

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

聲波引致懸浮微粒聚結的理論研究及數值計算(2/2)

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC91-2212-E-002-074-

執行期間：91年08月01日至92年07月31日

執行單位：國立臺灣大學應用力學研究所

計畫主持人：李雨

計畫參與人員：劉義賢，羅凱升

報告類型：完整報告

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 92 年 10 月 31 日

行政院國家科學委員會補助專題研究計畫 成果報告
 期中進度報告

聲波引致懸浮微粒聚結的理論研究及數值計算(2/2)

Theoretical and numerical study of acoustic coagulation of suspended particles

計畫類別： 個別型計畫 整合型計畫

計畫編號：NSC 91-2212-E-002-074

執行期間：91年8月1日至92年7月31日

計畫主持人：李雨

共同主持人：

計畫參與人員：劉義賢、羅凱升

成果報告類型(依經費核定清單規定繳交)： 精簡報告 完整報告

本成果報告包括以下應繳交之附件：

- 赴國外出差或研習心得報告一份
- 赴大陸地區出差或研習心得報告一份
- 出席國際學術會議心得報告及發表之論文各一份
- 國際合作研究計畫國外研究報告書一份

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

涉及專利或其他智慧財產權， 一年 二年後可公開查詢

執行單位：國立臺灣大學應用力學研究所

中華民國 92 年 10 月 30 日

中文摘要

本計劃延續上年度計劃，以數值計算方法研究二相懸浮流中微粒的聲波聚結問題。本文完成之工作有二：(1)就旅波(traveling wave)中微粒聚結的數值計算方面，本文解決了上年度計劃中採用流力作用(hydrodynamic interaction)模式及聲波尾跡(acoustic wake)模式計算時質量不守恆的問題。雖然本文的計算結果較前人者更接近實驗結果，但如同上年度計劃中所採用的正動力作用(orthokinetic interaction)模式的模擬結果，我們需要採用一經驗的碰撞效率係數方可使數值計算與實驗結果相吻合。這顯示目前文獻中現有的碰撞頻率函數理論模式並不完善，有進一步研究的必要。(2)就駐波(traveling wave)中微粒聚結的數值計算方面，本文對微粒顆數濃度隨體積分佈的廣義動力方程式，提出一項可對總顆數濃度作分析模擬的簡化理論計算模式；假設微粒顆數濃度隨體積分佈呈對數常態分佈(log-normal distribution)，則我們可將廣義動力方程式此一微積分方程式(integral-differential equation)簡化為一偏微分方程式，而可大幅降低數值模擬所需的時間。此一簡化理論計算模式所獲結果與實驗結果吻合，而可應用於聲波集塵器的參數分析及設計。

關鍵詞：聲波微粒聚結，旅波與駐波，理論分析，數值模擬。

Abstract

This second year project studies numerically the acoustic coagulation of small particles in a two-phase suspension flow. Two topics have been completed in the present work. (1) For the acoustic coagulation of particles in the traveling wave, we have solved the false mass conservation problem for the simulation using both the hydrodynamic interaction and the acoustic wake model in the last year. Although the agreement between the present calculations and the experiments is better than the calculations in the literatures, we still need to incorporate an empirical collision efficiency factor in the calculation, as that in the last year using orthokinetic interaction model. This indicates that the available models for the collision frequency function in the literatures have certain drawbacks, and further theoretical analyses are required. (2) For the acoustic coagulation of particles in the standing wave, we proposed a simplified theoretical model for the general dynamic equation of the continuous distribution function of particles. The log-normal distribution of particles is assumed, and a resulting partial differential equation is obtained from the integral-differential general dynamic equation. Numerical results of such partial differential equation agree nicely with the experiments. Thus the proposed simplified model can be applied for the parameter analyses and the design of the acoustic agglomerator.

Keywords : acoustic coagulation of small particles, traveling and standing wave, theoretical analysis, numerical calculation.

前言

在環境保護及工業應用上，常需在流體中移除微米及次微米微粒。但此等微粒因體積細小，慣性效應不彰；而其中 0.1-1 μm 範圍的較大微粒，擴散機制也相對薄弱，因此要在流體中移除微米及次微米微粒實有先天上的困難。在眾多前人所提出的方法中，有一項有趣而有效的方法，乃是利用聲波在二相懸浮流中傳播，引致微粒聚結成較大顆微粒，再用傳統方法將聚結後的大顆微粒移除。早期相關回顧性文獻可參考 Mednikov (1965)；近日者則可參考 Hoffmann (1993)及黃家增(2000)。

研究目的

本文延續去年計劃(見李雨，2002)，主要工作有二：一為繼續對旅波中的聚結模擬進行研究，以了解目前文獻中現有理論模式的可用性。另一則為對駐波中的聚結發展一項簡化的理論模式，並進行數值研究。後者成果可直接應用到聲波聚結器的設計工作上。

物理模式與數值計算

(i)旅波中的分析

本項工作的相關理論推導、數值計算方法、及詳細結果可參考羅凱升(2003)。在旅波中流體速度只為時間的函數，令 $n(v)$ 為體積為 v 的微粒數目濃度，其隨時間 t 的演變滿足聚結方程式(見 Friedlander, 1977)

$$\frac{dn(v;t)}{dt} = \frac{1}{2} \int_0^v \beta(\tilde{v}, v - \tilde{v}) n(\tilde{v}; t) n(v - \tilde{v}; t) d\tilde{v} - n(v; t) \int_0^\infty \beta(v, \tilde{v}) n(\tilde{v}; t) d\tilde{v} \quad (1)$$

其中 $\beta(v, \tilde{v})$ 代表體積為 v 的微粒和體積為 \tilde{v} 的微粒的碰撞頻率函數， $\beta(\tilde{v}, v - \tilde{v})$ 代表體積為 v 以外的懸浮微粒和其他”適當”體積的微粒碰撞、而產生體積為 v 的懸浮微粒的碰撞頻率函數。碰撞頻率函數方面，視不同機制有不同的表示式。就布朗擴散、正動力作用(orthokinetic interaction)、流力作用(hydrodynamic interaction)及聲波尾跡等模式(acoustic wake model)等的碰撞頻率函數 β_{Br} , β_{ok} , β_{hi} 及 β_{ho} ，我們在上年度報告中已加以詳述(請參考李雨，2002)。在本節中，我們將取以下兩種狀況進行模擬：

$$\beta = \beta_{song} \equiv E_{ok} \beta_{ok} + E_{hi} \beta_{hi} \quad (1a)$$

及

$$\beta = \beta_{hoffman} \equiv E_{ho} \beta_{ho}, \quad (1b)$$

其中 E_{ok} , E_{hi} 及 E_{ho} 為相對應模式的碰撞效率係數，在本文中為可調整的常數。其中(1a)式為 Song et al. (1994)所提出者，Ezekoye and Wibowo (1999)曾就 $E_{ok} = E_{hi} = 0.5$ 進行數值模擬。聲波尾跡模式為 Hoffman (1997)所提出者，他採用再填充機制(refill mechanism)將正動力作用及流力作用以較合乎物理的方式結合，而非(1a)式的線性組合。在(1a)及(1b)式中，

$$\beta_{ok} = \beta_{ok}(v, w) = \pi(r_v + r_w)^2 u_{vw} = 2(r_v + r_w)^2 \frac{U_0 \omega |\tau_v - \tau_w|}{\sqrt{1 + (\omega \tau_v)^2} \sqrt{1 + (\omega \tau_w)^2}}, \quad (2a)$$

$$\beta_{hi} = \beta(v, w) = \pi(r_v + r_w)^2 Q, \quad (2b)$$

及

$$\beta_{ho} = \beta_{ho}(u, w) = \beta_{ok} \left(\sqrt{1 + \frac{12U_0(r_v l_v + r_w l_w) T_c}{\pi L^2}} - 1 \right), \quad (2c)$$

其中 r_v 及 r_w 分別為體積為 v 及 w 微粒的半徑， τ_v 及 τ_w 分別為體積為 v 及 w 微粒的鬆馳時間(relaxation time)， U_0 及 ω 分別為旅波的速度振幅和角頻率；在史篤氏阻力的條件下，鬆馳

時間 $\tau_p = 2\rho_p r_p^2 / (9\rho_g \eta)$ ，下標 p 可代表(2a)式中的 v 或 w ， η 為載運流體的運動黏滯係數， ρ_p 及 ρ_g 分別為微粒及流體的密度。又(2b)式中，按 Dianov et al. (1968)的分析，

$$Q = \frac{3U_0}{2\pi L_d} \left[r_v l_v + r_w l_w + \frac{U_0}{\pi\eta} (r_v^2 l_v^2 + r_w^2 l_w^2) \right] - \frac{6\eta}{\pi^2 L_d^2} (r_v + r_w) - \frac{9U_0}{16\pi L_d^2} (r_v^2 l_v + r_w^2 l_w) \\ + \frac{3U_0^2}{8L_d^2 \omega} l_v l_w (l_v q_w - l_w q_v) (r_v - r_w)$$

其中

$$l_p = \frac{\mu_g}{1 + h_p \mu_g^2}, \quad q_p = \frac{\mu_p + h_p \mu_g^2}{1 + h_p \mu_g^2}, \quad h_p = \frac{9\rho_g U_0}{2\pi\rho_p \omega r_p} = \frac{R_p}{\pi\omega\tau_p}, \\ R_p = \frac{U_0 r_p}{\eta}, \quad \mu_p = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}}, \quad \mu_g = \frac{\omega\tau_p}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}},$$

及 L_d 為兩微粒間的距離，在本文中取 $L_d = N^{-1/3}$ ，其中 N 為微粒的瞬時總顆數濃度。上述各式中下標 p 可代表(2a)至(2c)式中的下標 v 或 w 。另(2c)式中， T_c 為聲波週期， L 為聚結體積的長度，定義為兩倍微粒 v 和微粒 w 間相對速率(按正動力作用)和 T_c 的乘積。

(1)式中所示的微-積分方程式並無分析解，本研究中我們基本上採 Temkin(1994)的方法進行計算，但在計算過程中加入了適當的判斷條件，並不對尚未聚結出的微粒種類進行計算，因而大幅節省了計算時間(見黃國榮，2002)。在分析過程中，首先我們將(1)式無因次化，再將無因次方程式的積分項離散化，也就是將(1)式所示的連續微粒顆數濃度分佈改採離散形式分佈，最後可得一組非線性常微分聯立方程式組，在給定始起狀態的微粒濃度分佈下，我們採用四階朗次-庫他(Runge-Kutta) 算則進行求解。在本年度作中，我們修正了去年的一項程式錯誤，使模擬過程中的微粒總體積守恆。

(ii) 駐波中的分析

在駐波中流體速度為時間及空間的函數，微粒數目濃度 $n(v; x, t)$ 滿足

$$\frac{\partial n(v; x, t)}{\partial t} + \nabla \cdot (n(v; x, t), \mathbf{V}) = \nabla \cdot (D \nabla n(v; x, t)) + \frac{1}{2} \int_0^v \beta(\tilde{v}, v - \tilde{v}) n(\tilde{v}; x, t) n(v - \tilde{v}; x, t) d\tilde{v} \\ - n(v; x, t) \int_0^\infty \beta(v, \tilde{v}) n(\tilde{v}; x, t) d\tilde{v} - \nabla \cdot (\mathbf{c} n(v; x, t)), \quad (3)$$

如將駐波前進方向定為 x 軸， \mathbf{i} 為其上的單位向量，則流場速度

$$\mathbf{V} = u\mathbf{i} = 2U_0 \sin kx \sin \omega t \mathbf{i}, \quad (3a)$$

飄移速度(drifting velocity)按 Grinshpun et al. (2000)的分析可表示為

$$\mathbf{c} = c\mathbf{i} = -2U_0 \varepsilon \frac{\alpha \sin 2kx}{4(1 + \alpha^2)} \mathbf{i}, \quad (3b)$$

擴散係數按 Friedlander (1997)第二章為

$$D = \frac{KT}{3\pi\mu d} C = \frac{KT}{3\pi\mu d} \left\{ 1 + \frac{2l}{d} \left[A_1 + A_2 \exp\left(-A_3 \frac{d}{l}\right) \right] \right\}, \quad (3c)$$

其中 $2U_0, k$ 及 ω 分別為駐波的速度振幅、波數及角頻率， K 為波士曼常數， T 為絕對溫度， $\varepsilon = 2U_0 / C_s = 2U_0 / (\omega/k)$ 為速度振幅與聲速 C_s 的比值， $\alpha = \omega\tau$ ，而 $\tau = \rho_p d^2 / (18\mu)$ 為微粒的鬆馳時間， μ 為載運流體的黏滯係數， ρ_p 為微粒的密度， l 為氣體分子的平均自由徑；而碰撞頻率函數 β 則可採用(2a)-(2c)所述各項模式。(3)式為一統御 $n(v; x, t)$ 的微積分方程式，

如對 v 此一自變數離散化，可由(3)式導出一組聯立偏微分方程式組，但因為微粒聚結的關係， n 隨 v 變化的分佈範圍會隨著時間的推演而快速增加，也就是聯立的偏微分方程式數目會快速增加(一般案例可達數萬條)，而非目前一般電腦所能處理；再者，文獻中的實驗結果只提供平均粒徑隨時間的演變(見 Riera & Gallego, 1986)。因此本研究將不對(2)式直接進行模擬，而是配合適當的假設，由(2)式推導出總數目濃度

$$N(x, t) = \int_0^{\infty} n(v; x, t) dv, \quad (4)$$

的統御方程式，再對所得的一條偏微分方程式進行數值求解。對(3)式就 v 變數積分，並利用(4)式的定義、及(3a)-(3c)式，可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(uN)}{\partial x} &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_0^{\infty} Dn(v; x, t) dv + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \beta(\tilde{v}, v - \tilde{v}; x, t) n(\tilde{v}; x, t) n(v - \tilde{v}; x, t) d\tilde{v} dv \\ &\quad - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \beta(v, \tilde{v}) n(v; x, t) n(\tilde{v}; x, t) d\tilde{v} dv - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} cn(v; x, t) dv, \end{aligned} \quad (5)$$

因為本文所欲模擬之實驗案例其初始粒徑為 $0.1\mu\text{m}$ 的量階，布朗擴散引致的微聚結效應相對重要，因此(5)式中的碰撞頻率函數我們取

$$\beta = E_{ho}\beta_{ho} + \beta_{br}, \quad (5a)$$

其中 β_{ho} 如(2c)式所示，我們採用 Hoffman(1997)的聲波尾跡模式來考慮聲波聚結， E_{ho} 為碰撞效率，為一可調參數； β_{br} 為布朗擴散引致的微聚結效應，按 Friedlander (1977)，可表示為

$$\beta_{br}(v_i, v_j) = \frac{2kT}{3\mu} \left(\frac{1}{v_i^{1/3}} + \frac{1}{v_j^{1/3}} \right) (v_i^{1/3} + v_j^{1/3}) C, \quad (5b)$$

其中參數 C 如(3c)式所示。按文獻中的實驗結果， n 隨 v 的變化大約呈對數常態分佈，因此我們假設

$$\frac{n(v; x, t)}{N(x, t)} = \frac{1}{v\sqrt{2\pi}(3\ln\sigma_v)} \exp\left[-\frac{\ln^2(v/v_g)}{18\ln^2\sigma_v}\right], \quad (6)$$

其中 v_g 為微粒的幾何平均體積(geometry mean volume)， σ_v 為標準偏差(standard deviation)。利用(6)式，我們可處理(5)式中的積分項，而導得一條統御 $N(x, t)$ 的偏微分方程式，可以無因次方式表示如下：

$$\frac{\partial \bar{N}}{\partial \bar{t}} + \varepsilon \sin \bar{t} \frac{\partial(\bar{N} \sin \bar{x})}{\partial \bar{x}} = A_1 I_1 \frac{\partial^2 \bar{N}}{\partial \bar{x}^2} + A_2 \left(\frac{I_2}{2} - I_3 \right) \bar{N}^2 + \varepsilon^2 I_4 \frac{\partial(\bar{N} \sin 2\bar{x})}{\partial \bar{x}} \quad (7)$$

其中

$$\bar{N} = \frac{N}{N_0}, \bar{x} = kx, \bar{t} = \omega t, \bar{v} = \frac{v}{v_0}, \bar{\tilde{v}} = \frac{\tilde{v}}{v_0}, \bar{v}_g = \frac{v_g}{v_0},$$

N_0, d_0 及 v_0 分別為微粒的初始總數目濃度、最小直徑及最小體積，

$$A_1 = \frac{k^2}{\omega} \frac{KT}{3\pi\mu d_0} \quad \text{及} \quad A_2 = \frac{N_0}{\omega} \frac{2U_0 d_0^2}{4}$$

為無因次參數，

$$I_1 = I_1(Kn, \bar{v}_g, \sigma_v), I_2 = I_2(\alpha_0, Kn, \bar{v}_g, \sigma_v), I_3 = I_3(\alpha_0, Kn, \bar{v}_g, \sigma_v), I_4 = I_4(\alpha_0, Kn, \bar{v}_g, \sigma_v),$$

為含相關無因次參數 α_0, Kn, \bar{v}_g 及 σ_v 的定積分， $Kn = d_0/l$ 為富森數(Knudsen number)，及 $\alpha_0 = \omega\tau_0 = \omega\rho_p d_0^2/(18\mu)$ 。我們將利用 IMSL 副程式來計算 I_1, I_2, I_3 及 I_4 ，利用有限差分法解(7)式，再考慮微粒的總質量守恆，以所算出的瞬時總數目濃度來計算瞬時的微粒幾何平均體積及直徑。配合實驗給予適當的初始條件，及採用週期性邊界條件，我們將在本文中模

擬 Riera & Gallego (1986)的結果，以驗證我們上述所發展的模式。

結果與討論

(i) 旅波中的狀況

在本文的計算中，初始懸浮微粒均採對數常態分佈，其總顆數濃度 N_0 ，幾何算術平均體積 V_g ，標準差 σ 。在上年度計劃中，我們對正動力作用的情況下進行了詳細模擬。在本年度工作中，我們採(1a)及(1b)進行計算，並與前人實驗結果進行相互驗證。在圖一及二中，我們分別以(1a)及(1b)式模擬 Brandt et al. (1936)的實驗，結果顯示我們可藉調整碰撞效率係數來使計算與實驗結果相吻合，且在模擬過程中可保持微粒總體積守恆。在圖三及四中，我們將計算所得與 Magill et al. (1991)的實驗作比較，結果顯示因參數不同，我們需要選擇不同於圖一及二的碰撞效率係數方可使計算與實驗大致相符；此項結果雖屬差強人意，但還是優於 Ezekoye & Wibowo (1999)的計算(即圖二中的 MAEROS simulation)。雖然我們進行了更多的模擬，但因參數眾多，我們並不能歸納出 E_{ok} , E_{hi} 及 E_{ho} 隨各參數變化的關係；事實上目前碰撞頻率函數的物理模式並不完善，有待進一步作深入的理論探討。雖然聲波聚結數值模擬的定量結果的正確性須引入可調經驗常數 E_{ok} , E_{hi} 或 E_{ho} ，但對聲波聚結各操控參數的定性行為，我們仍可藉着數值模擬來獲致全面的了解，詳細結果可參考羅凱升(2003)。

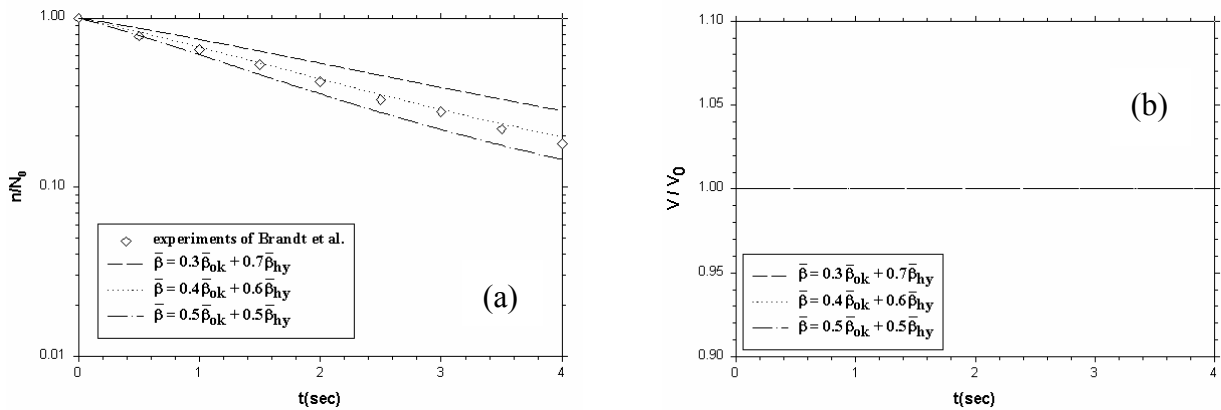
(ii) 駐波中的狀況

Riera & Gallego (1986)的實驗在目前現有文獻中相當完整，其相關實驗參數及結果如表一所示，本文將針對該表中所示各案例進行模擬，以驗證本計劃中我們所發展的理論模式。在圖五、六及七所顯示的不同案例中，如選取適當的 E_{ho} 值(見各圖的說明)，本文的模擬結果與實驗結果相符；且所耗用電腦計算量不大，因此本計劃所提出的理論模式可作為聲波集塵器的一項初步不錯的研發及設計工具。圖五(a)、六及七乃比照 Riera & Gallego (1986)的方式，以瞬時平均粒徑與初始粒徑比值 G 隨時間的演變來表示聲波聚結的效率，如改以總微粒顆數來表示，微粒總顆數在聲波的作用下快速下降；如以圖五(b)為例，總顆數在一秒後即下降四個量階，在二秒後下降至五個量階，在四秒後則下降六個量階。也就是說一般而言，最重要的聚結發生在聲波作用的初期，這是因為聚結後微粒顆數濃度迅速下降、而造成後續聚結效應變弱，所以理論模式首重聚結初期的正確性。圖六顯示聚結效果隨聲波強度的增加而增加，圖七顯示聚結效果隨初始粒徑的下降而上升，後者之原因與初始總顆數濃度隨初始粒徑的下降而上升(見表一)有密切的關係；因顆數濃度愈大，微粒碰撞聚結的機率也愈大。圖八顯示聚結效果隨初始顆數濃度的增加而快速增加。更詳細的結果可參考劉義賢(2003)。

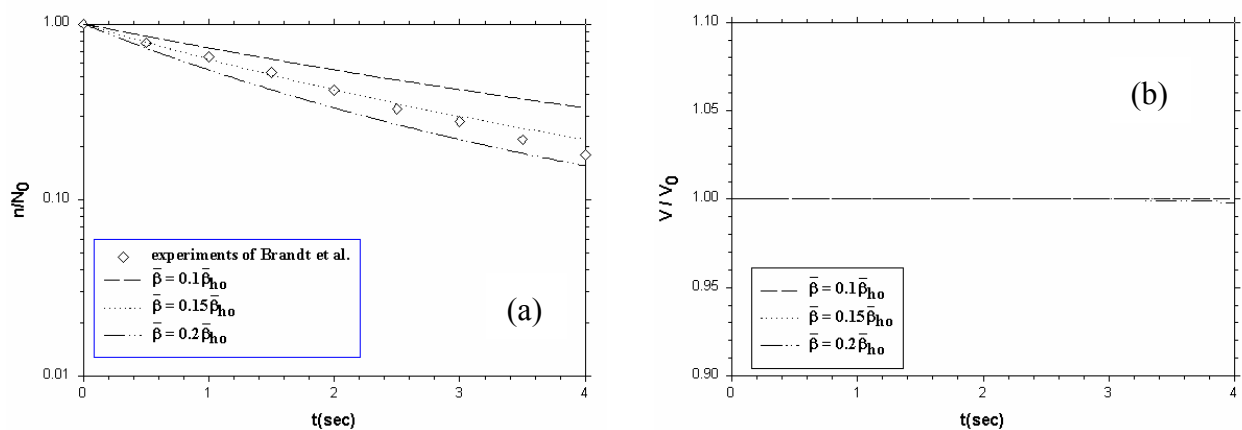
參考文獻

1. Brandt, O., Freund, H., and Hiedemann, E., *Kolloid zeitschrift*, Vol. 77, pp. 103-115, 1936.
2. Dianov, D. B., A. A. Podol'skii and V. I. Turubarov, *Soviet Physics – Acoustics*, V.13, No.3, pp.314-319 (1968).
3. Ezekoye, O. A. and Y. W. Wibowo, *J. Aerosol Sci.*, V.30, No.6, 1117-1138, (1999).
4. Friedlander, S. K., *Smoke, dust and haze – Fundamentals of aerosol behavior*, John Wiley & Sons (1977).
5. Hoffmann, T. L., *Visualization of particle interaction and agglomeration in an acoustic field*, PhD Dissertation, Pennsylvania State Univ. (1993).
6. Hoffmann, T. L., *J. Aerosol Sci.*, **28**, 919-936 (1997).
7. Grinshpun S. A., Y. N. Redcoborody, S. G. Kravchuk, V. I. Zadorozhnii and V. I. Zhdanow, *International J. Multiphase Flow*, **26**, 1305-1324 (2000).

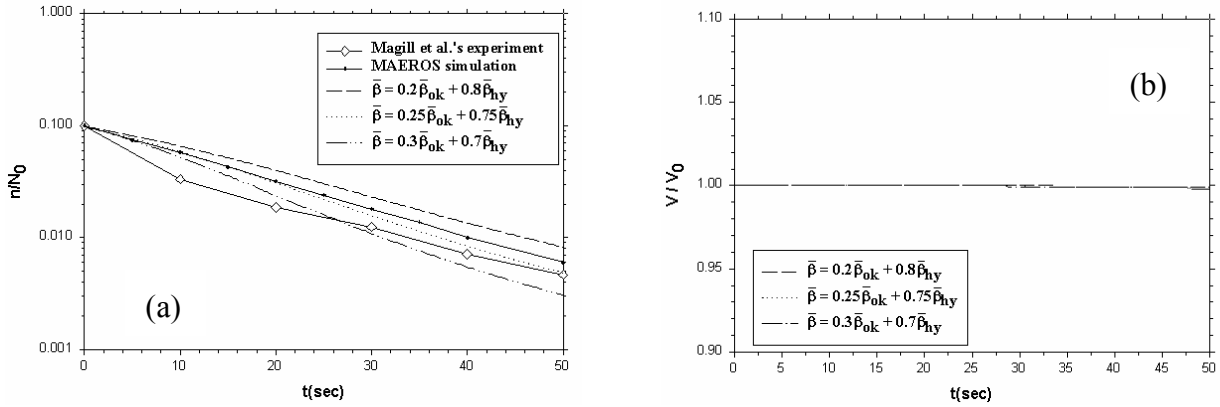
8. Magill, J. S., Ph. Caperan, J. Somers, K. Richter, G. Rodriguze-Corral, E. Riera-Franco de Sarabia and J. A. Gallego-Juarez, J. Aerosol Sci., **22**, Suppl.I, pp.S27-S30, (1991)
9. Mednikov, E. P., *Acoustic coagulation and precipitation of aerosols*, Consultants Bureau, New York (1965).
10. Riera-Franco De Sarabia, E. and J. A. Gallego-Juarez, J. Sound Vib., **110**, 413-427 (1986).
11. Song, L., G. H. Koopmann and T. L. Hoffmann, ASME J. Vib. Acoustics, **116**, 208-214 (1994).
12. Temkin, S., Phys. Fluids, **6**, 2294 -2303 (1994).
13. 李雨, “聲波引致懸浮微粒聚結的理論研究及數值計算(1/2),” 國科會研究計劃報告, NSC 90-2212-E-002-199 (2002)
14. 黃家增, “聲波引致氣體中懸浮微粒的聚集研究,” 國立臺灣大學應用力學研究所碩士論文 (2000).
15. 黃國榮, “聲波及布朗擴散對次微米微粒聚結效應的研究,” 國立臺灣大學應用力學研究所碩士論文(2002).
16. 羅凱升, “兩項微粒聲波聚集模式的數值研究,” 國立臺灣大學應用力學研究所碩士論文 (2003).
17. 劉義賢, “駐波聲場中次微米微粒的聚集研究,” 國立臺灣大學應用力學研究所碩士論文 (2003).



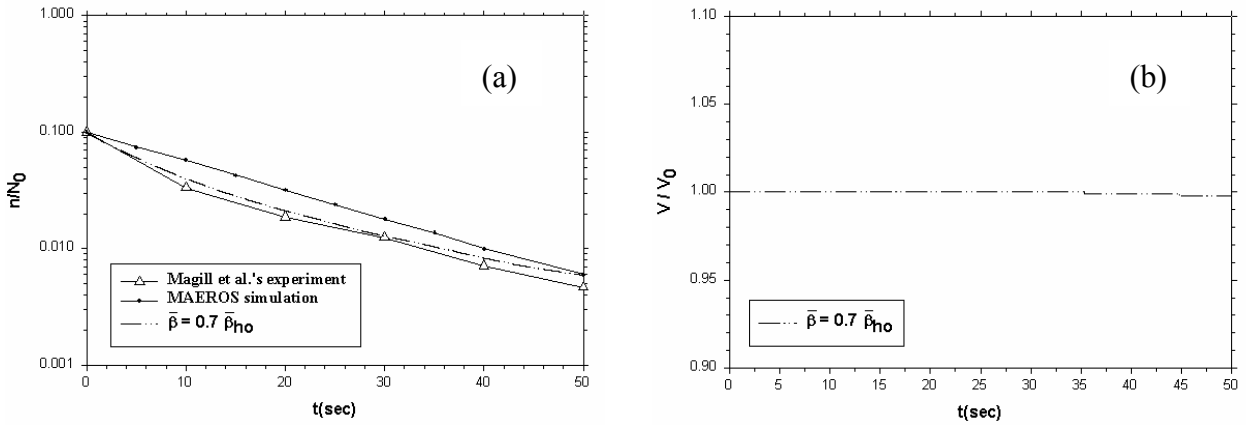
圖一 初始懸浮微粒為對數常態分佈， $N_0=4.64 \times 10^{12}$ 顆/ m^3 ， $d_0=0.766 \mu m$ ， $\epsilon=10^{-4}$ (誤差參數)， $V_g=3.59 \times 10^{-18} m^3$ ， $\sigma=1.2$ ，聲波強度 138dB，聲波頻率 10KHz；在(1a)式所示之正動力加流作用下，(a)不同碰撞效率之無因次總顆數濃度 n/N_0 隨時間的演變，(b)無因次微粒總體積 V/V_0 隨時間的演變。 N_0 及 V_0 為初始的總顆數濃度及微粒總體積。



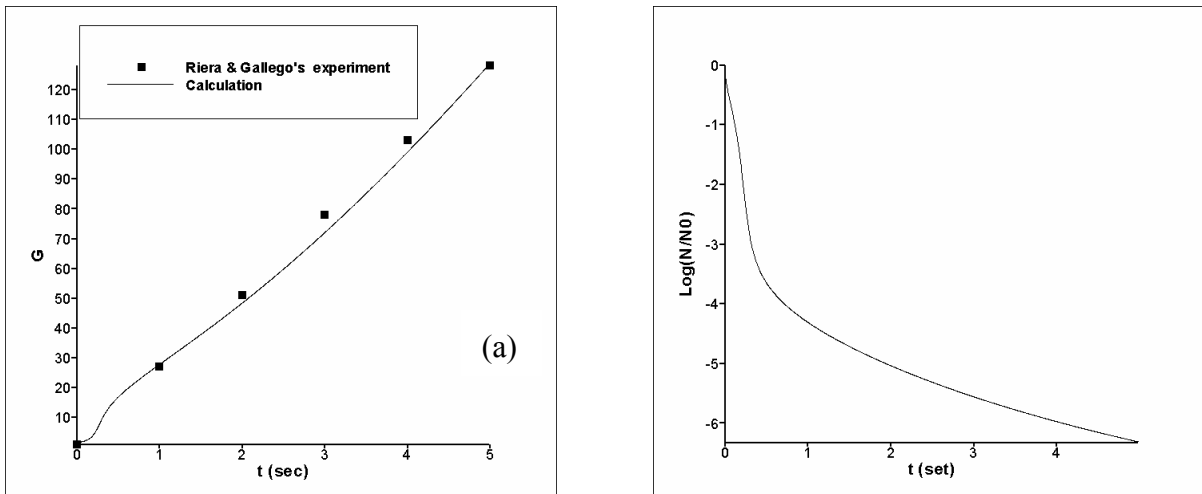
圖二 模擬條件與圖一同，但採用(1b)式所示之聲波尾跡效模式進行計算。



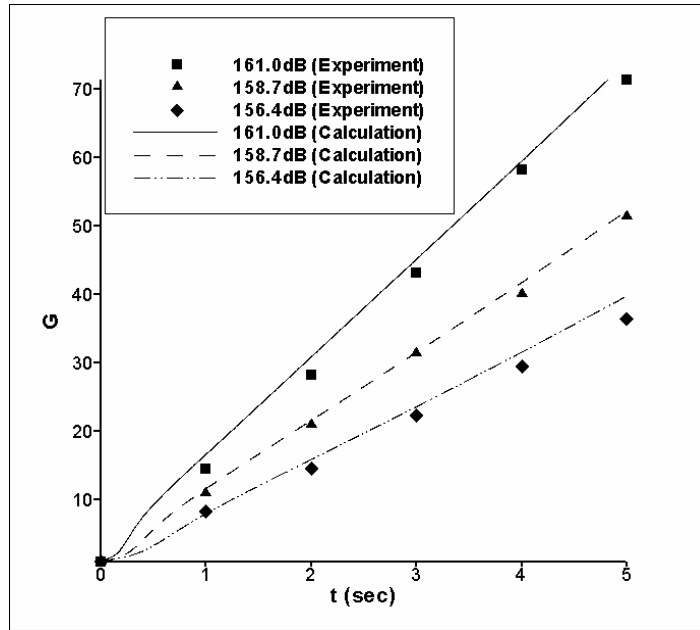
圖三 初始懸浮微粒為對數常態分佈， $N_0=10^{12}$ 顆/ m^3 ， $d_0=0.323\mu m$ ， $\epsilon=10^{-5}$ ， $V_g=2.68\times 10^{-19}m^3$ ， $\sigma=1.35$ ，聲波強度 155dB，聲波頻率 9.4KHz， $\rho_g=1115kg/m^3$ ；在(1a)式所示之正動力加流力模式作用下，(a)不同碰撞效率之無因次總顆數濃度 n/N_0 隨時間的演變，(b)無因次微粒總體積 V/V_0 隨時間的演變。 N_0 及 V_0 為初始的總顆數濃度及微粒總體積。



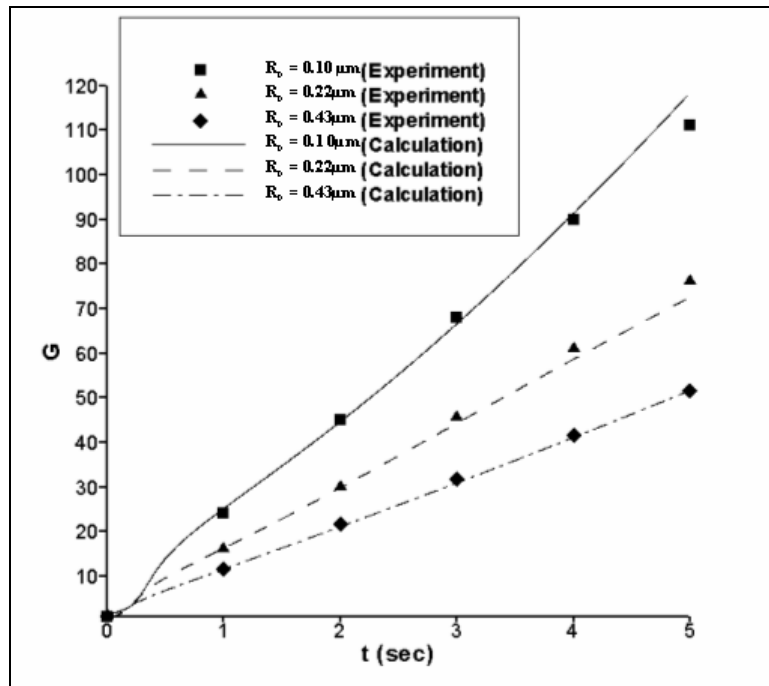
圖四 模擬條件與圖三同，但採用(1b)式所示之聲波尾跡效模式進行計算。



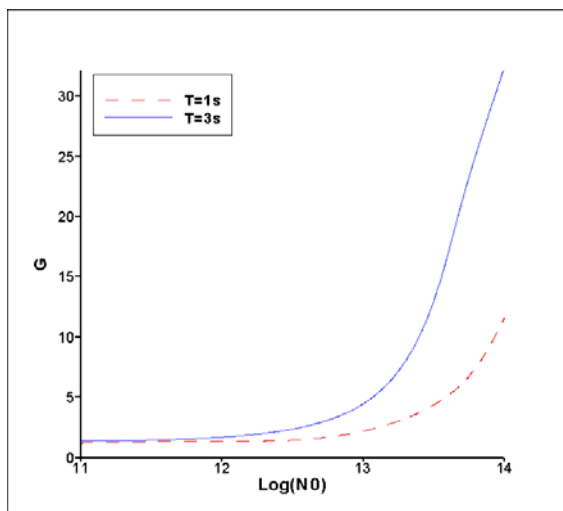
圖五(a) 表一中 CASE 1 數值計算與實驗結果的比較。(a) 瞬時平均粒徑與初始粒徑比值 G 隨時間的演變，可用以表示聲波聚結效果的大小。(b)無因次總顆數濃度 N/N_0 隨時間的演變。其中 N 為瞬時的總顆數濃度， N_0 為初始總顆數濃度。本例中 $E_{ho} = 0.1$ ，聲波頻率 20.4KHz，。



圖六 表一中 CASE 8、CASE 9、CASE10 數值計算與實驗結果的比較。本圖顯示不同聲波強度的效應。本例中 $E_{ho} = 0.15$ ，聲波頻率 20.4KHz。



圖七 表一中 CASE 2、CASE 7、CASE12 數值計算與實驗結果的比較。本圖顯示不同初始粒徑的效應。本例中聲波頻率 20.4KHz， $E_{ho} = 0.1 (R_0 = 0.1 \mu m)$ 、 $0.15 (R_0 = 0.22 \mu m)$ 、 $0.45 (R_0 = 0.43 \mu m)$ 。



圖八 初始總顆數濃度 N_0 對聚合趨勢的影響。本例中微粒初始平均半徑 $R_0 = 0.22\mu m$ ，標準差 (σ) 1.68，聲波頻率 20.4KHz、及聲波強度 (I) 160dB。

CASE	R_0	v_g	C	N_0	σ	I	db	G(t=0)	G(t=1)	G(t=2)	G(t=3)	G(t=4)	G(t=5)
1	0.1	4.18879E-21	6.9	9.151E+14	1.87	2.14	163.3	1	27	51	78	103	128
2	0.1	4.18879E-21	6.9	9.151E+14	1.89	1.58	162.0	1	24	45	68	90	111
3	0.1	4.18879E-21	6.9	9.151E+14	1.89	1.26	161.0	1	20	41	61	80	101
4	0.1	4.18879E-21	6.9	9.151E+14	1.88	0.74	158.7	1	140	30	44	58	73
5	0.1	4.18879E-21	6.9	9.151E+14	1.88	0.44	156.4	1	11	21	31	41	51
6	0.22	4.46022E-20	9.1	1.133E+14	1.71	2.14	163.3	1	17.7	34.5	50.5	67.3	84.5
7	0.22	4.46022E-20	9.1	1.133E+14	1.7	1.58	162.0	1	15.9	30.0	45.5	60.9	75.9
8	0.22	4.46022E-20	9.1	1.133E+14	1.68	1.26	161.0	1	14.5	28.2	43.2	58.2	71.4
9	0.22	4.46022E-20	9.1	1.133E+14	1.65	0.74	158.7	1	10.9	20.9	31.4	40.0	51.4
10	0.22	4.46022E-20	9.1	1.133E+14	1.68	0.44	156.4	1	8.2	14.5	22.3	29.5	36.4
11	0.43	3.33038E-19	4.5	7.907E+12	1.57	2.14	163.3	1	13.0	24.0	34.7	46.0	57.7
12	0.43	3.33038E-19	4.5	7.907E+12	1.55	1.58	162.0	1	11.4	21.6	31.6	41.6	51.6
13	0.43	3.33038E-19	4.5	7.907E+12	1.54	1.26	161.0	1	10.0	19.1	28.6	37.7	46.5
14	0.43	3.33038E-19	4.5	7.907E+12	1.53	0.74	158.7	1	7.7	14.2	20.9	27.2	34.2
15	0.43	3.33038E-19	4.5	7.907E+12	1.56	0.44	156.4	1	5.8	10.7	14.9	19.8	24.2

表一 Riera & Gallego (1986) 實驗案例的參數與結果。他們以三種不同初始微粒數目濃度及五種不同聲波強度組合成 15 組實驗。 $R_0(\mu m)$ 為初始微粒平均半徑， $v_g(m^3)$ 為初始平均體積， $c(g/m^3)$ 初始單位體積微粒重量， $N_0(顆/m^3)$ 初始微粒總數目濃度， σ 為分佈的標準平均差， $I(W/cm^2)$ 為聲波強度，dB 為以分貝表示的聲波強度，G 為時間 0 至 5 秒瞬時平均微粒粒徑和初始平均粒徑的比值，其變化表示聲波聚集的趨勢。

計劃成果自評

本報告內容與原計劃書所述相符，達成預期目標。相關成果具有一定的學術價值，現正撰寫論文，擬投稿於學術期刊(Journal of aerosol science)及會議(中華民國燃燒學會第十四屆年會)。所發展的理論模式可助研發聲波集塵器，對 IGCC 等相關先進燃煤發電系統的研發可能會有所貢獻。