

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

本生燈噴霧火焰研究

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC91-2212-E-168-014-

執行期間：91年08月01日至92年07月31日

執行單位：崑山科技大學機械工程系

計畫主持人：侯順雄

計畫參與人員：邱建穎、陳湘怡

報告類型：精簡報告

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 92 年 10 月 23 日

本生燈噴霧火焰研究

計畫類別： 個別型計畫 整合型計畫

計畫編號：NSC 91 - 2212 - E - 168 - 014

執行期間：91 年 8 月 1 日至 92 年 7 月 31 日

計畫主持人：侯順雄

計畫參與人員：邱建穎、陳湘怡

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：崑山科技大學機械工程系

中 華 民 國 九 十 二 年 十 月 十 八 日

# 行政院國家科學委員會專題研究計畫成果報告

## 本生燈噴霧火焰研究

### A Theoretical Study on Bunsen Spray Flames

計畫編號：NSC 91-2212-E-168-014

執行時間：91年08月1日至92年07月31日

計畫主持人：侯順雄副教授 崑山科技大學機械系

#### 中文摘要

吾人深知噴霧燃燒場中反應區內可能存在的擾流預混火焰，會受到不同程度的拉伸效應(stretch effect)，在此同時流場中尚可能存在一些細小的殘存油滴，而它們的存在對此火焰也有重大的影響。雖然在停滯面流場中承受正拉伸(positive stretch)作用的惰性或可燃噴霧火焰之燃燒特性分析，吾人在先前研究中已深入著墨。但截至目前為止，有關本生燈火焰的理論研究均只侷限於純氣態燃燒，至於承受負拉伸(negative stretch)作用的兩相本生燈噴霧火焰研究則尚付之闕如。本研究計畫係採用高活化能近似微擾分析法(activation energy asymptotics)，界定完全預蒸發和部分預蒸發兩種噴霧燃燒模式，分析承受負拉伸作用的本生燈火焰，受到流場中均勻噴入單一分佈(monodisperse)之惰性或可燃噴霧的影響，以探討兩相本生燈噴霧火焰的熄滅及燃燒特性。因此，本計畫具有高度原創性與重要性，其研究焦點在於探討本生燈噴霧火焰尖端的結構。除了分析焰端(flame tip)增強和開口的有趣現象外，亦可用來描述一曲面火焰受到負拉伸作用、噴霧效應(液滴量和液滴半徑大小)及  $Le$  數等因素耦合效應的重大影響。

關鍵詞：本生燈火焰、拉伸、近似微擾分析法、焰端開口、噴霧燃燒

#### ABSTRACT

The previous studies on the Bunsen flame were focused on homogeneous mixtures only. Although the coupling effects of positive stretch and inert/combustible spray on premixed flames with nonunity Lewis number have been emphasized, spray effect on the negatively stretched Bunsen flame has not yet been theoretically addressed. Therefore, the aim of this work is to analyze the structure of Bunsen flame tip under the influence of dilute, monodisperse fuel sprays by using large activation energy asymptotics. A completely prevaporized mode and a partially prevaporized mode of flame propagation are identified. The structures of Bunsen spray flame and inverted Bunsen spray flame are studied. Four parameters for open and closed flame tips in the analysis consist of the amount of liquid loading and the initial droplet size of the spray, indicating internal heat loss and heat gain embedded in the rich and lean fuel sprays, respectively, and the (negative) stretch coupled with Lewis number ( $Le$ ) that strengthens and weakens the burning intensity of the  $Le > 1$  and  $Le < 1$  flame, respectively. The results help us to understand how the spray effects, preferential diffusion and stretch dominate the combustion characteristics of a Bunsen spray flame. Furthermore, it is of great importance to provide design concepts and real applications for combustors of jet propulsion, internal combustion engine and industrial furnaces.

Keywords : Bunsen Flame, Stretch , Asymptotic Approach, Tip Opening, Spray Combustion

## 一、計畫緣由與目的

火焰拉伸(flame stretch)為影響燃燒現象之眾多參數中非常重要的一項效應。通常火焰依其流場特徵和火焰結構而可能承受正拉伸(positive stretch)或負拉伸(negative stretch)作用。其中負拉伸又可稱為壓縮效應(compression effect)。舉例而言，火焰在停滯面流場中會承受正拉伸效應，而沿本生燈火焰則將承受負拉伸效應。長期以來，廣泛的理論分析和實驗研究[1-10]一直不遺餘力的致力於拉伸效應的探討。其一般結論已證實：當混合氣之 Le 數(Lewis number)不等於 1，亦即存在優先擴散(preferential diffusion)時，拉伸效應將益形凸顯，變得格外重要。此處所謂之 Le 數，其定義為熱量擴散(thermal diffusion)與質量擴散(mass diffusion)之比值。對於在停滯面流場中承受正拉伸作用的平面火焰，由於火焰向上游的熱擴散能力大於上游未燃氣之質量擴散，此時火焰在次絕熱狀況(subadiabatic)，增加流場拉伸會減弱 Le>1 火焰的燃燒強度，進而導致火焰熄滅；反之，對於 Le<1 火焰，火焰向上游的熱擴散能力小於上游未燃氣之質量擴散，此時火焰在超絕熱狀況(superadiabatic)，增加流場拉伸則會增強其火焰燃燒強度[1-4]。而對於承受負拉伸作用之本生燈火焰尖端(Bunsen flame tip)則有相反的結果[5-10]。

有關本生燈火焰的理論研究，Sivashinsky[5, 6]首先以高活化能近似微擾法來分析本生燈火焰焰端的結構。接著 Buckmaster[7]進一步探討本生燈火焰焰端閉合和開口(closed and open flame tips)的數學描述。其一般結論為承受負拉伸的本生燈火焰焰端，因其火焰面形狀為凹向上游新鮮反應物，對於火焰前面之熱量有聚合集中(focus)之效應，但同時對於反應物有發散(defocus)之作用。因此，對於 Le>1 混合氣其燃燒強度會增強；反之，對於 Le<1 混合氣其燃燒強度則會減弱。如此分別導致眾所週知的本生燈火焰焰端增強(intensification)和開口(opening or extinction)的有趣現象。此外，Law 及其共同研究者[9, 10]的實驗研究亦指出觀察到的焰端開口特性與理論預測[5-7]的結果相互吻合。最近 Sung 等人[8]利用局部拉伸(local stretch)、純量場形式(scalar field formulation)分析火焰形狀、燃燒強度及焰端開口的特性。結果指出二維火焰焰端開口的現象確實可能存在；且隨著 Le 數的降低或自由流速度(freestream velocity)的增加，焰端開口會增大。

上述有關本生燈火焰的研究均只侷限於純氣態燃燒，而在停滯面流場中承受正拉伸作用的惰性或可燃噴霧火焰之燃燒特性研究吾人雖然已深入著墨[11-13]。但有關兩相本生燈噴霧火焰的研究則尚付之闕如。高活化能近似微擾分析法(activation energy asymptotics)為了解火焰物理特性(the physics of the flame)的一種重要理論分析技巧[11-13]。本計畫之研究目的為採用高活化能近似微擾分析法，分析承受負拉伸作用的本生燈火焰，受到流場中均勻噴入單一分佈(monodisperse)之惰性或燃油噴霧的影響，以探討兩相本生燈噴霧火焰的熄滅及燃燒特性，主要探討的參數包括液態量、起始油滴半徑、流場拉伸和 Le 數的交互作用。

吾人深知擾流燃燒場中存在的火焰面群，係由許多的小火焰面(flamelets)所組成[14]。對於噴霧燃燒場中反應區內可能存在的擾流預混火焰，會受到不同程度的拉伸效應，在此同時流場中尚可能存在一些細小的殘存油滴，而它們的存在對此火焰也有重大的影響[14]。當然這些火焰面可能承受正拉伸(positive stretch)或負拉伸(negative stretch)作用。停滯面流場

的平面火焰可以用來描述小火焰面受到正拉伸效應的影響[5-10]。本研究之焦點則在於本生燈噴霧火焰尖端(flame tip)的結構探討。除了分析火焰尖端增強(intensification)和開口(opening or extinction)的有趣現象外，亦可用來描述一曲面火焰(curved flame)受到負拉伸作用、噴霧效應(液滴量和油滴半徑大小)及 Le 數等因素耦合效應的重大影響。

## 二、研究方法

本計畫係採用高活化能近似微擾分析法，分析承受負拉伸作用的本生燈火焰，受到流場中均勻噴入單一分佈(monodisperse)之惰性或燃油噴霧的影響，以探討兩相本生燈噴霧火焰的熄滅及燃燒特性。利用近似微擾展開法之最大優點為能將原本為非線性的原始統御方程式經微擾展開後轉換為線性的微擾統御方程式，再配合邊界條件、跳接條件、能量守恆及契合條件即可求解，不僅便於求解而且能探討諸多物理特性(如火焰拉伸、Le 數、熄滅極限、可燃極限、噴霧效應及熱損失等等)。

### 幾何描述和基本假設

吾人考慮二維軸對稱本生燈火焰，於上游的可燃混合氣中均勻加入單佈性液滴噴霧(monodispersed spray)，如圖 1 所示。由無窮遠處來之噴流流速在徑向方向上為均勻分佈，且在火焰面前之上游處其流線不受火焰面影響而曲折。無因次化之特徵長度為管子直徑  $d'$ 。基於高活化能近似微擾分析法，吾人定義一微小量  $\delta = \ell'_D / d' \ll 1$ 。其中  $\ell'_D = \lambda' / (\rho'_{Gi} C'_{PG} S_L^0)$  則代表擴散區(diffusion zone)或稱預熱區(preheating zone)的厚度。此處  $\lambda'$  為熱傳導係數， $C'_{PG}$  為定壓比熱， $\rho'_{Gi}$  為上游無窮遠處新鮮混合氣的密度，而  $S_L^0$  為預混火焰之一維絕熱層流火焰速度。依據快速化學反應，假設可燃流場的預混火焰通常位於一厚度薄的擴散區上，因此於本文中將有一更薄的反應區(如圖 1)。

為了易於分析，吾人假設液滴為單一均勻分佈，且為稀薄噴霧。故液態量與總預混流質量的比值量級(order)為  $O(\varepsilon)$ ，其中微小展開參數為燃燒過程所釋放的熱能與其反應活化能的比值。在反應區的契合分析中，微小展開參數  $\delta$  和  $\varepsilon$  假設為相同的量級。再者，於平行火焰前緣等距離之曲面上，液滴為同一尺寸。

由於液滴和氣體的起始相對速度為零且速度梯度很小，所以假設所有的液滴均和氣體分子具有相同的速度；並且假設液滴夠小時，可以在擴散區中迅速完成蒸發。由於起始液滴粒徑大小不同，吾人考慮兩種不同的噴霧燃燒模式，即完全預蒸發(completely prevaporized)和部份預蒸發(partially prevaporized)模式。首先定義臨界起始液滴半徑  $r'_c$  為液滴在到達火焰面前緣時恰好完全蒸發完畢之液滴半徑值。當液滴起始半徑  $r'_i$  大於臨界起始液滴半徑  $r'_c$ ，則代表液滴之量過多或液滴顆粒過大，因此通過火焰面時仍有液滴存在，此為部分預蒸發模式；反之，當  $r'_i \leq r'_c$  則為完全預蒸發模式，液滴到達火焰面前緣已完全蒸發完畢，因此在火焰面的下游區沒有液滴顆粒存在。吾人亦假設只有當氣體溫度達到液滴的沸點時，液滴才開始蒸發。化學反應機構假設為單一步驟且為不可逆過程。氣體流動為穩態、層流、等壓且遵守理想氣體定律。此外，氣體擴散輸送遵守 Fick 定律。

### 統御方程式(Governing Equations)

吾人假設通過任何平行於火焰前緣表面的曲面其液滴數目為一常數，故

$$n'u' = n'_i u'_i \quad (1)$$

其中  $n'$  為單位體積的液滴數目， $u'$  為軸向速度。

吾人亦定義一氣化程度的參數  $z = \rho'_G / \rho'$ ，當  $z=1$  代表液滴完全蒸發的狀態。吾人採用圓柱座標系  $(R, x)$ ，並將控制方程式予以無因次化。為了便於求解本問題，再將無因次化後之控制方程式由圓柱座標系  $(R, x)$  轉換為相對於火焰前緣表面 (flame front) 的座標系  $(R, y)$ ，

$$y = x - \Phi(R) \quad (2)$$

其中  $x = \Phi(R)$  為火焰前緣表面方程式。

因此可得整體連續方程式、氣態連續方程式、燃料、氧化物及能量守恆方程式分別為：

$$\frac{\partial}{\partial y}(\rho u) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}(z\rho u) = \delta^{-1} A(1-z)^{1/3}(1-z_i)^{2/3} K(T, Y_o)/(zT), \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}(z\rho u Y_F) - \delta Le_F^{-1} \left\{ \frac{\partial^2 Y_F}{\partial y^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ R \left( \frac{\partial Y_F}{\partial R} - G \frac{\partial Y_F}{\partial y} \right) \right] - G \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial Y_F}{\partial R} - G \frac{\partial Y_F}{\partial y} \right) \right\} = \delta^{-1} W + k_F \frac{\partial}{\partial y}(z\rho u), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}(z\rho u Y_o) - \delta Le_o^{-1} \left\{ \frac{\partial^2 Y_o}{\partial y^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ R \left( \frac{\partial Y_o}{\partial R} - G \frac{\partial Y_o}{\partial y} \right) \right] - G \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial Y_o}{\partial R} - G \frac{\partial Y_o}{\partial y} \right) \right\} = \delta^{-1} W + k_o \frac{\partial}{\partial y}(z\rho u), \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}(z\rho u T) - \delta \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[ R \left( \frac{\partial T}{\partial R} - G \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] - G \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial T}{\partial R} - G \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right\} = -\delta^{-1} W Q + k_T \frac{\partial}{\partial y}(z\rho u), \quad (7)$$

其中  $G = d\Phi/dR$ ， $A = 3(\ell'_D)^2 p' \bar{M}' / [T'_i \rho'_L \bar{R}(r'_i)^2]$  和

$$W = -(B'\sigma / \bar{M}') (p' \bar{M}' / \bar{R})^2 \left\{ \lambda' / [C'_{PG} (\rho'_G S'_L)^2] \right\} Y_o Y_F \exp(-T_a / T), \quad (8)$$

在方程式(4)-(7)中，函數  $K(T, Y_o)$  和常數參數  $k_F$ 、 $k_o$  及  $k_T$ ，於液滴蒸發的情況下分別為  $\ln[1 + (T - T_b)/h_{LG}]$ ，1，0 和  $-h_{LG}$ 。而於液滴燃燒的情況下則分別為  $\ln[1 + (T - T_b + Y_o Q)/h_{LG}]$ ，0，-1 和  $(Q - h_{LG})$ 。其中  $Q = Q' / (C'_{PG} T'_i)$  為每單位氣體燃料質量的燃燒熱。 $h_{LG} = h'_{LG} / (C'_{PG} T'_i)$  為液滴的蒸發潛熱。

### 求解方法及最後解

本問題分為擴散區和反應區兩個區域來分析。基於微小展開參數  $\delta$  和  $\varepsilon$  為相同的量級之假設，在擴散區和反應區內分別引入拉伸變數  $\xi = y/\delta$  和  $\eta = \xi/\varepsilon$ 。並利用在  $\eta \rightarrow \pm\infty$  的契合條件[11-13]，吾人可得：

$$T_1(0^+) = \gamma \left\{ T_b - \frac{C'_{PL}}{C'_{PG}} (T_b - 1) - (T_f - k_T) + \frac{\dot{m}_0}{1 + G_0^2} (T_f - k_T) \int_0^{\xi_e} \exp\left(-\frac{\dot{m}_0}{1 + G_0^2}\right) z_0 d\xi \right\} - \frac{1}{\dot{m}_0} \frac{(T_f - 1)(Le_k - 1)}{Le_k} \left( \frac{G_0}{R} + \frac{dG_0}{dR} \right), \quad (9)$$

其中  $T_1(0^+)$  為靠近火焰之壹階下游溫度。

將方程式(5)或(6)代入方程式(7)，並從  $\xi = -\infty$  積分到  $\xi = 0^+$ ，可得：

$$T_1(0^+) = \gamma \left\{ T_b - \frac{C'_{PL}}{C'_{PG}}(T_b - 1) - (T_f - k_T) \right\} - \frac{1}{\dot{m}_0} \frac{(T_f - 1)(Le_k - 1)}{Le_k} \left( \frac{G_0}{R} + \frac{dG_0}{dR} \right). \quad (10)$$

將方程式(9)和(10)以消去  $T_1(0^+)$ ，同時引入新的變數

$$\psi = G_0, \quad (11)$$

和

$$\tau = \left\{ 2Le_k \dot{m}_0 / [(T_f - 1)(Le_k - 1)] \right\} R, \quad (12)$$

則吾人可得最後的解為：

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{d\tau} + \frac{\psi}{\tau} = T_f \ln \left\{ \frac{(1 + \psi^2)^{1/2}}{\dot{m}_0} \frac{T_f}{QY_{k,i}} \left[ \Lambda \left( \frac{T_f}{T_a} \right) Y_{wd} Le_k \right]^{1/2} \right\} \\ + \frac{\gamma}{2} \left[ T_b - \frac{C'_{PL}}{C'_{PG}}(T_b - 1) - (T_f - k_T) + \frac{\dot{m}_0}{1 + \psi^2} (T_f - k_T) \int_0^{\xi_e} \exp\left(-\frac{\dot{m}_0}{1 + \psi^2} \xi\right) z_0 d\xi \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

方程式(13)中  $\psi$  代表火焰面前緣(flame front surface)之斜率， $\tau$  表示徑向位置之參數。右邊第一項表示拉伸(stretch)與 Lewis 數耦合的效應；右邊第二項則表示噴霧效應，包含液滴量( $\gamma$ )和液滴半徑大小的影響。

### 三、結果與討論

由方程式(12)可知，當  $Le > 1$  時， $\tau > 0$ ；反之， $Le < 1$  時，則  $\tau < 0$ 。圖 2 為方程式(13)在無噴霧量( $\gamma = 0$ )下(亦即純氣態情況)之相平面(phase plane)圖。對於  $\tau < 0$  ( $Le < 1$ )，圖中僅有一條積分曲線(曲線 A)由在  $\tau = -\infty$  的負漸近值往對稱軸呈單調性遞減，最後在  $\tau = 0$  時達到  $\psi = -\infty$ 。此意謂，當接近火焰尖端時( $\tau = 0$ )，火焰前緣表面為向外彎出。此時火焰傳播速度相對於氣體自由流速降至零，表示火焰尖端熄滅或開口。亦即，對  $Le < 1$  而言，可得一尖端開口的本生燈火焰。而對於  $\tau > 0$  ( $Le > 1$ )，有一群組積分曲線由在  $\tau = +\infty$  的負漸近值往對稱軸延伸發展。但在此群組積分曲線中，僅有一條積分曲線(曲線 B)其  $\psi(0) = 0$ ，此相當於一尖端閉口的本生燈火焰。亦即，本生燈火焰錐頂之斜率為零。再者，亦可由圖 2 中發現積分曲線 C( $\tau > 0$ ,  $Le > 1$ )相當於一尖端開口之倒置本生燈火焰；而積分曲線 D( $\tau < 0$ ,  $Le < 1$ )則相當於一尖端閉口之倒置本生燈火焰。此外值得一提的是，圖 2 之結果與 Sivashinsky [5, 6]之研究(僅針對純氣態火焰進行分析)有相似特性。

#### Le > 1 之貧油甲醇火焰

圖 3(a)為貧油甲醇本生燈火焰( $Le > 1$ )，在完全預蒸發模式下，不同噴霧量及起始氣體自由流速下火焰尖端結構變化圖。對於  $Le > 1$  本生燈火焰，拉伸效應會造成一尖端閉口之本生燈火焰結構。在貧油火焰中，燃料液滴於火焰上游區因蒸發而吸熱，但此些產生之燃料蒸氣於反應區會參予燃燒反應而放出熱量；故整體而言，燃料噴霧會造成火焰之熱獲得，使得火焰燃燒強度因而變強。所以於同一起始氣體自由流速下，當噴霧量增加時，內部熱獲得加大，使得火焰燃燒強度變強；因而火焰往上游移動以尋求動力平衡。故隨著噴霧量之遞增， $\psi$  呈現遞增之趨勢。當噴霧量增大至一臨界值( $\gamma = 0.057$ )，此時  $\psi$  之值均為零，火焰形狀不再是本生燈火焰而是平面火焰；而此噴霧量則定義為臨界噴霧量( $\gamma^*$ )。而當噴霧

量( $\gamma=0.060$ )大於臨界噴霧量，此時 $\psi$ 為正值，火焰形狀則為一凸向上游未燃流體之倒置圓錐形火焰。另在起始氣體當量比和噴霧量(小於臨界噴霧量)均固定下，隨著起始氣體自由流速之增加，火焰被推往下游以達到動力平衡，故在同一徑向位置( $\tau$ )上， $\psi$ 呈遞減之趨勢。

圖 3(b)為貧油甲醇倒置本生燈火焰( $Le>1$ )，在完全預蒸發模式下，不同噴霧量及起始氣體自由流速下火焰尖端結構變化圖。對於 $Le>1$ 倒置本生燈火焰，拉伸效應會造成一尖端開口之倒置本生燈火焰結構。在貧油火焰中，燃料噴霧整體上會造成火焰之熱獲得，使得火焰燃燒強度變強。因而同一起始氣體自由流速下，隨著噴霧量之增加，內部熱獲得加大，火焰燃燒強度變強；火焰因而往上游移動以尋求動力平衡。故隨著噴霧量之遞增， $\psi$ 呈現遞減之趨勢。當噴霧量增大至臨界噴霧量( $\gamma=0.057$ )，此時 $\psi$ 之值均為零，火焰形狀不再是尖端開口倒置本生燈火焰而是平面火焰。而當噴霧量( $\gamma=0.060$ )大於臨界噴霧量，此時 $\psi$ 為負值，火焰形狀則為一尖端閉口本生燈火焰。另在起始氣體當量比和噴霧量(小於臨界噴霧量)均固定下，隨著起始氣體自由流速之增加，火焰往下游移動以達到動力平衡，故在同一徑向位置( $\tau$ )上， $\psi$ 呈遞增之趨勢。另火焰尖端開口寬度隨噴霧量之增加而變窄，但隨起始氣體自由流速之增加而變寬。

圖 4(a)為貧油甲醇本生燈噴霧火焰( $Le>1$ )，在噴霧量小於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，不同起始液滴半徑( $r_i'$ )下，其火焰尖端結構變化圖。於噴霧量固定下，當 $r_i'$ 愈小時，其所蒸發掉的液滴量就愈多，造成內部熱獲得增大，火焰燃燒強度因而變強。因此，燃燒強度變強的火焰朝向上游移動以便達到動力平衡。故隨著 $r_i'$ 之遞減， $\psi$ 呈現遞增之趨勢。但因噴霧量小於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，即使所有液滴於火焰面前完全蒸發，並於反應區參予反應放出熱量，使得火焰燃燒強度變強。但此時之火焰燃燒強度並不足以使得火焰形狀變成平面火焰，故其火焰形狀仍維持為尖端閉口本生燈火焰。

圖 4(b)為貧油甲醇本生燈噴霧火焰( $Le>1$ )，在噴霧量大於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，不同起始液滴半徑下，其火焰尖端結構變化圖。隨著 $r_i'$ 之遞減，造成內部熱獲得增大，火焰燃燒強度因而變強。因此，燃燒強度變強的火焰朝向上游移動以便達到動力平衡。故隨著 $r_i'$ 之遞減， $\psi$ 呈現遞增之趨勢。因噴霧量大於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，當 $r_i'$ 減小至一臨界值( $r_i'=5\mu\text{m}$ )，此時 $\psi$ 之值均為零，火焰形狀不再是尖端閉口本生燈火焰而是平面火焰；而此起始液滴半徑則定義為轉換起始液滴半徑( $r_i^*$ )。而當 $r_i'<r_i^*$ ，此時 $\psi$ 為正值，火焰形狀則為一凸向上游未燃流體之曲面火焰(倒置圓錐形火焰)。

圖 5(a)為貧油甲醇倒置本生燈噴霧火焰( $Le>1$ )，在噴霧量小於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，不同起始液滴半徑下，其火焰尖端結構變化圖。於噴霧量固定下，當起始液滴半徑愈小時，其所蒸發掉的液滴量就愈多，造成內部熱獲得增大，火焰燃燒強度因而變強。因此，燃燒強度變強的火焰往上游移動以尋求動力平衡；故隨著起始液滴半徑之遞減， $\psi$ 呈現遞減之趨勢。但因噴霧量小於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，即使所有液滴於火焰面前完全蒸發，並於反應區參予反應放出熱量，使得火焰燃燒強度變強。但此時之火焰燃燒強度並不足以使得火焰形狀變成平面火焰，故其火焰形狀仍維持為尖端開口倒置本生燈火焰。另火焰尖端開口寬度隨起始液滴半徑之減小而變窄。

圖 5(b)為貧油甲醇倒置本生燈噴霧火焰( $Le>1$ )，在噴霧量大於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，不同起始液滴半徑下，其火焰尖端結構變化圖。隨著起始液滴半徑之遞減，造成內



部熱獲得增大，火焰燃燒強度因而變強。因此，燃燒強度變強的火焰朝向上游移動以便達到動力平衡；故隨著起始液滴半徑之遞減， $\psi$  呈現遞減之趨勢。因噴霧量大於完全預蒸發模式之臨界噴霧量，當起始液滴半徑減小至轉換起始液滴半徑( $r_i'=5\mu\text{m}$ )，此時  $\psi$  之值均為零，火焰形狀不再是尖端開口倒置本生燈火焰而是平面火焰。而當起始液滴半徑小於轉換起始液滴半徑，此時  $\psi$  為正值，火焰形狀則為尖端閉口本生燈火焰。

圖 6 為含甲醇噴霧之貧油甲醇本生燈及倒置本生燈火焰其臨界噴霧量與(a)起始氣體自由流速(b)起始氣體當量比(c)轉換起始液滴半徑之關係圖。起始氣體自由流速增加時，火焰會往更下游移動，欲使火焰形狀成為平面火焰，需使得火焰燃燒強度增強；故隨著起始氣體自由流速之增加，臨界噴霧量呈遞增之趨勢。起始氣體當量比減少時，火焰燃燒強度減弱，火焰向更下游移動，欲使火焰形狀成為平面火焰，需使得火焰燃燒強度增強；故隨著起始氣體當量比之減少，臨界噴霧量呈遞增之趨勢。於部分預蒸發模式下，當起始液滴半徑增加時，會減弱火焰燃燒強度，火焰因而往更下游移動，欲使火焰形狀成為平面火焰，需增強火焰之燃燒強度；故隨著轉換起始液滴半徑之增加，臨界噴霧量呈遞增之趨勢。

### Le<1 之富油甲醇火焰

圖 7 為富油甲醇本生燈噴霧火焰( $Le<1$ )，在不同噴霧量、起始氣體自由流速及起始液滴半徑下，其火焰尖端結構變化圖。對於  $Le<1$  本生燈火焰，拉伸效應會造成一尖端開口之本生燈火焰結構。在富油火焰中，燃料液滴於火焰上游區因蒸發而吸熱，此些蒸發後產生之燃料蒸氣於反應區時，因處於缺氧狀況，並不會參予燃燒反應而放出熱量；故整體而言，噴霧會造成火焰之熱損失，使得火焰燃燒強度因而變弱。另當起始液滴半徑愈小時，其所蒸發掉的液滴量就愈多，蒸發所吸收之熱量相對增加，造成內部熱損失增大，使得火焰燃燒強度因而減弱。所以隨著噴霧量、起始氣體自由流速之增加及起始液滴半徑之減小，火焰往下游移動以尋求動力平衡， $\psi$  呈現遞減之趨勢。另火焰尖端開口寬度隨噴霧量、起始氣體自由流速之增加及起始液滴半徑之減小而變寬。

圖 8 為富油甲醇倒置本生燈噴霧火焰( $Le<1$ )，在不同噴霧量、起始氣體自由流速及起始液滴半徑下，其火焰尖端結構變化圖。對於  $Le<1$  倒置本生燈火焰，拉伸效應會造成一尖端閉口之倒置本生燈火焰結構。在富油火焰中，燃料噴霧會造成火焰之熱損失，使得火焰燃燒強度因而變弱。另當起始液滴半徑愈小時，造成之內部熱損失增大，火焰燃燒強度因而減弱。所以隨著噴霧量、起始氣體自由流速之增加及起始液滴半徑之減小，火焰向下游移動以達到動力平衡， $\psi$  呈現遞增之趨勢。

## 四、結論

- (1) 本生燈火焰承受負拉伸流場的作用，而倒置本生燈火焰則承受正拉伸流場的作用。對於本生燈火焰，當  $Le<1$  時，火焰尖端為不連續開口火焰面；而當  $Le>1$  時，火焰尖端為連續平滑閉口火焰面。至於倒置本生燈火焰的火焰尖端結構則相反。
- (2) 貧油甲醇火焰( $Le>1$ )之燃燒強度隨噴霧量之增加或液滴半徑之減小而變強。當噴霧量夠大且液滴半徑夠小時，尖端閉口本生燈火焰會變成平面火焰，甚至再變成凸向上游未燃流體之倒置圓錐形火焰；而尖端開口倒置本生燈火焰則會變成平面火焰，甚至再變成尖端閉口本生燈火焰。當火焰型態為平面火焰，此時之噴霧量稱為臨界噴霧量；

於部分預蒸發模式下，此時之起始液滴半徑稱為轉換起始液滴半徑。臨界噴霧量會隨著起始氣體自由流速、轉換起始液滴半徑之增加、或起始氣體當量比之減少而增加。

- (3) 富油甲醇噴霧火焰( $Le < 1$ )之燃燒強度隨噴霧量之增加或起始液滴半徑之減少而變弱。
- (4) 對於尖端開口之富油甲醇噴霧火焰，當噴霧量增加或起始液滴半徑減小時，其開口寬度會變寬。另當起始氣體自由流速增加時，尖端開口之寬度均會變寬。

## 五、計畫成果自評

- (1) 本研究計畫成果已在國際著名期刊(International Journal of Heat and Mass Transfer; Impact Factor: 1.268)發表兩篇論文[15, 16]，成果卓著。
- (2) 由於承受負拉伸作用的本生燈噴霧火焰研究則尚付之闕如。因此，本計畫具有高度原創性與重要性。本研究計畫內容與原計畫內容完全相符，而且百分之百達成預期目標。
- (3) 在學術研究上，藉由本生燈噴霧火焰和倒置本生燈噴霧火焰的各種參數分析，吾人不但可明確了解噴霧效應(起始噴霧量、初始液滴半徑大小)、 $Le$  數和火焰拉伸各個單一獨立參數之效應，亦可清晰明白各參數之間相互作用所產生的重大影響。
- (4) 本研究計畫可成功模擬擾流噴霧燃燒場中，在噴霧邊界外圍，以預混火焰為主的反應區，火焰受到拉伸(stretch)作用、細小油滴噴霧效應、優先擴散(preferential diffusion)和 $Le$  數耦合效應的影響，提供燃燒在數值模擬之複雜現象中的重要模型。
- (5) 本研究計畫之結果可提供各類燃燒器(如內燃機、噴射推進、鍋爐、焚化爐等)設計上所需的知識和理念，有助於延伸火焰穩定性範圍和可燃極限，以及降低燃燒污染物排放。

## 參考文獻

1. Kim, Y. D. and Matalon M., *Combust. Flame* 73:303 (1988).
2. Ishizuka, I. and Law, C. K., *Proc. Comb. Inst.* 19:327 (1982).
3. Sato, J., *Proc. Comb. Inst.* 19:1541 (1982).
4. Tsuji, H. and Yamaoka, I., *Proc. Comb. Inst.* 19:1533 (1982).
5. Sivashinsky, G. I., *Journal of Heat Transfer* 96:530 (1974).
6. Sivashinsky, G. I., *The Journal of Chemical Physics* 62:638 (1975).
7. Buckmaster, J., *Combust. Sci. Tech.*, 20:33 (1979).
8. Sung, C. J., Yu, K. M., and Law, C. K., *Combust. Sci. Tech.* 100:245 (1994).
9. Law, C. K., Ishizuka, S., and Cho, P., *Combust. Sci. Tech.* 28:89 (1982).
10. Mizomoto, M., Asaka, Y., Ikai, S., and Law, C. K., *Proc. Comb. Inst.* 20:1933 (1984).
11. Liu, C. C., Lin, T. H., and Tien J. H., *Combust. Sci. Tech.* 34:257 (1983).
12. Hou, S. S., and Lin, T. H., *Proc. Comb. Inst.* 27:2009 (1998).
13. Hou, S. S., and Lin, T. H., *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44:4391 (2001).
14. Kuo, K. K., *Principles of Combustion*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1986).
15. Lin, J. C., Hou, S. S., and Lin, T. H., *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46(6):963 (2003).
16. Hou, S. S. and Lin, J. C., *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (26):5073 (2003).

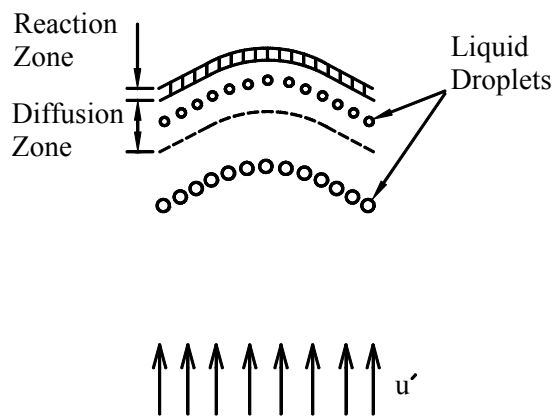


圖 1 含液滴噴霧之本生燈火焰結構圖

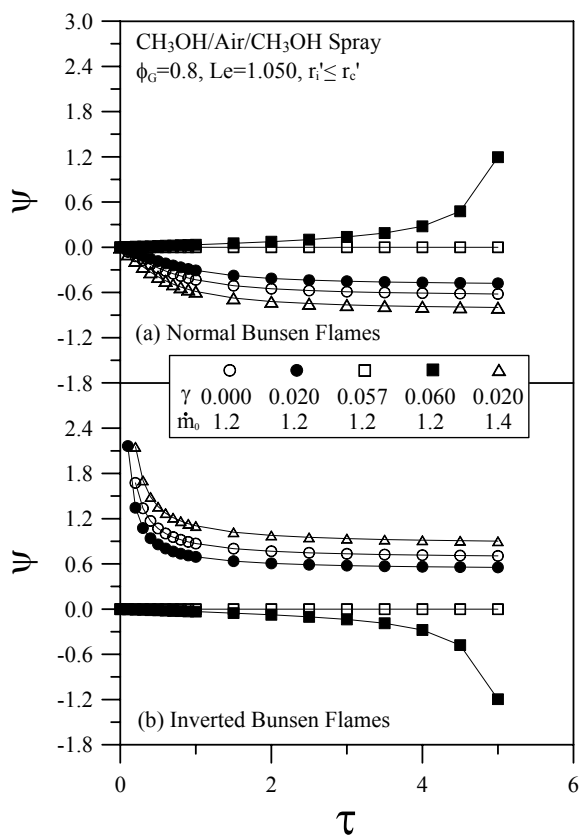


圖 3  $\dot{m}_0$  和  $\gamma$  對貧油甲醇噴霧火焰的影響

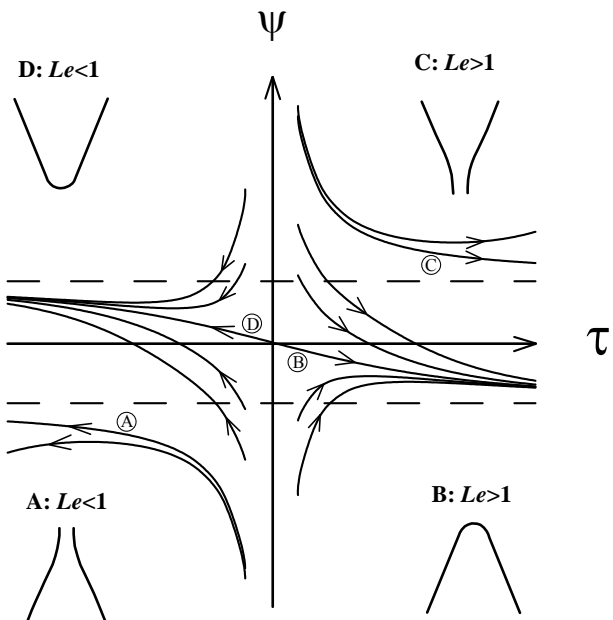


圖 2 方程式(31)在  $\gamma = 0$  下的相平面圖(箭頭代表 R 增加)

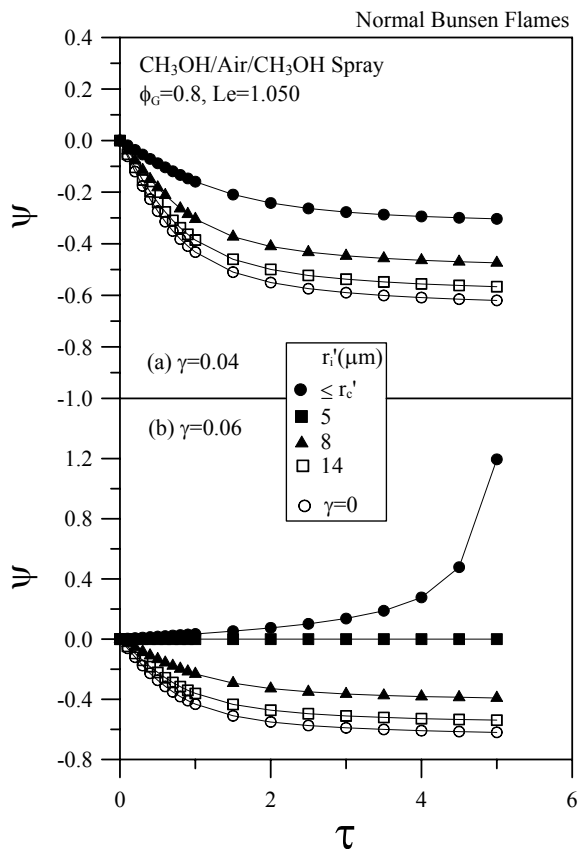


圖 4  $r'_i$  對貧油本生燈甲醇噴霧火焰的影響

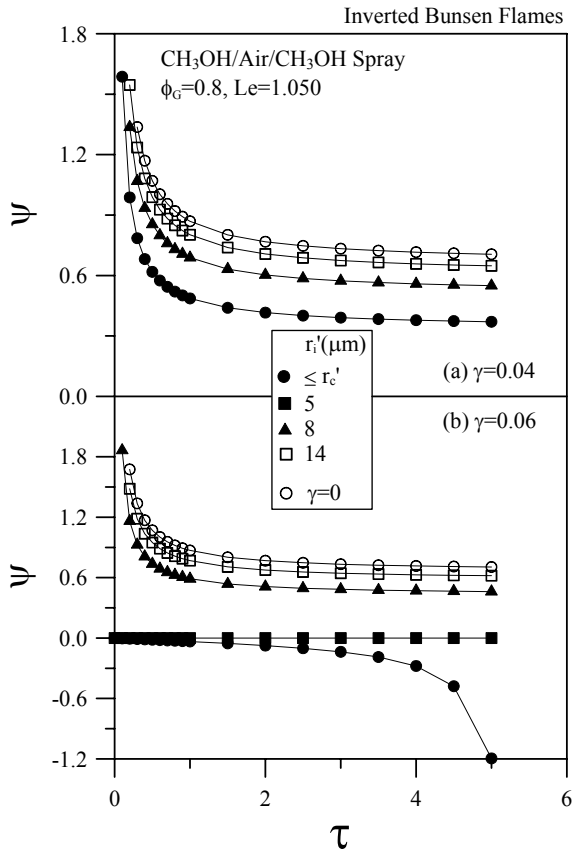


圖 5  $r_i^*$  對貧油倒置本生燈甲醇噴霧火焰的影響

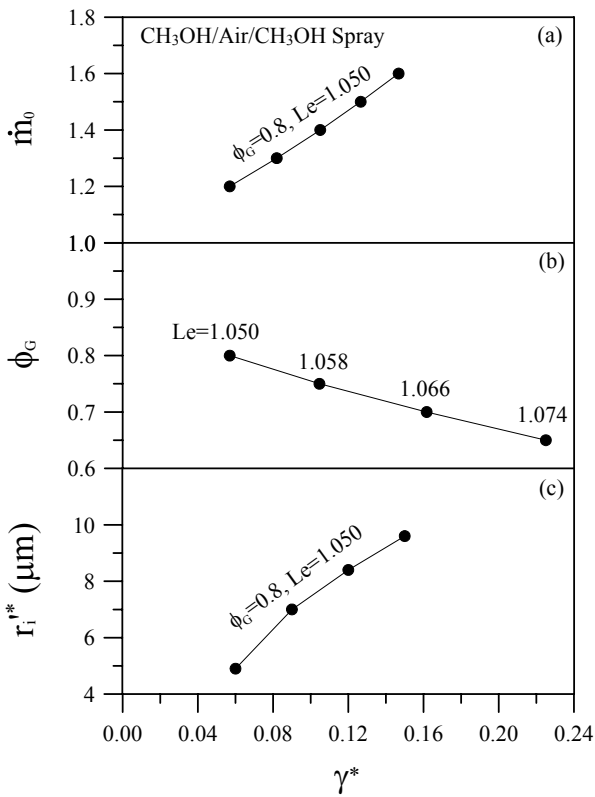


圖 6 貧油甲醇本生燈及倒置本生燈噴霧火焰之臨界  $\gamma^*$  與 (a)  $\dot{m}_0$  (b)  $\phi_G$  (c)  $r_i^*$  之關係圖

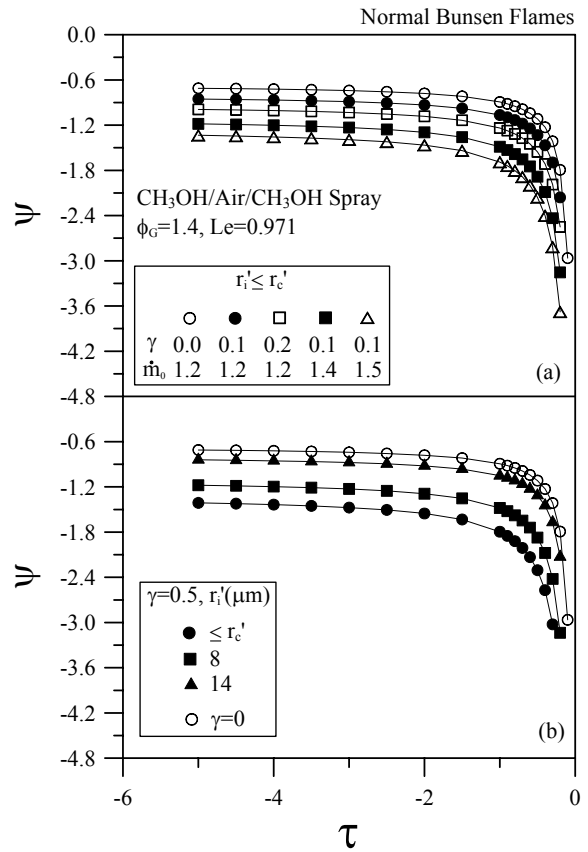


圖 7 富油甲醇本生燈噴霧火焰特性圖

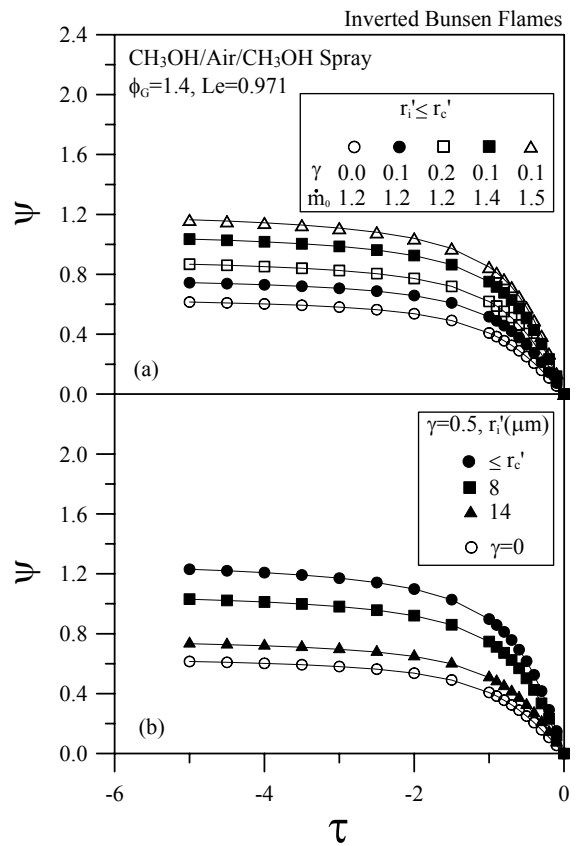


圖 8 富油甲醇倒置本生燈噴霧火焰特性圖