

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

ΚΑΥΣΗ ΥΓΡΩΝ ΚΑΥΣΙΜΩΝ ΚΑΙ ΣΤΑΓΟΝΙΔΙΩΝ ΣΕ ΗΜΙΛΙΜΝΑΖΟΥΣΑ ΑΤΜΟΣΦΑΙΡΑ

7.1 Εισαγωγή

Εν γένει, όπως συζητήθηκε στο Κεφαλαίο 4 και στην εισαγωγή, οι φλόγες διάχυσης μπορεί να είναι είτε ομοιογενείς είτε ετερογενείς, ανάλογα με τη φάση των αντιδρώντων. Στο προηγούμενο Κεφαλαίο 6 μελετήσαμε την ομοιογενή φλόγα διάχυσης μιας δέσμης αερίου καυσίμου, που καίγεται σε ατμόσφαιρα αέρα. Οι ετερογενείς φλόγες διάχυσης εμφανίζονται όταν ένα στερεό ή υγρό καύσιμο καίγεται σε αέρια οξειδωτική ατμόσφαιρα (Williams (1965), Kanury (1975), Spalding (1965), Kuo (1986), Turns (1996)).

Τα στερεά και τα υγρά καύσιμα συχνά θεωρούνται μέλη μιας οικογενείας και αντιμετωπίζονται ανάλογα. Η θερμοκρασία εξαερίωσης (gasification) η εξάτμισης (vaporization) αυτών των καυσίμων είναι συνήθως χαμηλότερη από τη θερμοκρασία αυτανάφλεξης του μίγματος αέρα/ατμών καυσίμου. Κατά συνεπεία η καύση λαμβάνει χώρα κυρίως (και πολλές φορές μονό) στην αέρια φάση. Η εξαερίωση των ελαφρών υγρών καυσίμων είναι μια καθαρώς φυσική διεργασία ενώ η εξαερίωση των βαρέων υγρών και των στερεών καυσίμων εμπεριέχει χημική διάσπαση που πολλές φορές είναι γνωστή σαν αναντιστρεπτή καταστροφική διύλιση (irreversible destructive distillation) ή πυρόλυση (pyrolysis). Η θερμοκρασία επιφανείας των καιόμενων ελαφρών υγρών καυσίμων είναι ελαφρώς μόνο χαμηλότερη από τη θερμοκρασία βρασμού. Βαρέα καύσιμα από την άλλη μεριά, οντάς σύνθετα, δεν έχουν μια μοναδική θερμοκρασία βρασμού. Καίγονται με μια υψηλή επιφανειακή θερμοκρασία έτσι ώστε το σύνθετο καύσιμο να μπορέσει να διασπασθεί (πυρόλυση) στα ελαφρότερα καύσιμα και στα ανθρακωμένα υπόλοιπα (carbonaceous residues). Το ίδιο ισχύει και για τα περισσότερα στερεά καύσιμα, (Kanury (1975), Turns (1996)). Τα βαρέα υγρά καύσιμα όπως το αργό πετρέλαιο κλπ. αποτελούν ένα σύνδεσμο μεταξύ ελαφρών υγρών καυσίμων και πολύπλοκων πυρολυτικών στερεών. Τα στερεά εκείνα καύσιμα που εξαερώνονται (sublimation) ή λειώνουν όταν υποστούν θέρμανση καίγονται όπως τα απλά υγρά καύσιμα.

Τα ελαφρά υγρά καύσιμα μπορούν να ταξινομηθούν σε δυο κατηγορίες ανάλογα με το αν εξατμίζονται εύκολα ή δύσκολα. Τα υγρά καύσιμα που εξατμίζονται δύσκολα συνήθως

εξατμίζονται καθώς καίγονται π. χ. το spray σε μηχανή εσωτερικής καύσης DIESEL, ενώ στις βενζινομηχανές τα καύσιμα εξατμίζονται καθώς αναμιγνύονται με αέρα στον εξαεριοτή.

Μερικές φυσικοχημικές ιδιότητες των υγρών καυσίμων θα συζητηθούν αμέσως παρακάτω. Εάν μέσα σε ένα δοκιμαστικό σωλήνα, που περιέχει υγρό καύσιμο σε θερμοκρασία T_0 και ατμούς καυσίμου αναμεμιγμένους με αέρα, εισάγουμε μια φλόγα πιλότο, τότε εάν η θερμοκρασία T_0 είναι αρκετά υψηλή μια φλόγα θα λάμψει/αστράψει (flash) δια μέσου του μίγματος ατμών καυσίμου/αέρα. Η ελάχιστη θερμοκρασία T_0 του υγρού καυσίμου που επιτρέπει τη δημιουργία λάμψης στο μίγμα, από τη φλόγα πιλότο, καλείται σημείο λάμψης (flash point) του υγρού καυσίμου.

Στο σημείο λάμψης η πηγή έναυσης μπορεί να προκαλέσει μόνο λάμψη αλλά το μίγμα είναι ασθενές για να διαδώσει τη φλόγα. Για να επιτευχθεί αυτό θα πρέπει να υψωθεί η T_0 περαιτέρω. Η ελάχιστη θερμοκρασία του υγρού, όπου το μίγμα όταν αναφλεγεί από μια φλόγα πιλότο, συνεχίζει να καίγεται από μόνο του, καλείται σημείο φωτιάς ή έναυσης (ignition ή fire point). Μετά την ανάφλεξη, η διεργασία της εξάτμισης στην επιφάνεια του καυσίμου και επακόλουθη καύση στην αέρια φάση αλληλουποβοηθούν η μια την άλλη. Όταν αποκτηθεί μια μόνιμη κατάσταση ο ρυθμός εξάτμισης ισούται με το ρυθμό καύσης. Η θερμοκρασία επιφανείας του υγρού είναι τότε υψηλότερη από το σημείο ανάφλεξης αλλά χαμηλότερη από το σημείο βρασμού. Οι πίνακες 7.1 και 7.2 δίδουν τις θερμοκρασίες λάμψης (T_{Flash}), ανάφλεξης ($T_{ignition}$) και βρασμού (T_B) για διαφορά καύσιμα.

Κατωτέρω θα ασχοληθούμε με την εξάτμιση και την καύση ενός μονό σταγονιδίου (ή μίας συνεχούς υγρής επιφανείας) σε ημιλιμαζούσα ατμόσφαιρα, ενώ σε μεταγενέστερα Κεφάλαια θα ασχοληθούμε εκτενεστέρα με την καύση στερεών καυσίμων και την παραγωγή και τη συμπεριφορά ενός εκνεφώματος σταγονιδίων (spray).

7.2 Συνθήκες στην επιφάνεια του υγρού καυσίμου για εξάτμιση με ή χωρίς καύση

Κατά την καύση μιας σταγόνας καυσίμου σε ατμόσφαιρα οξειδωτικού, το καύσιμο εξατμίζεται από την υγρή επιφάνεια και διαχέεται προς το μέτωπο της φλόγας, ενώ το οξυγόνο κινείται από το περιβάλλον προς το μέτωπο της φλόγας. Το σχήμα του φακέλου της φλόγας μπορεί να είναι σφαιρικό ή όχι ανάλογα με τη σχετική κίνηση της σταγόνας και της οξειδωτικής ατμοσφαιράς. Για μικρά σταγονίδια μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η σχετική ταχύτητα μεταξύ του σταγονιδίου και των περιβαλλόντων αερίων είναι πολύ μικρή και ότι έτσι έχουμε σφαιρικό μέτωπο. Ο ρυθμός εξάτμισης και καύσης θεωρείται ότι ελέγχεται από το ρυθμό μεταφοράς θερμότητας από το μέτωπο της φλόγας προς την επιφάνεια του καυσίμου. Στις φλόγες διάχυσης να υπενθυμίσουμε ότι ο ρυθμός χημικής αντίδρασης είναι τόσο γοργός ώστε ο ρυθμός καύσης ελέγχεται από τους ρυθμούς μεταφοράς ορμής, μάζας

και θερμότητας. Τα περισσότερα θεωρητικά μοντέλα για την καύση σταγονιδίου, θεωρούν το (πολύ λεπτού στρώματος) διστρωματικό μοντέλο (σχήμα 7.1). Το στρώμα I διαχωρίζει την επιφάνεια του σταγονιδίου από το μέτωπο της φλόγας και το στρώμα II διαχωρίζει το μέτωπο της φλόγας από το οξειδωτικό περιβάλλον. Η επιφάνεια του υγρού θεωρείται ότι ευρίσκεται στη θερμοκρασία βρασμού (T_B) αν και αυτό δεν είναι αναγκαίο για την ανάλυση όπως θα δούμε παρακάτω. Στο στρώμα I θερμότητα άγεται από το μέτωπο της φλόγας προς το ρευστό και το εξατμίζει. Στο στρώμα II οξυγόνο διαχέεται προς το μέτωπο της φλόγας, ενώ προϊόντα καύσης και θερμότητα μεταφέρονται προς το περιβάλλον.

Η θέση του ορίου που συμβολίζεται με ∞ καθορίζεται από τη μεταφορά ορμής (convection). Στο σχήμα 7.2 θεωρούμε μια στοιχειώδη επιφάνεια της εξατμιζόμενης σταγόνας (η κατωτέρω ανάλυση ισχύει και για υγρή επιφάνεια γενικά) εκτεθειμένη σε ένα θερμό ρεύμα αέρα. Οι δείκτες ∞ , s και R (δοχείο) αντιστοιχούν στο ελεύθερο ρεύμα, στην αέρια φάση αμέσως προσκείμενη στη διεπιφάνεια υγρού-ατμών καυσίμου και στο υγρό σε κάποιο βάθος. Εάν ο αέρας είναι καθαρός από καύσιμο το κλάσμα μάζας $Y_{F\infty}$ θα είναι μηδέν και παρόμοια εάν το υγρό καύσιμο δεν περιέχει οξειδωτικό ή ατμούς, το κλάσμα μάζας του καυσίμου Y_{FR} σε κάποιο βάθος θα είναι μονάδα. Θα δειχθεί αργότερα ότι αν $T_\infty > T_B$ (του υγρού) τότε μπορούμε να υποθέσουμε ότι $T_s \approx T_B$. Επίσης συνήθως είναι $Y_{Fs} \ll Y_{FR}$. Τα T_s και Y_{Fs} είναι άγνωστα και θα υπολογισθούν μέσα από την ανάλυση. Έστω r η ακτινική συντεταγμένη και $r=r_s$ στην επιφάνεια s . Η κατανομή θερμοκρασίας και κλάσματος μάζας των συστατικών για εξάτμιση θα είναι όπως δείχνεται στο σχήμα 7.2. Λόγω της θερμοκρασιακής διαφοράς ($T_\infty - T_s$), θερμότητα μεταφέρεται από τον αέρα στην επιφάνεια (η ακτινοβολία αμελείται μια και η συνολική ανάλυση παραμένει ακριβώς ίδια απλώς θα αλλάξουν οι οριακές συνθήκες). Λόγω της διαφοράς συγκεντρώσεων ($Y_{Fs} - Y_{F\infty}$) οι ατμοί του καυσίμου διαχέονται από την επιφάνεια του καυσίμου προς τον περιβάλλοντα αέρα. Η καθαρή ροή μάζας, \dot{m}'' (μονάδες $\frac{M}{L^2T}$), όπως συνηθίζεται να συμβολίζεται στα προβλήματα εξάτμισης, κάθετα προς την επιφάνεια, ισούται με το ρυθμό εξάτμισης, ο υπολογισμός του οποίου είναι ο πρωταρχικός στόχος αυτής της ανάλυσης. Η εξίσωση της συνέχειας υπονοεί ότι ο συνολικός ρυθμός μεταφοράς μάζας καυσίμου, $[\dot{m}_F'' (4\pi r^2)] \left(\frac{M}{T}\right)$, είναι σταθερός και ίσος προς $[\dot{m}_F'' (4\pi r_s^2)]$.

Έστω Q είναι το ποσό θερμότητας που απαιτείται για να μεταφέρει 1 Kg υγρού από κάποιο βάθος εντός της σταγόνας η του δοχείου (R) στην ελεύθερη ατμόσφαιρα (∞). Κάθε

μονάδα μάζας υγρού που μεταφέρεται, πρώτα πρέπει να φθάσει σε θερμοκρασία T_s , από την T_R , και κατόπιν να εξατμισθεί υπό σταθερή θερμοκρασία T_s . Έτσι ισχύει η εξίσωση:

$$Q = \Delta h_v + C_{liq} (T_s - T_R) \quad (7.1)$$

οπού Δh_v (kcal/kg) είναι η θερμότητα εξάτμισης, και C_{liq} είναι η ειδική θερμότητα του υγρού.

(α) Ισορροπία ενεργείας στην επιφάνεια s .

Στην επιφάνεια s ισχύει (σχήμα 7.2):

$$\dot{m}_F'' \cdot Q = -k_g \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \quad (7.2)$$

Χρησιμοποιώντας τη θερμική διαχυτότητα $\alpha_g = \frac{k_g}{\rho_g \cdot C_g}$ και την αδιάστατη θερμοκρασία

(Spalding, 1965):

$$b_T = \frac{C_g(T - T_\infty)}{Q} \quad (7.3)$$

η σχέση (7.2) γράφεται

$$\dot{m}_F'' = \rho_g \alpha_g \left(\frac{db_T}{dr} \right)_s$$

Η ανωτέρω εξίσωση συνδέει δυο αγνώστους, τους \dot{m}_F'' και b_T και θα χρησιμεύσει σαν οριακή συνθήκη.

(β) Ισορροπία συστατικού F στην επιφάνεια s .

Η συνολική ροή μάζας του F στην επιφάνεια s οφείλεται στη μεταφορά (convection) και στη διάχυση του Fick (diffusion) όπως περιγράφει στο κεφαλαίο 3.2, εξ. (3. 12). Έτσι έχουμε τη σχέση:

$$\dot{m}_F'' Y_{FR} = \dot{m}_F'' Y_{FS} + [-\rho_g D_F \left(\frac{dY_F}{dr} \right)_s] \quad (7.5)$$

$$(\rho_g v_s) Y_{FR} = (\rho_g v_s) Y_{FS} + [-\rho_g D_F \left(\frac{dY_F}{dr} \right)_s] \quad (7.6)$$

όπου D_F είναι ο συντελεστής διάχυσης των ατμών του καυσίμου στο μίγμα ατμών καυσίμου/αέρα. Ορίζοντας ένα αδιάστατο κλάσμα μάζας:

$$b_D = \frac{Y_F - Y_{F\infty}}{Y_{FS} - Y_{FR}} \quad (7.7)$$

η εξίσωση 7.6 γράφεται:

$$\dot{m}_F'' = \rho_s v_s = \rho_g D_F \left(\frac{db_D}{dr} \right)_s \quad (7.8)$$

Αυτή η εξίσωση θα είναι η δεύτερη οριακή συνθήκη που συνδέει τους αγνώστους \dot{m}_F'' και b_D .

7.3 Εξάτμιση σταγόνας χωρίς καύση

(α) Υποθέτοντας μόνιμη κατάσταση, σταθερές ιδιότητες μεταφοράς (ρ , C_p , μ , k) και συνθήκες χωρίς καύση, οι εξισώσεις διατήρησης της ενέργειας και των συστατικών σε σφαιρικές συντεταγμένες γράφονται για τη σταγόνα ως κάτωθι:

$$\frac{d}{dr} \left(k_g 4\pi r^2 \frac{dT}{dr} \right) - \frac{d}{dr} ([\dot{m}_F'' 4\pi r^2] \cdot C_g T) = S_T = 0 \quad (7.9)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\rho_g D_F 4\pi r^2 \frac{dY_F}{dr} \right) - \frac{d}{dr} ([\dot{m}_F'' 4\pi r^2] \cdot Y_F) = S_Y = 0 \quad (7.10)$$

Διαιρώντας την εξ. (7.9) με Q και την (7.10) με $(Y_{FS} - Y_{FR})$ και εισάγοντας τις αδιάστατες θερμοκρασίες και συγκεντρώσεις b_T και b_D οι εξισώσεις (7.9) και (7.10) γράφονται:

$$\rho_g \alpha_g \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{db_T}{dr} \right) - (\dot{m}_F'' r_s^2) \frac{db_T}{dr} = 0 \quad (7.11)$$

$$\rho_g D_F \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{db_D}{dr} \right) - (\dot{m}_F'' r_s^2) \frac{db_D}{dr} = 0 \quad (7.12)$$

Οι οριακές συνθήκες για τις ανωτέρω εξισώσεις δίδονται από σχέσεις (7.4) και (7.8) μαζί με τις κατωτέρω εκφράσεις:

$$\text{για } r=r_s \quad b_T = b_{TS}, b_D = b_{DS} \quad (7.13)$$

$$\text{και για } r \rightarrow \infty \quad b_T = b_{T\infty}=0, b_D = b_{D\infty}=0 \quad (7.14)$$

Παρατηρήσατε ότι όχι μόνο οι εξισώσεις (7.11) και (7.12) αλλά οι οριακές τους συνθήκες επιδεικνύουν αναλογία μεταξύ των διεργασιών της μετάδοσης μάζας και θερμότητας. Σ' αυτό το αποτέλεσμα θα καταλήγαμε και μέσω της χρήσης του διατηρούμενου βαθμωτού μεγέθους οπού με υπόθεση μοναδιαίου αριθμού Le ($\alpha_s=D_F$) μία και μονή εξίσωση για το διατηρούμενο μέγεθος (τα b_T, b_D) θα ήταν αρκετή για να περιγράψει το φαινόμενο. Οι ανωτέρω εξισώσεις μαζί με τις οριακές συνθήκες τους αποτελούν ένα πλήρες σύνολο για την επίλυση του προβλήματος, συμπεριλαμβανομένων και των αγνώστων \dot{m}_F'' και T_s , εάν χρησιμοποιηθεί και μια σχέση από τη θερμοδυναμική για το ισοζύγιο υγρής και αέριας φάσης, όπως θα δούμε κατωτέρω.

(β) Επίλυση του συστήματος.

Υποθέτοντας Le=1 ($\alpha_s=D_F$) μπορούμε να επιλύσουμε την (7.11) ή (7.12) μια και οι δυο εξισώσεις είναι όπως αναφέρθηκε πριν παρόμοιες (οι δείκτες T και D δεν χρησιμοποιούνται πλέον) . Ολοκληρώνοντας την (7.11) έχουμε :

$$\rho_g \alpha_g r^2 \frac{db}{dr} - [\dot{m}_F'' r_s^2] b = ct \quad (7.15)$$

και η σταθερά ολοκλήρωσης υπολογίζεται μέσω της οριακής συνθήκης στην επιφάνεια s. Έτσι έχουμε:

$$\rho_g \alpha_g r^2 \frac{db}{dr} - [\dot{m}_F'' r_s^2] (b - b_s + 1) = 0 \quad (7.16)$$

Χωρίζοντας τις μεταβλητές λαμβάνουμε:

$$\frac{db}{b - b_s + 1} = \frac{[\dot{m}_F'' r_s^2] dr}{\rho_g \alpha_g r^2} \quad (7.17)$$

Ολοκληρώνοντας λαμβάνουμε:

$$\ln(b - b_s + 1) = -\frac{[\dot{m}_F'' r_s^2] 1}{\rho_g \alpha_g r} + \text{σταθερά} \quad (7.18)$$

Εφαρμόζοντας την οριακή συνθήκη (7.14) η σταθερά υπολογίζεται ως $\ln(b_\infty - b_s + 1)$ και συνεπώς το προφίλ $b(r)$ δίδεται από τη σχέση:

$$\ln \left[\frac{b_\infty - b_s + 1}{b - b_s + 1} \right] = \frac{[\dot{m}_F'' r_s^2] 1}{\rho_g \alpha_g r} \quad (7.19)$$

Ο ρυθμός μεταφοράς \dot{m}_F'' υπολογίζεται θέτοντας $b=b_s$ όταν $r=r_s$, ως:

$$\dot{m}_F'' = \frac{\rho_g \alpha_g}{r_s} \ln(b_\infty - b_s + 1) \quad (7.20)$$

Η διαφορά μεταξύ των τιμών του b στο ελεύθερο ρεύμα αέρα (∞) και στην επιφάνεια s είναι γνωστή σαν τον αριθμό μεταφοράς μάζας, B , (mass transfer number, Spalding, 1965) και καθορίζεται ως $B=b_\infty - b_s = - b_s$ όπου:

$$B = \frac{C_g (T_\infty - T_s)}{\Delta h_v + C_{liq} (T_s - T_R)} \equiv \frac{(Y_{F\infty} - Y_{FS})}{(Y_{FS} - Y_{FR})} \quad (7.21)$$

επειδή $b_T=b_D$ όταν $a_s=D_F$. Η εξ. (7.20) γράφεται επίσης ως:

$$\dot{m}_F'' = \frac{\rho_g \alpha_g}{r_s} \ln(B + 1) \quad (7.20)'$$

(γ) Ποιοτική και ποσοτική εκτίμηση της εξίσωσης εξάτμισης (7.20) '.

Μέχρι τώρα αναφερθήκαμε σε λιμνάζουσες ατμόσφαιρες οξειδωτικού, που περιβάλλουν τη σταγόνα. Για τις περιπτώσεις όπου έχουμε μικρή σχετική ταχύτητα μεταξύ της ατμοσφαιράς και της σταγόνας, παίζει κάποιο ρόλο η συναγωγή και ο ρυθμός μεταφοράς θερμότητας περιγράφεται από τον αριθμό Nusselt και $Nu=f(Re, Pr)$. Μια κατάλληλη μορφή για το μέσο Nu για σφαιρικές σταγόνες και για ελεύθερη μεταφορά θερμότητας είναι:

$$Nu = \frac{\bar{h}d}{k_g} = 2 + 0.6 \left[\frac{|U_g - U_p| d}{\nu_g} \right]^{1/2} \left(\frac{\nu_g}{\alpha_g} \right)^{1/3} \quad (7.22)$$

με $k_g, \nu_g, \alpha_g, U_g$ να αναφέρονται στο αέριο και τα U_p, d είναι η ταχύτητα και η διάμετρος της σταγόνας, Για μικρές διαμέτρους σταγόνες, η σταγόνα παρασύρεται από το ρεύμα έτσι ώστε $U_g - U_p \approx 0$, με αποτέλεσμα η (7.22) να απλοποιείται ως:

$$\frac{\bar{h}d}{\lambda_g} \approx -2 \quad (7.23)$$

ή

$$\frac{\bar{h}}{C_g} = \frac{2\rho_g \alpha_g}{d} \quad (7.24)$$

Λαμβάνοντας υπ' όψιν και τη μεταφορά θερμότητας η εξίσωση (7.24) μπορεί να αναπτυχθεί ως:

$$C_g \cdot Q = -k_g \left(\frac{dT}{dr} \right)_s = \bar{h} (T_\infty - T_s) \quad (7.25)$$

η οποία σε συνδυασμό με την εξ. (7.20) και (7.4) μας δίδει την έκφραση:

$$\dot{m}_F'' = \frac{\bar{h}}{C_g} \ln(B+1) \quad (7.26)$$

Έτσι το πρόβλημα της εξάτμισης της σταγόνας ή μίας επιφάνειας, διαχωρίζεται στο κομμάτι υπολογισμού της παραμέτρου της μεταφοράς θερμότητας, $\left(\frac{\bar{h}}{C_g} \right)$ και στο κομμάτι υπολογισμού της παραμέτρου της θερμοδυναμικής, B, και αυτός ο διαχωρισμός απλοποιεί σημαντικά την ανάλυση.

(δ) Ο συντελεστής μεταφοράς θερμότητας λαμβάνεται από τη σχέση:

$$\bar{h} = \frac{\rho_g \alpha_g C_g}{L} Nu_L \quad (7.27)$$

οπού L είναι χαρακτηριστική διάσταση του εξατμιζόμενου σώματος, μήκος η διάμετρος. Ο Nu είναι συνάρτηση των Re, Pr και / ή του Grashof, και δίδεται από την θεωρία της μετάδοσης θερμότητας.

(ε) Ο θερμοδυναμικός παράγων B.

Μπορούμε να υπολογίσουμε το B είτε από τη σχέση:

$$B_T = \frac{C_g (T_\infty - T_s)}{\Delta h_v + C_{liq} (T_s - T_R)} \quad (7.28)$$

ή από τη σχέση:

$$B_D = \frac{(Y_{F\infty} - Y_{Fs})}{(Y_{Fs} - Y_{FR})} \quad (7.29)$$

Όταν $Le = 1$, $B_T = B_D$. Έπι πλέον τα T_s και Y_{FS} είναι άγνωστα και έτσι οι εξ. (7.28) και (7.29) δε μπορούν να χρησιμοποιηθούν ακόμα. Εξισώνοντας τις δυο αυτές εξισώσεις έχουμε μια από τις δυο αναγκαίες εξισώσεις για την εύρεση των T και Y_{FS} . Η δεύτερη σχέση λαμβάνεται από τη θερμοδυναμική της ισορροπίας ατμών καυσίμου/υγρού. Υποθέτοντας ισορροπία στη διεπιφάνεια s , η εξίσωση Clausius - Clapeyron δίνει την πίεση κορεσμού P_{SF} του καυσίμου συναρτήσει της θερμοκρασίας:

$$P_{SF} = C_1 e^{\frac{C_2}{T}} \quad (7.30)$$

Τα σχήματα 7.3 και 7.4 δίδουν την εξ. (7.30) και την P_F για διάφορους υγρούς υδρογονάνθρακες. Επίσης χρησιμοποιώντας το νομό του Dalton για τις μερικές πιέσεις και τις πυκνότητες και το νομό των ιδανικών αερίων, μπορούμε να δείξουμε ότι για το δυαδικό μίγμα ατμών / αέρα ισχύει η σχέση (Spalding, 1965, Kuo, 1986):

$$Y_{Fs} \equiv Y_F(T_s) = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{P}{C_1 e^{\frac{C_2}{T_s}} - 1} \right) \frac{MW_g}{MW_F} \right]} \quad (7.31)$$

Αντικαθιστώντας στην εξ. (7.29) λαμβάνουμε την έκφραση:

$$B \approx B_D = \frac{Y_{F\infty} - Y_F(T_s)}{Y_F(T_s) - Y_{FR}} \quad (7.32)$$

Έτσι έχουμε την εξ. (7.28) να δίνει το B_T σαν συνάρτηση του T_s , και την εξ. (7.32) να δίνει το B_D σαν συνάρτηση του T_s . Για $Le = 1$, $B_T = B_D$, και κατά συνέπεια τα Y_{FS} και T_s υπολογίζονται από τον συνδυασμό των εξ. (7.28), (7.29) και (7.31). Κατόπιν το B και ο ρυθμός εξάτμισης υπολογίζονται από τις εξ. (7.21) και (7.20)'.

7.4 Χρόνος εξάτμισης σταγόνας

Ο ρυθμός εξάτμισης ενός σφαιρικού σταγονιδίου σε μια λιμνάζουσα ατμόσφαιρα δίδεται από τις σχέσεις (7.20)' ή (7.26). Χρησιμοποιώντας αυτές τις εξισώσεις μπορούμε να βρούμε το χρόνο που χρειάζεται μια σταγόνα δεδομένης αρχικής διαμέτρου d_0 για να εξατμιστεί τελείως. Ο χρόνος αυτός λέγεται "χρόνος εξάτμισης", t_v , της σταγόνας και είναι σημαντική παράμετρος στο σχεδιασμό θαλαμών καύσης. Ο χρόνος ύπαρξης της μεγαλύτερης σταγόνας σε ένα spray, καθορίζει τον ελάχιστο απαιτούμενο χρόνο παραμονής (residence time) της σταγόνας στο χώρο καύσης. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση της συνεχείας επάνω στην επιφάνεια της σταγόνας ως:

$$-\rho_{liq} \frac{dr_s}{dt} = \dot{m}_F'' \quad (7.33)$$

και αναδιατάσσοντας την (7.20) λαμβάνουμε:

$$\frac{dr_s}{dt} = -\frac{\rho_g D_F}{\rho_{liq} \cdot r_s} \ln(B+1) \quad (7.34)$$

Κατόπιν ολοκλήρωσης και εκφράζοντας το αποτέλεσμα συναρτήσει της διαμέτρου της σταγόνας λαμβάνουμε:

$$d^2 = d_0^2 - \left[\frac{8\rho_g \alpha_g}{\rho_{liq}} \ln(B+1) \right] \cdot t \quad (7.35)$$

Η αγκύλη ονομάζεται σταθερά ή συντελεστής εξάτμισης (Spalding, 1965), λ_v , και ο ανωτέρω νόμος, που έχει διαπιστωθεί και από πειράματα, γράφεται γενικά ως:

$$d^2 = d_0^2 - \lambda_v t \quad (7.36)$$

Ο χρόνος εξάτμισης της σταγόνας είναι τότε :

$$t_v = \frac{d_0^2}{\lambda_v} = \frac{\rho_{liq} d_0^2}{8\rho_g \alpha_g \ln(B+1)} \quad (7.37)$$

7.5 Εξάτμιση ακολουθούμενη από καύση

Στην περίπτωση που έχουμε και καύση οι εξισώσεις (7.9) και (7.10) ισχύουν, αλλά έχουν μη μηδενικούς ορούς πηγής/απαγωγής, S_T , S_Y , που δίδονται από τις εκφράσεις (δες κεφαλαίο 3):

$$\begin{aligned} S_T &= r^2 \dot{Q} \\ S_Y &= r^2 \dot{\omega}_F \end{aligned} \quad (7.38)$$

οπού $\dot{\omega}$ είναι ο ρυθμός παραγωγής/κατανάλωσης του συστατικού καυσίμου λόγω χημικής αντίδρασης. Με τη βοήθεια των εννοιών του κλάσματος μίγματος για διρευματική ανάμιξη σε φλόγες διάχυσης (κεφαλαία 3.6 και 1.8), μπορούμε να απαλείψουμε αυτούς τους ορούς πηγής/απαγωγής από τις εξ. (7.9) και (7.10), και να έχουμε διέπουσες εξισώσεις για διατηρούμενα βαθμωτά μεγέθη b_T , b_D (υποθέτοντας πάλι ότι $Le = 1$ και συνεπώς $\alpha_g = D_F$)

στη μορφή των (7.11) και (7.12). Οι νέες μορφές των διατηρουμένων βαθμωτών μεγεθών b καθορίζονται ως κάτωθι.

Έχουμε ότι:

$$\omega_F = \omega_A \left(\frac{F}{A} \right)_{st} \quad (7.39)$$

οπού A είναι ο δείκτης για το οξειδωτικό και γίνεται η υπόθεση ότι καύσιμο και οξειδωτικό ενώνονται σε καθορισμένες ποσότητες. Επίσης έχουμε:

$$\omega_F \cdot \Delta h_{r,F} = \omega_A \Delta h_{r,F} \left(\frac{F}{A} \right)_{st} = -\dot{Q} \quad (7.40)$$

οπού $\Delta h_{r,F}$ είναι η θερμότητα αντίδρασης ανά μονάδα μάζας καυσίμου. Τα b τώρα ορίζονται ως (με $Y_{F\infty}=0$ και $Y_{FR}=1$):

$$\begin{aligned} b_{F,A} &= \frac{Y_F - Y_A \left(\frac{F}{A} \right)_{st}}{(Y_{FS} - 1) + Y_{As} \left(\frac{F}{A} \right)_{st}} \\ b_{F,T} &= \frac{Y_F \Delta h_{r,F} + C_g T}{\Delta h_v + \Delta h_{r,F} (Y_{FS} - 1)} \\ b_{A,T} &= \frac{Y_A \left(\frac{F}{A} \right)_{st} \Delta h_{r,F} + C_g T}{\Delta h_v + \left(\frac{F}{A} \right)_{st} Y_{As} \Delta h_{r,F}} \end{aligned} \quad (7.41)$$

και ικανοποιούν οποιαδήποτε από τις εξ. (7.11) και (7.12) ($\alpha_g=D_F$).

Για την εξάτμιση που ακολουθείται από καύση έχουμε λοιπόν την ίδια έκφραση για το ρυθμό μεταφοράς μάζας, \dot{m}_F'' , όπως προηγουμένως:

$$\dot{m}_F'' = \frac{\rho_g \alpha_g}{r_s} \ln(B+1) \quad (7.42)$$

αλλά με διαφορετικό καθορισμό του αριθμού μεταφοράς μάζας B όπως δίδεται κατωτέρω:

$$\begin{aligned}
B_{F,A} &= \frac{(Y_{F\infty} - Y_{Fs}) + (Y_{As} - Y_{A\infty}) \left(\frac{F}{A}\right)_{st}}{(Y_{Fs} - 1) + \left(\frac{F}{A}\right)_{st} (Y_A)_s} = \\
&= \frac{\left(\frac{F}{A}\right)_{st} Y_{A\infty} + Y_{Fs}}{(1 - Y_{Fs})} \\
B_{F,T} &= \frac{\Delta h_{r,F} (Y_{F\infty} - Y_{Fs}) + C_g (T_\infty - T_s)}{\Delta h_v + \Delta h_{r,F} (Y_{Fs} - 1) + C_{liq} (T_s - T_r)} = \\
&= \frac{C_g (T_\infty - T_s) - Y_{Fs} \Delta h_{r,F}}{\Delta h_v + \Delta h_{r,F} (Y_{Fs} - 1) + C_{liq} (T_s - T_r)} \\
B_{A,T} &= \frac{\left(\frac{F}{A}\right)_{st} (Y_{A\infty} - Y_{As}) \Delta h_{r,F} + C_g (T_\infty - T_s)}{\Delta h_v + \left(\frac{F}{A}\right)_{st} Y_{As} \Delta h_{r,F} + C_{liq} (T_s - T_r)} = \\
&= \frac{C_g (T_\infty - T_s) + Y_{O\infty} \left(\frac{F}{A}\right)_{st} \Delta h_{r,F}}{\Delta h_v + C_{liq} (T_s - T_r)} \tag{7.43}
\end{aligned}$$

Οι πρώτες εκφράσεις ισχύουν και για καύση και για εξάτμιση, ενώ οι δευτέρες ισχύουν μονό για καύση. Ο ορός $T = C_{liq} (T_s - T_r)$ καμία φορά αγνοείται στην εξάτμιση, αλλά στην καύση θα πρέπει να συμπεριλαμβάνεται. Επίσης για την περίπτωση καύσης $Y_{As} = Y_{F\infty} = 0$. Επειδή $B_{F,A} = B_{A,T}$, έχουμε:

$$\frac{Y_{A\infty} \left(\frac{F}{A}\right)_{st} + Y_{Fs}}{1 - Y_{Fs}} = \frac{\Delta h_{r,F} \left(\frac{F}{A}\right)_{st} Y_{A\infty} + C_p (T_\infty - T_s)}{\Delta h_v + C_{liq} (T_s - T_r)} \tag{7.44}$$

Οι άγνωστοι σ' αυτήν την εξίσωση είναι τα T_s και Y_{Fs} . Υπολογίζονται μαζί με την πίεση ατμών του καυσίμου, όπως περιγράφει προηγουμένως για την εξάτμιση, και κατόπιν υπολογίζονται το B και το \dot{m}_F'' για την καύση.

Στην καύση συνήθως υποθέτουμε ότι $T_s \approx T_{BOIL}$ και το B υπολογίζεται από την εξ. (7.43) για το $B_{A,T}$. Πολλές φορές για απλοποίηση αγνοούμε και τον ορό T και τον ορό $C_g(T_\infty - T_s)$, οπότε το B εν συντομία δίδεται ως:

$$B = B' \approx \frac{\Delta h_{r,F}}{\Delta h_v} \left(\frac{F}{A} \right)_{st} Y_{A\infty} \quad (7.45)$$

Ο πίνακας 7.3 δίδει τιμές του B, για διαφορά καύσιμα, υπολογισμένες και με τους δυο τρόπους, και εμφανώς η απλοποίηση μπορεί να δώσει λάθος μέχρι και 50%.

Η ακτίνα που βρίσκεται η λεπτή ζώνη της φλόγας, r_f , μπορεί να υπολογισθεί θεωρώντας ότι στο σημείο αυτό, καύσιμο και οξειδωτικό ενώνονται σε στοιχειομετρική αναλογία, δηλαδή:

$$Y_{FC} = \left(\frac{F}{A} \right)_{st} Y_{AC} \quad (7.46)$$

Αντικαθιστώντας την εξ. (7.46) στην (7.19) και απλοποιώντας με τις εξ. (7.41) και (7.43), λαμβάνουμε την ακόλουθη έκφραση για την ακτίνα του μετώπου της φλόγας :

$$\frac{r_c}{r_s} = \frac{\ln(B+1)}{\ln \left[\left(\frac{F}{A} \right)_{st} Y_{A\infty} + 1 \right]} \quad (7.47)$$

Όπως ορίσαμε το χρόνο εξάτμισης μιας σταγόνας, με ακριβώς παρόμοιο τρόπο, μπορεί να ορίσουμε και το χρόνο καύσης, δεδομένου ότι ισχύει πάλι:

$$d^2 = d_0^2 - \lambda_b \cdot t \quad (\text{b=burning}) \quad (7.50)$$

συνεπώς με $\lambda_b = \frac{8\rho_g \alpha_g}{\rho_{liq}} \ln(B+1)$, ο χρόνος καύσης είναι $t_b = \frac{d_0^2}{\lambda_b}$. Ο Πίνακας 7.4 δίδει τυπικές

τιμές των λ_b για διαφορά καύσιμα.

Πρέπει να υποσημειωθεί ότι τα απλά μοντέλα που αναφέρθηκαν παραπάνω δίδουν τους ρυθμούς μεταφοράς μάζας κατά την καύση υγρών καυσίμων, με ακρίβεια κατάλληλη για ένα αρχικό σχεδιασμό και μια πρώτη εκτίμηση, που είναι πάντα απαραίτητη στο μηχανικό. Πιο ακριβείς μεθοδολογίες απαιτούν πλέον σύνθετα μοντέλα χρήση H/Y και θεωρούν τις περιπτώσεις της σημαντικής σχετικής ταχύτητας μεταξύ σταγόνας και αέρα, της υψηλής πίεσης στο χώρο καύσης (supercritical burning), την επίδραση της εσωτερικής κυκλοφορίας του υγρού μέσα σε μεγάλες σταγόνες και άλλα φαινόμενα τα οποία επιδρούν στον ρυθμό

μεταφοράς μάζας. Περισσότερες λεπτομέρειες γι' αυτές τις περιπτώσεις μπορούν να ερευθούν στο βιβλίο του Williams F.A. (1965) και σε άρθρα των περιοδικών και συμποσίων της βιβλιογραφίας.

Πίνακας 7.1. Θερμοκρασίες λάμψης, ανάφλεξης και βρασμού για διάφορα υγρά καύσιμα (Kanury (1975)).

Fuel	T_{flash} °C	T_{fire} °C	T_B °C	$(T_{fire}-T_{flash})$ °C
Ethyl Alcohol	10	69-76	78	59-66
n-butyl Alcohol	34	105	117	71
Acetone	-20	55	56	75
Petroleum	30	—	—	—
Solar oil	148	—	—	—
Machine oil	196	—	—	—
Cylinder oil	215	—	—	—
Gasoline	10	16	100-150	6
Lube oil	285	344	—	59

* Partly from Blinov and Khudyakov: *Diffusive Burning of Liquids*. Pergamon translation from Russian, (1960).

Πίνακας 7.2. Θερμοχημικές ιδιότητες μερικών υγρών καυσίμων (Επίσης, Kanury (1975))

	M	ρ_l gm/cm ³	L cal/gm	C_l cal/gm/°C	C_{vap} °C	T_B °C	ΔH kcal/gm	f
n-Pentane	72	0.631	87.1	0.557	0.397	36.0	10.82	0.314
n-Hexane	86	0.664	87.1	0.536	0.398	68.0	10.69	0.314
n-Heptane	100	0.688	87.1	0.525	0.399	98.5	10.62	0.314
n-Octane	114	0.707	86.5	0.526	0.400	125.0	10.60	0.316
iso-octane	114	0.702	78.4	0.515	0.400	125.0	10.59	0.316
n-decane	142	0.734	86.0	0.523	0.400	174.0	10.56	0.317
n-deodane	170	0.753	85.5	0.521	0.400	200.0†	10.54	0.319
Octene	112	0.710	80.5	0.525	0.400	121.0	10.59	0.322
Benzene	78	0.884	103.2	0.411	0.277	80.0	9.56	0.359
Methanol	32	0.796	263.0	0.566	0.410	64.5	4.74	0.726
Ethanol	46	0.794	200.0	0.560†	0.460	78.5	6.40	0.528
Gasoline	120†	0.720†	81.0	0.490	0.400†	155.0	10.54	0.318
Kerosene	154	0.825	69.5	0.460	0.400†	150.0	10.30	0.316
Light Diesel	170	0.876	63.9	0.450	0.400†	250.0†	10.12	0.316
Medium Diesel	184	0.920	58.4	0.430	0.400†	260.0†	10.00	0.315
Heavy Diesel	198	0.960	55.5	0.420	0.400†	270.0†	9.88	0.318
Acetone	58	0.791	125.0	0.506	0.340†	56.7	7.36	0.453
Toluene	92	0.870	84.0	0.386	0.400†	110.6	10.16	0.320
Xylene	106	0.870	80.0	0.411	0.400†	130.0	10.30	0.319

* Extracted from various Data Books.

Πίνακας 7.3 Αριθμοί μεταφοράς μάζας, B, για καύση διαφόρων υγρών σε αέρα (Kanury, 1975)

	$C_p(T_\infty - T_B)^*$	$\Delta H f Y_{O_\infty}^\dagger$	$C_p(T_B - T_R)^\ddagger$	L	B	B'	B''	$\ln(B+1)$	$\ln(B'+1)$	$\ln(B''+1)$	M	T_B
n-Pentane	-4.95	785	8.91	87.1	8.15	8.19	9.00	2.21	2.22	2.30	72	36.0
n-hexane	-14.8	770	25.80	87.1	6.70	6.82	8.83	2.04	2.06	2.29	86	68.0
n-heptane	-24.3	770	41.20	87.1	5.82	6.00	8.84	1.92	1.94	2.29	100	98.5
n-octane	-32.6	775	55.40	86.5	5.24	5.46	8.97	1.83	1.87	2.30	114	125.0
iso-octane	-32.6	770	54.00	78.4	5.56	5.82	9.84	1.88	1.92	2.38	114	125.0
n-decane	-47.7	770	80.50	86.0	4.34	4.62	8.95	1.68	1.73	2.30	142	174.0
n-deodane	-55.7	774	94.00	85.5	4.00	4.30	9.05	1.61	1.67	2.35	170	200.0
Octene	-31.0	783	53.00	80.5	5.64	5.86	9.72	1.89	1.93	2.37	112	121.0
Benzene	-18.6	790	24.70	103.2	6.05	6.18	4.65	1.95	1.97	2.16	78	80.0
Methanol	-13.8	792	25.20	263.0	2.70	2.74	3.00	1.31	1.32	1.39	32	64.5
Ethanol	-18.1	776	32.60	200.0	3.25	3.34	3.88	1.45	1.47	1.59	46	78.5
Gasoline	-41.8	774	66.00	81.0	4.98	5.25	9.55	1.79	1.83	2.35	120	155.0
Kerosene	-71.2	750	106.00	69.5	3.86	4.26	10.80	1.58	1.66	2.47	154	250.0
Light diesel	-71.2	735	103.50	63.9	3.96	4.40	11.50	1.60	1.69	2.52	170	250.0
Med. diesel	-74.3	725	107.50	58.4	3.94	4.38	12.45	1.60	1.68	2.59	184	260.0
Heavy diesel	-77.5	722	109.00	55.5	3.91	4.40	13.00	1.59	1.69	2.64	198	270.0
Acetone	-11.4	770	23.60	125.0	5.10	5.19	6.16	1.81	1.82	1.97	58	56.7
Toluene	-28.0	749	35.00	84.0	6.06	6.30	8.92	1.95	1.99	2.29	92	110.6
Xylene	-34.0	758	45.30	80.0	5.76	6.04	9.48	1.91	1.95	2.35	106	130.0

* Assumed $C_p \approx 0.31$ cal/gm/°C and $T_\infty = 20$ °C.

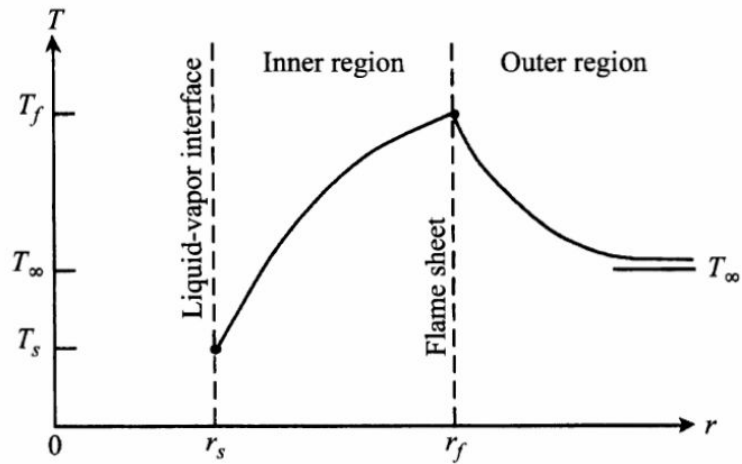
† Y_{O_∞} assumed 0.232.

‡ T_R assumed 20 °C.

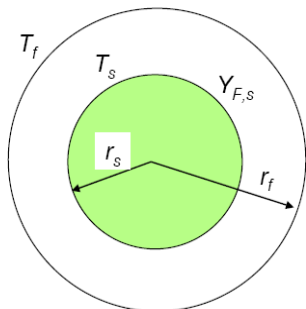
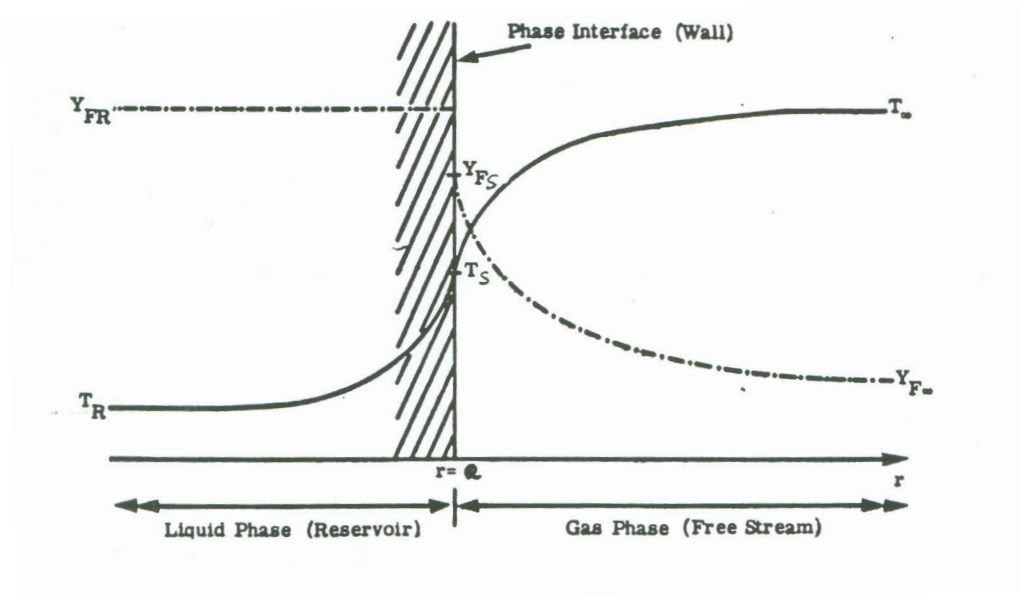
$$B = \frac{\Delta H f Y_{O_\infty} + C_p(T_\infty - T_B)}{L + C_p(T_B - T_R)} \quad B' = \frac{\Delta H f Y_{O_\infty}}{L + C_p(T_B - T_R)} \quad B'' = \frac{\Delta H}{L} f Y_{O_\infty}$$

Πίνακας 7.4 Σταθερές χρόνου καύσης σταγόνων, λ_b , για διάφορους υδρογονάνθρακες (Kanury, 1975)

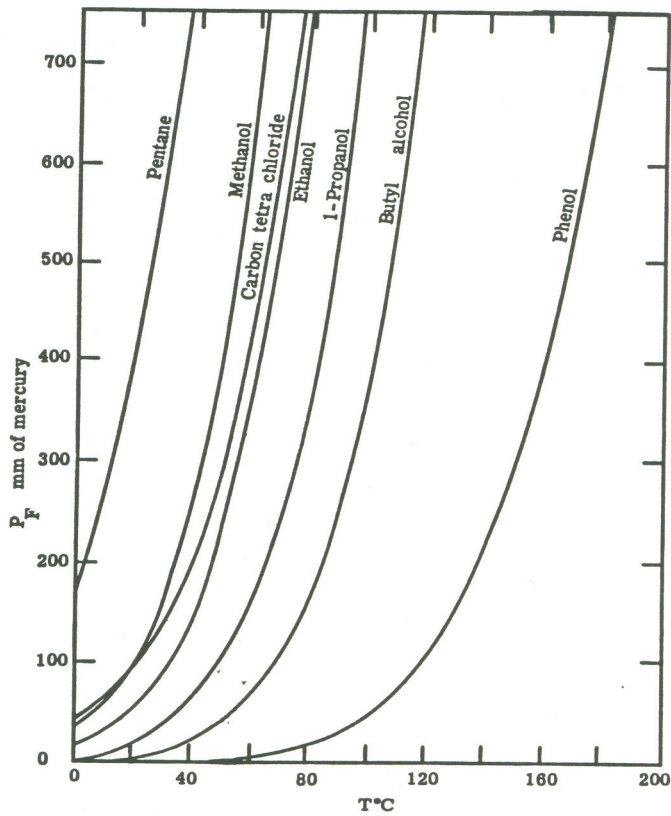
Fuel	$\lambda_{calc.}$	$\lambda_{meas.}$	Experimenter
	$10^{-3} \text{ cm}^2/\text{sec}$		
Benzene	11.2	9.7	Godsave
Benzene	11.2	9.9	Goldsmith
Toluene	11.1	6.6	Godsave
Toluene	11.1	7.7	Goldsmith
o-Xylene	10.4	7.9	Godsave
p-Xylene	10.8	7.7	Godsave
Ethyl benzene	10.8	8.6	Godsave
isopropylbenzene	10.6	7.8	Godsave
n-Butylbenzene	—	8.6	Godsave
tertiary-Butylbenzene	10.4	7.7	Godsave
tertiary-Amylbenzene	—	7.8	Godsave
Pseudocumene	10.2	8.7	Godsave
Furfuryl alcohol	—	7.2	Hall
Ethyl alcohol	9.3	8.1	Godsave
Ethyl alcohol	9.3	8.6	Goldsmith
Ethyl alcohol	9.3	8.5	Wise
n-Heptane	14.2	9.7	Godsave
n-Heptane	14.2	8.4	Goldsmith
iso-Octane	14.4	9.5	Godsave
iso-Octane	14.4	11.4	Graves
Tetralin	—	7.6	Hall
Decane	11.6	10.1	Hall
Amyl acetate	—	8.0	Hall
Petroleum ether (100–120 °C)	—	9.9	Godsave
Kerosene ($\rho = 0.805$)	9.7	9.6	Godsave
Diesel oil ($\rho = 0.850$)	8.5	7.9	Godsave



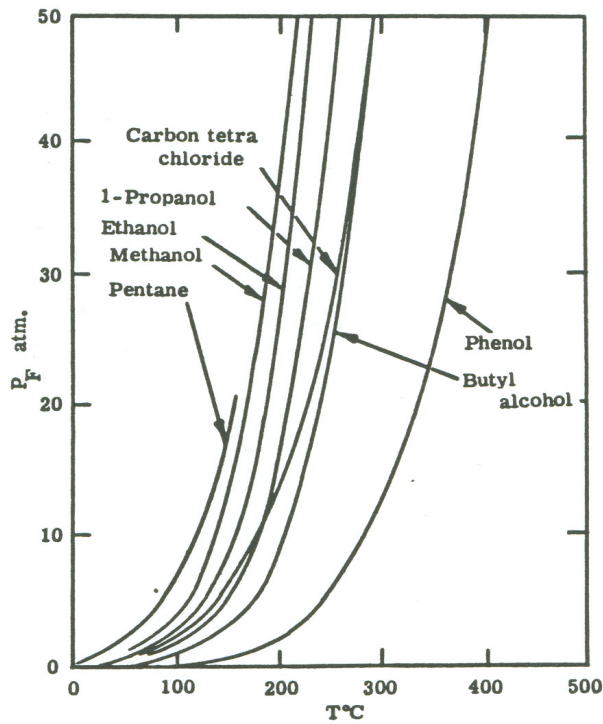
Σχήμα 7.1 Μεταβολή των παραμέτρων στο μοντέλο εξατμικής/καύσης σταγόνας του διπλού στρώματος



Σχήμα 7.2 Κατανομή των παραμέτρων στην εξατμιζόμενη επιφάνεια και θερμοκρασιακή κατανομή εξατμιζόμενης υγρής σταγόνας



Σχήμα 7.3 Μεταβολή της πίεσης κορεσμού ατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας για διάφορα υγρά καύσιμα (Kanury, 1975)



Σχήμα 7.4. Μεταβολή της πίεσης κορεσμού ατμών συναρτήσει της θερμοκρασίας για διάφορα υγρά καύσιμα (Kanury, 1975)