two-way coupled fluid-particle system', J. Numer. Meth. Fluids, 36: 711-742, 2001
- [3] Fukagata, K. Zahrai, S. Kondo, S. and Bark, F. H. 2001a 'Anomalous velocity fluctuation in particulate turbulent channel flow. Int. J. Multiphase Flow., 27, 701-719, 2001
- [4] Yamamoto, Y., Potthoff, M., Tanaka, T., Kajishima, T. and Tsuji Y. 'Large-eddy simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel effect of considering inter-particle collisions.' J. Fluid Mech., 442, 303-334, 2001
- [5] Y. Wada and M.-S. Liou, 'A Flux Splitting Scheme with High-Resolution and Robustness for Discontinuities' AIAA Paper 94-0083, 1994
- [6] Maxey, M.R. and Riley, J.J., 'Equation of motion for a small rigid sphere in non-uniform flow' Phys. Fluids, 26, 883-889, 1983
- [7] Yang-Yao Niu, 'Simple Conservative Flux Splitting For Multi-Component Flow Calculations', Numerical Heat Transfer, Part B, 38:203-222, 2000
- [8] J. Philip Drummond, M. Yousuff Hussaini, and Thomas A. Zang, "Spectral Methods for Modeling Supersonic Chemically Reacting Flow fields", AIAA J., Vol. 24, No. 9, pp. 1461 ~ 1467, 1986



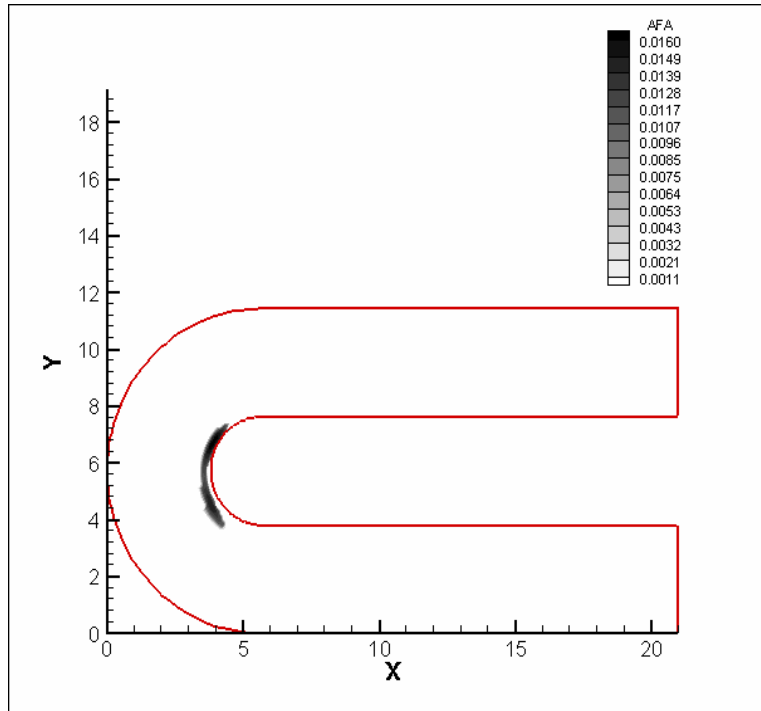
圖(1) 二維 U 型彎管之計算網格



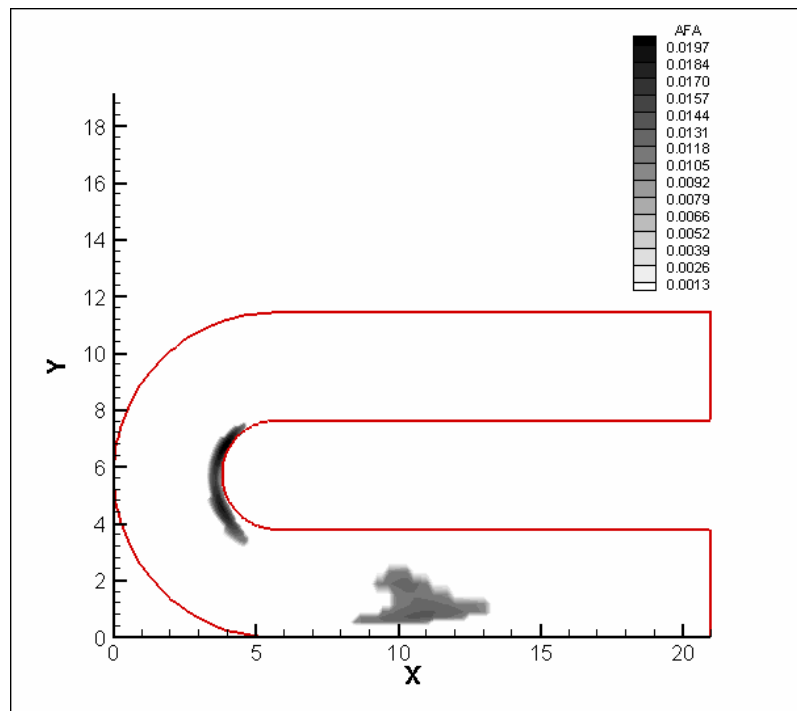
圖(2) 二維 U 型彎管之流線分佈圖



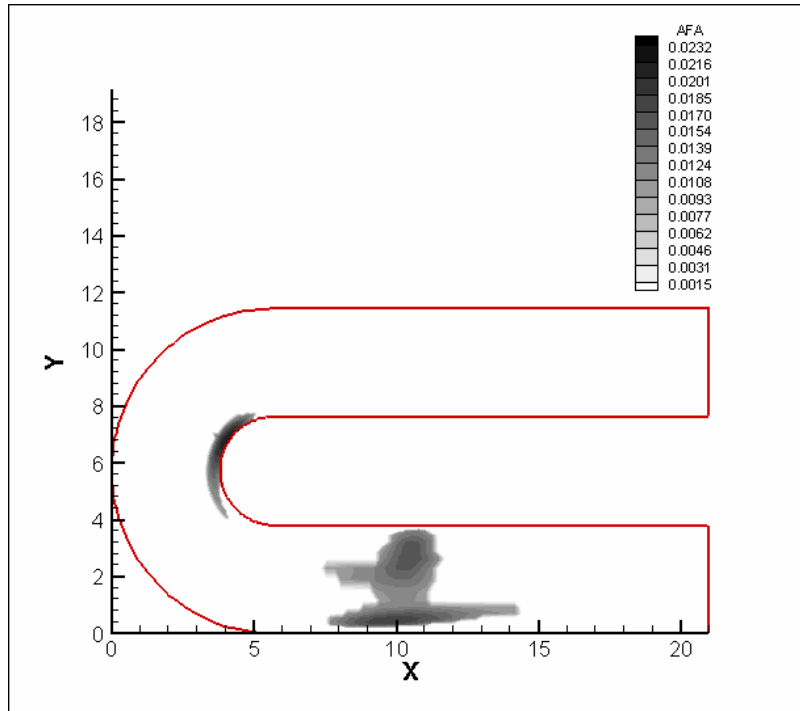
圖(3) 二維 U 型彎管之壓力分佈圖



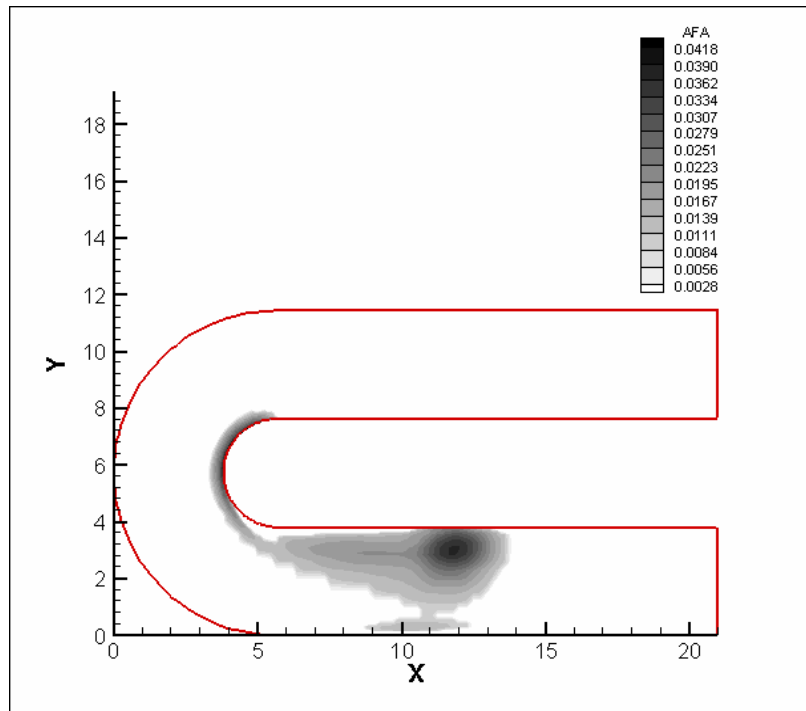
圖(4-1) 溫度 370 K、時間 260 μs 之體積占有率分佈圖



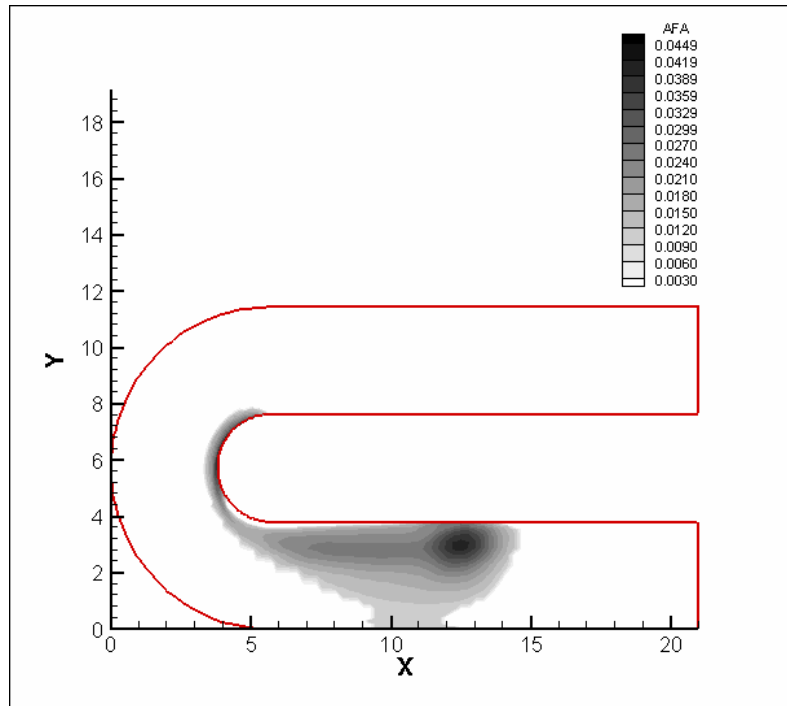
圖(4-2) 溫度 370 K、時間 320 μs 之體積占有率分佈圖



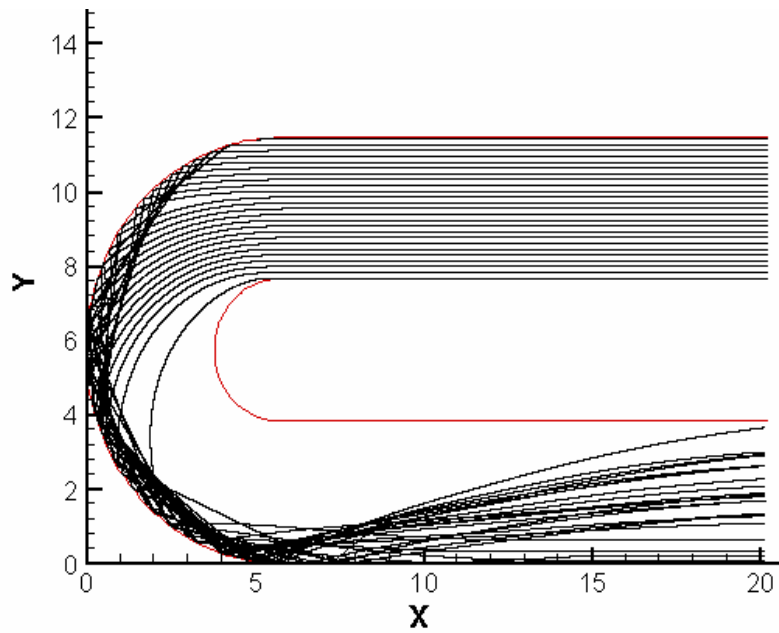
圖(4-3) 溫度 370 K、時間 $350 \mu s$ 之體積占有率分佈圖



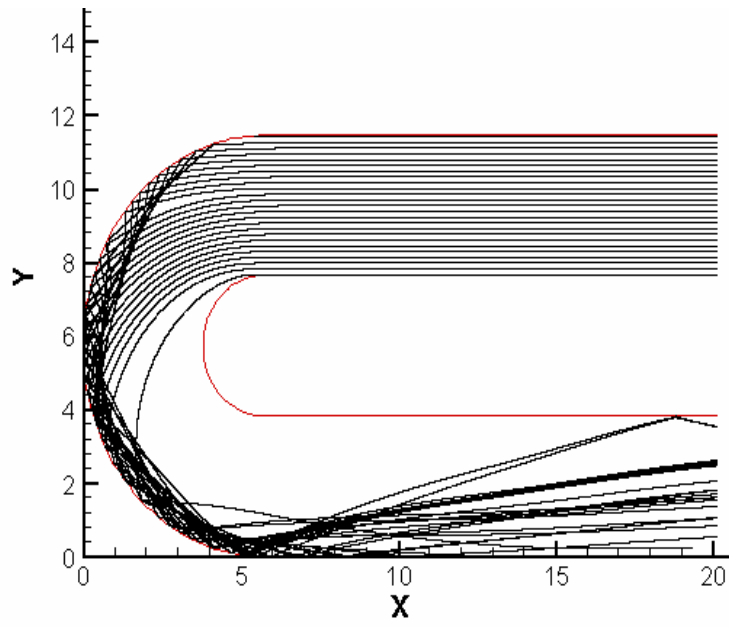
圖(4-4) 溫度 370 K、時間 $600 \mu s$ 之體積占有率分佈圖



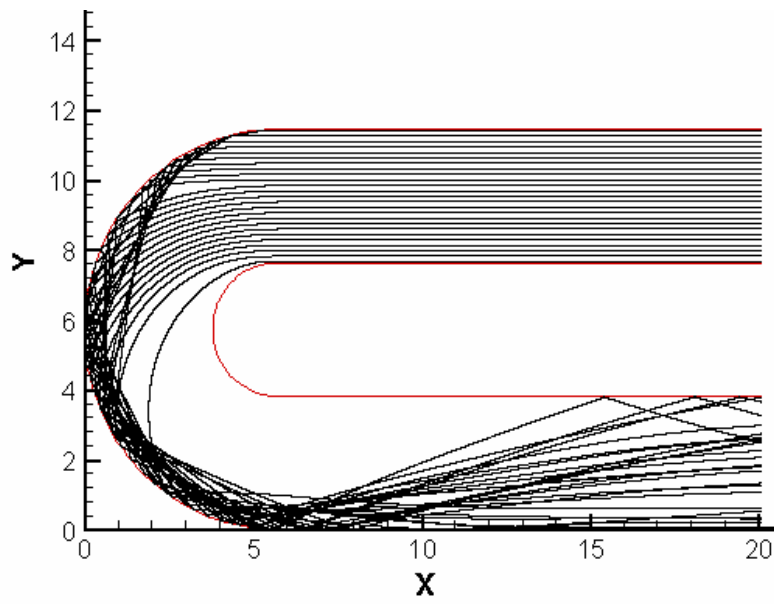
圖(4-5) 溫度 370 K、時間 $810\ \mu\text{s}$ 體積占有
率分佈圖



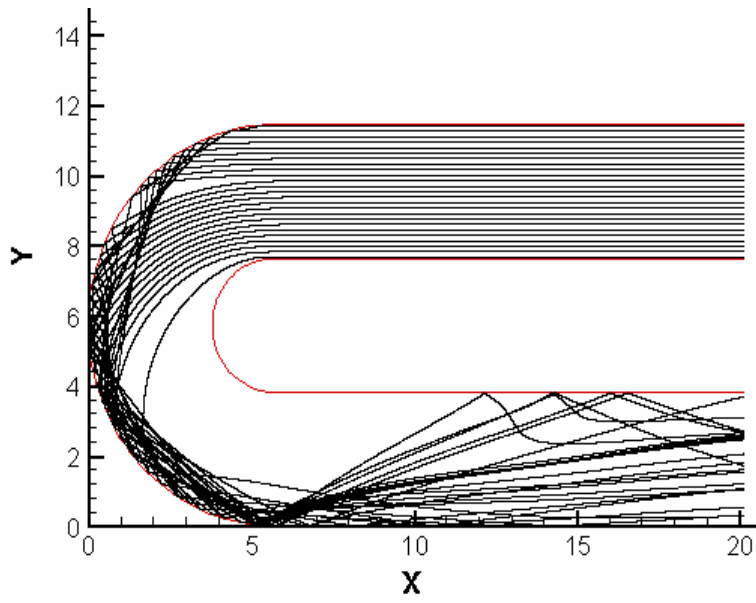
圖(5-1) 溫度 385 K，粒子直徑 $25\ \mu\text{m}$ 於時間 $350\ \mu\text{s}$ 之粒子軌跡圖



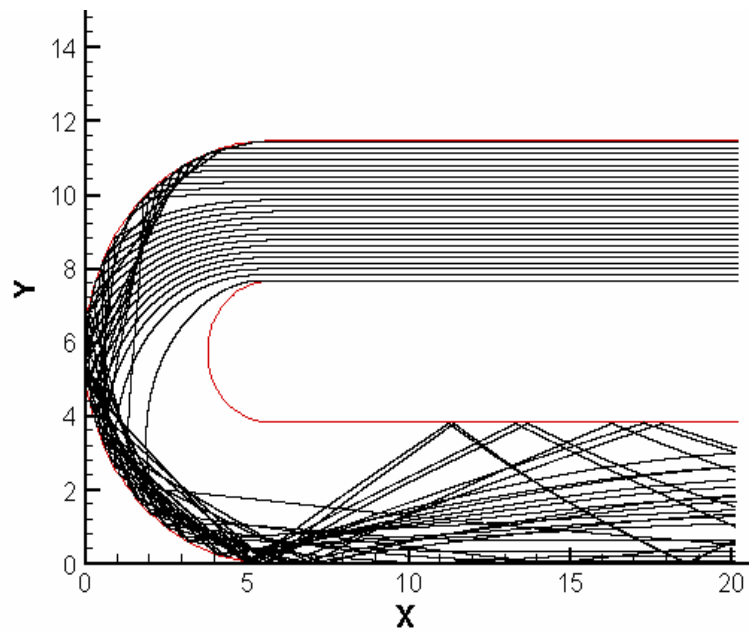
圖(5-2) 溫度 385 K，粒子直徑 $25 \mu\text{m}$ 於時間 $810 \mu\text{s}$ 之粒子軌跡圖



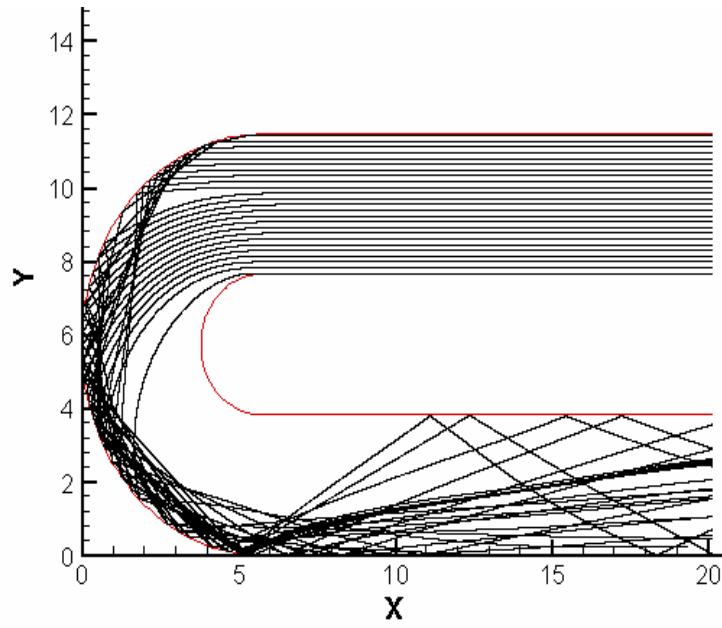
圖(5-3) 溫度 385 K，粒子直徑 $50 \mu\text{m}$ 於時間 $350 \mu\text{s}$ 之粒子軌跡圖



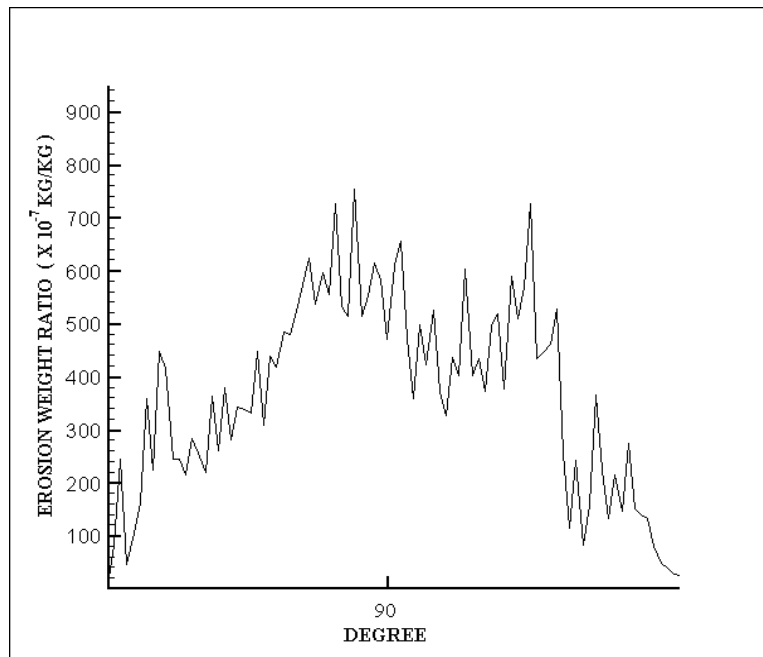
圖(5-5) 溫度 385 K，粒子直徑 $50 \mu m$ 於時間 $810 \mu s$ 之粒子軌跡圖



圖(5-6) 溫度 385 K，粒子直徑 $75 \mu m$ 於時間 $350 \mu s$ 之粒子軌跡圖

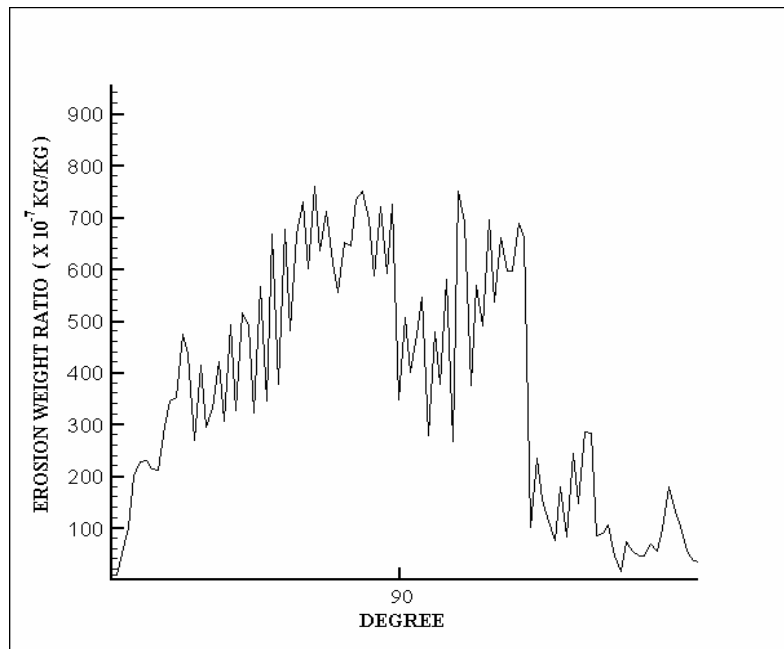


圖(5-7) 溫度 385 K，粒子直徑 $75 \mu m$ 於時間 $810 \mu s$ 之粒子軌跡圖

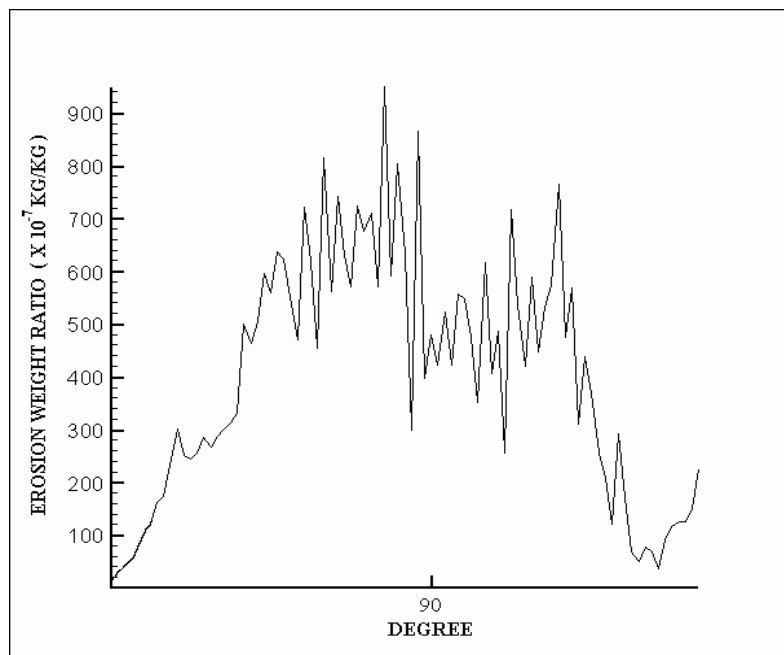


圖(6-1) 粒子於時間 $250 \mu s$ 對彎管部份

之沖蝕分佈圖

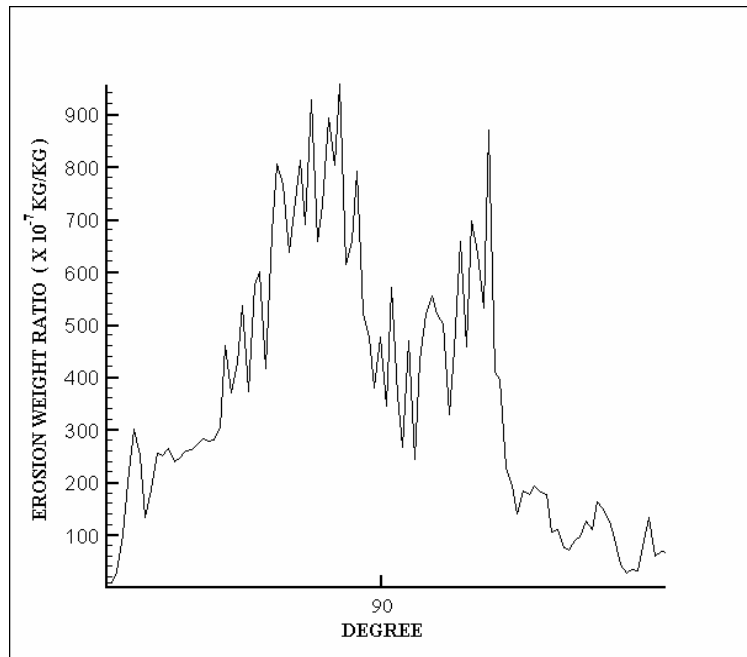


圖(6-2) 粒子於時間 350_{μs} 對彎管部份之沖蝕分佈圖



圖(6-3) 粒子於時間 500_{μs} 對彎管部份

之沖蝕分佈圖



圖(6-4) 粒子於時間 $810 \mu\text{s}$ 對彎管部份