

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені І. І. МЕЧНИКОВА

ВИПАРОВУВАННЯ ТА ГОРІННЯ КРАПЕЛЬ

МОНОГРАФІЯ

ОНУ
2023

УДК 536.4; 662.6
ББК 24.3+30.13
B51

Автори:

В. В. Калінчак, О. С. Черненко, О. К. Копійка, В. Г. Шевчук, С. Г. Орловська

Рецензенти:

Г. К. Іваницький, доктор технічних наук, провідний науковий співробітник відділу тепломасообміну в дисперсних системах Інституту технічної теплофізики НАН України;

С. В. Козицький, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри теоретичної механіки Національного університету «Одеська морська академія»;

В. П. Желєзний, доктор технічних наук, професор кафедри теплофізики і прикладної екології Одеської національної академії харчових технологій;

М. І. Шут, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувач кафедри загальної фізики Київського педагогічного університету імені М.П. Драгоманова, професор.

*Рекомендовано до друку вченою радою
ОНУ імені І. І. Мечникова.
Протокол № 5 від 12.12.2023 р.*

Випаровування та горіння крапель : монографія / В. В. Калінчак,
B51 О. С. Черненко, О. К. Копійка, В. Г. Шевчук, С. Г. Орловська. –
Одеса : Одес. нац. ун-т ім. І.І. Мечникова, 2023. – 198 с.
ISBN 978-617-689-479-7

В монографії приводяться результати власних оригінальних експериментальних та теоретичних досліджень авторського колективу Одеського національного університету, що присвячені випаровуванню та горінню крапель різного складу в різноманітних зовнішніх умовах. Так об'єктами дослідження є краплі індивідуальних рідин, бінарних сумішей та водяних емульсій.

УДК 536.4; 662.6
ББК 24.3+30.13

ISBN 978-617-689-479-7

© Колектив авторів, 2023
© Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова, 2023

ЗМІСТ

Вступ	6
Вплив конвекції на швидкість випаровування краплі.Приведена плівка.Аналогія Льюїса. (Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К.)	7
Розділ 1. Випаровування краплі при кімнатній температурі (Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К., Орловська С.Г.)	14
1.1. Модель випаровування краплі рідкого палива	14
1.2. Стаціонарна (рівноважна) температура випаровування краплі	17
1.3. Похибка, пов'язана з підводом тепла по термопарі	18
1.4. Поправка на несферичність краплі	20
1.5. Вплив підвісу на кінетику випаровування краплі рідкого палива	21
1.6. Вплив числа Льюїса та підвісу на аналітичну оцінку температури випаровування краплі	24
Розділ 2. Випаровування крапель рідин при високих температурах (Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К.)	27
2.1. Класична модель випаровування краплі рідини Максвела-Стефана-Фукса	28
2.2. Стаціонарна температура випаровування	32
Розділ 3. Випаровування крапель нижчих спиртів (Копійка О.К.)	36
3.1. Характеристики та еколого-економічні аспекти використання біопалив	36
3.2.Результати моделювання випаровування краплин нижчих спиртів	37
3.3. Експериментальні дослідження процесів випаровування крапель рідких палив	39
Розділ 4. Випаровування крапель бінарних сумішей нижчих одноатомних спиртів в холодному повітрі (Копійка О.К., Калінчак В.В., Черненко О.С.)	43
4.1. Тепломасообмін і дифузійне випарування крапель бінарних розчинів	45
4.2. Аналіз чисельних результатів та експериментальне дослідження випаровування крапельна термопарі	49
Розділ 5. Випаровування крапель бінарних сумішей нижчих одноатомних спиртів в нагрітому повітрі (Копійка О.К., Калінчак В.В., Черненко О.С.)	57
5.1. Масообмін краплі	59
5.2.Теплообмін краплі	62
5.3. Аналіз чисельних результатів та експериментальне дослідження випаровування крапель на термопарі	64
5.4. Аналітична оцінка температури краплі палива	67

Розділ 6 Аналітична оцінка температури займання рідини (Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К.)	73
6.1. Класифікація горючих рідин	73
6.2. Емпіричні формули для розрахунку температури займання	74
6.3. Аналітична формула	76
Розділ 7. Дослідження samozаймання крапель біопалив в повітрі (Копійка О.К., Калінчак В.В., Черненко О.С.)	81
7.1. Методика проведення експерименту	82
7.2. Критичні умови займання крапель біопалив і їх сумішей з дизельним паливом в окислювальному середовищі	83
7.3. Визначення енергії активації займання рідких вуглеводневих палив	85
7.4. Квазістаціонарна модель займання одиночних крапель	87
7.4. Аналіз температурних і концентраційних полів при займанні краплі рідкого палива в окислювальному середовищі	92
Розділ 8. Займання крапель β-азидостанолу в повітрі (Копійка О.К.)	101
Розділ 9. Дифузійна теорія горіння крапель палива в потоці (Калінчак В.В., Шевчук В. Г.)	107
9.1. Визначення масової швидкості випаровування краплі	108
9.2. Визначення температури горіння і радіусу зони горіння	110
9.3. Визначення профілів температур і концентрацій всередині приведеної плівки	112
9.4. Зрив полум'я з лобової точки краплі	117
9.5. Горіння аерозолів	122
Розділ 10. Визначення швидкості вигорання рідкого палива (Черненко А.С., Шевчук В.Г., Шингарёв Г.Л., Калінчак В.В.)	126
10.1. Експериментальна установка і методика вимірювань	127
10.2. Аналіз результатів вимірювань	129
10.3. Вплив форми і розміру поверхні горіння	135
Розділ 11. Випаровування крапель горючих рідин в електричному розряді (Черненко О.С.)	139
11.1. Випаровування горючих рідин та їх емульсій в повітрі кімнатної температури. Дія розряду.	141
11.2 Модель передвибухової динаміки розігріву краплі водопаливної емульсії	144

Розділ 12. Горіння рідких вуглеводневих палив в зовнішньому електричному полі	154
<i>(Шевчук В.Г., Сидоров О.Є.)</i>	
12.1 Механізми впливу зовнішнього електричного поля на полум'я рідких вуглеводневих палив	154
12.2. Експериментальна техніка та методика досліджень	156
12.3. Вплив електричного поля на стаціонарне горіння крапель	158
12.4. Нестійкість процесу горіння краплі	159
12.5. Вплив неоднорідного електричного поля на горіння	161
12.6. Нестационарне електричне поле і явище гістерезису	164
Розділ 13. Дослідження випаровування та горіння алканів	169
<i>(Орловська С.Г.)</i>	
13.1. Фізико-хімічні властивості парафінів	169
13.2. Випаровування крапель парафінового палива	171
13.3. Експериментальні дослідження горіння крапель парафіну	175
13.4. Вплив електричного поля на характеристики горіння октадекану	178
Розділ 14. Горіння аерозавису крапель рідких біопалив	184
<i>(Копійка О.К.)</i>	
14.1. Квазістаціонарна модель горіння аерозавису крапель рідкого пального в окисному середовищі	184
14.2. Вплив стефанівського потоку на основні характеристики горіння аерозавису крапель	190
14.3. Експериментальні дослідження	193
Висновок	197

Вступ

Вивчення взаємовпливу тепломасообміну та горіння крапель є актуальною задачею, розв'язок якої спрямовано на зменшенні токсичних речовин в продуктах згоряння та підвищенні швидкості горіння. В цьому напрямку на кафедрі фізики та астрономії ведуться дослідження тепломасообміну та горіння крапель палива.

Розробки комп'ютерних засобів досліджень та обробки результатів досліджень механізмів взаємовпливу тепломасообміну і горіння крапель індивідуальних рідин з відомими властивостями є актуальною задачею для створення нових альтернативних рідинних палив.

В даний час при моделюванні самозаймання частинок або крапель у різних енергоперетворювальних пристроях, що працюють на твердому або рідкому паливі, як правило, використовуються емпіричні критеріальні співвідношення, що не враховують складну теплову, динамічну та хімічну взаємодію фаз у щільних струменях і газів. Однак ці фактори можуть суттєво вплинути на час та місце самозаймання, а також на об'єм суміші, охопленої спалахом самозаймання. Оскільки самозаймання - одне з ключових явищ, що визначають конструктивні особливості, габарити та режимні параметри сучасних дизелів, пальників та камер згоряння літальних апаратів, необхідні адекватні фізико-математичні моделі цього явища, що допускають застосування у багатовимірних газодинамічних розрахунках.

Горіння факела розпорошеного рідкого палива визначається переважно горінням окремих крапель. Горіння краплі відбувається лише у газовій фазі. Горінню передують прогрівання краплі та випаровування палива, змішування парів палива з окислювачем, прогрівання горючої суміші до температури займання і власне горіння суміші. Горіння, що встановилося, характеризується двома взаємопов'язаними процесами: випаровуванням пального за рахунок теплоти, одержуваної від полум'я, і горінням суміші повітря і парів палива на деякій відстані від поверхні краплі; при цьому швидкість випаровування та швидкість горіння суміші однакові. Інакше швидкість горіння рідкої краплі розуміється як швидкість зникнення рідкої фази або як швидкість випаровування.

Випаровування та горіння крапель вуглеводневих палив – важливі складові складних фізико-хімічних процесів, що протікають у камерах згоряння двигунів та стаціонарних енергетичних установок, апаратах хімічної технології тощо. Для підвищення ефективності спалювання палива та зниження виходу шкідливих речовин (CO , NO , сажі та ін.)

Крім чистих вуглеводневих палив часто застосовують і водно-паливні емульсії. Основи теорії випаровування та горіння краплі однокомпонентного палива закладено у багатьох класичних роботах.

Крапля рідини, поміщена в безмежне газове середовище, представляється, здавалося б, простим об'єктом дослідження. Однак, як при математичному моделюванні, так і при постановці експерименту часто стикаються з труднощами. Це пов'язано зі складним характером взаємодії краплі та навколишнього газу в умовах неоднорідного розподілу температури. У полі сили тяжіння навколо краплі виникають конвективні течії газу, що викликають (внаслідок в'язкої на-

пруги на поверхні розділу фаз) внутрішню циркуляцію рідини в краплі і деформацію краплі в цілому. Спрямовані течії в газі виникають і в результаті фазового переходу на поверхні краплі, що призводить до змінного в часі і суттєво нерівномірного розподілу компонентів газової суміші і дифузійним потокам. Зазначені ефекти значною мірою залежать від розміру краплі та параметрів газового середовища.

В даній монографії приводять результати авторських досліджень по випаровуванню, займанню та горінню крапель горючих рідин.

Вплив конвекції на швидкість випарування краплі. Приведена плівка.Аналогія Льюїса.

Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К.

Дифузійний режим. Для початку необхідно розглянути важливе поняття приведеної плівки[1-9], яка враховує вплив конвекції (природної, вимушеної) на швидкості тепломасообміну і випарування (горіння) краплі в **дифузійному режимі**. Дифузійний режим лімітує процес випарування при малих числах Кнудсена, коли довжина вільного шляху значно менше радіуса краплі. Згідно дифузійному механізму в результаті зіткнень молекул пари з молекулами оточуючого газу(повітря) на поверхні краплі швидко створюється насичений шар, з якого в результаті градієнту концентрації відбувається дифузія пари в газ. В цьому випадку швидкість дифузії парів (швидкість масопереносу) дорівнює швидкості випарування краплі. При цьому температура поверхні краплі стає з часом меншою за температуру газового середовища, яке за рахунок конвекції рухається відносно краплі. В результаті градієнту температури виникає потік теплоти (закон Ньютона-Ріхмана), який витрачається на випаровування краплі. Радіус приведеної плівки знаходиться як радіус поверхні, на якій підтримуються сталими параметри оточуючого газового середовища: концентрації газових компонент, температура і швидкість потоку. При цьому повний тиск, який згідно закону Дальтона дорівнює суммі парціальних тисків газових компонентів, є сталим у всьому просторі від поверхні краплі до поверхні приведеної плівки.

Максвел для опису дифузії парів розглянув випадок стаціонарного випаровування нерухомої сферичної краплі в нескінченному середовищі [6]. Він припустив, що концентрація пари у поверхні дорівнює концентрації насиченої пари, що справедливо для крапель, розміри яких значно більше довжини вільного пробігу молекул пари. В стаціонарному випадку масовий потік I (маса в одиницю часу) визначається градієнтом концентрації пари(перший закон Фіка)

$$I = -4\pi r^2 D \rho_g \frac{\partial Y}{\partial r}. \quad (1a)$$

Тепловий потік теплопровідністю через будь-яку сферичну поверхню концентричну з краплею визначається градієнтом температури і витрачається на її випарування (добуток масового потоку на питому теплоту пароутворення). Згідно першого закону Фур'є теплова умова стаціонарності має вигляд:

$$IL = 4\pi r^2 \frac{\lambda_g}{c_{p,g}} \frac{\partial c_{p,g} T_g}{\partial r}. \quad (1b)$$

Для нерухомого газового середовища є наступні граничні умови

$$r = \infty, Y = Y_\infty, T_g = T_\infty;$$

$$r = r_s, Y = Y_s, T_g = T_{g,s} = T_{L,s}.$$

Після інтегрування (1a) та (1b) отримаємо **формули Максвелла**:

$$I = 4\pi r_s D \rho_g (Y_s - Y_\infty), \quad (2a)$$

$$LI = 4\pi r_s \frac{\lambda_g}{c_{p,g}} c_{p,g} (T_\infty - T_{g,s}). \quad (2b)$$

Так, як радіус краплі і швидкість випаровування безперервно зменшуються, випаровування можна вважати квазістаціонарним за умови $Y_s \rho_g \ll \rho_L$ (ρ_L – густина краплі) і можна користуватися формулами (2).

Таким чином, швидкість випаровування крупних крапель повністю визначається швидкістю дифузії пари в навколишнє середовище. Рівняння (2a) і (2b) є аналогами закону Ньютона-Ріхмана, відповідно, для масо- і теплопереносу. Їх можна записати через густину масового і теплового потоків [1-3]:

$$j = \beta \rho_g (Y_s - Y_\infty). \quad (3a)$$

$$q = \alpha (T_\infty - T_{g,s}). \quad (3b)$$

Диференціальні рівняння для визначення коефіцієнта масообміну будь-якого газоподібного i -го компонента та коефіцієнта теплообміну представимо у вигляді [6]:

$$I = 4\pi r_s^2 \beta \rho_g (Y_{is} - Y_{i\infty}) = -4\pi r^2 D_i \rho_{gs} \left. \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right|_s, \quad (4a)$$

$$\dot{Q} = 4\pi r_s^2 \alpha (T_{g,s} - T_{g,\infty}) = -4\pi r^2 \lambda_g \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_s. \quad (4b)$$

Порівняння (2) і (4) показує, що для нерухомої сферичної краплі коефіцієнт масообміну рівний $\beta = D_i / r_s$ або $\beta = 2D_i / d$, де d – діаметр краплі. Коефіцієнт теплообміну рівний $\alpha = \lambda_g / r_s$ або $\alpha = 2\lambda_g / d$.

Густина газової суміші в рівнянні (4a) в цьому випадку є деякою ефективною в межах приведеної плівки. Часто її визначають при середній арифметичній температурі між температурами частинки і газової суміші:

$$\rho_g = \rho_{g0} \frac{2T_0}{T + T_g}.$$

Вимушена і природна конвекції робить вплив на коефіцієнт масообміну та теплообміну через число Шервуда і Нуссельта $\beta = \frac{D_i Sh}{2r_s}$ і $\alpha = \frac{\lambda_g Nu}{2r_s}$.

Тоді критерій Шервуда – безрозмірний коефіцієнт масообміну, число Нуссельта – безрозмірний коефіцієнт теплообміну:

$$Sh = \frac{\beta \cdot 2r_s}{D_i}, \quad Nu = \frac{\alpha \cdot 2r_s}{\lambda_g}.$$

Для нерухомих сферичних крапель (конвекцією нехтуємо) маємо $Sh = 2$, $Nu = 2$. Числа Нуссельта і Шервуда визначають товщину приведеної плівкою, яка зменшується зі зростанням відносної швидкості руху частинки. На межі приведеної плівки можна прийняти властивості газового середовища такими ж, як і на нескінченності. Тобто зміна концентрації пари або активного компонента відбувається тільки в межах приведеної плівки поблизу тіла (краплі).

Для визначення радіусу приведеної плівки запишемо стаціонарні рівняння дифузії i -го компоненту в газовій фазі (другий закон Фіка) та теплопровідності (другий закон Фур'є):

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_i r^2 \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) = 0, \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = 0.$$

Доповнимо їх граничними умовами на поверхні частинки $Y_i(r = r_s) = Y_{is}$, $T_g(r = r_s) = T_{g,s}$ і на межі приведеної плівки $T_g(r = r_f) = T_\infty$.

Розв'язуючи це рівняння, знайдемо явний вираз для профілю концентрації і температури газової суміші всередині приведеної плівки:

$$Y_i(r) = Y_{is} + \frac{Y_{is} - Y_{i\infty}}{\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_s}} \cdot \frac{1}{r} + \frac{Y_{is} - Y_{i\infty}}{\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_s}} \cdot \frac{1}{r_s}. \quad (5a)$$

$$T_g(r) = T_{g,s} + \frac{T_{g,s} - T_{g\infty}}{\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_s}} \cdot \frac{1}{r} + \frac{T_{g,s} - T_{g\infty}}{\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_s}} \cdot \frac{1}{r_s}. \quad (5b)$$

Використовуючи (5) і диференціальні рівняння для коефіцієнтів масообміну і теплообміну (3), маємо рівняння, які визначають радіус приведеної плівки

$$\frac{Sh D_i}{2r_s} (Y_{is} - Y_{i\infty}) = -D_i \frac{(Y_{is} - Y_{i\infty})}{\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_s}} \cdot \frac{1}{r_s^2}, \quad \frac{Nu \lambda_g}{2r_s} (T_s - T_\infty) = -\lambda_g \frac{(T_s - T_\infty)}{\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_s}} \cdot \frac{1}{r_s^2}.$$

Звідси після скорочень в кінцевому виразі отримаємо вираз для радіусу приведеної плівки:

$$\frac{r_f}{r_s} = \frac{Nu}{Nu - 2}, \quad \frac{r_f}{r_s} = \frac{Sh}{Sh - 2}.$$

За допомогою приведеної плівки можна врахувати вплив відносної швидкості руху частинки на кінетику хімічних реакцій і масообмін. У разі відсутності вимушеної і природної конвекції (частинка нерухома щодо газу $Sh = 2$, $Nu = 2$) радіус приведеної плівки r_f дорівнює нескінченності. Зі зростанням інтенсивності вимушеної і природної конвекції ($Sh \rightarrow \infty$, $Nu \rightarrow \infty$) r_f зменшується, наближаючись до радіусу частинки r_s .

Для сферичної краплі [1] **товщина** приведеної плівки визначається як

$$r_f - r_s = \frac{2r_s}{Sh - 2}, \quad r_f - r_s = \frac{2r_s}{Nu - 2}.$$

Числа Шервуда і Нуссельта являються функціями чисел Рейнольдса, Грасфгофа, Прандтля і Шмідта. Так, наприклад, у випадку вимушеної конвекції ці залежності мають типовий вигляд $Sh = A Re^n Sc^m$ і $Nu = A Re^n Pr^m$. Між явищами тепло- і масообміну існує аналогія Льюїса, що дозволяє вивчати закономірності теплообміну і переносити результати на явища масообміну і навпаки. Очевидно, що коефіцієнти теплообміну α і масообміну β зв'язані між собою

$$\alpha = \beta c_{p,g} \rho_g Le^{-1} \frac{Nu}{Sh} = \beta c_{p,g} \rho_g Le^{-1+m}, \quad Le = \frac{D_i}{a_g}, \quad a_g = \frac{\lambda_g}{c_{p,g} \rho_g},$$

де Le – число Льюїса, a – коефіцієнт температуропровідності, м²/с; λ_g – коефіцієнт теплопровідності газової суміші, Вт/(м·К); $c_{p,g}$ – питома ізобарна теплоємність газової суміші, Дж/(кг·К); m – показник ступеня при числі Прандтля (Шмідта) в залежності числа Нуссельта (Шервуда). Тут число Прандтля і число Шмідта визначають кінематичну в'язкість суміші: $\nu_g = a_g Pr$ і $\nu_g = D_i Sc$.

Застосування аналогії можливе за двох загальних умов:

- 1) поглинання одного з компонентів (виділення його) на поверхні подібно до того, як тепло з середовища входить (відводиться) від поверхні нагріву;
- 2) дотримання гідродинамічної подібності і подібності граничних умов.

Перевагою є моделювання тепловіддачі дифузійною і легкість створення будь-якої конфігурації [6]. При цьому повна ізотермічність системи виключає вплив випромінювання і природної конвекції.

Формули для розрахунку теплообміну також можна використовувати для розрахунку масообміну, якщо замінити Nu на Sh , а також Pr на Sc , або навпаки.

Вивчаючи теплообмін сферичних частинок в стаціонарних умовах, **Кацнельсон і Тимофєєва** отримали наступну залежність

$$Nu = 2 + 0.03 Pr^{0.33} Re^{0.54} + 0.35 Pr^{0.36} Re^{0.8}, \quad Re = \frac{Ud}{\nu_g},$$

де U – відносна швидкість руху, м/с; ν_g – кінематична в'язкість навколишнього середовища, м²/с. Формула **Кацнельсона-Тимофєєвої** справедлива при значеннях $Pr^{0.33} Re^{0.54}$ від 0 до 800. Числа Рейнольдса і Прандтля розраховані при температурі набігаючого потоку.

Наприклад, в дослідях Ляховського визначалася тепловіддача закріплених частинок в потоці повітря. При цьому застосовувалися кульки діаметром від 2.48 до 14.84 мм. Для області чисел Рейнольдса від 150 до 30000 **Ляховичем** була отримана залежність:

$$Sh = 0.62 Re^{1/2}.$$

При цьому значення числа Pr було сталим і дорівнювало ~ 0.7 .

Пізніше, використовуючи аналогію між явищами дифузії і теплообміну, **Вирубов** отримав для інтервалу $Re = 200 - 3000$ залежність:

$$Sh = 0.54 Re^{1/2}.$$

Для визначення коефіцієнта масообміну при малих числах Re **Сокольським** були поставлені досліди по вивченню швидкості дифузії водяної пари з поверхні водяних крапель з діаметром 1-2 мм, що знаходяться в потоці повітря. В результаті встановлена наступна залежність для стаціонарних умов при Re від 0.3 до 200:

$$Sh = 2 + 0.16 Re^{2/3}.$$

Видно, що при малих значеннях числа Рейнольдса $Re \leq 0.3$ критерій Sh прагне до сталого значення і практично дорівнює 2.

Застосовуючи методику, принципово аналогічну методиці **Сокольського**, **Фреслінг** досліджував швидкість випаровування крапель в потоці повітря. В межах зміни числа Рейнольдса від 2 до 1200 і числа Прандтля від 0.7 до 2.7 **Фреслінг** отримав формулу:

$$Sh = 2 + 0.552 Re^{1/2} Sc^{1/3}.$$

На підставі дослідів випаровування крапель води з діаметром 0.5 мм, підвішених на капілярі і що обдувається знизу сухим повітрям, **Ранц** і **Маршалл** отримали наступну залежність:

$$Sh = 2 + 0.6 Re^{1/2} Sc^{1/3}.$$

Для оцінки впливу вільної конвекції використовуємо формулу для середнього по поверхні сфери критерію Нуссельта:

$$Nu = 2 + 0.56 (Pr / (0.846 + Pr))^{0.25} (Gr \cdot Pr)^{0.25}, Gr = \frac{gd^3 |T_{\infty} - T_{g,s}|}{273 \nu_g^2},$$

де g – прискорення вільного падіння, d – діаметр сфери.

Формула справедлива при довільних значеннях критерію Прандтля і при значеннях критерію Грасгофа від 10^{-2} до 10^6 .

Для числа $Pr = 0.7$ попередня залежність трансформується в

$$Sh = 2 + 0.42 Gr^{0.25}.$$

Існує також підхід обліку природної конвекції, заснований на введенні ефективного числа Рейнольдса, що враховує і вимушену, і природну конвекції:

$$Re_{eff} = Re + \sqrt{0.5 Gr}.$$

При швидкопротікаючих процесах густина масового потоку вибраного компоненту, як впливає з рішення нестационарної задачі дифузії поблизу сферичної частинки, містить наступну поправку [8]

$$j = \beta \rho_g (Y_s - Y_{\infty}) \left(1 + \sqrt{\frac{r_s^2}{\pi D_i t}} \right).$$

Аналогічним чином в швидкопротікаючих процесах визначається і густина теплового потоку:

$$q = \alpha (T_s - T_{\infty}) \left(1 + \sqrt{\frac{r_s^2}{\pi a_i t}} \right).$$

Тільки при закінченні деякого характерного часу процес переносу маси можна вважати квазістаціонарним.

Дифузійний режим випарування краплі з врахуванням молекулярно-кінетичного механізму. Кінетика кінетичного випаровування краплі в суцільному газі визначається кількістю молекул, які подолали потенційний бар'єр і перешли в газову фазу на всій поверхні краплі на відстань вільного руху молекул. Результуючий потік маси пару (масова швидкість) в кінетичному режимі визначається середньою швидкістю руху молекул в приповерхневому шарі і різницею концентрацій пару:

$$I = 4\pi r_s^2 \chi \bar{u} (\rho_{as} - \rho_a).$$

Молекули пару після зіткнення з молекулами газу (кисень, азот) повертаються до поверхні краплі, частина з яких конденсується. χ називається **коефіцієнтом акомодатції**, який характеризує частину молекул пару, які залишаються в приповерхневому шарі.

Середня теплова швидкість руху молекул пару $\bar{u}$, які рухаються нормально від поверхні краплі, та масова концентрація молекул пару ρ_a :

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}}, \quad \rho_{as} = \frac{M_a p_s}{RT_s}, \quad \rho_a = \frac{M_a}{RT_s} p,$$

де M_a – молярна маса пару, індекс свідповідає поверхневому шару.

Масова концентрація молекул пару, які здолали потенційний бар'єр, на поверхні краплі описується розподілом Больцмана:

$$p_s = A \exp\left(-\frac{L_a M_a}{RT_s}\right) \quad \text{та} \quad \rho_{as} = \frac{M_a}{RT_s} A \exp\left(-\frac{L_a M_a}{RT_s}\right).$$

Результуючий потік маси пару (масова швидкість) в кінетичному режимі

$$I = 4\pi r_s^2 \chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} \frac{M_a}{RT_s} (p_s - p) = 4\pi r_s^2 \chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} \frac{M_a}{RT_s} \left(A \exp\left(-\frac{L_a M_a}{RT_s}\right) - p \right)$$

Дифузійний потік, починаючи з деякої відстані від поверхні краплі (на границі приповерхневого шару),

$$I = 4\pi r_s^2 \beta \rho_g (Y - Y_\infty) = 4\pi r_s^2 \beta \frac{M_{air} P}{RT_g} \left(\frac{M_a}{M_{air} P} p - \frac{M_a}{M_{air} P} p_\infty \right),$$

$$I = 4\pi r_s^2 \beta \frac{M_a}{RT_g} (p - p_\infty), \quad \beta = \frac{D_{a,g} Sh}{2r_s},$$

де p_∞ – тиск пари на границі приведеної плівки; M_{air} – молекулярна маса повітря, P – загальний тиск суміші.

Маємо рівняння для знаходження парціального тиску і концентрації пару на межі кінетичної та дифузійної областей

$$\chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} (p_s - p) = \beta \frac{T_s}{T_g} (p - p_\infty).$$

Вираз для парціального тиску пару на поверхні розділу кінетичної та дифузійно-гідродинамічних областей представимо у вигляді:

$$p = \frac{p_{\infty} + p_s \chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} / \beta_D}{\chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} / \beta_D + 1} = p_s - \frac{p_s - p_{\infty}}{\chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} / \beta_D + 1} = p_s - \frac{p_s - p_{\infty}}{Se + 1},$$

$$Se = \chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} / \beta_D, \quad \beta_D = \beta \frac{T_s}{T_g}.$$

Величина Se є аналогом дифузійно-кінетичного відношення Дамкелера-Семенова, яке вводиться при аналізі швидкості гетерогенних реакцій.

Проведемо аналіз впливу дифузійно-кінетичного відношення Se на швидкість випаровування. В кінетичному режимі $Se \ll 1$ маємо **формулу Герца-Кнудсена**:

$$I = 4\pi r_s^2 \chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} \frac{M_a}{RT_s} (p_s - p) = 4\pi r_s^2 \chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} \frac{M_a}{RT_s} (p_s - p_{\infty}).$$

В дифузійній області $Se \gg 1$ маємо **формулу Максвелла**:

$$I = 4\pi r_s^2 \chi \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M_a}} \frac{M_a}{RT_s} (p_s - p) = 4\pi r_s^2 \beta_D \frac{M_a}{RT_s} (p_s - p_{\infty}).$$

Зазвичай для оцінки режиму випаровування використовують число Кнудсена $Kn = L_g/r_s$ (відношення довжини вільного пробігу L_g до радіусу краплі r_s). При $Kn \ll 1$ спостерігається дифузійний закон випаровування, при $Kn \gg 1$ – кінетичний або вільномолекулярний.

В кінетичному режимі випаровування масовий потік пропорційний квадрату радіусу (діаметру) краплі, а в дифузійному – першій степені радіусу (діаметру).

Література до розділу:

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике / Д. А. Франк-Каменецкий. – М.: Наука. – 1987. – 491 с.
2. Основы практической теории горения: [учебное пособие для вузов] / под. ред. В. В. Померанцева. – [2-е изд., перераб. и доп.]. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.
3. Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К. Удосконалення аналітичної оцінки температури займання рідин // Пожежна безпека (FireSafety). – 2023. – №4. – 43-49.
4. V.Yu. Borodulin et al. Determination of parameters of heat and mass transfer in evaporating drops// International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2017. – Vol. 109. – P. 609–618.
5. S.S. Sazhin et al. Heating and evaporation of a two-component droplet: Hydrodynamic and kinetic models// International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Vol.79. – P. 704 –712.
6. N.A. Fuchs Evaporation and Droplet Growth in Gaseous Media. – Pergamon, London, 1959.
7. Калінчак В.В. Черненко О.С. Теплофізика горіння безполум'яного горіння газів (монографія). – Одеса. ОНУ ім. І. І. Мечникова. – 2020. – 200 с
8. Копійка О.К., Kalinchak V.V., Chernenko A.S. Evaporation of droplets of binary mixtures of lower monohydric alcohols in heated air // Ukrainian Journal of Physics. – 2023. – Т. 68, № 10. – P. 660.

Розділ 1. ВИПАРОВУВАННЯ КРАПЛІ ПРИ КІМНАТНІЙ ТЕМПЕРАТУРІ

Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К., Орловська С.Г.

1.1. Модель випаровування краплі рідкого палива

Тепломасообмінна модель випарування краплі, по-перше, базується на представленні газового середовища, яке оточує краплю, як суцільного середовища, тому що критерій Кнудсена значно менше одиниці

$$Kn = \frac{L_g}{r_s}, \quad L_g = \frac{RT}{\sqrt{2}\sigma N_A P}.$$

В моделі випаровування поодинокі краплі рідкого палива за основу беруться наступні припущення.

1. Кількість тепла, що поступає з навколишнього середовища до краплі, йде на випаровування.

$$I \cdot L = \lambda_g 4\pi r^2 \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=r_s},$$

де L – питома теплота пароутворення, Дж/кг; λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/м К; T_g – температура газу, К.

Швидкість випаровування краплі дорівнює I_f масовій швидкості відтоку парів від поверхні краплі

$$I = -\frac{dm}{dt} = -4\pi r_s^2 \rho_L \frac{dr_s}{dt} = I_f,$$

де I, I_f – масова швидкість випаровування краплі і масова швидкості відтоку парів від поверхні краплі і, кг/с; t – час, с; ρ_L – густина рідини краплі, кг/м³;

2. Система крапля-газ має сферичну симетрію: на поверхні краплі температура і концентрація парів відповідають їх насиченому стану.

3. Наявність конвекції враховується сферично симетричною приведеною плівкою, на поверхні якої задаються параметри оточуючого газу. Якщо інтенсивність конвекції мала – випаровування краплі йде в нерухомому середовищі, радіус наведеної плівки дорівнює нескінченості. Радіус приведеної плівки r_f визначається впливом вимушеної і природної конвекції через критерії Нуссельта та Шервуда:

$$r_f = r_s \left/ \left(1 - \frac{2}{Nu} \right) \right., \quad r_f = r_s \left/ \left(1 - \frac{2}{Sh} \right) \right., \quad Nu = 2\alpha r_s / \lambda_g, \quad Sh = 2\beta r_s / D_f.$$

4. Температура краплі швидко досягає стаціонарного значення згідно диференційному рівнянню

$$\frac{1}{3} 4\pi r_s^2 c_L \rho_L \frac{dT_s}{dt} = \lambda_g 4\pi r^2 \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=r_s} - L_f I_D, \quad T_s(0) = T_b.$$

При випаровуванні на поверхні краплі з'являються пари рідини. В результаті виникає стефанівська течія, яка направлена від поверхні краплі і намагається віддалити утворені газоподібні маси від краплі. Масова швидкість стефанів-

ської течії визначається масовою швидкістю випаровування краплі: чим швидше з'являються на поверхні пари рідини, тим швидше вони будуть віддалятися від поверхні. Тому величина швидкості стефанівської течії визначається тільки температурою краплі.

Швидкість відтоку парів з поверхні краплі в оточуюче середовище за першим законом Фіка складається зі швидкості дифузії і потоку за рахунок стефанівської течії:

$$I_f = -4\pi r^2 D_f \rho_g \left. \frac{dY_f}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Y_f \Big|_s, \quad (1.1)$$

де D_f – коефіцієнт дифузії парів рідини в повітрі, м²/с; r_s – радіус краплі, м; Y_f – відносна масова концентрація парів, U – швидкість стефанівської течії, м/с, яка в даному випадку направлена від поверхні краплі до зони горіння.

Потік молекул газового середовища до поверхні з навколишнього середовища в результаті концентраційної дифузії урівноважується стефанівським потоком

$$0 = -4\pi r^2 D_g \rho_g \left. \frac{dY_g}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Y_g \Big|_s, \quad (1.2)$$

де D_g – коефіцієнт дифузії молекул газу в повітрі, м²/с; Y_g – відносна масова концентрація газу в суміші «пари рідина – газ».

Стефанівська течія така, що в будь-якій точці газу тиск не змінюється і сума відносних масових концентрацій $Y_f + Y_g = 1$. Вважаючи, що коефіцієнти дифузії практично рівні $D_f = D_g$, сумуючи (1.1) та (1.2) отримаємо, що швидкість стефанівської течії на поверхні частинки дорівнює:

$$I = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r^2 U \rho_g. \quad (1.3)$$

Тому для визначення градієнту температури газу біля поверхні краплі необхідно розв'язати рівняння теплопровідності з врахуванням стефанівської течії з граничними умовами на поверхні краплі та на границі приведеної плівки:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g c_{pg} T_g). \quad (1.4)$$

$$r = r_s, \quad T_g = T_s, \quad r = r_f, \quad T_g = T_{g\infty}.$$

Тут $T_{g\infty}$ – температура газу на границі приведеної плівки, К. На поверхні краплі

$$I \cdot L = \lambda_g 4\pi r^2 \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=r_s}, \quad (1.5)$$

Розв'язок задачі (1.3)-(1.5) дає вираз для масової швидкості випаровування:

$$I = \frac{4\pi r_s \lambda_g}{c_{pg} (1 - r_s/r_f)} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L} \right)$$

$$\text{або} \quad -\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_{pg}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g^\infty} - T_s)}{L} \right). \quad (1.6)$$

Величина потоку тепла, який витрачається на випаровування краплі рідини є добутком питомої теплоти пароутворення і знайденої швидкості випаровування (1.6), тобто IL .

Вираз (1.6) дає змогу отримати швидкість зміни діаметру краплі, прийнявши $\lambda_g = a_g c_{pg} \rho_g$, в вигляді закону Срезневського:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g^\infty} - T_s)}{L} \right). \quad (1.7)$$

Закон Срезневського твердить, що швидкість зменшення квадрату діаметру краплі (площі поверхні краплі) не залежить від початкового діаметру і являється сталою величиною [3]:

$$d^2 = d_0^2 - k_\lambda t.$$

Величина k_λ носить назву сталої швидкості випаровування, $\text{м}^2/\text{с}$; d_0 – початковий діаметр краплі, м .

Для випадку випаровування величина $c_{pg} (T_{g^\infty} - T_s) \ll L$ вираз для константи випаровування (1.7) спрощується

$$k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \frac{c_{pg}}{L} (T_{g^\infty} - T_s). \quad (1.8)$$

З іншого боку, швидкість дифузії парів з поверхні краплі (1.1) з врахуванням стефанівської течії (1.3) має вигляд:

$$I = -4\pi r^2 D_f \rho_g \left. \frac{dY_f}{dr} \right|_{r=r_s} + IY_{fs}. \quad (1.9)$$

Для визначення градієнту концентрації необхідно розв'язати рівняння дифузії з врахуванням стефанівської течії в газі в межах області між поверхнею краплі та зоною горіння з граничними умовами:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 D_f \rho_g \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g Y_f) = \frac{\partial}{\partial r} (IY_f).$$

$$Y_f(r = r_s) = Y_{fs}, \quad Y_f(r = r_f) = 0.$$

В результаті маємо вираз для масової швидкості випаровування парів рідини:

$$I = \frac{4\pi r_s D_f \rho_g}{(1 - r_s/r_f)} \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right) \quad \text{або} \quad I = 4\pi r_s D_f \rho_g \frac{Nu}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right).$$

Таким чином, закон Срезневського можна записати в наступному вигляді:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_D, \quad k_D = 8D_f \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{Nu}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right). \quad (1.10)$$

При випаровуванні при температурах краплі значно нижчих за температуру кипіння рідини масова концентрація насиченого пару рідини $Y_s \ll 1$ і вираз для константи випаровування (1.10) спрощується:

$$k_D = 8D_f \frac{Nu}{2} \frac{\rho_g}{\rho} Y_{fs}. \quad (1.11)$$

Однак для розрахунку констант випаровування k_D і k_λ необхідно визначити рівноважну температуру краплі рідини і концентрацію парів на поверхні краплі.

1.2. Стационарна (рівноважна) температура випаровування краплі

Для визначення рівноважної температури краплі рідини, що випаровується, прирівняємо k_λ (1.8) та k_D (1.11):

$$\frac{\lambda_g}{L} (T_{g\infty} - T_s) = D_f \rho_g Y_{fs}. \quad (1.12)$$

Зазвичай залежність концентрації насичених парів від температури $Y_s(T_s)$ отримують, використавши залежність тиску насичених парів від температури (закон Клаузіуса-Клапейрона)

$$\frac{dp}{dT} = \frac{LM_f}{RT^2} p \quad \text{або} \quad p = A \exp\left(-\frac{LM_f}{RT}\right), \quad (1.13)$$

та рівняння стану (закон Менделєєва-Клапейрона)

$$Y_{fs} = \frac{pM_f}{\rho_g RT_s},$$

де M_f – молярна маса парів, кг/моль; p – тиск насиченого пара, Па.

Однак треба пам'ятати, що питома теплота пароутворення достатньо суттєво зменшується зі збільшенням температури. Тому необхідно правильно вибирати її значення при розрахунках. В довідниках [4], зазвичай, надаються значення теплоти пароутворення при температурі кипіння рідини. Але так, як процеси випаровування протікають поблизу температури газу T_g , то і теплоту випаровування L потрібно задавати при цій температурі.

Залежність теплоти пароутворення від температури можна з похибкою 1.78% визначити згідно формули Ватсона [5]:

$$L_T = L \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_{g\infty}} \right)^{0.38},$$

де T_{cr} – критична температура рідини, К.

В температурному інтервалі від 0 °С до температури кипіння рідини цю залежність зазвичай можна з великою точністю апроксимувати лінійною залежністю:

$$L_T = L - B(T - T_{g\infty}), \quad B = \frac{0.38L}{T_{cr} - T_{g\infty}}.$$

На границях зазначеного температурного інтервалу питомі теплоти пароутворення відрізняються для етилового спирту та толуолу на 10 %.

Використовуючи отриману температурну залежність питомої теплоти пароутворення, закон Клаузіуса-Клапейрона та температурна залежність тиску насиченого пару приймають вигляд:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{(L - B(T - T_{g\infty}))M_f}{RT^2} p \text{ або } p = AT^{-\frac{BM_f}{R}} \exp\left(-\frac{BM_f T_{g\infty}}{R_s T}\right) \exp\left(-\frac{LM_f}{RT}\right). \quad (1.14)$$

При випаровуванні краплі рідини її температура ненабагато менша за температуру газу. Тому температурну залежність тиску насиченого пару (1.13) поблизу температури газу можна наближено визначити як

$$p = p_g \exp\left(\frac{LM_f}{RT_g^2}(T_s - T_{g\infty})\right) \approx p_g \left(1 + \frac{LM_f}{RT_{g\infty}^2}(T_s - T_{g\infty})\right).$$

Тут p_g – тиск насичених парів при температурі газу.

Концентрація насиченої пари на поверхні краплі Y_{fs} визначається через концентрацію насичених парів при температурі газу Y_{fg}

$$Y_{fs} \approx Y_{fg} \left(1 + \frac{LM_f}{RT_{g\infty}^2}(T - T_{g\infty})\right). \quad (1.15)$$

Константа A знаходиться з умови, що при температурі кипіння тиск насиченого пару дорівнює атмосферному тиску. Тому, згідно (1.14):

$$Y_{fg} \approx \frac{M_f}{M_g} \left(\frac{T_{g\infty}}{T_{kun}}\right)^{\frac{BM_f}{R}} \exp\left(\frac{(L + BT_g)M_f}{R} \left(\frac{1}{T_{kun}} - \frac{1}{T_g}\right)\right),$$

де p_0 – атмосферний тиск, Па.

Підставляючи (1.15) в (1.12), отримуємо наближений вираз для рівноважної температури випаровування краплі (при умові $Le = D_f/a_g = 1$, $a_g = \lambda_g/(c_g \rho_g)$):

$$T_s = T_{g\infty} - \frac{LY_g}{c_{pg}} \frac{1}{1 + \frac{L^2 M_f}{c_{pg} R T_{g\infty}^2} Y_{fg}}. \quad (1.16)$$

При отриманні формули (1.16) не було враховано можливий підвід тепла у випадку навішування краплі рідини на термopару чи підвіс.

1.3. Похибка, пов'язана з підводом тепла по термopарі

Найбільш точні вимірювання швидкості випаровування крапель проведені на порівняно великих (близько 1 мм) краплях, підвішених на тонких нитках. Нехтувати відведенням тепла через нитку при випаровуванні крапель летючих рідин, особливо при підвішуванні їх на термopарі, у жодному випадку не можна [6].

Позначимо через r_m – радіус нитки, через x – відстань від даного поперечного перетину нитки до краплі, через λ_m – теплопровідність матеріалу нитки,

через θ – різницю температур нитки і середовища. Якщо прийняти в першому наближенні, що в кожному поперечному перетині нитки температура стала по всьому перетину, то диференціальне рівняння теплопровідності нитці з одночасним молекулярно-конвективним теплопідводом від середовища до холодної нитки набуває простої форми

$$\lambda_m \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{2\alpha}{r_m} (T - T_{g\infty}), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu_m}{2r_m},$$

$$T(x=0) = T_s, \quad T(x=\infty) = T_{g\infty}.$$

Тут λ_m – коефіцієнт теплопровідності термопари; α – коефіцієнт теплообміну, Nu_m – критерій Нуссельта, значення якого залежить від інтенсивності конвективного руху газового середовища відносно термопари. Для горизонтально розташованого дроту в нерухомому середовищі $Nu_m = 0.5$.

Розв'язок цього рівняння представимо в вигляді:

$$T = T_{g\infty} + (T_s - T_{g\infty}) \exp\left(-\sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} \frac{x}{r_m}\right).$$

Кількість тепла, що надходить до краплі через нитку за одиницю часу, знаходиться як:

$$Q_m = \pi r_m^2 \lambda_m \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \pi r_m \lambda_m \sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} (T_{g\infty} - T_s).$$

До поверхні краплі за одиницю часу з навколишнього газу передається кількість теплоти $Q = IL$:

$$Q = 4\pi r_s \lambda_g \frac{L}{c_{pg}} \frac{Nu}{2} \ln\left(1 + \frac{c_g (T_{g\infty} - T_s)}{L}\right).$$

Відношення кількості теплоти Q_m до основного потоку тепла через газ Q рівне:

$$\frac{Q_m}{Q} = \frac{r_m}{r_s} \frac{1}{2Nu} \sqrt{\frac{\lambda_m}{\lambda_g}} Nu_m.$$

Отже, чим більший радіус дротиків термопари і чим з більш теплопровідної речовини вони зроблені, тим більше похибка вимірювання константи випаровування.

Знайдемо поправку на теплообмін з термопарою чи підвісом при визначення константи випаровування краплі рідини.

Тепло, що потрібне на випаровування, з врахуванням теплообміну з термопарою, використовуючи (1.6), визначається згідно

$$IL = \frac{4\pi r_s \lambda_g L}{c_{pg}} \frac{Nu}{2} \ln\left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L}\right) + Q_m.$$

Ввівши константу випаровування дане рівняння можна привести до виду

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_\lambda \left(1 + \frac{a}{d}\right), \quad a = \frac{4Q_m}{\pi \rho_L L k_\lambda} = \frac{r_m}{Nu} \sqrt{\frac{\lambda_m}{\lambda_g} Nu_m}.$$

Величина a має розмірність діаметру. Її відношення до діаметру дорівнює відношенню Q_m/Q .

Розв'язок цього рівняння для часу випаровування до діаметру підвісу має вигляд:

$$k_\lambda t_{\text{evap}} = d_0^2 - d_k^2 - 2a(d_0 - d_k) + 2a^2 \ln \left(\frac{d_0 + a}{d_k + a} \right).$$

Вводячи поправку на теплопідвід через підвіс, отримаємо остаточний вираз для часу випаровування:

$$d_0^2 - d_k^2 = t_{\text{evap}} \frac{k_\lambda}{f_d}, \quad f_d = \left(1 - \frac{2a}{(d_0 + d_k)} + \frac{2a^2}{(d_0^2 - d_k^2)} \ln \left(\frac{d_0 + a}{d_k + a} \right) \right). \quad (1.17)$$

При випаровуванні величина $f_d < 1$. Тому теплопідвід через термopару (підвіс) зменшує час випаровування краплі рідкого палива або збільшує видиму константу випаровування. Величина f_d залежить лише від діаметру частинки, діаметру дротика підвісу та коефіцієнтів теплопровідності газу та матеріалу підвісу. Таким чином, вона не залежить від виду рідини, що випаровується.

Наприклад, для копелевого підвісу ($\lambda_m = 24.2$ Вт/(м·К)) діаметром 210 мкм та краплі з початковим діаметрами 1.4 – 1.8 мм при випаровуванні в повітрі до 1 мм складає 0.5-0.6. Зі зменшенням діаметру дротика підвісу поправка (1.17) наближається до 1. Розрахунки показують, що на початковій стадії відношення тепла, що нагріває краплю через підвіс складає 2/3 від кількості тепла, що поступає через зовнішню поверхню краплі.

1.4. Поправка на несферичність краплі

При випаровуванні форма краплі, особливо при значних її розмірах, може відрізнитися від сферичної. Існують підходи, що дозволяють враховувати це відхилення [3, 7].

Останнім часом для вивчення кінетики випаровування і горіння крапель застосовують метод цифрової мікроскопії. В основі лежить обробка цифрового зображення проекції краплі і визначення еквівалентного діаметру краплі d_{ekv} , як діаметра кола з площею рівною площі проекції краплі. Більш правильним є визначення еквівалентного діаметру d_{ekv0} , як діаметр кулі з бічною поверхнею рівною бічній поверхні краплі [7].

Проекція краплі, що висить на підвісі, нагадує еліпс. А сама крапля – еліпсоїд. Якщо прийняти це наближення і визначити довжини більшої і малої вісь еліпса d_{max} і d_{min} , відповідно, то площа проекція еліпса визначається, як

$$S_{\text{pr}} = \frac{\pi}{4} d_{\text{max}} d_{\text{min}} = \frac{\pi}{4} d_{\text{ekv}}^2.$$

Отже, еквівалентний діаметр можна визначити як середнє геометричне

$$d_{ekv} = \sqrt{d_{\max} d_{\min}}.$$

Площа бічної поверхні еліпсоїда за умови незначної відмінності великої і малої осей наближено визначається як

$$S_{sid} = \frac{\pi}{2}(d_{\max} + d_{\min})d_{\min} = \frac{\pi}{2}d_{ekv}^2 \left(1 + \frac{d_{\min}}{d_{\max}}\right).$$

В результаті маємо, що еквівалентний діаметр, розрахований по бічній поверхні, d_{ekv0} пов'язаний з еквівалентним діаметром, розрахованим по площі проекції, d_{ekv} пов'язані наступним чином

$$d_{ekv0} = d_{ekv} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{d_{\min}}{d_{\max}}\right)}. \quad (1.18)$$

З проведеної форми видно, що $d_{ekv0} \geq d_{ekv}$. Різниця між ними зменшується під час випаровування краплі, коли форма тіла стає більш сферичною.

1.5. Вплив підвісу на кінетику випаровування краплі рідкого палива

Дослідження проводилися для крапель етилового спирту та толуолу. Крапля підвішувалася на металевому підвісі, що виготовлений з копелевого дротику діаметром 210 мкм. На кінці металевого дротику в електричній дузі наплавлена кулька діаметром 780 мкм. Початковий діаметр краплі рідини 1.4-2.0 мм, що в 7-10 разів більше за діаметр підвісу. Температура повітря складає 22°C.

Зміна розміру краплі в процесі випаровування спостерігають в окуляр оптичного мікроскопа веб-камерою. Сигнал від неї подається на персональний комп'ютер, де проводиться запис в реальному часі. Для отримання контрастного зображення в окулярі мікроскопа крапля рідини освітлюється розсіяним світлом невеликої потужності матовим екраном. В результаті крапля є темною на більш світлому полі (рис. 1.1).

За допомогою цифрової камери IC-780 з роздільною здатністю 640x480 пікселів і діапазоном частоти зйомки від 1 до 30 кадрів в секунду отримуємо серію кадрів краплі рідини в різні моменти часу. За початковий діаметр краплі визначаємо за допомогою першої фотографії. Комп'ютерну обробку отриманих

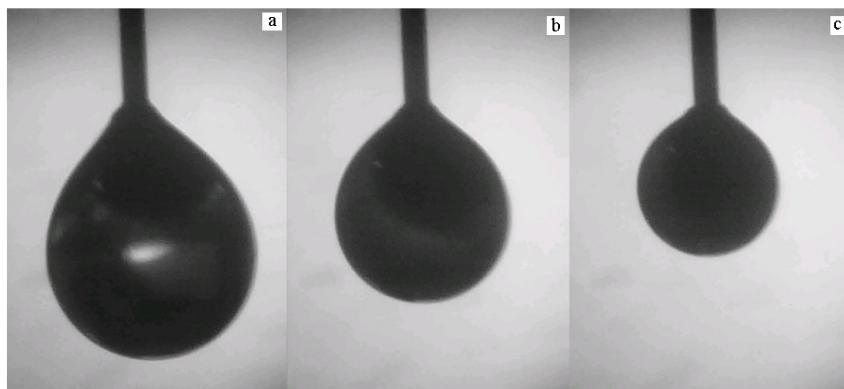


Рис. 1.1. Зображення краплі етилового спирту на копелевому підвісі в різні моменти часу (a – 0с, b – 120 с, c – 240 с).

фотографій проводиться в програмному середовищі Matlab, яка полягає в переведенні фото в двотонове (бінарне) зображення і визначенні еквівалентного діаметру краплі d_{ekv0} , довжин максимальної d_{max} і мінімальної d_{min} осей інерції даної проекції (рис. 1.2) [8]. Згідно формули (1.18) проводиться розрахунок еквівалентного діаметру d_{ekv} . Похибка вимірювання діаметру складає 2 пікселя, що відповідає 14 мкм.

З рис. 1.2 видно, що з часом при випаровуванні форма краплі наближується до сферичної. Зміна квадрату еквівалентного діаметру, розрахованого по площі проекції, не є лінійною функцією від часу: швидкість зміни з часом зме-

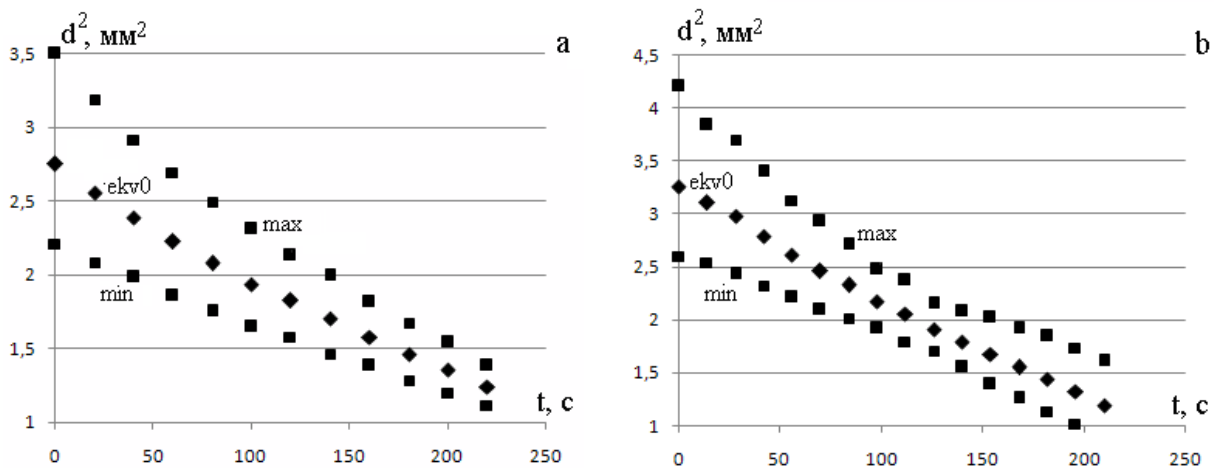


Рис. 1.2. Залежність еквівалентного d_{ekv0} , максимального d_{max} і мінімального d_{min} розміру краплі а) етилового спирту і б) бензолу при її випаровуванні на копелевому підвісі в повітрі.

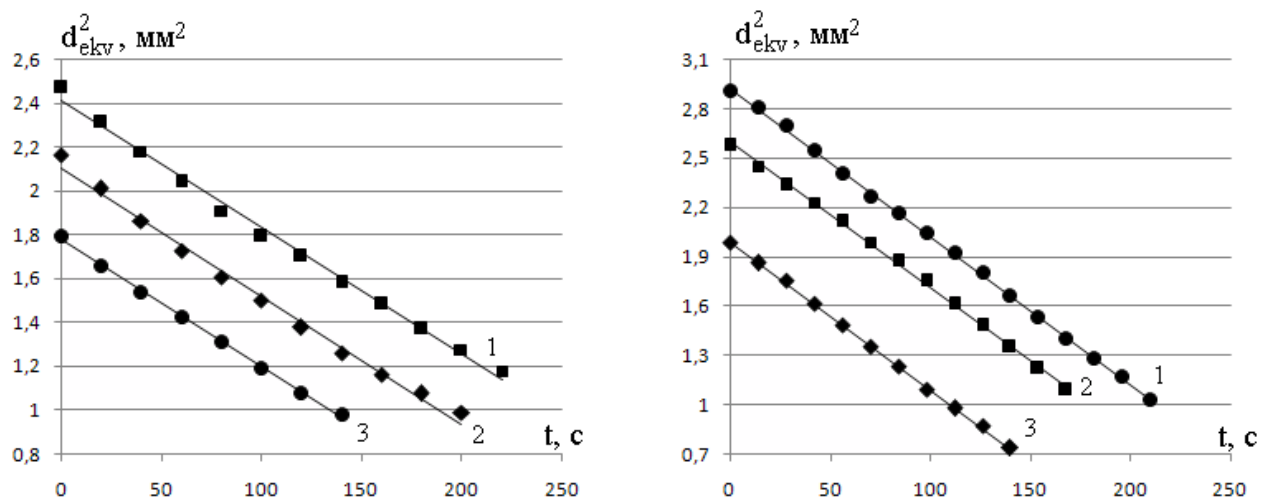


Рис. 1.3. Зміна квадрату еквівалентного діаметру краплі а) етилового спирту і б) толуолу від часу при випаровуванні її на металевому підвісі діаметром 0.21 мм в повітрі з температурою 22°C.

а) 1 – $d_{ekvb} = 1.339$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.471$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.572$ мм

б) 1 – $d_{ekvb} = 1.409$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.605$ мм, 1 – $d_{ekvb} = 1.706$ мм

Таблиця 1.1 Експериментальні та розрахункові дані константи випаровування для крапель етилового спирту в повітрі з температурою 22°C

Експеримент				Розрахунок	
d_{ekv0b} , мм	$k_{\lambda 0}$, 10^{-9} м ² /с	d_{ekvb} , мм	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} / f_d , 10^{-9} м ² /с
1.389	6.52	1.339	5.80	3.03	5.31
1.540	6.86	1.471	5.85		5.40
1.659	6.94	1.572	5.78		5.49

Таблиця 1.2. Експериментальні та розрахункові дані константи випаровування для крапель толуолу в повітрі з температурою 22°C

Експеримент				Розрахунок	
d_{ekv0b} , мм	$k_{\lambda 0} \cdot 10^{-9}$, м ² /с	d_{ekvb} , мм	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} , 10^{-9} м ² /с	k_{λ} / f_d , 10^{-9} м ² /с
1.468	9.15	1.409	8.98	4.54	8.11
1.681	9.38	1.605	8.83		7.85
1.805	9.82	1.706	8.98		7.72

ншується. Середнє значення константи швидкості випаровування визначаємо як модуль тангенсу кута нахилу (табл. 1.1, 1.2). Отримане значення константи випаровування $k_{\lambda 0}$ збільшується зі збільшенням початкового діаметру.

Врахування несферичності краплі і перерахунок на еквівалентний діаметр d_{ekv} приводить до спостереження закону Срезневського (рис. 1.3). Тобто швидкість зміни квадрату діаметру з часом є величиною сталою і не залежить від початкового діаметру.

Для розрахунку константи випаровування згідно (1.8) необхідно знати температуру краплі. Для цього крапля рідини розташовувалася на хромель-алюмелевій термопарі. Так, для краплі етилового спирту і толуолу отримано, відповідно, покази 0.44 і 0.36 мВ. Це відповідає різниці температур газу і краплі $T_{g\infty} - T_s$, відповідно 11 і 8 К. Саме при цих значеннях отримані розрахункові значення константи випаровування (табл. 1.1, 1.2).

При розрахунках використовувалися наступні данні: (етиловий спирт) $\rho_L = 790$ кг/м³, L (при 22 °C) = 925 кДж/кг, $M_f = 46 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; (толуол) $\rho_L = 867$ кг/м³, L (при 26 °C) = 412 кДж/кг, $M_f = 92 \cdot 10^{-3}$ кг/моль; (підвіс) $r_m = 105$ мкм, $\lambda_m = 24.2$ Вт/(м·К), $Nu_m = 0.5$; (повітря) $\lambda_g = 25.3 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К), $c_{pg} = 1006$ Дж/(кг·К), $Nu = 2$.

Отримані значення константи випаровування крапель виявляється значно заниженими. Врахування поправки на теплообмін через підвіс приводить до задовільного узгодження розрахункових і експериментальних значень (табл. 1.1, 1.2). При розрахунку поправки (1.17) в якості характерного діаметру взято значення 1.3 мм, як характерного середнього значення.

1.6. Вплив числа Льюїса та підвісу на аналітичну оцінку температури випаровування краплі

Для визначення рівноважної температури T_s краплі рідини однокомпонентного палива, що випаровується, можна прирівняти константи випаровування, які отримані в тепловій і дифузійній моделях випаровування:

$$2a_g \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{Nu}{2} \frac{c_g}{L_i} (T_{g\infty} - T_s) = 2D_i \frac{Sh}{2} \frac{\rho_g}{\rho_L} Y_{is}. \quad (1.19)$$

Підставляючи (1.15) в (1.19), отримуємо наближений вираз для рівноважної температури випаровування краплі:

$$T_s = T_g - \frac{L_{T_{gi}} Y_{ig} Le_i^{1-s}}{c_{pg}} \frac{1}{1 + \frac{L_{T_{gi}}^2 \mu_i}{c_{pg} R T_g^2} Y_{ig} Le_i^{1-s}}. \quad (1.20)$$

При отриманні формули (1.20), на відміну від (1.16), було враховано вплив відношення коефіцієнту дифузії парів до коефіцієнта температуропровідності газу (число $Le \neq 1$) та залежності чисел Нуссельта та Шервуда:

$$Nu = A(Gr \cdot Pr)^s, \quad Sh = A(Gr \cdot Sc)^s, \quad Pr/Sc = Le.$$

Так для кулі $s = 0.33$.

В табл. 1.3 представлено значення температур крапель деяких однокомпонентних палив, розрахованих по формулі (1.20). Видно, що врахування числа Льюїса знижує розрахункові значення, та все ж залишається значна похибка.

Для оцінки впливу термоелектродів розглянемо теплову задачу. Тепло, що потрібне на випаровування, з врахуванням теплообміну через термопару визначається згідно

$$\dot{m}_i L_i = \frac{2\pi d \lambda_g L_{T_{gi}}}{c_{pg}} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L_{T_{gi}}} \right) + N Q_m.$$

Дане рівняння можна привести до наступного вигляду

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_\lambda \left(1 + \frac{a}{d} \right), \quad a = N \frac{4Q_m}{\pi \rho L k_\lambda} = N \frac{r_m}{Nu} \sqrt{\frac{\lambda_m}{\lambda_g} Nu_m},$$

Таблиця 1.3. Значення різниці температур між повітрям $T_{g\infty}$ і краплею T_s при її випаровуванні ($d_0 = 2$ мм)

Паливо	Le	Експеримент на ХА термопарі	Розрахунок $T_{g\infty} - T_s$ при $T_{g\infty} = 295$ К			
			по (1.16), $Le = 1$, без підвісу	по (1.20), $Le \neq 1$, без підвісу	по (1.21), $Le \neq 1$, одинарний підвіс $N=1$ хромель (200 мкм)	по (1.21), $Le \neq 1$, термопара, $N=2$ (хромель-алюмель по 200 мкм)
Етанол	0.578	11	14.3	13.4	11.8	10.1
Буганол	0.418	2.2	5.5	3.7	2.4	1.8
Толуол	0.378	8	13.2	10.4	8.2	6.9

де k_λ – константа випаровування. Величина a має розмірність діаметру. Розв’язок цього рівняння для часу випаровування до діаметру d_k має вигляд:

$$k_\lambda t = d_0^2 - d_k^2 - 2a(d_0 - d_k) + 2a^2 \ln\left(\frac{d_0 + a}{d_k + a}\right).$$

Вводячи поправку на теплопідвід через підвіс, отримаємо остаточний вираз для часу випаровування:

$$d_0^2 - d_k^2 = t_{\text{evap}} \frac{k_\lambda}{f_d}, \quad f_d = \left(1 - \frac{2a}{(d_0 + d_k)} + \frac{2a^2}{(d_0^2 - d_k^2)} \ln\left(\frac{d_0 + a}{d_k + a}\right)\right).$$

Таким чином, за рахунок тепловідводу через електроди термопари константа випаровування збільшується в f_d^{-1} раз ($f_d < 0$). Повторюючи порівняння констант випаровування, які отримані в тепловій і дифузійній моделях випаровування, можна отримати кореговану формулу (1.20):

$$T_s = T_{g\infty} - \frac{L_{T_g} Y_{ig} Le_i^{1-s}}{c_{pg}} \frac{f_d}{1 + \frac{L_{T_g}^2 \mu_i}{c_{pg} R T_{g\infty}^2} Y_{ig} Le_i^{1-s} f_d}. \quad (1.21)$$

При розрахунку f_d приймалося, що величина $d_k = 0.9 d_0$ (початковий етап випаровування). Якщо видно з табл. 1.3 розраховані значення температур добре узгоджуються з експериментальними.

Висновки. Таким чином, в результаті досліджень проаналізовано вплив теплообміну через товстий підвіс на кінетику випаровування краплі рідкого палива. Отримані поправки для константи випаровування і температури краплі дозволяють узгодити розрахункові і експериментальні дані. Запропонований метод для розрахунку еквівалентного діаметру частинки, що враховує несферичність краплі.

Література до розділу:

1. Orlovskaya S.G., Kalinchak V.V., Shkoropado M.S., Karimova F.F., Chernyak V.Ya., Vergun O.Y. Investigation of the Burning of Paraffin Droplets // Ukrainian Journal of Physics. – 2014. – V. 59, № 4. – P. 396-400.
2. Дараков Д.С., Золотко А.Н., Конейка А.К., Павлюк П.О. Горение аэрозвеси капель биотоплива в воздухе // Физика горения и взрыва. – 2014. – Т. 50, № 5. – 27-31.
3. Фукс Н.А. Испарение и рост капель газообразной среде. – М. Издательство АН СССР, 1958. – 91 с.
4. Таблицы физических величин: [справочник] / Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
5. Бретинайдер С. Свойства газов и жидкостей. – Л.: Химия, 1966. – 536 с.
6. Кумагаи Сэйитиро. Горение / Пер. с яп. С. К. Оржоникидзе, Б. С. Ермолаева. – М.: Химия, 1979. – 255 с.

7. Орловская С.Г., Каримова Ф.Ф., Шкоропато М.С. Определение эквивалентного диаметра горящих капель / Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. – 2015. 10-14 вересня 2015 р. – С.44-45.
8. Черненко А.С., Зинченко Ю.А., Калинин В.В., Косолап Н.В. Определение дисперсного состава и формы частиц пыли методом цифровой микроскопии // Физика аэродисперсных систем. – 2014. – № 51. – С. 115-123.
9. Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике. – М., 1972. – 256 с.

Розділ 2. ВИПАРОВУВАННЯ КРАПЕЛЬ РІДИН ПРИ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К.

Дослідження випаровування крапель моно- та багатокомпонентних палив залишається актуальною задачею. Найбільш повно представлені основні існуючі теоретичні моделі випаровування крапель в огляді Сажина [1]. Вони базуються на аналітичному розв'язку рівняння дифузії ззовні та всередині краплі рідини. При описі теплообміну і випаровування крапель, наприклад додекану [1, С. 133-137] з діаметрами до 10 мкм в нагрітому середовищі (при 30 атм) показано, що краплі випаровувалися до моменту виходу температури на стаціонарне значення. Для більш великих, наприклад міліметрових, крапель розрахунки не наводилися. Також при визначенні масової частки парів рідини не враховується залежність молярної маси газової суміші від її температури і складу.

Автори [2] на основі вищевикладеної моделі провели чисельні розрахунки щодо зміни діаметра краплі води 0.1 мм у нагрітому (1400 °С) та холодному (20 °С) повітрі. Увага приділялася дослідженню впливу кроку чисельного рішення зміни діаметра у часі. Модель враховувала теплообмін краплі з навколишнім повітрям, та його особливості не вивчалися.

В роботі [3] експериментально досліджено випаровування крапель н-додекану діаметром близько 1 мм, які розміщувалися на платиново-родієвій термопарі (з діаметрами дрітків 50 мкм) в печі з температурою стінок 973К та температурою повітря всередині 773 К. Отримані часові залежності температури та діаметру краплі, а також досліджено профілі температури і швидкості руху речовини всередині краплі. Для порівняння з чисельними розрахунками використовувалася модель випаровування Абрамзона і Сірігнано [1]. Показано, що на початку випаровування температури на поверхні і в центрі відрізняються на 90 К. Завдяки циркуляції всередині краплі при прогріванні краплі до стаціонарної температури випаровування температурний градієнт зникає. Саме в цей час починає діяти d^2 закон (закон Срезневського).

З використанням високошвидкісних відеореєструючих камер та малоінерційних термопар [4] експериментально визначено швидкість випаровування крапель води у високотемпературних газах (на прикладі потоку нагрітого повітря). Експерименти проводилися при початкових розмірах (радіусах) крапель 1-3 мм та температурі повітря 500-1000 К. Отримано залежність швидкості випаровування крапель води від часу та температури газів при різних початкових розмірах краплі. Дослідження випаровування крапель води на термопарі показали, що температурне поле краплі в основному формується на початковій ділянці нагріву, коли температура в центрі та на її поверхні виходять на деяке постійне значення.

В роботі [5] наведено результати порівняння експериментальних даних та значень швидкості випаровування крапель води, обчислених за допомогою класичних дифузійних та кінетичних моделей випаровування, а також традиційного підходу, заснованого на емпіричних виразах $Nu = f(Pr, Re)$. При помірних

значеннях температури (менше 600 K) швидкості випаровування, що задовільно узгоджуються з експериментальними (відмінність не перевищує 15 %). При температурі понад 1000 K значення швидкості випаровування різняться кілька разів.

Автори [6] проводять чисельне моделювання нагріву одиночної краплі (діаметром 10-100 мкм), що складається з трикомпонентного замітника гасу, в нерухомому нагрітому середовищі (500-2000 K) при тиску від 0.3 до 10 атм. Дослідження тимчасових залежностей температури та квадрата діаметра дозволило проаналізувати часи самозаймання та випаровування краплі. Чисте випаровування переважно залежить від температури газу. Підвищення тиску зазвичай збільшує тривалість періоду нагрівання краплі та знижує ефект кращого випаровування, особливо при розгляді високих температур. Нижчі тиски зазвичай роблять краплю гасу більш стійкою до самозаймання при тій же температурі газу.

Автори [7] на основі моделі Максвелла-Фукса проводять порівняння двох моделей випаровування краплі. Стара модель розглядає теплообмін краплі з докільям за класичним законом Ньютона-Ріхмана. У новій моделі коефіцієнт теплообміну враховує нестационарність теплообміну та вплив на нього випаровування. Чисельні результати наведені для декількох первинних еталонних вуглеводнів (н-гептану, н-декану, н-додекану та н-тетрадекану) при температурі газу від 400 до 1500 K і тиск від 1 до 40 МПа. Незважаючи на те, що на думку авторів нова модель забезпечує більш реалістичні характерні часи нагрівання та випаровування крапель, отримані результати містять низку недоліків.

Так, оцінка температури краплі проводилася через наближене трансцендентне рівняння, яке справедливе за невисоких температур поверхні краплі і, отже, температурах навколишнього газу. Це призводило до того, що в розрахунках температура поверхні краплі при випаровуванні нагрітому повітрі починає перевищувати температуру кипіння. Також для зазначених вуглеводнів у нагрітому повітрі можливе виникнення самозаймання, на що автори не звернули увагу.

2.1. Класична модель випаровування краплі рідини Максвелла-Стефана-Фукса.

Система крапля-газ має сферичну симетрію. На поверхні краплі температура і концентрація парів відповідають їх насиченому стану.

Масообмін краплі. Наявність конвекції враховується сферично симетричною приведеною плівкою, на поверхні якої задаються параметри оточуючого газу. Якщо інтенсивність конвекції мала, то випаровування краплі йде в нерухомому середовищі, радіус наведеної плівки дорівнює нескінченності. Радіус приведеної плівки r_f визначається впливом вимушеної і природної конвекції через критерії Нуссельта та Шервуда:

$$r_f = r_s / \left(1 - \frac{2}{Nu}\right), \quad r_f = r_s / \left(1 - \frac{2}{Sh}\right), \quad Nu = 2\alpha r_s / \lambda_g, \quad Sh = 2\beta r_s / D_f. \quad (2.1)$$

При випаровуванні на поверхні краплі з'являються пари рідини. Масова швидкість випаровування краплі дорівнює I_f масовій швидкості відтоку парів від поверхні краплі

$$I = -\frac{dm}{dt} = -4\pi r_s^2 \rho_L \frac{dr_s}{dt} = I_f,$$

де I, I_f – масова швидкість випаровування краплі і масова швидкість відтоку парів від поверхні краплі, кг/с; t – час, с; ρ_L – густина рідини краплі, кг/м³.

В результаті відтоку парів виникає стефанівська течія, яка направлена від поверхні краплі і намагається віддалити утворені газоподібні маси від краплі. Так швидкість відтоку парів з поверхні краплі в оточуюче середовище за першим законом Фіка складається зі швидкості дифузії і потоку за рахунок стефанівської течії:

$$I_f = -4\pi r^2 D_f \rho_g \left. \frac{dY_f}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Y_f \Big|_s, \quad (2.2)$$

де D_f – коефіцієнт дифузії парів рідини в повітрі, м²/с; r_s – радіус краплі, м; Y_f – відносна масова концентрація парів, U – швидкість стефанівської течії, м/с, яка в даному випадку направлена від поверхні краплі до зони горіння.

Потік молекул газового середовища до поверхні з навколишнього середовища в результаті концентраційної дифузії урівноважується стефанівським потоком

$$0 = -4\pi r^2 D_g \rho_g \left. \frac{dY_g}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Y_g \Big|_s, \quad (2.3)$$

де D_g – коефіцієнт дифузії молекул газу в повітрі, м²/с; Y_g – відносна масова концентрація газу в суміші «пари рідина – газ».

Стефанівська течія є такою, що в будь-якій точці газу тиск не змінюється і сума відносних масових концентрацій $Y_f + Y_g = 1$. Вважаючи, що коефіцієнти дифузії практично рівні $D_f = D_g$, сумуючи (2.2) та (2.3) отримаємо, що швидкість стефанівської течії на поверхні частинки дорівнює:

$$I_f = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r_s^2 U \rho_g. \quad (2.4)$$

Таким чином, масова швидкість стефанівської течії визначається масовою швидкістю випаровування краплі: чим швидше з'являються на поверхні пари рідини, тим швидше вони будуть віддалятися від поверхні. Тому величина швидкості стефанівської течії визначається тільки температурою краплі.

З врахуванням стефанівської течії вираз (2.2) має вигляд:

$$I_f = -4\pi r^2 D_f \rho_g \left. \frac{dY_f}{dr} \right|_{r=r_s} + I_f Y_{fs}. \quad (2.5)$$

Для визначення градієнту концентрації необхідно розв'язати рівняння дифузії з врахуванням стефанівської течії в газі в межах області між поверхнею краплі та зоною горіння з граничними умовами:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 D_f \rho_g \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g Y_f) = \frac{\partial}{\partial r} (I_f Y_f).$$

$$Y_f(r = r_s) = Y_{fs}, \quad Y_f(r = r_f) = 0.$$

Звідси, з урахуванням (2.5), маємо: $-4\pi r^2 D_f \rho_g \frac{\partial Y_f}{\partial r} = I_f (1 - Y_f)$. Його інтегрування в межах приведеної плівки приводить до визначення масової швидкості випаровування краплі:

$$I_f = \frac{4\pi r_s D_f \rho_g}{(1 - r_s/r_f)} \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right) \quad \text{або} \quad I_f = 4\pi r_s D_f \rho_g \frac{Sh}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right). \quad (2.6)$$

Теплообмін краплі. Температура краплі змінюється і досягає стаціонарного значення згідно диференційному рівнянню

$$\frac{1}{3} 4\pi r_s^3 c_L \rho_L \frac{dT_s}{dt} = \lambda_g 4\pi r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=r_f} - L_f I_f, \quad T_s(0) = T_b. \quad (2.7)$$

Тут c_L , ρ_L , L_f – питома теплоємність, густина та питома теплота пароутворення рідини краплі, відповідно в Дж/(кг·К), кг/м³ та Дж/кг.

Перший доданок в правій частині описує тепловий потік, що надходить до поверхні краплі від навколишнього середовища, а другий – тепло, що йде на випаровування краплі. Для визначення градієнту температури газу біля поверхні краплі необхідно розв’язати рівняння теплопровідності в газовій фазі з врахуванням стефанівської течії з граничними умовами на поверхні краплі та на границі приведеної плівки:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g c_{pg} T_g). \quad (2.8)$$

$$r = r_s, \quad T_g = T_s, \quad r = r_f, \quad T_g = T_{g\infty}.$$

Для визначення в рамках теплової моделі масової швидкості випаровування приймається умова на поверхні краплі: кількість тепла, що поступає з навколишнього середовища до краплі, йде на випаровування:

$$I \cdot L = \lambda_g 4\pi r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=r_s}, \quad (2.9)$$

де L – питома теплота пароутворення, Дж/кг; λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/(м·К); T_g – температура газу, К.

Інтегрування (2.8) від r_s до r з урахуванням (2.4) та (2.9) дає

$$4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} = IL + I c_{pg} (T_g - T_{gs}),$$

після повторного інтегрування якого можна отримати вираз для масової швидкості випаровування

$$I = \frac{4\pi r_s \lambda_g}{c_{pg} (1 - r_s/r_f)} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_{gs})}{L} \right). \quad (2.10)$$

З іншого боку профіль температури в газовій фазі, як розв'язок (2.8) можна представити у вигляді

$$\frac{T_g - T_s}{T_{g\infty} - T_s} = \frac{\exp\left(\xi \frac{Nu}{2} \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)\right) - 1}{\exp \xi - 1}, \text{ де } \xi = \frac{Ic_{pg} (1 - r_s / r_f)}{4\pi r_s \lambda_g} = \frac{Ic_{pg}}{4\pi r_s^2} \frac{2r_s}{\lambda_g Nu}.$$

Тоді тепловий потік, що надходить з навколишнього середовища на краплю, визначається як

$$\lambda_g 4\pi r_s^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = 4\pi r_s^2 \frac{\lambda_g Nu}{2r_s} (T_{g\infty} - T_s) \frac{\xi}{(\exp \xi - 1)},$$

або після підстановки ξ та (2.1):

$$\lambda_g 4\pi r_s^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = 4\pi r_s^2 \frac{\lambda_g Nu}{2r_s} \frac{\ln(1+B)}{B} (T_{g\infty} - T_s) = 4\pi r_s^2 \frac{\lambda_g Nu}{2r_s} \frac{L}{c_{pg}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L} \right).$$

Саме в такому вигляді описують теплообмін краплі при випаровуванні в роботах [1, 7]. Аналогічний результат можна отримати, якщо зразу використати граничну умову (2.9) та вираз (2.10).

В роботі [8] використовували розкладення при $\xi \ll 1$ і в результаті отримували наближено тепловий потік від оточуючого газу до поверхні краплі у вигляді суми двох потоків. Стефанівська течія враховувалася у вигляді додаткового доданку до закону Ньютона-Ріхмана.

В результаті вираз (2.7) для температури поверхні краплі (якщо припустити, що вона не відрізняється від середньої температури краплі) визначається як:

$$\frac{4}{3} \pi r_s^2 c_L \rho_L \frac{dT_s}{dt} = 4\pi r_s^2 \alpha \frac{L}{c_{pg}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L} \right) - 4\pi r_s^2 L_f \beta \rho_g \cdot \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right), \quad (2.11a)$$

де $\alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d}$, $\beta = \frac{D_f Sh}{d}$ – коефіцієнти тепло та масообміну.

Вирази (2.6) та (2.10) дозволяють визначити кінетику зміни квадрату діаметру краплі при випаровування за дифузійною та тепловою моделлю:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L} \right). \quad (2.12)$$

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = 8D_f \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{Sh}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right). \quad (2.13a)$$

Для визначення швидкості випаровування краплі підійде будь-яка з отриманих формул. Вибір для розрахунку (2.12) чи (2.13a) обумовлений конкретною задачею. А саме, що легше визначити: температура поверхні краплі чи концентрацію насичених парів при даній температурі. Так, як поверхнева концентрація парів визначається температурою, зазвичай, при низьких температурах середовища визначають саме температуру поверхні краплі при її випаровуванні.

2.2. Стаціонарна температура випаровування краплі при різних температурах нагрітого повітря

Для визначення стаціонарної температури поверхні краплі при випаровуванні достатньо прирівняти праву частину (2.11) нулю. В результаті отримаємо рівняння для її визначення:

$$\ln\left(1 + \frac{c_{pg}(T_{g\infty} - T_s)}{L}\right) = Le \frac{Sh}{Nu} \ln\left(\frac{1}{1 - Y_{fs}}\right) \text{ або } T_{g\infty} = T_s + \frac{L}{c_{pg}} \left(\left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right)^{Le \frac{Sh}{Nu}} - 1 \right) \quad (2.14)$$

Даний вираз також показує рівність масових швидкостей випаровування рідини за тепловою та дифузійною моделлю. На рис. 2.1 представлена залежність $T_s(T_{g\infty})$. Тут залежність масової частки насичених парів рідини в повітрі від температури поверхні краплі $Y_{fs}(T_s)$ отримують, використавши залежність тиску насичених парів від температури (закон Клаузіуса-Клапейрона) та рівняння стану (закон Менделєєва-Клапейрона):

$$Y_{fs} = \frac{\mu_f}{\mu} \exp\left(\frac{L_m \mu_f}{RT_{boil}} - \frac{L_m \mu_f}{RT}\right), \quad \mu = \mu_g \left(1 + \left(\frac{\mu_f}{\mu_g} - 1 \right) \exp\left(\frac{L_m \mu_f}{RT_{boil}} - \frac{L_m \mu_f}{RT}\right) \right), \quad (2.15)$$

де μ_f , μ_g – молярна маса парів та повітря, кг/моль, μ – молярна маса суміші парів і повітря поблизу поверхні краплі.

Однак треба пам'ятати, що питома теплота пароутворення достатньо суттєво зменшується зі збільшенням температури. Тому необхідно правильно вибирати її значення при розрахунках. В довідниках [9, 10], зазвичай, надаються значення теплоти пароутворення при температурі кипіння рідини. Але так, як процеси випаровування краплі при $T_{g\infty} < T_{кин}$ протікають поблизу температури газу $T_{g\infty}$, то і теплоту випаровування L потрібно задавати при цій температурі.

Залежність теплоти пароутворення від температури можна з похибкою 1.78% визначити згідно формули Ватсона [11, 12]:

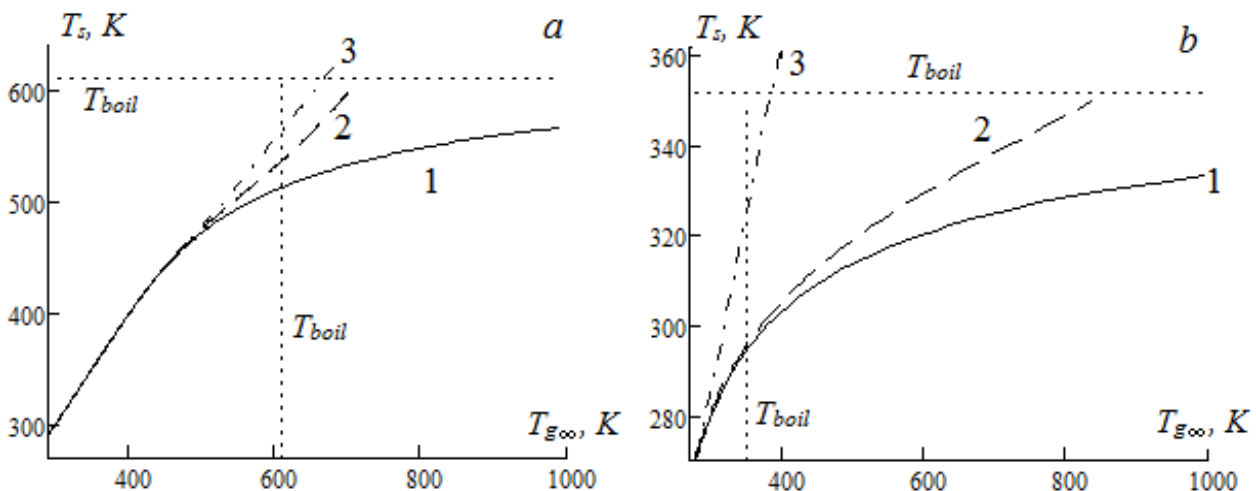


Рис. 2.1. Залежність стаціонарної температури краплі при випаровуванні від температури повітря. Криві 1 – розрахунок за (2.14), 2 – (2.16), 3 – (2.17).
а) RME, б) етанол.

$$L_{mT} = L_{m0} \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_0} \right)^{0.38},$$

де T_{cr} – критична температура рідини, К.

В температурному інтервалі від 0 °С до температури кипіння рідини цю залежність зазвичай можна з великою точністю апроксимувати лінійною залежністю:

$$L_{mT} = L_{m0} (1 - A(T - T_0)), \quad A = \frac{0.38}{T_{cr} - T_0}.$$

При низьких температурах навколишнього середовища $T_{g\infty} < T_{boil}$ температура краплі мало відрізняється від температури навколишнього середовища $T_{g\infty} - T_s < T_{g\infty}$, а, отже, величина $c_{pg}(T_{g\infty} - T_s) \ll L$ та $Y_{fs} \ll 1$. В цьому випадку вираз для масової швидкості випаровування (2.6) та (2.10) спрощуються і рівняння для зміни температури і діаметру краплі трансформуються в

$$\frac{1}{3} r_s c_L \rho_L \frac{dT_s}{dt} = \alpha (T_{g\infty} - T_s) - L_f \beta \rho_g \cdot Y_{fs}, \quad T_s(t=0) = T_0 \quad (2.11b)$$

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = 8D_f \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{Sh}{2} Y_{fs}, \quad d(t=0) = d_0. \quad (2.13b)$$

При цьому вираз для стаціонарної температури випаровування стає

$$\frac{c_{pg}(T_{g\infty} - T_s)}{L} = Le \frac{Sh}{Nu} Y_{fs}, \quad Y_{fs} = \frac{\mu_f}{\mu_g} \exp \left(\frac{L_m \mu_f}{RT_{boil}} - \frac{L_m \mu_f}{RT_s} \right). \quad (2.16)$$

Температура краплі в широкому діапазоні зміни температури оточуючого повітря змінюється доволі слабо. Тому для аналітичного наближеного розв'язку рівняння (2.16) представимо в його правій частині $T_s = T_{g\infty} (1 - x)$, де використано $x = (T_{g\infty} - T_s) / T_{g\infty} \ll 1$. Після розкладання експоненти і приведення доданків отримуємо наближений вираз для температур поверхні краплі при випаровуванні в повітрі низької температури:

$$T_s \approx T_{g\infty} - \frac{L_{T_g} Le^{1-m}}{c_{pg}} \frac{Y_{fg}}{1 + \frac{L_{T_g}^2 Le^{1-m} \mu_f^2}{RT_{g\infty}^2 c_{pg} \mu_g} Y_{fg}}, \quad (2.17)$$

де Y_{fg} – масова частка насиченого пару рідини при температурі навколишнього повітря.

При високих температур газového середовища для визначення температури випаровування (температури поверхні краплі) необхідно використовувати розв'язок загальної залежності (2.14).

На рис. 2.2 представлені часові залежності температури та діаметру краплі, що випаровується в нагрітому повітрі з врахуванням стефанівської течії (2.11) та без неї (2.13). Видно, що для правильного опису в нагрітому повітрі поведінки в часі вказаних величин необхідно враховувати стефанівську течію. Для рідин з високою температурою кипіння встановлення стаціонарної температури випаровування відбувається в другій половині процесу випаровування (рис.

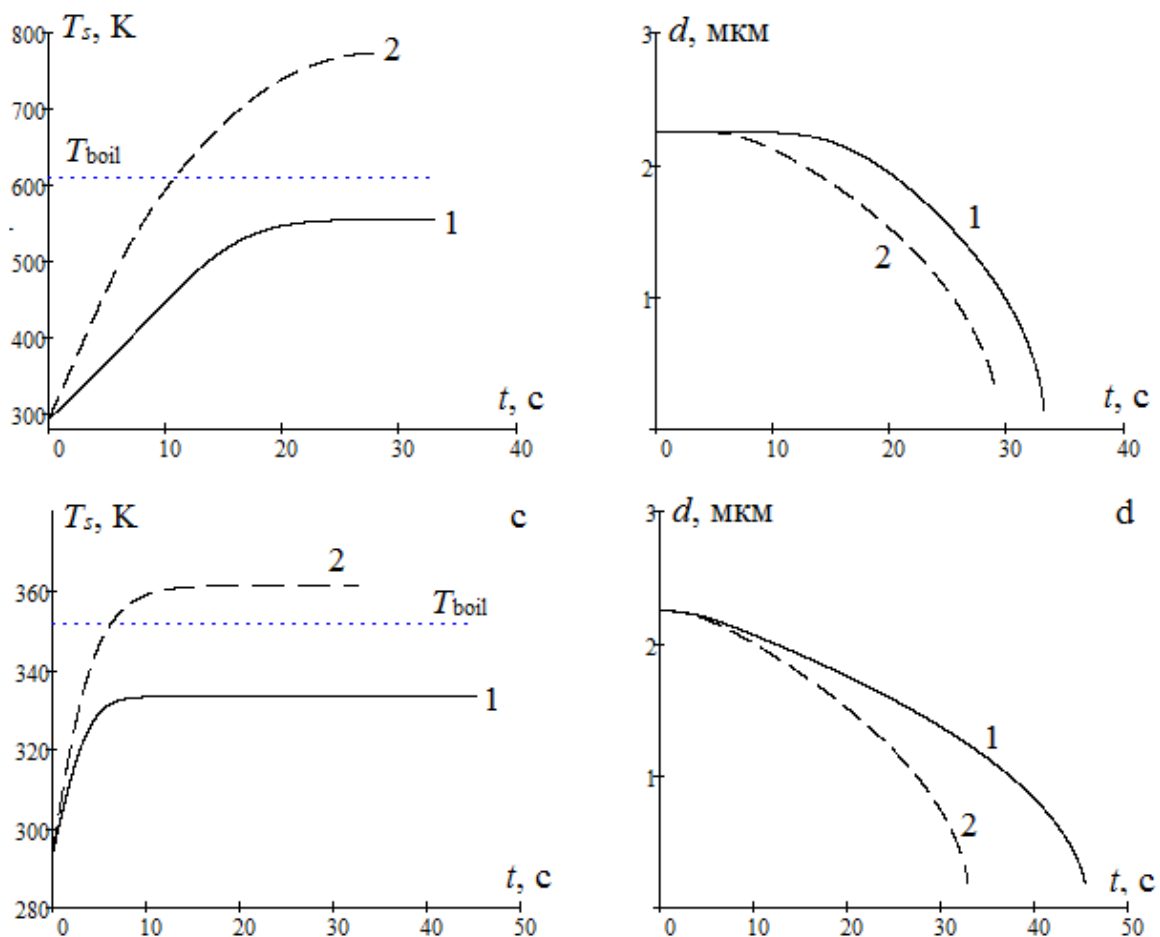


Рис. 2.2. Часові залежності температури і діаметру краплі ($d_0 = 2.25$ мм) при випаровуванні в повітрі з $T_{g\infty} = 900$ К. Криві 1 – розрахунок за (2.11), (2.13), 2 – (2.11b), (2.13b). а,б) RME, с,д) етанол.

2.2а,б). Для рідин з низькою температурою випаровування спостерігається квазістаціонарний режим випаровування за законом Срезневського (рис. 2.2 с,д).

Література до розділу:

1. Sazhin S. Droplets and Sprays. – London: Springer Verlag, 2014. – 345 p.
2. Снегирёв А.Ю., Сажин С.С., Талалов В.А. Модель и алгоритм расчета теплообмена и испарения капель диспергированной жидкости // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2011. №1. – С. 44-55.
3. Harada, T., Watanabe, H., Suzuki, Y., Kamata, H., Matsushita, Y., Aoki, H., & Miura, T, A numerical investigation of evaporation characteristics of a fuel droplet suspended from a thermocouple // International Journal of Heat and Mass Transfer, 54(1-3), 649–655 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.08.021>
4. Волков Р.С., Кузнецов Г.В., Накоряков В.Е., Стрижак П.А. Экспериментальная оценка скоростей испарения капель воды в высокотемпературных газах // Прикладная механика и техническая физика. 2017. Т. 58, N- 5. С. 151-157.
5. Vysokomornaya O. V., Kuznetsov G. V., Strizhak P. A. Evaporation of water droplets in a high-temperature gaseous medium // J. Engng Phys. Thermophys. 2016. V. 89, N 1. P. 141–151.

6. *Daniel Fredrich, Andrea Giusti* Numerical investigation of multi-component droplet evaporation and autoignition for aero-engine applications // *Combustion and Flame* 241 (2022) 112023.
7. *Frolov S. M., Frolov F. S., Basara B.* Simple model of transient drop vaporization // *Journal of Russian Laser Research*, Volume 27, Number 6, 2006
8. Высокотемпературный тепломассообмен и стефановское течение на поверхности предварительно нагретой металлической частицы в холодном воздухе / В. В. Калинин, А. С. Черненко // *Теплофизика высоких температур*. — 2009. — № 3. — С. 438-447.
9. *Кикоин И.К.* Таблицы физических величин. / Справочник. — М.: Атомиздат, 1976. — 1008 с.
10. *Рабинович В. А.* Краткий химический справочник / В. А. Рабинович, З. Я. Хавин. — Л.: Химия. Ленингр. отделение. — 1977. — 376 с.
11. Бретшнайдер С. Свойства газов и жидкостей. — Л.: Химия, 1966. — 536 с.
12. *К. М. Watson* Thermodynamics of the Liquid State. Generalized prediction of properties // *Ind. Eng. Chem.* 1943, 35, 4, 398–406 <https://doi.org/10.1021/ie50400a004>

Розділ 3. ВИПАРОВУВАННЯ КРАПЕЛЬ НИЖЧИХ СПИРТІВ

Копійка О.К.

3.1. Характеристики та еколого-економічні аспекти використання біопалив

Дані по теплофізичних властивостях нижчих спиртів, ефірів жирних кислот і традиційних моторних палив представлені в табл.3.1. Як помітно, є суттєві відмінності від вказаних властивостей досліджуваних палив. А саме: нижчі спирти мають більш високу (в 2-3 рази) теплоту пароутворення в порівнянні з бензином. Представлені біопалива мають більш низьку (на 10-30%) теплоту згоряння відносно мінеральних горючих.

Біоетанол або етиловий спирт (C_2H_5OH) – це речовина, яку одержують шляхом переробки рослинної сировини і застосовують як біопаливо. У промислових об'ємах етиловий спирт отримують із сировини, що містить целюлозу (деревина, солома), яку попередньо гідролізують. Суміш, що виникнула при цьому, піддають спиртовому бродінню. Біоетанол – другий член гомологічного ряду одноатомних спиртів, його структурна формула представлена на (рис 3.1)

Біопропанол або n-пропанол (C_3H_7OH) – це рідко обговорюване біопаливо. n-пропанол – це спирт, який менш токсичний і менш летючий, ніж метанол, тому має деякі цікаві властивості як паливо. При застосуванні зневодненого етанолу в умовах низьких температур навколишнього середовища для запобігання розшарування в суміші необхідно вводити стабілізатори, в якості яких використовують пропанол. n-пропанол третій представник гомологічного ряду одноатомних спиртів, його структурна формула представлена на (рис 3.1)

Біобутанол (C_4H_9OH) – бутиловий спирт. Незабарвлена рідина з характерним запахом. Широко використовується у промисловості. Енергоємність

Таблиця 3.1. Теплофізичні властивості палив

Паливо	Густина (кг/м ³)	T _{кип} , °C	Цетанове число	Октанове число	Нижча теплота згоряння (МДж/кг)	Теплота Пароутворення (кДж/кг)
Бутанол	810	117.4	19	94	36	590.4
Етанол	789	78.4	13	93	27	1048.4
Бензин	730-780	70-95	-	80-95	46	230-310
Пропанол	804	97.2		118		810

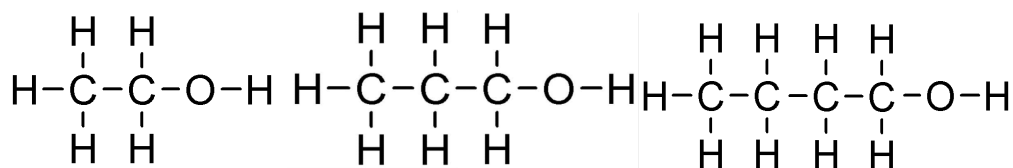


Рис. 3.1. Структурна формула етанолу, пропанолу, бутанолу

біобутанолу близька до енергоємності бензину. Він може використовуватися в паливних елементах, а також як сировина для виробництва водню. Сировиною для виробництва біобутанолу можуть бути цукрова тростина, буряк, кукурудза, пшениця, а в майбутньому і целюлоза. Біобутанол — четвертий представник гомологічного ряду одноатомних спиртів, його структурна формула представлена на (рис 3.1).

3.2.Результати моделювання випаровування краплин нижчих спиртів

Результатом чисельного розв'язання системи рівнянь є залежності поточного розміру, маси, складу і температури краплі, що випаровується в суміші від часу, які графічно представлені на рис. 3.1 – 3.6. Розрахунки динаміки випаровування проводилися для етанолу, пропанолу, бутанолу.

Динаміка зміни розміру краплі етанолу, пропанолу та бутанолу має лінійний характер, якщо не враховувати початкову ділянку в межах двох секунд, який характеризує розширення краплі внаслідок прогріву.

З графіка динаміки зміни температури краплі видно, що через деякий час температура краплі встановлюється сталою, що відповідає стаціонарному режиму випаровування.

Динаміка зміни розміру краплі пропанолу має лінійний характер, на початковій ділянці бачимо незначне збільшення відносного діаметру, яке відбувається наслідок прогріву краплі.

Як видно з аналізу отриманих в рамках представленої моделі даних, динаміка зміни розміру крапель однокомпонентних палив носить лінійний характер і описується законом Срезневського, якщо не враховувати початкову ділянку в межах двох секунд, що характеризує розширення краплі внаслідок прогріву.

З графіків динаміки зміни квадрату діаметру краплі можна визначити константу випаровування як для чистих рідин. Значення констант випаровування для різних рідин представлена у табл.3.2.

З приведених даних видно, що найбільша температурна залежність константи випаровування від температури характерна для бутанолу, а найслабкіша – для етанолу. Необхідно також зазначити, що при високих температурах середовища з дослідження палив найшвидше випаровується бутанол через те, що нього найменша теплота випаровування. Також зазначимо, що значення ефективної константи випаровування сумішей знаходяться у проміжку між значеннями k для етанолу і бутанолу, причому видно, що швидкість випаровування суміші збільшується із збільшенням долі бутанолу у ній.

Таблиця 2.2. Константи випаровування для різних рідин (в $\text{мм}^2/\text{с}$).

T_g, K	Етанол	Пропанол	Бутанол
440	0.06974	0.07311	0.07181
500	0.10236	0.11115	0.11509
600	0.16050	0.17820	0.19190
675	0.20623	0.23069	0.25228

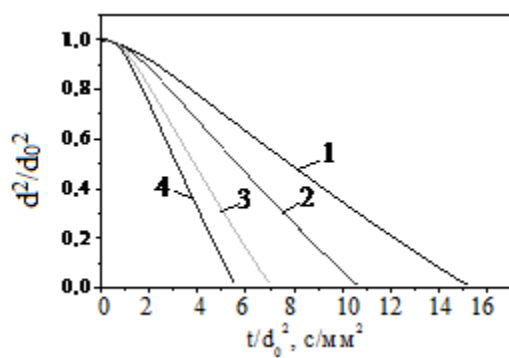


Рис. 3.1 Динаміка зміни квадрата діаметра краплі етанолу. Температура середовища $T_{g\infty}$: 1 – 440K, 2 – 500 K, 3 – 600K, 4 – 675K

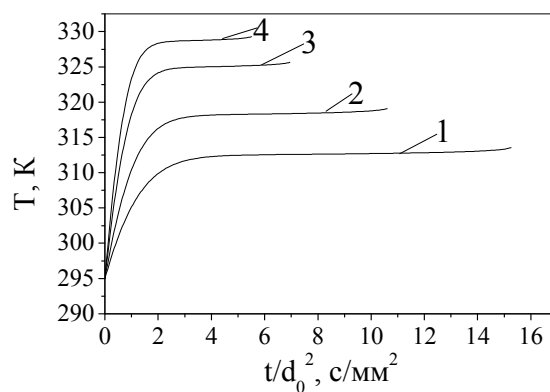


Рис. 3.2 Динаміка зміни температури краплі етанолу. Температура середовища $T_{g\infty}$: 1 – 440K, 2 – 500 K, 3 – 600K, 4 – 675K

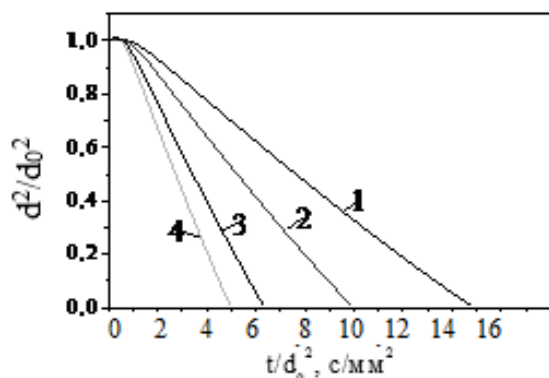


Рис. 3.3 Динаміка зміни квадрата діаметра краплі пропанолу. Температура середовища $T_{g\infty}$: 1 – 440 K, 2 – 500 K, 3 – 600 K, 4 – 675 K

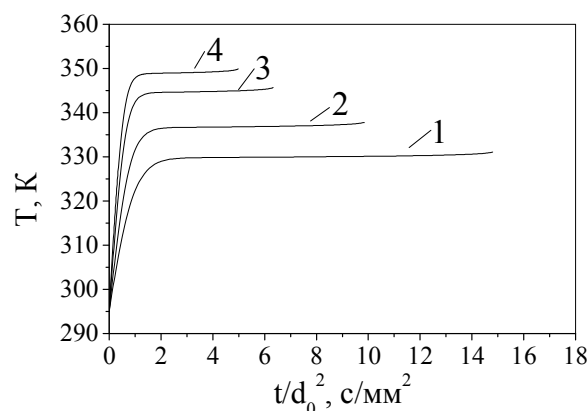


Рис. 3.4 Динаміка зміни температури краплі пропанолу. Температура середовища $T_{g\infty}$: 1 – 440 K, 2 – 500 K, 3 – 600 K, 4 – 675 K

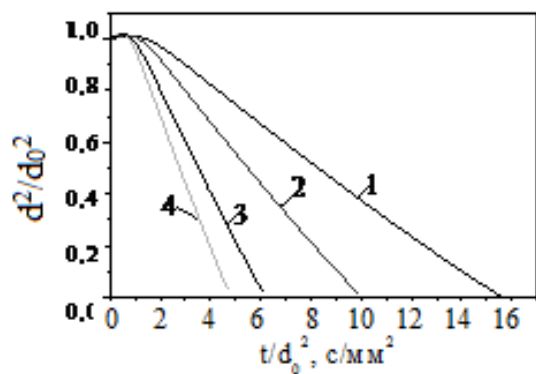


Рис. 3.5 Динаміка зміни квадрата діаметра краплі бутанолу. Температура середовища $T_{g\infty}$: 1 – 440 K, 2 – 500 K, 3 – 600 K, 4 – 675 K

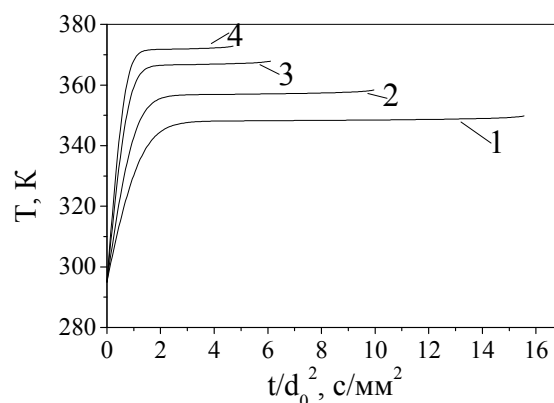


Рис. 3.6 Динаміка зміни температури краплі бутанолу. Температура середовища $T_{g\infty}$: 1 – 440 K, 2 – 500 K, 3 – 600 K, 4 – 675 K

3.3. Експериментальні дослідження процесів випаровування крапель рідких палив

Експериментальні дослідження процесу випаровування крапель нижчих спиртів при різних температурах середовища, проводилися на установці. Головна конструктивна частина печі – горизонтально циліндрична електрична піч (діаметр 5см, довжина 24 см), у верхній частині якої розташовувався отвір для введення підвісу з краплею досліджуваної суміші. Фотографія і схема установ-

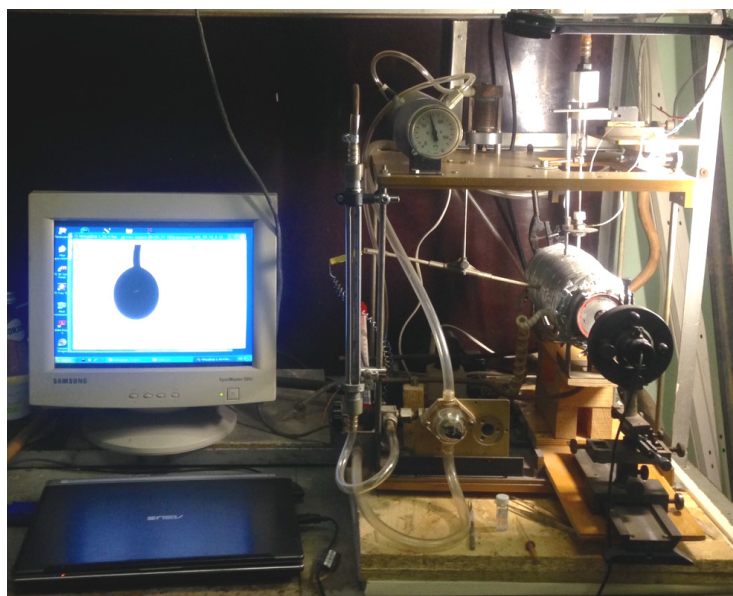


Рис. 3.7. Фото установки

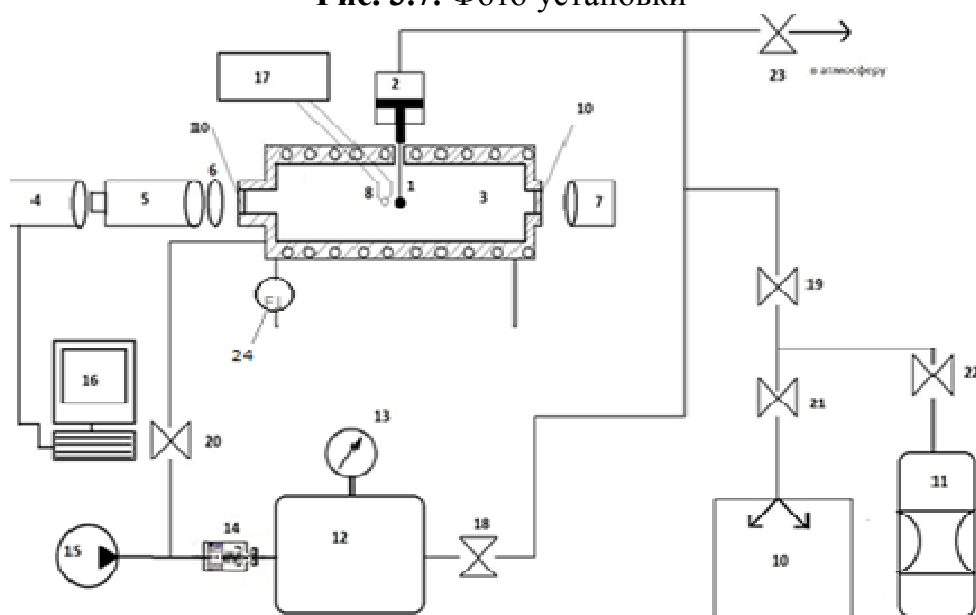


Рис. 3.8. Схема установки: 1 - підвіс; 2 - пневматичний подаючий пристрій з мікрговинтами; 3 - горизонтальна піч з електричним нагрівальним елементом; 4 - відеокамера HardityIC - 490; 5 - мікроскоп; 6 - поляризаційний фільтр; 7 - освітлювач; 8 - датчик виміру температури(хромель-алюмелева термопара); 9 - вакуумний насос; 10 - оглядові вікна; 11 - вакуумна посудина; 12 - демпферна посудина; 13 - манометр; 14 - реле тиску; 15 - компресор; 16 - комп'ютер; 17 - потенціометр; 18-23 - замочні крани, 24 – витратомір.

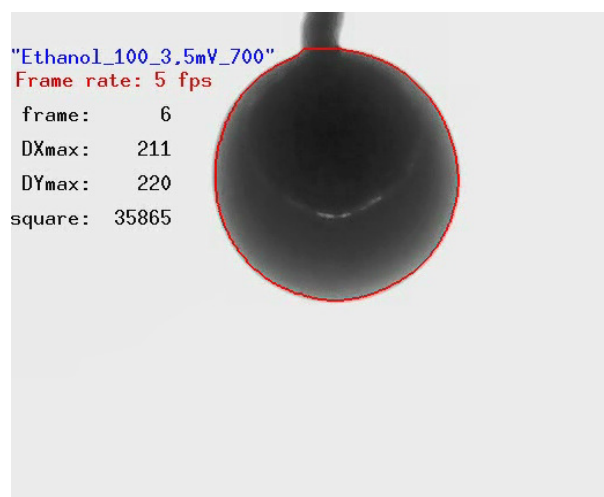


Рис. 3.9. Приклад роботи алгоритму по захопленню зображення і підрахунку сумарного кількості пік селів (площі вертикального перерізу краплі)

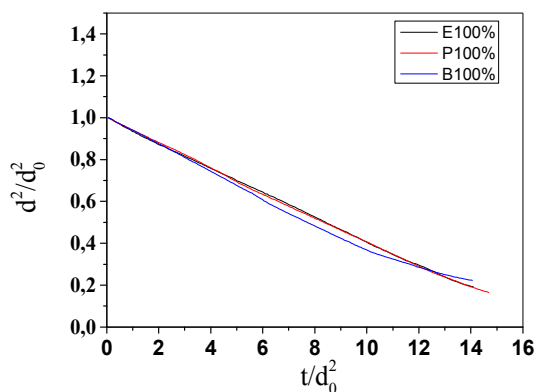


Рис. 3.10. Динаміка зміни квадрата діаметра краплі етанолу (E100%), пропанолу (P100%), бутанолу (B100%) при температурі середовища $T_g = 380$ К.

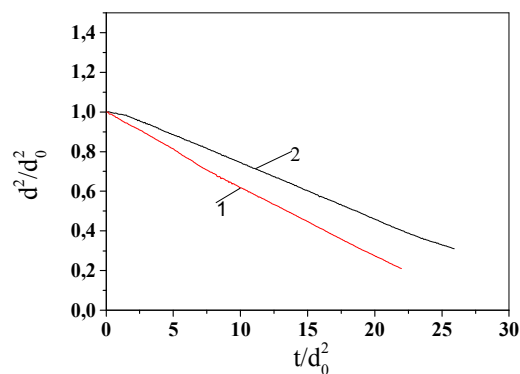


Рис.3.11.Динаміка зміни квадрата діаметра краплі для сумішей E60%+P40% та E60%+B40% при температурі середовища $T_g = 380$ К: 1 – E60%+P40%, 2 – E60%+B40%

ки представлені на рис. 3.7.-3.8 відповідно.

Експерименти проводилися в умовах слабкого струму повітря, швидкість якого дорівнює 6.6 мм/с. Крапля діаметром приблизно 2 мм за допомогою скляного підвісу поміщалася на П-подібний підвіс з діаметром спаю 250 мкм.

Інтервал часу для введення краплі в об'єм печі не перевищував 0.5 с. Температура середовища в печі визначалася за допомогою стандартної хромель-алюмелевої термопари, розміщеної поблизу краплі. В ході експерименту, за допомогою відеозйомки фіксувався розмір краплі досліджуваної суміші. Зйомка і підсвічування об'єкту проводилася через оглядові вікна з кварцевого скла у світлі, що проходить, із швидкістю 5 кадрів/с з дозволом 640×480 пікселів. Алгоритм обробки зображень припускав покадровий підрахунок сумарної кількості пікселів для вертикального перерізу краплі, що давало можливість, використовуючи умову нормування для пікселя, визначати поточне значення площі перерізу краплі і її ефективний діаметр. При цьому передбачалося, що крапля має сферичну форму.

Таблиця 3.3. Константи випаровування палив

Речовини	Експериментальна константа випаровування, мм ² /с			Теоретична константа випаровування, мм ² /с		
	340К	360К	380К	340К	360К	380К
Етанол	0.034	0.048	0.061	0.022	0.031	0.040
Пропанол	0.019	0.036	0.049	0.017	0.028	0.038
Бутанол	0.013	0.033	0.049	0.020	0.022	0.034
Е Р 60 40	0.020	0.023	0.033	0.017	0.029	0.039
Е В 60 40	0.015	0.020	0.028	0.012	0.025	0.035
Е Р В 60 40 20	0.017	0.023	0.031	0.015	0.027	0.037
Е В Р 60 40 20	0.016	0.023	0.033	0.015	0.025	0.036

Похибка, яка виникала при розрахунках швидкості випаровування для врахування не сферичності крапель не перевищує 4%.

У ході експерименту було досліджено динаміку зміни квадрата каплі при різних температурах середовища для подальших розчині: Етанолу, пропанолу, бутанолу та сумішей Е60%+Р40%, Е60%+Р40%. Результати експериментальних

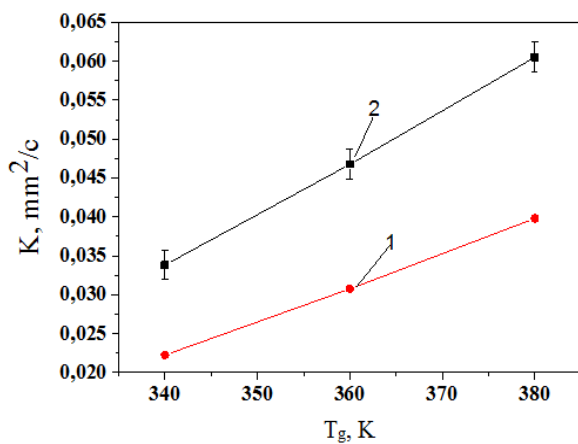


Рис.3.12. Залежності константи випаровування каплі етанолу від температури: 1 – теоретичні розрахунки, 2 – експериментальні дані

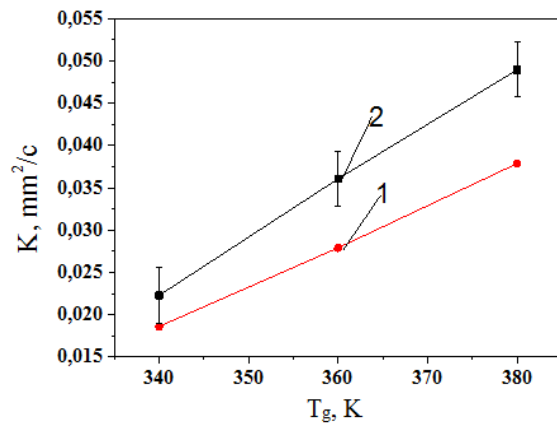


Рис.3.13. Залежності константи випаровування каплі пропанолу від температури: 1 – теоретичні розрахунки, 2 – експериментальні дані

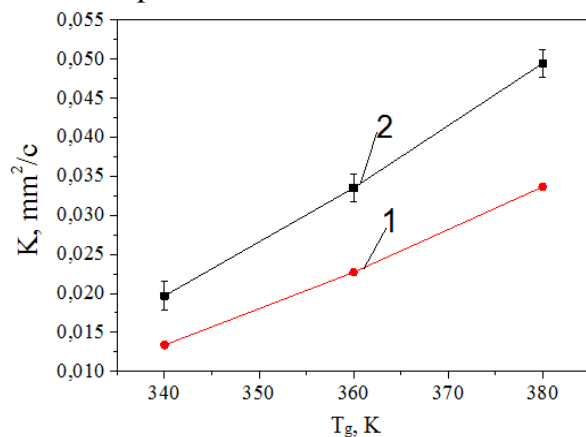


Рис. 3.14. Залежності константи випаровування каплі бутанолу від температури: 1 – теоретичні розрахунки, 2 – експериментальні дані

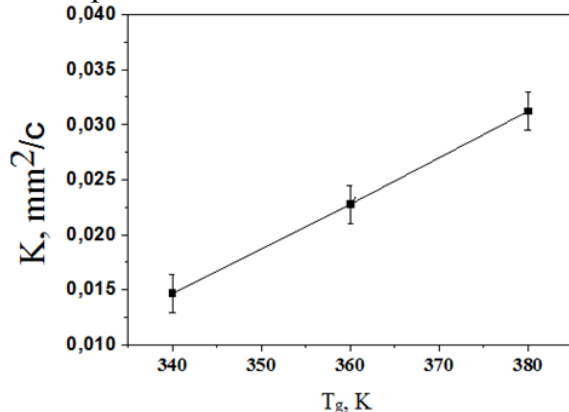


Рис. 3.15. Залежності константи випаровування від температури для суміші Е-60%,Р-40%,В-20%: Експериментальні дані

досліджень для процесу випаровування крапель нижчих спиртів та їх сумішей зручно розглядати у вигляді залежності квадрату діаметра краплі від часу:

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = f\left(\frac{t}{d_0^2}\right).$$

Результати експериментальних даних представлені на рис. 3.12-3.15. З графіків залежності квадрата діаметра каплі від часу були визначені константи випаровування, як модуль тангенса кута нахилу графіків. Середні значення цієї величини розраховані в ході проведення експерименту та представлені в табл. 3.3. Видно, що для чистих речовин експериментальні константи випаровування більші за теоретичні. Це можна пояснити впливом підвісу.

Результати досліджень надруковано в публікаціях [1-5].

Отримані результати дозволили сформулювати наступні **висновки**:

Аналіз результатів досліджень динаміки зміни розміру краплі, як для чистих спиртів, так і для їх сумішей дозволили оцінити величину константи випаровування крапель. З'ясовано, що величина ефективної константи випаровування двох-, трьохкомпонентної суміші не залежить за адитивним законом від її паливного складу, і є більш наближеною до константи випаровування тієї складової, що випаровується повільніше;

Встановлено, що в інтервалі температури (340-380K), величина константи випаровування краплі досліджуваних палив зростає зі збільшенням температури зовнішнього середовища за лінійним законом.

Література до розділу:

1. Олифиренко Ю.А., Копейка А.К., Калинин В.В., Дараков Д.С., Головкин В.В. Моделирование испарения капель многокомпонентных жидких топлив // Физика аэродисперсных систем. – 2016. – № 53. – С. 102-110.
2. Калинин В.В., Фудулей Т.А., Копейка А.К., Олифиренко Ю.А., Дараков Д.С. Распространение пламени по струе капель жидких топлив // Двигатели внутреннего сгорания. – 2018. – №1. – С. 26-30.
3. Kopyka O.K., Olifirenko Yu.O., Kalinchak V. V., Darakov D.S., Fudulei T.O., Raslavičius L. Evaporation of binary ethanol-butanol mixture droplets // Двигатели внутреннего сгорания. – 2018. – № 2. – С. 25 – 30.
4. Копейка А.К., Олифиренко Ю.А., Дараков Д.С., Калинин В.В., Головкин В.В., Раславичус Л. Моделирование процесса испарения капель двухкомпонентных смесей низших спиртов // XXVII Международная научная конференция «Дисперсные системы», 19-23 сентября 2016 г., Одесса, Украина. С.118-119.
5. Калинин В.В., Фудулей Т.А., Копейка А.К., Олифиренко Ю.А., Дараков Д.С. Влияние влажности на кинетику и устойчивость горения капель жидких топлив в воздушном потоке // Материалы XXVIII Международной научной конференции «Дисперсные системы». – 16 - 20 сентября 2019 года, Одесса. – С. 47-48.

Розділ 4. ВИПАРОВУВАННЯ КРАПЕЛЬ БІНАРНИХ СУМІШЕЙ НИЖЧИХ ОДНОАТОМНИХ СПИРТІВ В ХОЛОДНОМУ ПОВІТРІ

Копійка О.К., Калінчак В.В., Черненко О.С.

При випаровуванні крапель бінарного розчину відоме поняття «вибіркового випаровування» [1], при якому більш летючий компонент випаровується швидше, оскільки його тиск насиченої пари біля поверхні краплівищий. В якості бінарних розчинів, як об'єктів таких досліджень, часто використовуються розчини води та спиртів (етанолу, метанолу, бутанолу) [2-5], різних спиртів (ізопропанолу та бутанолу) [6]. Дослідження випаровування крапель різних рідин та їх сумішей при кімнатній температурі дозволяє дуже ретельно дослідити внесок різних чинників (конвекції, складу суміші, домішок, підкладки чи підвісу, лазерного випромінювання, тощо)[7-10]. Швидкості випаровування в таких умовах невисокі і немає необхідності в ускладненні лабораторного обладнання для термостатування.

В роботі [11] проводиться огляд моделей нагрівання та випаровування моно- та багатокомпонентних крапель. Вони базуються на аналітичному розв'язку рівняння дифузії ззовні та всередині краплі рідини. При чисельному розв'язку задачі випаровуванні краплі припускається, що на кожному кроці радіус крапель сталий, але змінюється на кожному часовому кроці в результаті випаровування. Модель була узагальнена на випадок, коли радіус крапельки є лінійною функцією часу. У найбільш загальному випадку процес випаровування крапель включає дві основні фази: 1) відрив молекул від поверхні краплі в газ у безпосередній близькості від крапель (власне випаровування) та 2) дифузія пари з поверхні краплі в навколишній газ. В більшості випадків увага приділяється лише другому процесу, ігноруючи деталі першого. Крім того припущення, що пара в околицях поверхні крапель завжди насичена, дає можливість приймати рівність швидкості випаровування та швидкості дифузії пари від поверхні крапель до навколишнього газу. Більшість розрахунків та експериментів проведені на краплях діаметром до 150 мкм, які вільно падали. Досліджувалися суміші ацетону та етанолу в повітрі кімнатної температури.

Представлена також і квазидискретна модель, що придатна для моделювання нагрівання та випаровування крапель, які складаються з великої кількості компонентів. Вона описана та застосована до аналізу крапель дизельного та бензинового палива.

Традиційно в якості добавок до мінеральних рідких палив використовується етанол (C_2H_5OH) [12]. Інші гомологи ряду низьких спиртів, наприклад, 1-бутанол (C_4H_9OH), теж знаходять все більш широке застосування [13]. 1-бутанол має більш високу теплоту згорання і кращу стабільність змішувача з моторними паливами, але більш високу собівартість в порівнянні з етанолом. Ситуація змінилася з появою економічних та екологічно ефективних методів мікробіологічного синтезу бутанолу та його ізомерів з поновлюваних відвідрослинної сировини за допомогою бактерій *Ralstonia eutropha* та *Clostridium acetobutylicum* [14].

В роботі [15] представлені результати випаровування в повітряному струмені в діапазоні температур 20 – 100°C крапель водних сумішей етанолу, метанолу і ацетону в усьому діапазоні зміни концентрацій. Показало лінійне зниження їх розміру і нерівномірність температури по поверхні (з допомогою тепловізора) для різних умов дослідження. Початковий розмір крапель, що підвищувалися на термопарі, складав 2-3 мм.

За допомогою методу інфрачервоної термографії [16] експериментально підтверджено наявність трьох стадій зміни температури поверхні при випаровуванні крапель водно-спиртових розчинів різної концентрації, підвішених на нитці: початкове різке падіння температури, стадія постійної температури і плавне її підвищення до температури навколишнього повітря. В результаті експериментів встановлено, що концентрація розчину впливала на процес випаровування крапель. Чим вище була концентрація етанолу, тим характер зміни температури поверхні і геометричних параметрів краплі був більше подібний до зміни аналогічних параметрів краплі спирту.

В роботі [17] запропонована формула для розрахунку температури поверхні випаровування в повітрі температури 20-100 °C бінарних сумішей рідин як досконалого розчину (етанол/метанол) так і азеотропних розчинів (вода/ацетон, бензол/ацетон, етанол/ацетон) з використанням подібності процесів тепло- і масообміну.

Цікаві експериментальні дослідження [18] швидкості ізотермічного випаровування підвішених крапель представників гомологічного ряду спиртів (пропанол ÷ октанол) в інтервалі тисків 750 – 30 мм. рт. ст. в атмосфері азоту при значенні температури газового середовища 20°C. Показано, що при тисках більших за 100 мм.рт.ст. випаровування всіх досліджених речовин відбувається в дифузійному режимі. На початковому етапі випаровування бінарного розчину пропанол-октанол різних початкових концентрацій, його можна вважати ідеальним.

Результати [19] чисельного моделювання процесу випаровування одиночних крапель нижчих спиртів – етанолу, 1-бутанолу та їх бінарних сумішей з початковим розміром крапель 2 мм в нагрітому повітряному середовищі (440÷675K) при атмосферному тиску якісно відрізняються від результатів інших авторів, наприклад [11]. Так, в [19] при випаровуванні краплі отримано, що бінарна суміш випаровується поетапно: спочатку етанол, а потім бутанол.

В даному розділі досліджується процес випаровування одиночних крапель бінарних сумішей нижчих одноатомних спиртів – етанолу і 1-бутанолу в повітрі кімнатної температури при атмосферному тиску з використанням дискретно-компонентного підходу.

При дослідженні випаровування крапель, зазвичай, не враховують температурні залежності фізичних властивостей рідин (насамперед, теплоти пароутворення). Можливий вплив підвісу, в тому числі і термопар, намагаються зменшити за рахунок зменшення їх діаметру. В даній роботі увага приділяється і на врахуванні цих особливостей.

4.1. Тепломасообмін і дифузійне випарування крапель бінарних розчинів

Розглянемо сферичну краплю бінарного розчину радіусом r_s , який значно більше довжини вільного пробігу молекул в газовій фазі, що оточує краплю, при атмосферних тисках. Це наближення дозволяє вважати газ, який оточує краплю, суцільним середовищем. Процес випаровування краплі спочатку йде через утворення в газовій фазі насиченого шару, який знаходиться в термодинамічній рівновазі з поверхнею краплі (кінетична стадія), а потім масообміном (дифузією) за рахунок градієнтів концентрацій. Зменшення з часом маси (радіуса краплі r_s) лімітується дифузією компонентів краплі з її при поверхневого шару. Повний тиск, який складається з парціального тиску повітря $p'_{air,S}$ та компонентів краплі $p'_{1,S} + p'_{2,S}$ (в насиченому шарі) дуже швидко (зі швидкістю звукової хвилі) встановлюється рівним атмосферному тиску. В насиченому шарі бінарного розчину парціальний тиск парів компонент p'_{is} залежать від температури поверхні краплі T_s (закон Клаузіуса-Клапейрона) та мольної долі компонента в краплі X_i . Крім компонентів бінарної суміші в насиченому шарі поблизу поверхні краплі присутнє повітря (кисень та азот), яке для зручності приймається, як загальний третій компонент.

Поблизу поверхні краплі і в повітрі виконується закони Дальтона. Тому граничні умови для парціальних тисків задовольняють умовам:

$$p'_{1,S} + p'_{2,S} + p'_{air,S} = P_0, \quad p'_{air} = p'_N + p'_O, \quad \rho_i = \frac{\mu_i p'_i}{RT},$$

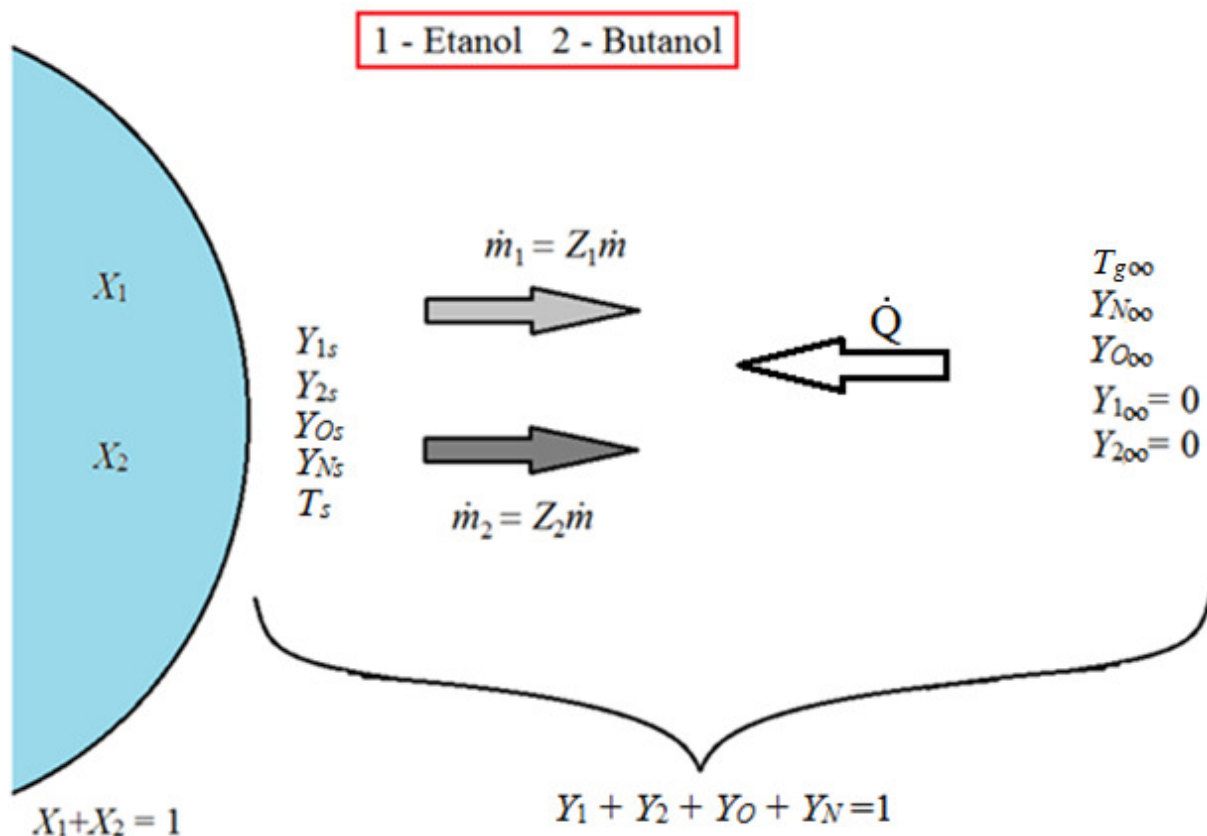


Рис. 4.1 Схема тепло масообміну системи «крапля розчину – повітря». X – масова частка в краплі, Y – масова частка в повітрі, Z – частка в загальному масовому потоці випаровування

$$p'_N / p'_O = 0.79 / 0.21, \quad p'_{1,\infty} = 0, \quad p'_{2,\infty} = 0, \quad p'_{air,\infty} = P_0,$$

Для молярних часток компонентів $Y_{vi} = p'_i / P_0$, а також для масових часток компонентів в газовій фазі $Y_i = \frac{\rho_i}{\rho_1 + \rho_2 + \rho_{air}} = \frac{\mu_i p'_i}{\mu_1 p'_1 + \mu_2 p'_2 + \mu_{air} (P_0 - p'_1 - p'_2)}$, справедливо

$$Y_{v1} + Y_{v2} + Y_{vair} = 1 \quad \text{і} \quad Y_1 + Y_2 + Y_{air} = 1.$$

Тут індекси: 1 – етанол, 2 – бутанол, a – повітря (air), $\mu_{air} = 0.79\mu_N + 0.21\mu_O$ – молярна маса газової суміші, μ_i – молярна маса i -го компоненту, $\mu_N = 28$ кг/моль, $\mu_O = 32$ кг/моль, $P_0 = 10^5$ Па – атмосферний тиск, p'_i – парціальний тиск i -го компоненту.

Масова X_i і молярна X_{vi} частка компонента в краплі бінарного розчину

$$X_i = \frac{m_i}{m_1 + m_2}, \quad X_1 + X_2 = 1, \quad X_{vi} = \frac{X_i / \mu_i}{X_1 / \mu_1 + X_2 / \mu_2}.$$

Згідно закону Рауля у насиченому шарі бінарного розчину парціальний тиск парів компонент p'_{is} збільшується пропорційно мольній частці в краплі:

$$p'_{is} = X_{vi} p_{is} = \frac{X_i / \mu_i}{X_1 / \mu_1 + X_2 / \mu_2} p_{is}.$$

Масова частка насичених парів i -тій складової розчину біля поверхні краплі Y_{is} пропорційна мольній частці X_{vi} компонента в розчині (закон Рауля), парціальному тиску насичених парів чистого компонента p_{is} і відношенню молярних мас компонента μ_i і газової суміші при поверхні краплі $\bar{\mu}_{gs}$:

$$Y_{is} = X_{vi} \frac{\mu_i p_{is}}{\bar{\mu}_{gs} P_0}. \quad (4.1)$$

Молярна маса компонента газової суміші при поверхні краплі $\bar{\mu}_{gs}$ визначається через концентрації насичених парів компонент:

$$\bar{\mu}_{gs} = \left(\mu_1 X_{v1} \frac{p_{1s}}{P_0} + \mu_2 X_{v2} \frac{p_{2s}}{P_0} + \mu_{air} \left(1 - X_{v1} \frac{p_{1s}}{P_0} - X_{v2} \frac{p_{2s}}{P_0} \right) \right). \quad (4.2)$$

Для випадку випаровування при низьких температурах повітря, менших за температуру кипіння $X_{vi} \ll 1$, тому $\bar{\mu}_{gs} \approx \mu_{air}$ і

$$Y_{is} = X_{vi} \frac{\mu_i p_{is}}{\mu_{air} P_0}. \quad (4.3)$$

Температурна залежність тиску насиченої пари p_{is} визначається законом Клаузіуса-Клапейрона в диференціальній формі:

$$\frac{d \ln p_{i,s}}{dT} = \frac{\mu_i L_i(T)}{RT^2}.$$

Залежність теплоти пароутворення від температури $L_i(T)$ можна з похибкою до 2% визначити згідно формули Ватсона [20, 21], яку в температурному

інтервалі від 0 °С до температури кипіння рідини можна лінійно апроксимувати [22]:

$$L_T = L_{T_0} \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_0} \right)^{0.38} \approx L_{T_0} - A(T - T_0), \quad A = \frac{0.38 L_{T_0}}{T_{cr} - T_0} \quad (4.4)$$

де T_{cr} – критична температура рідини, K , T_0 – деяка характерна температура.

Для етанолу $L_{273} = 951$ кДж/кг, $T_{cr} = 514$ К. Для бутанол-1 $L_{273} = 736$ кДж/кг, $T_{cr} = 563$ К. При $T_0 = 293$ К маємо для етанолу $A = 1600$ Дж/(кг·К), для бутанолу $A = 1010$ Дж/(кг·К).

Залежність тиску насиченого пару від температури можна визначити з закону Клаузіуса-Клапейрона в диференціальній формі, використовуючи (4.4), як це було зроблено в [22]. Однак при випаровуванні краплі в холодному повітрі діапазон температур невеликий і з високою точністю можна вважати питому теплоту пароутворення сталою, наприклад розраховану при температурі газової суміші по (4.4). Тоді залежність тиску насиченого пару від температури приймає класичного вигляду:

$$p_{is} = P_0 \exp \left[\frac{L_{T_0} \mu_i}{R} \left(\frac{1}{T_{bi}} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (4.5)$$

де T_{bi} – температура кипіння i -го компонента, T_s – температура поверхні краплі.

Перенос тепла теплоти (до поверхні краплі) і мас компонентів краплі (від поверхні краплі) в газовій фазі відбувається за рахунок зовнішньої конвекції та перетворення конденсованої фази в газовий потік відносно поверхні краплі (стефанівська течія). Швидкість стефанівської течії в припущенні рівності коефіцієнтів дифузії компонентів в газовій суміші може бути виражена через швидкість випаровування краплі:

$$4\pi r^2 \rho_g u = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}, \quad \dot{m} = -\frac{dm}{dt} = -\frac{d(\pi r d^3 / 6)}{dt}.$$

Масові і теплові потоки в газовій фазі через будь-яку сферичну поверхню радіуса $r > r_s$ з врахуванням стефанівської течії представимо у вигляді:

$$\dot{m}_i = -4\pi r^2 D_{gi} \rho_g \frac{dY_i}{dr} + 4\pi r^2 u \rho_g Y_i, \quad (4.6)$$

$$\dot{Q} = 4\pi r^2 \lambda_g \frac{dT}{dr} - 4\pi r^2 u \rho_g c_{pg} T = \sum_i \dot{m}_i L_i - 4\pi r_s^2 u_s \rho_{gs} c_{pg} T_s. \quad (4.7)$$

Тут і далі індекс i вказує на величини, що відносяться до i -тої компоненти паливної суміші; $\dot{m}_i = -\frac{dm_i}{dt}$ – масовий потік компоненти, тобто швидкість її випаровування, D_{gi} – коефіцієнт дифузії парів у навколишньому середовищі, ρ_g – густина газової суміші.

Передбачається, що масовий потік i -ої компоненти від поверхні краплі пов'язаний з загальною швидкістю випаровування краплі:

$$\dot{m}_i = Z_i \dot{m}.$$

де Z_i – частка масового потоку i -го компонента в загальному масовому потоці.

Тоді рівняння (4.6) перепишеться в вигляді:

$$\dot{m}Z_i = -4\pi r^2 D_{gi} \rho_g \frac{dY_i}{dr} + \dot{m}Y_i \quad (4.8)$$

з наступними граничними умовами: $r = r_s$, $Y_i = Y_{is}$, $r \rightarrow \infty$, $Y_{ig} = 0$.

Після інтегрування (4.8) отримаємо, що масова швидкість випаровування краплі діаметром $d = 2r_s$ дорівнює:

$$\dot{m} = 2\pi d \frac{Sh}{2} D_{gi} \rho_g \ln(1 + B_i) B_i = \frac{Y_{is}}{Z_i - Y_{is}} \quad (4.9)$$

При невисоких температурах повітря ($T_{g\infty} < T_{bi}$), зазвичай, величина $B_i \ll 1$, тому $\ln(1 + B_i) \approx B_i$. В результаті масова швидкість i -тої компоненти суміші є:

$$\dot{m}_i = 2\pi d \frac{Sh}{2} D_{gi} \rho_g \frac{X_i}{Z_i - Y_{is}} Y_{is}, \quad (4.10)$$

де B_i – число Сполдінга для масообміну.

Розмір краплі зменшується згідно рівняння:

$$-\frac{\partial d}{\partial t} = \frac{4}{d} \frac{Sh}{2} \frac{D_{gi} \rho_g}{\rho_L} \frac{Y_{is}}{Z_i - Y_{is}}, \quad d(t=0) = d_0. \quad (4.11)$$

Згідно (4.9) значення масової швидкості випаровування краплі не повинна залежати від вибору визначальною її i -тій компоненти. У припущенні рівності коефіцієнтів дифузії компонентів у газовій фазі це означає сталість числа Сполдінга $B_1 = B_2$. Це рівність дозволяє отримати, що масові потоки компонент від краплі співвідносяться як їх масові концентрації насичених парів: $Z_1/Z_2 = Y_{1s}/Y_{2s}$. З урахуванням $Z_1 + Z_2 = 1$ маємо

$$Z_i = \frac{Y_{is}}{Y_{1s} + Y_{2s}}. \quad (4.12)$$

Причому варто пам'ятати, що $Y_{1s} + Y_{2s} + Y_{as} = 1$.

Зміна температури сферичної краплі бінарного розчину в процесі її випаровування в газовому середовищі відбувається відповідно до рівняння:

$$\rho_L c_L \pi \frac{d^3}{6} \frac{dT_s}{dt} = \pi d^2 \alpha (T_{g\infty} - T_s) - \sum_i L_i \dot{m}_i, T_s(t=0) = T_{s0} \quad (4.13)$$

Коефіцієнт тепловіддачі в (4.13) приймався $\alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d}$, де λ_g – коефіцієнт теплопровідності навколишнього газу, а Nu – критерій Нуссельта.

Всередині приведеної плівки для коефіцієнтів дифузії компонентів, густини і коефіцієнта теплопровідності газової суміші застосовувалися такі температурні залежності (T_g – температура навколишнього середовища):

$$D_{gi} = D_{gi0} \left(\frac{T_s + T_g}{2T_0} \right)^{n_i}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_s + T_g}{2T_0} \right)^{n_0}, \quad \rho_g = \rho_{g0} \frac{2T_0}{T_s + T_g}.$$

Густина та питома теплоємність краплі визначаються як

$$\rho_L = \left(\frac{X_1}{\rho_1} + \frac{X_2}{\rho_2} \right)^{-1}, \quad c_L = X_1 c_1 + X_2 c_2.$$

Система рівнянь (4.11), (4.13) розв'язувалася чисельно з використанням методу кінцевих різниць. Інші параметри для розрахунку [23]: $D_{g10} = 10 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $D_{g20} = 7.1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_{g0} = 1.29 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_{g0} = 0.0224 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, $T_{b1} = 351 \text{ К}$, $T_{b2} = 391 \text{ К}$, $\rho_1 = 804 \text{ кг/м}^3$, $\rho_2 = 825 \text{ кг/м}^3$, $c_1 = 2270 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $c_2 = 2200 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$.

В асимптоті, коли концентрація однієї з компонент суміші брала рівню нулю, модель дозволяє отримати картину випаровування однокомпонентного палива.

4.2. Аналіз чисельних результатів та експериментальне дослідження випаровування крапельна термopарі

Результати розв'язку системи (4.11)-(4.13) для моделювання кінетики випаровування крапель діаметром 1.5 мм бінарної суміші етанолу і бутанолу представлені на рис.4.2. Хід випаровування крапель бінарної суміші спиртів якісно відрізняється від крапель монопалива, і містить ряд додаткових особливостей немонотонного характеру. Так температура краплі монопалива (рис.4.4a,c) протягом всього часу випаровування залишається сталою, та все ж меншою за температуру навколишнього повітря. При цьому швидкість зміни квадрату діаметру краплі відповідає класичному закону Срезневського.

В певний момент після початку випаровування (30-40 с) температура краплі бінарного розчину (рис.4.2a) досягає мінімального значення, яке залежить від складу краплі. Протягом наступних 6 хвилин температура краплі монотонно зростає доки не досягне температур випаровування бутанолу. На залежності діаметру краплі від часу з'являється точка перегину, що характеризує зміну швидкості випаровування.

Падіння температури краплі до мінімального значення пов'язане з випаровуванням етанолу: чим більша частка етанолу в суміші, тим більша різниця між мінімальною температурою випаровування та температурою повітря (рис.4.2a).

Точка перегину на залежності $T(t)$ (максимум на рис. 4.2c) характеризує зміну швидкості випаровування (рис. 4.2b). Після точки перегину швидкість випаровування практично не змінюється (рис.4.2d) і відповідає швидкості випаровування бутанолу. До точки перегину швидкість випаровування не залишається сталою.

Цікаво, що при масовій концентрації етанолу в розчині $X_1 = 25 - 50 \%$ на початковому етапі переважно випаровується саме він ($Z_1 > 80 \%$). Тому доволі швидко частка етанолу в краплі зменшується до нуля. В точці перегину на залежності $T(t)$ концентрація насиченого пару бутанолу Y_{2s} на поверхні краплі починає переважати відповідну концентрацію для етанолу Y_{2s} (рис. 4.2f).

Крапля підвішувалася на хромель-алюмелевій термopарі з діаметром термоелектродів в 200 мкм. За допомогою спеціального механізму через отвір в верхній частині печі крапля вводилася всередину горизонтально розташованої печі, в якій підтримувалася стала температура. Через прозору бокову стінку піч освітлювалася білим світлом для утворення контрастного зображення краплі

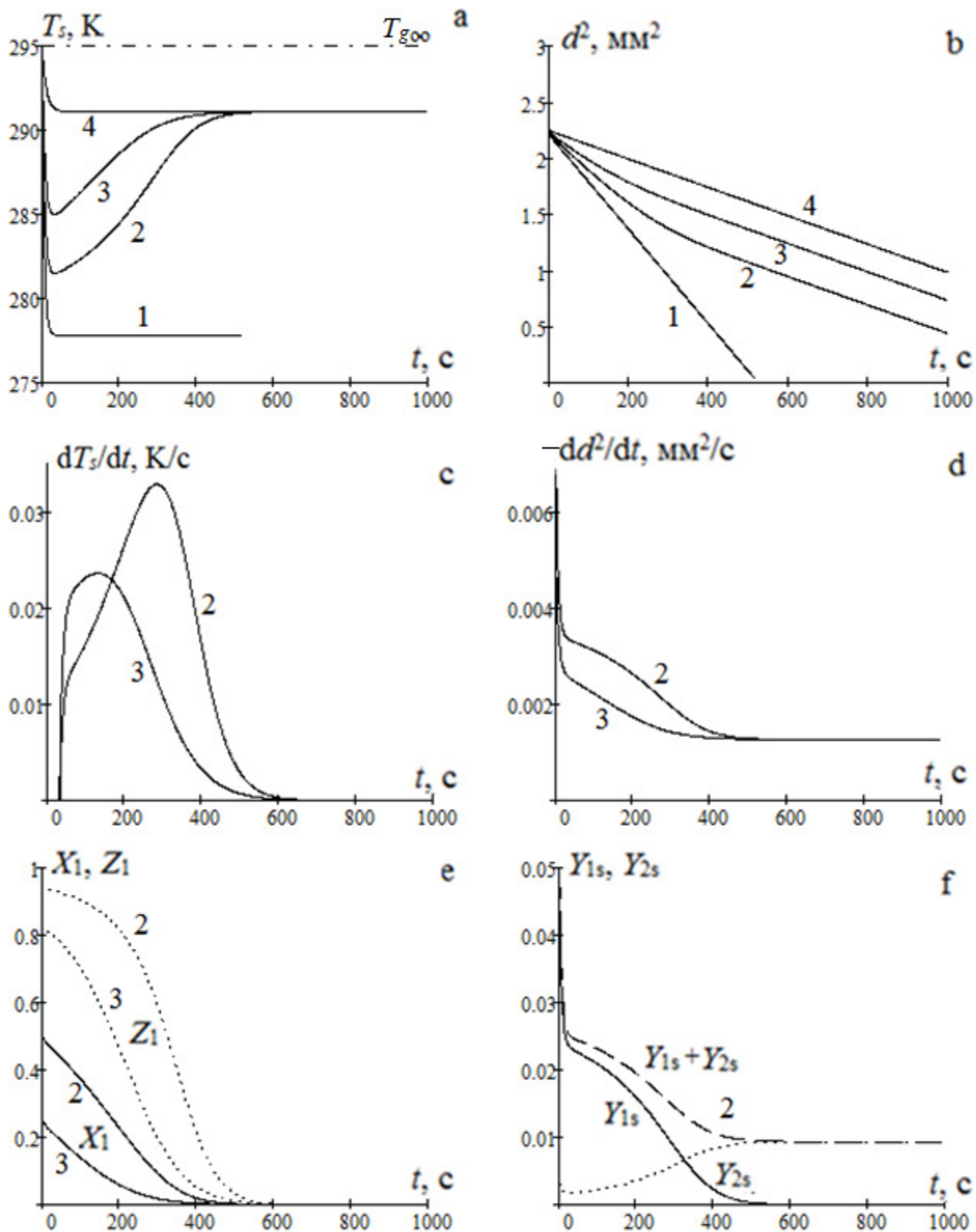


Рис. 4.2. Кінетика випаровування крапель бінарного розчину етанолу та бутанолу (крива 1 – 100/0%, 2 – 50/50%, 3 – 25/75%, 4 – 0/100%) в повітрі температури 295 К а) температура краплі, б) квадрат діаметра краплі, в) часова похідна температури краплі, г) часова похідна квадрату діаметра краплі, е) масова частка етанолу в розчині X_1 і частка масового потоку етанолу в загальному масовому потоці при випаровуванні Z_1 ; ф) поверхневі концентрації насиченого пару етанолу та бутанолу.



Рис. 4.3. Кінограма краплі діаметром 1.65 мм розчину 50% етанолу і 50% бутанолу. Кадри через 4 хв.

веб-камерою через іншу бокову сторону печі. Таким чином, крапля виглядала темною на світлому фоні (рис.4.3). Площина термопари лежить в площині рисунка. Розмір краплі в перпендикулярному напрямі до рисунку практично співпадає з вертикальним розміром краплі.

Цифрова обробка зображень дозволила отримати залежність діаметру краплі в часі. Покази термопари записувалися за допомогою мультівольметра Ріcotest300.

Найбільш точні вимірювання швидкості випаровування крапель проведені на порівняно великих (близько 1 мм) краплях, підвішених на тонких нитках. Нехтувати відведенням тепла через нитку при випаровуванні крапель летючих рідин, особливо при підвішуванні їх на термопарі, у жодному випадку не можна [22].

Кількість тепла, що надходить до краплі через нитку за одиницю часу, знаходиться як [22, 24]:

$$Q_m = \pi r_m^2 \lambda_m \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = \pi r_m \lambda_m \sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} (T_{g^\infty} - T_s),$$

де r_m – радіус нитки, λ_m – теплопровідність матеріалу нитки. Для алюмелю і хромелю при 20°C коефіцієнти теплопровідності рівні $\lambda_m = 17.6$ Вт/(м·К).

Таким чином, враховуючи, що термопара має два електроди ($N = 2$), рівняння зміни температури поверхні краплі прийме вигляд:

$$\rho_L c_L \pi \frac{d^3}{6} \frac{dT_s}{dt} = \pi d^2 \alpha (T_{g^\infty} - T_s) - \sum_i L_i \dot{m}_i + N Q_m, \quad T_s(t=0) = T_{s0}. \quad (4.14)$$

На рис. 4.4 представлені результати розрахунку системи рівнянь (4.11) та (4.14). В кожному з випадків спостерігається достатньо швидке досягнення мінімальної температури випаровування і подальше монотонне зростання до температур близьких до температури навколишнього повітря.

Підвищення температури краплі пояснюється тим, що додатковий теплоприхід (теплопровідність електродів на 3 порядки вище теплопровідності повітря) призводить до підвищення стаціонарної температури краплі. Тобто різниця між температурами середовища і краплі зі зменшенням розміру падає. Крім цього зі зменшенням розміру краплі необхідно враховувати зменшення вільної поверхні краплі на величину поверхні теплопередачі електродів.

Отже, використання класичної константи випаровування за тепловою моделлю без внесення поправок неможливе. Згідно дифузійної моделі швидкість випаровування (4.10) практично не змінюється, тому константу випаровування за цією моделлю можна використовувати.

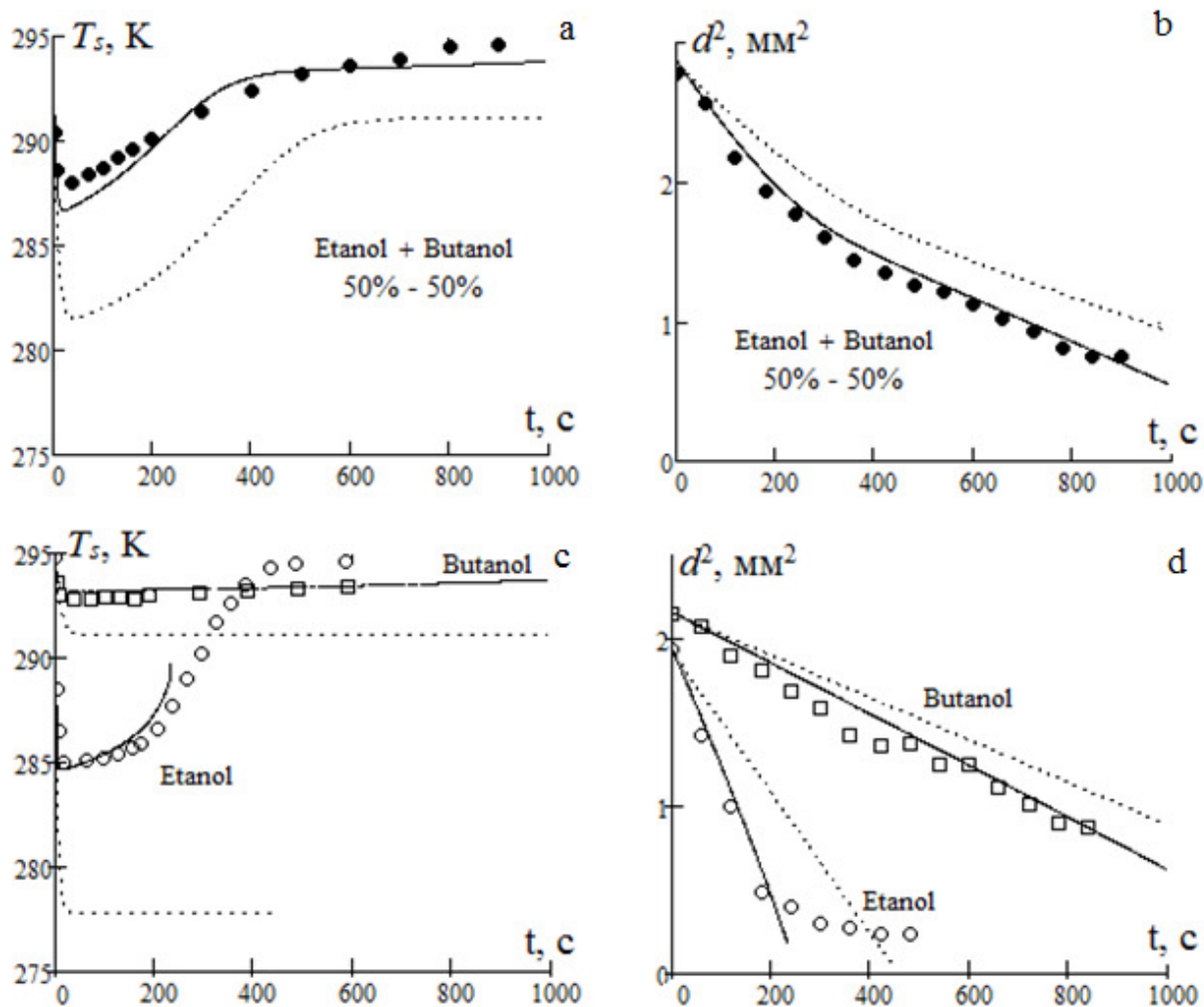


Рис. 4.4. Кінетика випаровування крапель бінарного розчину етанол/1-бутанолта чистих рідин в повітрі температури 295 К. ●, ○, □ – експериментальні дані на термопарі. Суцільна та пунктирна лінії – розрахунок з врахуванням та без врахування тепловтрат через термопару, відповідно.

Для краплі етанолу (рис.4.4cd) спостерігається уповільнення випаровування в другій половині. Візуально крапля етанолу (на відміну від інших) піднімається по електродах і виміряти розмір краплі дуже важко.

Використавши (4.9), (4.11) та (4.12), квадрат діаметру краплі бінарного розчину змінюється згідно рівняння:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = 8 \frac{Sh}{2} \frac{D_{gi} \rho_g}{\rho_L} \frac{Y_{1s} + Y_{2s}}{1 - Y_{1s} - Y_{2s}}, \quad d(t=0) = d_0,$$

і після підстановки (4.3) і припущення, що $Y_{1s}, Y_{2s} \ll 1$, маємо:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = 8 \frac{Sh}{2} \frac{D_{gi} \rho_g}{\rho_L} \frac{X_{v1} \mu_1 p_{1s} + (1 - X_{v1}) \mu_2 p_{2s}}{\mu_{air} P_0} \quad (4.15)$$

$$\text{та } -\frac{\partial d^2}{\partial t} = 8 \frac{Sh}{2} \frac{D_{gi} \rho_g}{\rho_L \mu_{air} P_0} \frac{X_1 p_{1s} + (1 - X_1) p_{2s}}{X_1 / \mu_1 + (1 - X_1) / \mu_2}.$$

Отже, значення константи випаровування $K_{evap} = -\partial d^2 / \partial t$ для краплі бінарного розчину в холодному повітрі пропорційне сумі масових концентрацій

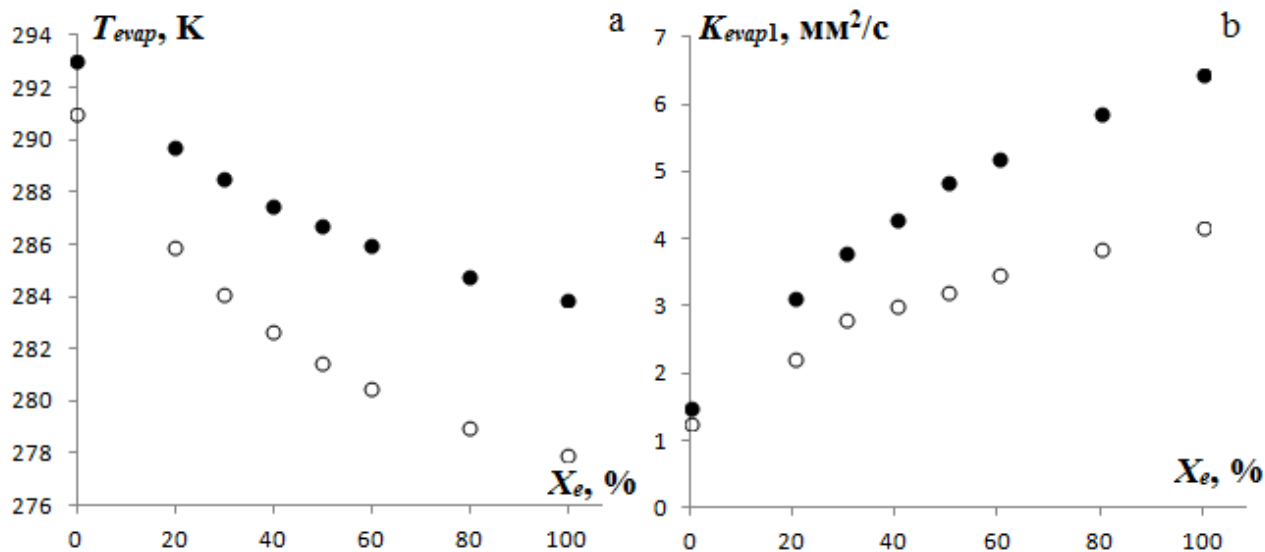


Рис. 4.5. Розрахункові значення мінімальної температури поверхні та відповідного значення константи випаровування краплі бінарного розчину етанол/1-бутанол в залежності від масової частки етанолу. ○ – без термопари, ● – з ХА термопарою з діаметрами спаїв 200 мкм.

компонентів краплі в насиченому шарі. Але ця сума, як видно з рис. 4.2f, змінюється. Однак, на першому етапі, де переважно випаровується більш леткий компонент, сума $Y_{1s} + Y_{2s}$ змінюється доволі слабо.

На другому етапі константа випаровування буде визначатися тільки менш летучим компонентом (1-бутанолом). Температура краплі при цьому близька до випаровування чистого 1-бутанолу.

Для прикладу візьмемо дані з рис. 4.4. На другому етапі випаровування краплі розчину 50%/50% етанол/1-бутанол при температурі краплі в 292 ± 1 К маємо розрахункове значення $K_{evap2} = (1.36 \pm 0.12) \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, а експериментальне $K_{evap2} = 1.40 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$.

Для першого етапу для оцінки K_{evap1} можна взяти початковий склад краплі. Однак значення температури на цьому етапі змінюється. Якщо взяти мінімальну температуру випаровування для 288 ± 1 К маємо розрахункове значення $K_{evap1} = (5.57 \pm 0.38) \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, а експериментальне $K_{evap1} = 4.38 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$.

Як видно з рис. 4.4, вплив термопари впливає на кінетику випаровування краплі. При цьому її вплив можна врахувати або визначивши температуру краплі, або швидкість випаровування.

Для оцінки мінімальної температури випаровування (рис. 4.2a) краплі бінарного розчину використаємо умову мінімуму температури, що фактично є умовою стаціонарності з (4.14):

$$c_g (T_g - T_s) = (L_1 X_1 Le_1 + L_2 X_2 Le_2) \frac{Sh}{Nu} (Y_{1s} + Y_{2s}) - N Q_m c_g / (\pi d \lambda_g Nu)$$

або $T_g = T_s + \frac{L_1 X_1 Le_1 + L_2 X_2 Le_2}{c_g} \frac{Sh}{Nu} \frac{1}{\mu_{air} P_0} \frac{X_1 p_{1s} + (1 - X_1) p_{2s}}{X_1 / \mu_1 + (1 - X_1) / \mu_2} - N \frac{Q_m}{\pi d \lambda_g Nu} \cdot (4.16)$

Отримане рівняння (4.16) є трансцендентним відносно температури поверх-

хні краплі. Однак, його можна розв'язати графічно (рис. 4.5) у вигляді залежності температури газового середовища від температури поверхні краплі при заданому параметрі (частка етанолу в розчині). Отримані значення для різних часток етанолу в розчині представлені на рис. 4.5. При даній температурі розраховані і константи випаровування за формулами (4.15), значення яких узгоджуються з середніми значеннями на першому етапі випаровування (рис. 4.2b, 4.4b). При частці етанолу $X_e > 30\%$ в розчині $T_{\text{evap}} \sim X_e^{1/2}$ та $K_{\text{evap1}} \sim X_e^{1/2}$. Ця закономірність зберігається і в умовах знаходженні краплі на термопарі.

Висновки. Чисельне моделювання процесу випаровування краплі мультикомпонентного палива дозволило виявити деякі особливості в поведінці основних характеристик цього процесу: зміна швидкості випаровування, поточної температури і складу краплі. В цілому весь етап випаровування краплі бінарного палива можна розділити на два етапи по точці перегину на часовій залежності температури краплі: 1) сумісне випаровування обох рідин з переважним внеском більш легкої речовини та 2) випаровування найменш легкої речовини.

Запропонована формула для аналітичного визначення температури краплі однокомпонентного палива з врахуванням температурної залежності теплоти пароутворення та числа Льюїса, який для багатьох легких речовин суттєво відрізняється від одиниці.

При випаровуванні в повітрі кімнатної температури краплі, що підвішена на термопарі, показано якісний вплив тепловтрат через підвіс на зміну в часі температури краплі. Разом з цим вдалося пояснити поведінку в часі діаметра краплі бінарного палива.

Література до розділу:

1. *Chan Ho Jeong, Hyung Ju Lee, Chang Kyoung Choi and Seong Hyuk Lee.* Review of the binary mixture droplet evaporation studies, *Journal of Mechanical Science and Technology* 35, 12 (2021) [DOI 10.1007/s12206-021-1101-3]
2. *Pin Chen, Malika Toubal, Julien Carlier, Souad Harmand, Bertrand Nongaillard, Maxence Bigerelle.* Binary sessile drops evaporation: IR and acoustic methods for alcohol concentration tracking at the interface and the surface. *Langmuir* (2016). [DOI: 10.1021/acs.langmuir.6b02564]
3. *Tugba Ozturk and H. Yildirim Erbil.* Simple Model for Diffusion-Limited Drop Evaporation of Binary Liquids from Physical Properties of the Components: Ethanol-Water Example. *Langmuir*, 36, 1357–1371 (2020) [<https://dx.doi.org/10.1021/acs.langmuir.9b03590>]
4. *Khellil Sefiane, Samuel David and Martin E. R. Shanahan.* Wetting and Evaporation of Binary Mixture Drops. *J. Phys. Chem. B*, 112, 11317–11323 (2008) [DOI: 10.1021/jp8030418]
5. *Pradeep Gurrula, Pallavi Katre, Saravanan Balusamy, Sayak Banerjee, Kirti Chandra Sahu* Evaporation of ethanol-water sessile droplet of different compositions at an elevated substrate temperature. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 145 118770 (2019)

[<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118770>]

6. Amir A. Pahlavan , Lisong Yang , Colin D. Bain and Howard A. Stone. Evaporation of Binary-Mixture Liquid Droplets: The Formation of Picoliter Pancakelike Shapes. Physical Review Letters 127, 024501 (2021) [DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.024501]
7. G. Strotos, I. Malgarinos, N. Nikolopoulos and M. Gavaises Predicting the evaporation rate of stationary droplets with the VOF methodology for a wide range of ambient temperature conditions, Int. J. Therm Sci., 109.253-262. (2016). [<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.06.022>]
8. L.A. Bulavin, G.M. Verbinska, A.V. Brytan, Ya.O. Stepowyi Model for Evaporation of Droplets of Ideal Alcohol Solutions in Diffusive and Transient Regimes. Ukrainian Journal of Physics, 67,8, 592 (2022) [<https://doi.org/10.15407/ujpe67.8.592>]
9. O.V. Korobko, A.M. Brytan, G.M. Verbinska&D.A. Gavryushenko Effect of Ultraviolet Radiation on Evaporation of Suspended Alcohol Droplets. Ukrainian Journal of Physics, 60(4), 318 (2019). [<https://doi.org/10.15407/ujpe60.04.0318>]
10. V. S. Savenko, G.M. Verbinska & L.A. Bulavin Computer Simulation of Evaporation Process of NaCl Aqueous Solution. Ukrainian Journal of Physics, 61(9), 812 (2019). [<https://doi.org/10.15407/ujpe61.09.0812>]
11. S. Sazhin, Droplets and Sprays (Springer Verlag, London, 2014). [<https://doi.org/10.1007/978-1-4471-6386-2>]
12. L.Z. Shen, W.S. Yan, Y.H. Bi and J.L. Lei Performance comparison of ethanol/diesel blends mixed in different methods of diesel engine // Journal of Combustion Science and Technology, 13(5), 389 (2007).
13. T.A. Wallner, S.A. Miers and S. McConnell A Comparison of Ethanol and Butanol as Oxygenates Using a Direct-Injection, Spark-Ignition Engine // Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 131(3), 129 (2007). DOI: 10.1115/1.3043810
14. Lu. Jingnan, Ch.J. Brigham, C.S. Gai and A.J. Sinskey Studies on the production of branched-chain alcohols in engineered *Ralstonia eutropha* // Journal of Applied Microbiology and Biotechnology, 96(1), 283 (2012). DOI: [10.1007/s00253-012-4320-9](https://doi.org/10.1007/s00253-012-4320-9)
15. В.И. Терехов, Н.Е. Шишкин Температура поверхности испаряющихся капель бинарных растворов // Ползуновский вестник, 1, 55 (2010). http://elib.altstu.ru/journals/Files/pv2010_01/pdf/055terehov.pdf
16. V.Y. Borodulin, V.N. Letushko, M.I. Nizovtsev, A.N. Ssterlyagov The Experimental Study of Evaporation of Water–Alcohol Solution Droplets // Colloid Journal, 81(3), 219 (2019). <https://doi.org/10.1134/S1061933X19030049>
17. Makarov M.S., Makarova S.N. Heat and mass transfer at adiabatic evaporation of binary zeotropic solutions // Thermophysics and Aeromechanics. – 2016. – Vol. 23, iss. 1. – P. 23-32. <https://doi.org/10.1134/S0869864316010030>
18. Г.М. Вербінська, А.В. Британ, В.Л. Карбовський, Т.В. Клецюнок Випаровування спиртів та бінарних спиртових розчинів в дифузійному режимі // Фі-

- зика аеродисперсних систем, 56, 71 (2019). DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2019.56.170801>
19. Олифиренко Ю.А., Конейка А.К., Калинин В.В., Дараков Д.С., Головкин В.В. Моделирование испарения капель бинарной смеси нижних спиртов // Фізика аеродисперсних систем, 53, 96 (2016). DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2016.53.159375>
 20. K.M. Watson Thermodynamics of the Liquid State // Ind. Eng. Chem, 35(4), 398 (1943). <https://doi.org/10.1021/ie50400a004>
 21. Yaws C. L. Thermophysical Properties of Chemicals and Hydrocarbons. Norwich, NY: William Andrew; 2008
<https://www.sciencedirect.com/book/9780815515968/thermophysical-properties-of-chemicals-and-hydrocarbons>
 22. Черненко О.С., Калинин В.В., Дараков Д.С., Конейка О.К. Влияние подвеса на кинетику испарения капель жидкого топлива // Фізика аеродисперсних систем, 52, 47 (2015). DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2015.52.159698>
 23. David R. Lide CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Edition, Volume 85. (CRC Press, Jun 29, 2004).
 24. Фукс Н.А. Испарение и рост капель в газообразной среде (Изд-во Академии наук СССР, Москва, 1958)

Розділ 5. ВИПАРОВУВАННЯ КРАПЕЛЬ БІНАРНИХ СУМІШЕЙ НИЖЧИХ ОДНОАТОМНИХ СПИРТІВ В НАГРІТОМУ ПОВІТРІ

Копійка О.К., Калінчак В.В., Черненко О.С.

Швидкість випаровування краплі бінарного розчину, яка складається з двох різних рідких компонентів, не є сталою і буде змінюватися в часі. Кожний з компонентів випаровується з різною швидкістю. Це явище називається «вибіркоvim випаровуванням» [1], при якому більш летючий компонент випаровується швидше, оскільки має вищий тиск насиченої пари біля поверхні краплі. В процесі випаровування такої краплі відбувається зміна її складу. В останні десятиліття для визначення концентрації компонентів при випаровуванні крапель використовують зміну геометрії краплі, яка лежить на деякій поверхні [1-3]. Однією із характерних величин є контактний кут – кут границі краплі і поверхні, який пов'язаний з показником заломлення суміші. Однак, в таких дослідженнях важливим фактором є стан поверхні, на якій розміщується крапля. Так в [4] показано, що випаровування сидячих крапель на сухій і змащеній змазкою поверхнях якісно відрізняються, що проявляється в різних швидкостях зміни геометричних параметрів краплі (гребня змочування і висоти).

В якості бінарних розчинів, як об'єктів таких досліджень, часто використовуються розчини води та спиртів (етанолу, метанолу, бутанолу) [5-8], різних спиртів (ізопропанолу та бутанолу) [9].

Так, у випадку бінарних сумішей води та етанолу [3] ідентифіковано три стадії з різними характеристиками змочування. Більш летючий компонент повністю випаровується на першій стадії, тоді як менш летючий компонент випаровується переважно на останній стадії.

Актуальність таких досліджень пов'язано з різними технологічними процесами та ситуаціями в реальному житті, де застосовується змочування краплями та висихання поверхні. Наприклад, струменевий друк [10], розпилення пестицидів з додаванням спирту на листі [11], медичній діагностиці [12].

Однак, переважна кількість досліджень випаровування крапель різних рідин та їх сумішей проводиться при кімнатній температурі [13-17]. Це дозволяє дуже ретельно дослідити внесок різних чинників (конвекції, складу суміші, домішок, підкладки чи підвісу, лазерного випромінювання, тощо) на цей процес, адже, зазвичай, швидкості випаровування при невисоких температурах невисокі і немає необхідності в ускладненні лабораторного обладнання для термостатування.

Випаровування крапель при підвищених температурах цікаве з огляду, в першу чергу, на прямий зв'язок з процесами займання та горіння [18 - 20]. В процесах горіння крапель однокомпонентного рідкого палива зазвичай приймається, що температура краплі практично дорівнює температурі його кипіння.

Дослідження випаровування крапель моно- та багатокомпонентних палив залишається актуальною задачею. Найбільш повно представлені основні існуючі теоретичні моделі випаровування крапель в огляді Сажина [17]. Вони базу-

ються на аналітичному розв'язку рівняння дифузії ззовні та всередині краплі рідини. При описі теплообміну і випаровування крапель, наприклад додекану [17, С. 133-137] з діаметрами до 10 мкм в нагрітому середовищі (при 30 атм) показано, що краплі випаровувалися до моменту виходу температури на стаціонарне значення. Для більш великих, наприклад міліметрових, крапель розрахунки не наводилися. Також при визначенні масової частки парів рідини не враховується залежність молярної маси газової суміші від її температури і складу.

При дослідженні випаровування крапель води діаметром 1-3 мм в повітрі з температурою 500-1000 К [21] показано, що температури поверхні і в середині краплі суттєво нижчі за температуру кипіння. Відмічається вплив термопари (спай в 10 раз менший за характерний розмір краплі) на зменшення часу випаровування на 3.5%. Дослідження випаровування крапель води на термопарі показали, що температурне поле краплі в основному формується на початковій ділянці нагріву, коли температура в центрі та на її поверхні виходять на деяке постійне значення.

В роботі [22] на прикладі випаровування краплі бінарного розчину *n*-гептану та *n*-декану показано зміну нахилу часової залежності квадрату її діаметру, що пов'язано з випаровуванням з краплі *n*-гептану. Автори [23] розраховували вплив діаметру термопари (до 100 мкм) на часову залежність температури краплі *n*-додекану, що випаровується в нагрітому повітрі. Швидкість нагрівання краплі стаціонарна температура випаровування зменшується зі збільшенням діаметра термопари, оскільки відтік тепла за рахунок теплопровідності через термопару збільшується зі збільшенням діаметра термопари. Для порівняння з чисельними розрахунками використовувалася модель випаровування Абрамзона і Сірігнано [17]. Показано, що на початку випаровування температури на поверхні і в центрі відрізняються на 90 К. Завдяки циркуляції всередині краплі при прогріванні краплі до стаціонарної температури випаровування температурний градієнт зникає. Саме в цей час починає діяти d^2 закон (закон Срезневського).

В роботі [24] наведено результати порівняння експериментальних даних та значень швидкості випаровування крапель води, обчислених за допомогою класичних дифузійних та кінетичних моделей випаровування, а також традиційного підходу, заснованого на емпіричних виразах $Nu = f(Pr, Re)$. При помірних значеннях температури (менше 600 К) швидкості випаровування, що задовільно узгоджуються з експериментальними (відмінність не перевищує 15 %). При температурі понад 1000 К значення швидкості випаровування різняться кілька разів.

Автори [25] проводять чисельне моделювання нагрівання одиночної краплі (діаметром 10-100 мкм), що складається з трикомпонентного замінича гасу, в нерухомому нагрітому середовищі (500-2000 К) при тиску від 0.3 до 10 атм. Дослідження часових залежностей температури та квадрата діаметра дозволило проаналізувати часи самозаймання та випаровування краплі. Чисте випаровування переважно залежить від температури газу.

Автори [26] на основі моделі Максвелла-Фукса проводять порівняння двох моделей випаровування краплі. Стара модель розглядає теплообмін краплі з до-

вкільям за класичним законом Ньютона-Ріхмана. У новій моделі коефіцієнт теплообміну враховує нестационарність теплообміну та вплив на нього випаровування. Чисельні результати наведені для декількох первинних еталонних вуглеводнів (н-гептану, н-декану, н-додекану та н-тетрадекану) при температурі газу від 400 до 1500 К і тиск від 1 до 40 МПа. Незважаючи на те, що на думку авторів нова модель забезпечує більш реалістичні характерні часи нагрівання та випаровування крапель, отримані результати містять низку недоліків. Так, оцінка температури краплі проводилася через наближене трансцендентне рівняння, яке справедливе за невисоких температур поверхні краплі і, отже, температурах навколишнього газу. Це призводило до того, що в розрахунках температура поверхні краплі при випаровуванні нагрітому повітрі починає перевищувати температуру кипіння. Також для зазначених вуглеводнів у нагрітому повітрі можливе виникнення самозаймання, на що автори не звернули увагу.

Спирти знайшли широке використання в двигунах внутрішнього згоряння в якості домішок до дизельного палива чи бензину [27-28]. Хоча частіше це є нижчі спирти, такі як метанол і етанол, але інші спирти, такі як пропанол, н-бутанол і 1-пентанол, є частиною наступного покоління біопалива. Вважається, що вони забезпечують кращі властивості палива, ніж нижчі спирти.

В якості об'єктів дослідження будемо розглядати краплі етанолу та бутанолу та їх сумішей в нерухомому нагрітому повітрі. Краплі розміщувалися на термопарі і розміщувалася в печі.

5.1. Масообмін краплі

Розглянемо сферичну краплю бінарного розчину радіусом r_s , який більше довжини вільного пробігу молекул в газовій фазі, що оточує краплю (рис. 3.1). Прийmemo, що випаровування (пароутворення з поверхні краплі) кожного компонента відбувається незалежно один від одного з утворенням насиченого шару. В цьому шарі, крім компонентів бінарної суміші (індекс 1 - етанол, 2 - бутанол), присутнє і повітря (індекс - a). Тоді $Y_{1s} + Y_{2s} + Y_{as} = 1$, де $Y_i = \rho_i / \bar{\rho}_g$ – масова частка компоненту в газовій фазі.

Швидкість стефанівської течії в припущенні рівності коефіцієнтів дифузії компонентів в газовій суміші може бути виражена через швидкість випаровування краплі:

$$4\pi r^2 \rho_g u = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}. \quad (5.1)$$

Масові и теплові потоки в газовій фазі через будь-яку сферичну поверхню радіуса $r > r_s$ з врахуванням стефанівської течії [17,29] представимо у вигляді:

$$\dot{m}_i = -4\pi r^2 D_{gi} \rho_g \frac{dY_i}{dr} + 4\pi r^2 u \rho_g Y_i, \quad (5.2)$$

$$\dot{Q} = -4\pi r^2 \lambda_g \frac{dT}{dr} + 4\pi r^2 u \rho_g c_{pg} T = \sum_i \dot{m}_i L_i + 4\pi r_s^2 u_s \rho_{gs} c_{pg} T_s. \quad (5.3)$$

Тут і далі індекс i вказує на величини, що відносяться до i -тої компоненти паливної суміші; $\dot{m}_i = -\frac{dm_i}{dt}$ – масовий потік компоненти, тобто швидкість її

випаровування, D_{gi} – коефіцієнт дифузії парів у навколишньому середовищі, ρ_g – густина газової суміші.

Масовий потік i -ої компоненти від поверхні краплі пов'язаний з загальною швидкістю випаровування краплі $\dot{m}_i = Z_i \dot{m}$, де Z_i – частка масового потоку i -го компонента в загальному масовому потоці. Тоді після інтегрування (5.2) з наступними граничними умовами ($r = r_s$, $Y_i = Y_{is}$, $r \rightarrow \infty$, $Y_{ig} = 0$) отримуємо, що масова швидкість випаровування краплі діаметром $d = 2r_s$ дорівнює:

$$\dot{m} = 2\pi d \frac{Sh}{2} D_{gi} \rho_g \ln(1 + B_i), \quad B_i = \frac{Y_{is}}{Z_i - Y_{is}}, \quad (5.4)$$

В тому числі для i -тої компоненти суміші:

$$\dot{m}_i = 2\pi d \frac{Sh}{2} D_{gi} \rho_g Z_i \ln(1 + B_i), \quad (5.5)$$

де B_i – число Сполдінга для масообміну.

В результаті розмір краплі зменшується згідно рівняння:

$$-\frac{d(d)}{dt} = \frac{4}{d} \frac{Sh}{2} \frac{D_{gi} \rho_g}{\rho_L} \ln(1 + B_i), \quad \dot{m} = -\frac{d(\pi \rho d^3 / 6)}{dt}, \quad d(t=0) = d_0. \quad (5.6)$$

Значення масової швидкості випаровування і швидкість зміни діаметру краплі не повинна залежати від вибору в записі (5.4) та (5.6) i -тої компоненти. У припущенні рівності коефіцієнтів дифузії компонентів у газовій фазі ($D_{g1} \approx D_{g2}$) це означає сталість числа Сполдінга $B_1 \approx B_2$. Це рівність дозволяє отримати, що масові потоки компонент від краплі співвідносяться як їх масові концентрації насичених парів: $\dot{m}_1 / \dot{m}_2 = Z_1 / Z_2 = Y_{1s} / Y_{2s}$. З урахуванням $Z_1 + Z_2 = 1$ маємо

$$Z_i = \frac{Y_{is}}{Y_{1s} + Y_{2s}}. \quad (5.7)$$

Згідно закону Дальтона $p'_1 + p'_2 + p'_a = P_0$, рівняння стану ідеального газу $\rho_i = \frac{\mu_i p'_i}{RT}$ та закону Рауля $p'_{is} = X_{vi} p_{is}$ масові частки спиртів в суміші біля поверхні краплі пропорційна мольній частці X_{vi} компонента в розчині, парціальному тиску насичених парів чистого компонента p_{is} і відношенню молярних мас компонента μ_i і газової суміші при поверхні краплі $\bar{\mu}_{gs}$:

$$Y_{is} = \frac{\rho_i}{\bar{\rho}_g} = X_{vi} \frac{\mu_i p_{is}}{\bar{\mu}_{gs} P_0} = X_{vi} \frac{\mu_i p_{is}}{\mu_1 X_{v1} p_{1s} + \mu_2 X_{v2} p_{2s} + \mu_a (P_0 - p'_1 - p'_2)}. \quad (5.8)$$

Тут μ – молярна маса i -го компоненту, $P_0 = 10^5$ Па – атмосферний тиск, p'_i – парціальний тиск i -го компоненту над поверхнею розчину, X_i і X_{vi} – масова і молярна частка компонента в краплі бінарного розчину:

$$X_i = \frac{m_i}{m_1 + m_2}, \quad X_1 + X_2 = 1, \quad X_{vi} = \frac{X_i / \mu_i}{X_1 / \mu_1 + X_2 / \mu_2}.$$

Спільний розв'язок рівнянь (5.8) для двох компонент дозволяє отримати скоригований вираз для концентрації насиченої пари біля поверхні краплі у вигляді:

$$Y_{is} = X_{vi} \frac{\mu_i p_{is}}{\mu_a (1 + k_a) P_0}, \quad (5.9)$$

$$k_a = X_{v1} \frac{\mu_1 p_{1s}}{\mu_a P_0} \left(1 - \frac{\mu_a}{\mu_1} \right) + X_{v2} \frac{\mu_2 p_{2s}}{\mu_a P_0} \left(1 - \frac{\mu_a}{\mu_2} \right).$$

Тут поправка k_a збільшується (зменшується) пропорційно різниці молярних мас компонент і повітря. Так, для випадку випаровування індивідуальної рідини ($X_{v1} = 0$, $X_{v2} = 0$) при низьких температурах повітря ($p_{1s} \ll P_0$) маємо $k_a \approx 0$ і молярна маса суміші дорівнює молярній масі повітря, що видно з порівняння (5.8) та (5.9). При високих температурах ($p_{1s} \approx P_0$) маємо $1 + k_a \approx \mu_1 / \mu_a$ і молярна маса суміші близька до молярної маси парів.

При знаходженні краплі в нагрітому газовому середовищі необхідно враховувати температурну залежність теплоти пароутворення. З похибкою до 2% цю залежність можна визначити згідно формули Ватсона [30], яку в температурному інтервалі від 0 °C до температури кипіння рідини можна лінійно апроксимувати [29]:

$$L_T = L_{T_0} \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_0} \right)^{0.38} \approx L_{T_0} - A(T - T_0), \quad A = \frac{0.38 L_{T_0}}{T_{cr} - T_0}, \quad (5.10)$$

де T_{cr} – критична температура рідини, К, T_0 – деяка характерна температура.

Для етанолу $L_{273} = 951$ кДж/кг, $T_{cr} = 514$ К. Для бутанол-1 $L_{273} = 736$ кДж/кг, $T_{cr} = 563$ К. На необхідність врахування цієї температурної залежності вказує на відмінність на 13% і 30 % теплоти випаровування при 273 К і температурі кипіння, відповідно, етанолу і бутанолу.

Використовуючи (5.10) в законі Клаузіуса-Клапейрона в диференціальній формі температурна залежність тиску насиченої пари p_{is} над поверхнею чистої рідини приймає вигляд [29]:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{(L_{T_0} - A(T - T_0))\mu}{RT^2} p$$

$$\text{та } p_{is} = P_0 \exp \left[\frac{L_{T_0 i} \mu_i}{R} \left(\frac{1}{T_{bi}} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \cdot \left(\frac{T_s}{T_{bi}} \right)^{-\frac{A_i \mu_i}{R}} \exp \left[\frac{A_i \mu_i T_0}{R} \left(\frac{1}{T_{bi}} - \frac{1}{T_s} \right) \right]. \quad (5.11)$$

де T_{bi} – температура кипіння i -го компонента, T_s – температура поверхні краплі.

Таким чином, в (5.11) на відміну від звичайної експоненціальної температурної залежності (отримується при сталій теплоті пароутворення)

$$p_{is} = P_0 \exp \left[\frac{L \mu_i}{R} \left(\frac{1}{T_{bi}} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \quad (5.12)$$

маємо поправочний множник, що враховує наявну температурну залежність питомої теплоти пароутворення. Можна прийняти, що $L_T(T)$ слабка температурна функція. А це дозволить не звертати на неї при інтегруванні, і підставити її в (5.12). Таким чином, і формула (5.12) з врахуванням $L_T(T)$, і формула (5.11) доволі точно (з похибкою менше 10%) узгоджується з емпіричними залежностями [31]

$$\lg p_s = 7.81 - 1919 / (T - 21) \quad \text{і} \quad \lg p_s = 8.72 - 2265 / (T + 7)$$

для етанолу і бутанолу-1, відповідно, де p_s визначається в кПа.

5.2. Теплообмін краплі

Крапля бінарного розчину підвишувалася на термопарі. Температура краплі (якщо припустити, що вона не відрізняється від середньої температури краплі) змінюється і досягає стаціонарного значення згідно диференційному рівнянню

$$\frac{4}{3} \pi r_s^3 \rho_L c_L \frac{dT_s}{dt} = \lambda_g 4 \pi r^2 \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=r_s} - L_1 \dot{m}_1 - L_2 \dot{m}_2 + N Q_m, \quad T_s(0) = T_b. \quad (5.13)$$

Перший доданок в правій частині описує тепловий потік, що надходить до поверхні краплі від навколишнього середовища, а другий – тепло, що йде на випаровування краплі, третій – тепло, що надходить по електродах термопарі ($N = 2$). Для визначення градієнту температури газу біля поверхні краплі необхідно розв'язати рівняння теплопровідності в газовій фазі з врахуванням стефанівської течії з граничними умовами на поверхні краплі та на границі приведеної плівки:

$$\frac{d}{dr} \left(4 \pi r^2 \lambda_g \frac{dT_g}{dr} \right) = \frac{d}{dr} (4 \pi r^2 U \rho_g c_{pg} T_g). \quad (5.14)$$

$$r = r_s, \quad T_g = T_s, \quad r = r_f, \quad T_g = T_{g\infty}.$$

де λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/(м·К); T_g – температура газу, К, r_f – радіус приведеної плівки.

В рамках квазістаціонарної теплової моделі масової швидкості випаровування в першому наближенні визначається згідно умови на поверхні краплі: кількість тепла, що поступає з навколишнього середовища до краплі, йде на випаровування:

$$L_1 \dot{m}_1 + L_2 \dot{m}_2 = \lambda_g 4 \pi r^2 \left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=r_s}, \quad (5.15)$$

Подвійне інтегрування (5.14) від r_s до r з урахуванням (5.15) дає вираз для масової швидкості випаровування

$$\dot{m} = \frac{4 \pi r_s \lambda_g}{c_{pg} (1 - r_s / r_f)} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_{gs})}{L_1 Z_1 + L_2 Z_2} \right). \quad (5.16)$$

Тоді тепловий потік, що надходить з навколишнього середовища на краплю, визначається як

$$\lambda_g 4\pi r^2 \frac{dT_g}{dr} \Big|_{r=r_s} = 4\pi r_s^2 \frac{\lambda_g Nu}{2r_s} \frac{L_1 Z_1 + L_2 Z_2}{c_{pg}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L_1 Z_1 + L_2 Z_2} \right),$$

де $Nu = 2/(1 - r_s / r_f)$ – критерій Нуссельта.

Саме в подібному вигляді описують теплообмін краплі при випаровуванні індивідуальної рідини [17]. Тоді зміна температури (5.13) сферичної краплі бінарного розчину в процесі її випаровування в газовому середовищі відбувається відповідно до рівняння:

$$\rho_L c_L \pi \frac{d^3}{6} \frac{dT_s}{dt} = \pi d^2 \frac{\lambda_g Nu}{d} \frac{L_1 Z_1 + L_2 Z_2}{c_{pg}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{g\infty} - T_s)}{L_1 Z_1 + L_2 Z_2} \right) - \sum_i L_i \dot{m}_i + N Q_m. \quad (5.17)$$

$$T_s(t=0) = T_{s0}.$$

Для оцінки теплообміну через електроди термопари можна розглянути диференціальне рівняння теплопровідності довгого тонкого циліндру з одночасним конвективним теплообміном:

$$\lambda_m \frac{d^2 T}{dx^2} = \frac{2\alpha}{r_m} (T - T_{g\infty}), \quad \alpha = \frac{\lambda_g Nu_m}{2r_m},$$

$$T(x=0) = T_s, \quad T(x=\infty) = T_{g\infty},$$

де r_m – радіус нитки, x – відстань від даного поперечного перетину нитки до краплі, λ_m – теплопровідність матеріалу нитки, Nu_m – критерій Нуссельта ($Nu_m = 0.5$).

Кількість тепла, що надходить до краплі через термоелектрод за одиницю часу, знаходиться як:

$$Q_m = \pi r_m^2 \lambda_m \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} = \pi r_m \lambda_m \sqrt{\frac{2\alpha r_m}{\lambda_m}} (T_{g\infty} - T_s).$$

Термопара була К типу: хромель-алюмелева (при 20°C теплопровідність обох сплавів $\lambda_m = 17.6$ Вт/(м·К)) діаметром 200 мкм.

Всередині приведеної плівки для коефіцієнтів дифузії компонентів, густини і коефіцієнта теплопровідності газової суміші застосовувалися такі температурні залежності (T_g – температура навколишнього середовища):

$$D_{gi} = D_{gi0} \left(\frac{T_s + T_{g\infty}}{2T_0} \right)^{n_i}, \quad \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_s + T_{g\infty}}{2T_0} \right)^{n_0}, \quad \rho_g = \rho_{g0} \frac{2T_0}{T_s + T_{g\infty}}.$$

Густина та питома теплоємність краплі визначаються як

$$\rho_L = \left(\frac{X_1}{\rho_1} + \frac{X_2}{\rho_2} \right)^{-1}, \quad c_L = X_1 c_1 + X_2 c_2.$$

Відповідні величини для етанолу і бутанолу, як і питомі теплоти пароутворення, в інтервалі температур 273 – 473К можна апроксимувати в залежності від температури краплі як [32]:

$$\rho_1 = 804 - 0.659(T - 273) - 2.66 \cdot 10^{-3}(T - 273)^2 \text{ кг/м}^3,$$

$$\begin{aligned}\rho_2 &= 825 - 0.709(T - 273) - 1.42 \cdot 10^{-3}(T - 273)^2 \text{ кг/м}^3, \\ c_1 &= 2270 - 5.44(T - 273) + 4.89 \cdot 10^{-2}(T - 273)^2 \text{ Дж/(кг·К)}, \\ c_2 &= 2200 + 7.09(T - 273) + 3.16 \cdot 10^{-2}(T - 273)^2 \text{ Дж/(кг·К)}.\end{aligned}$$

Система рівнянь (6), (17) розв'язувалася чисельно з використанням методу кінцевих різниць. Інші параметри для розрахунку: $D_{g10} = 10 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $D_{g20} = 7.1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_{g0} = 1.29 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_{g0} = 0.0224 \text{ Вт/(м·К)}$, $T_{b1} = 351 \text{ К}$, $T_{b2} = 391 \text{ К}$.

В асимптоті, коли концентрація однієї з компонент суміші бралася рівною нулю, модель дозволяє отримати картину випаровування однокомпонентного палива.

5.3. Аналіз чисельних результатів та експериментальне дослідження випаровування крапель на термопарі

Результати розв'язку системи (5.6), (5.17) для випаровування крапель бінарної (50/50%) суміші етанолу і бутанолу (початковий діаметр 1.4 мм) представлені на рис. 5.1. Температура випаровування краплі бінарного розчину не залишається сталою. Саме на температурній залежності, а не на часовій залежності діаметру, проявляються відмінності випаровування крапель однокомпонентного рідкого палива і бінарних розчинів.

Аналіз проводився з та без врахування впливу термоелектродів. Кінець залежності на кривій 1 позначений пунктиром з огляду на те, що по мірі випаровування мінімальний розмір краплі не може бути меншим за розмір спаю термопар. Видно, що додатковий теплопідвід тепла через термопару впливає на швидкість протікання процесу. Однак, основні особливості не змінюються.

Так, на часовій залежності температури і квадрату діаметру маємо по дві точки перегину (рис. 5.1a-d), положення яких в часі відповідають одна одній. Екстремуми на часовій залежності dd^2/dt слабо виражені: константа випаровування залишається практично сталою навіть для бінарного розчину. Для в'яснення причин їх виникнення необхідно розглянути поведінку в часі складу краплі та складу газової суміші (рис. 5.1e-f).

При початковому рівному вмісті в краплі етанолу та бутанолу (рис. 5.1e) на початковому етапі випаровування біля поверхні краплі пара в основному складаються з етанолу (рис. 5.1f), кількість якої по мірі підвищення температури краплі з часом збільшується. Дія двох протилежних процесів (підвищення температури і зменшення вмісту етанолу в краплі) приводить до досягнення поверхневої концентрації етанолу (Y_{1s}) максимального значення. Саме це і являється причиною виникнення першої точки перегину на $T(t)$.

Друга точка перегину пов'язана з підвищенням концентрації бутанолу в приповерхневому шарі і вирівнюванні її з концентрацією етанолу. Після цієї точки в поверхневому шарі пари складаються переважно з парів бутанолу.

Для отримання експериментальних даних крапля підвішувалася на хромель-алюмелевій термопарі з товщиною термоелектродів в 200 мкм. За допомогою спеціального механізму вводилася через отвір в верхній частині всередину горизонтально розташованої герметичної пічки, в якій підтримувалася стала

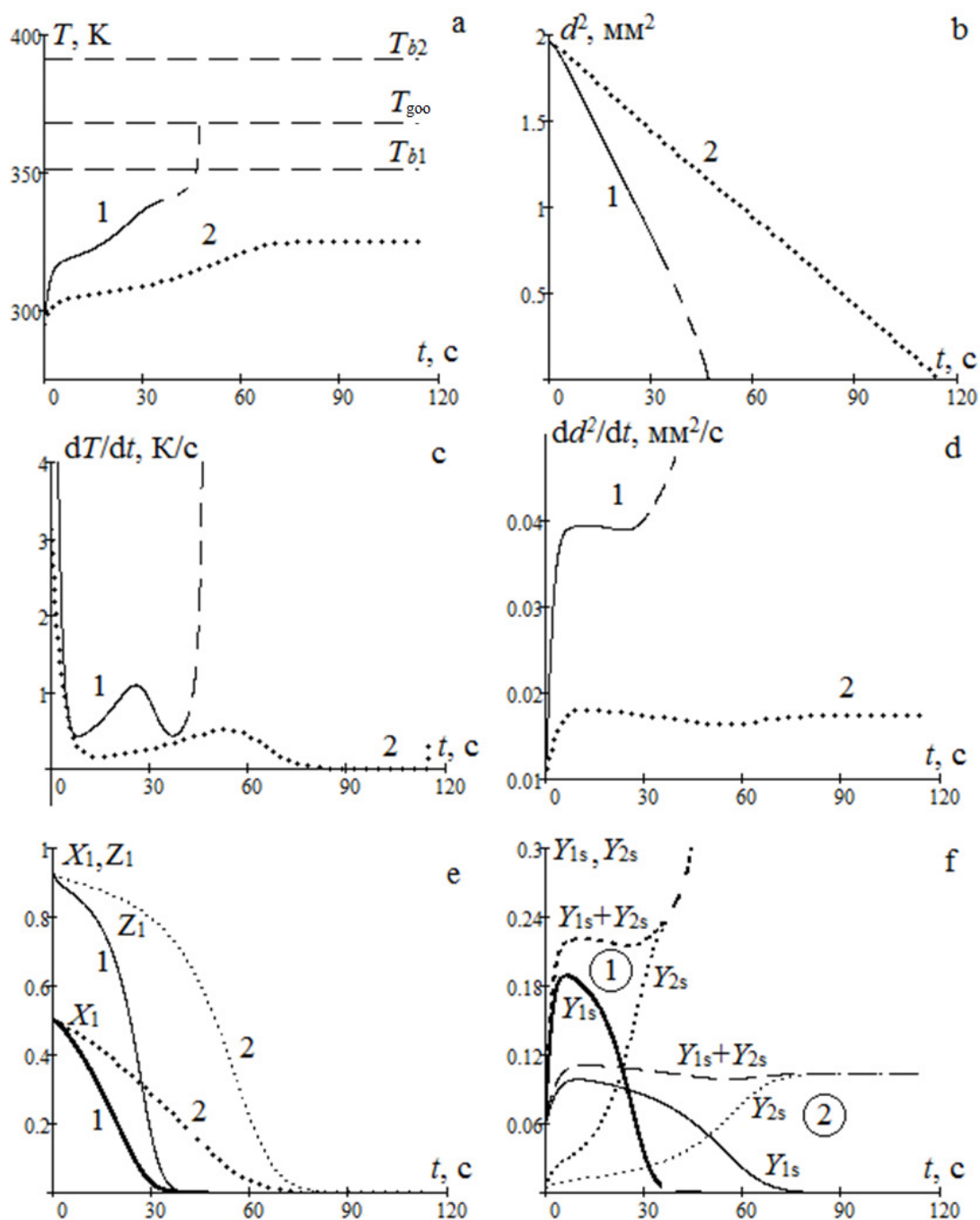


Рис. 5.1. Кінетика випаровування крапель бінарного розчину етанолу та бутанолу (50/50 мас %) (крива 1 – крапля на термопарі, крива 2 – вільна крапля) в повітрі з температурою $T_{\text{goo}} = 368 \text{ K}$: а) температура краплі, б) квадрат діаметра краплі, в) часова похідна температури краплі, г) часова похідна квадрату діаметра краплі, е) масова частка етанолу в розчині X_1 і частка масового потоку етанолу в загальному масовому потоці при випаровуванні Z_1 ; ф) поверхневі концентрації насиченого пару етанолу (індекс 1) та бутанолу (індекс 2). Початкова температура краплі 295 K, діаметр 1.4 мм.

температура нагрітого повітря. Через прозору бокову стінку піч освітлювалася білим світлом з метою утворення контрастного зображення краплі веб-камерою через іншу бокову сторону печі. Таким чином, крапля виглядала темною на світлому фоні. Цифрова обробка зображень дозволила отримати залежність діаме-

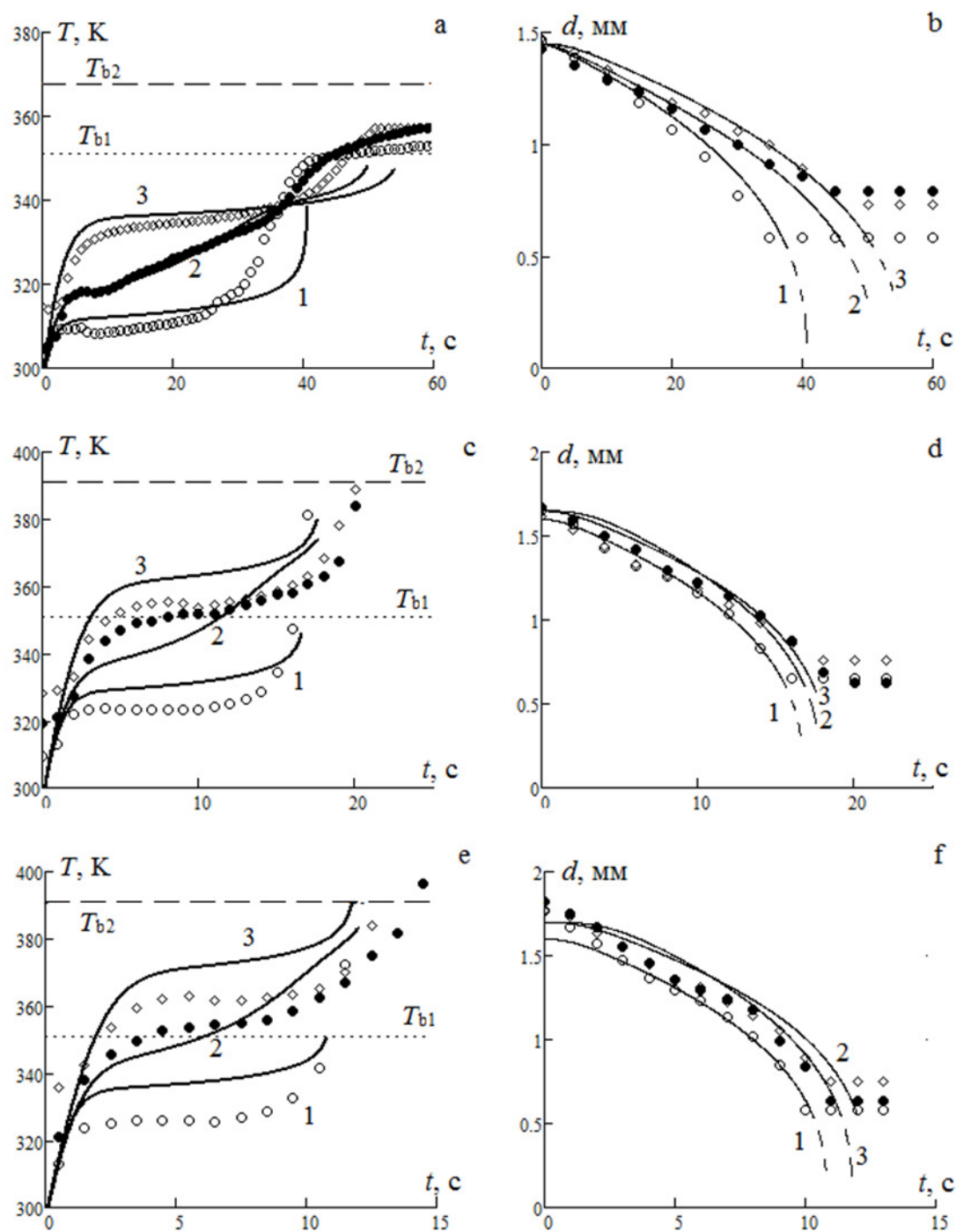


Рис. 5.2. Кінетика випаровування крапель етанолу ($\circ$), бінарного розчину етанолу 50/50 мас. % ($\bullet$) та бутанолу ($\diamond$) у вигляді часових залежностей температури та діаметру в повітрі температури 368 К (а, б), 485 К (с, д) та 565 К (е, ф). Суцільні лінії – чисельний розрахунок з врахуванням тепловтрат через термопару, точки – експеримент.

тру краплі в часі. Покази термопар записувалися за допомогою мультиметра Picotest300 з частотою 5 значень в секунду.

Досліди проводилися при трьох різних температурах повітря: 368, 485 та 565 К (рис. 5.2). Температури самозаймання в повітрі для етанолу та бутанолу 677 та 613 К, відповідно. В кожному з випадків температура крапель не перевищує температури кипіння важко летючого компонента (температури кипіння етанолу

351 К, бутанолу 391 К). При наближенні розміру краплі до розміру спаю термопар покази термопар наближаються до температури нагрітого середовища. Крім того, при цьому залишки бутанолу на спаї при меншій температурі повітрі випаровуються дуже повільно. Тому діаметри крапель після закінчення випаровування на рис. 2 вістотно відрізняються.

На рис.5.1 видно, що в рамках даної моделі стаціонарна температура краплі на термопарі більша за таке ж значення, але без термопар. Цей результат є протилежним до результатів роботи [23]. Однак, в роботі [23] крапля підвішувалася на холодний спай термопар і вводилася в піч. Електроди термопар не встигали суттєво нагрітись, тому через термопару тепло відводилося.

В даних дослідженнях краплі певного складу також підвішувалися на термопарі і вводилися в нагріту піч. Однак, відразу після закінчення випаровування першої краплі термопара виводилася з печі і на спай навішувалася наступна крапля. І так відбувалося декілька разів. Таким чином, залежності для першої краплі завжди істотно відрізнялися від наступних, які повторювалися. Це пов'язано з тим, що в першому досліді електроди термопар поблизу краплі поступово нагрівалися майже до температури середовища. В подальших дослідках термоелектроди були вже нагріті і через них на краплю поступало тепло. В модель (5.6), (5.17) було закладено саме наявність нагрітих електродів термопар.

Наявність в розчині важко летючого спирту призводить до того, що з підвищенням температури газового середовища температура краплі при випаровуванні наближається до температури кипіння легколетючого спирту і переважає її лише при суттєвому зменшенні його вмісту в розчині.

Температура краплі бінарного розчину етанолу і бутанолу монотонно змінюється від температури випаровування чистого етанолу до температури випаровування чистого бутанолу. Однак можна виділити окремо стадію нагрівання краплі і наступну стадію з значно меншою швидкістю зміни температури. Ця зміна пов'язана зі зміною складу краплі. Температура випаровування краплі бінарного розчину ближче до температури випаровування важко летючого компоненти.

Зміна ж діаметру краплі в межах похибки експерименту практично не відрізняється.

5.4. Аналітична оцінка температури краплі палива

Для визначення стаціонарної температури поверхні краплі при випаровуванні достатньо прирівняти праву частину (5.17) нулю, без врахування теплообміну через електроди термопар. В результаті отримаємо рівняння для її визначення:

$$\ln \left(1 + \frac{c_{pg}(T_{g\infty} - T_s)}{L_1 Z_1 + L_2 Z_2} \right) = \frac{Sh}{Nu} Le \cdot \ln \left(\frac{1}{1 - (Y_{1s} + Y_{2s})} \right), \quad Z_i = \frac{Y_{is}}{Y_{1s} + Y_{2s}}.$$

Даний вираз також показує рівність масових швидкостей випаровування рідини за тепловою та дифузійною моделлю. Точний аналітичний розв'язок даного рівняння ускладнений експоненціальною температурною залежністю Y_s Ареніусівського типу. Однак це рівняння можна представити у вигляді залежності температури середовища від температури краплі:

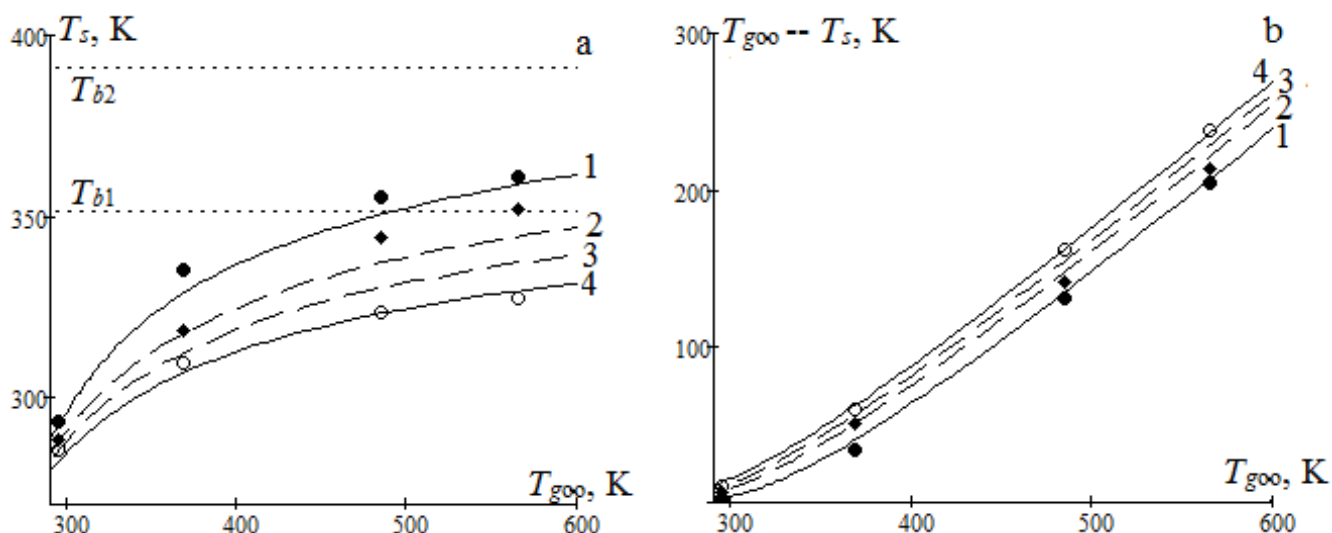


Рис. 5.3. Залежність стаціонарної температури краплі при випаровуванні від температури повітря. Розрахунок по (18): 1) 100% бутанол; 75% бутанол + 25% етанол; 3) 50% бутанол + 50 % етанол; 4) 100% етанол. Експеримент: ● – 100% бутанол, ◆ – 50% бутанол + 50% етанол, ○ – 100% етанол.

$$T_{g\infty} = T_s + \frac{L_1 Z_1 + L_2 Z_2}{c_{pg}} \left(\left(\frac{1}{1 - Y_{1s} - Y_{2s}} \right)^{Le \frac{Sh}{Nu}} - 1 \right). \quad (5.18)$$

Числа Льюїса Le для етанолу і бутанолу, відповідно, 0.578 та 0.418. Відношення чисел Нуссельта та Шервуда залежить від рівня конвекції. Так при плівковому обтіканні $Nu/Sh \approx 1$, а при невеликих швидкостях обдування $Nu/Sh \approx Le^m$, де $m = 0.33$.

На рис. 5.3а представлена залежність $T_s(T_{g\infty})$. При підвищенні температури газового середовища температура випаровування краплі монотонно наближається до температури кипіння, але не перевищує її. Саме використання такого підходу дозволяє зробити таке обмеження.

Так при низьких температурах навколишнього середовища $T_{g\infty} < T_b$ температура краплі мало відрізняється від температури навколишнього середовища $T_{g\infty} - T_s \ll T_{g\infty}$, а, отже, величина $c_{pg}(T_{g\infty} - T_s) \ll L_1 Z_1 + L_2 Z_2$ та $Y_{1s} + Y_{2s} \ll 1$. В цьому випадку вираз для визначення температури випаровування

$$\frac{c_{pg}(T_{g\infty} - T_s)}{L_1 Z_1 + L_2 Z_2} = \frac{Sh}{Nu} Le \cdot (Y_{1s} + Y_{2s})$$

$$\text{і } T_{g\infty} = T_s + \frac{L_1 Z_1 + L_2 Z_2}{c_{pg}} \frac{Sh}{Nu} Le \cdot (Y_{1s} + Y_{2s}) \quad (5.19)$$

Однак, вже при температурах середовища вище 500 К її використання приводить до значних похибок (див. табл.). Адже при підвищенні температури сума $Y_{1s} + Y_{2s}$ наближається до 1 і вплив течії Стефана, що не враховано в (5.19), від поверхні краплі стає суттєвим. Загальна швидкість випаровування зростає, що і повинно приводити до зниження температури краплі.

Таблиця. Значення стаціонарної температури краплі T_s в К при її випаровуванні в нагрітому повітрі

		Чисельний розрахунок системи (5.6) і (5.17)		Розрахунок T_s по			Експеримент на ХА термопарі	
		без підвісу	з підвісом	(5.18)	(5.19)	(5.20)	T_s, K	$T_g - T_s, K$
Спирт	T_g, K							
Етанол	295	278	285	282	282	282	285	10
	368	299	312	307	308	307	309	59
	485	315	328	323	331	325	323	162
	565	321	336	329	343	332	327	238
Бутанол	295	291	293	292	292	292	293	2
	368	325	337	328	330	329	335	33
	485	346	363	351	358	351	355	130
	565	355	372	359	374	362	361	204
50% етанол + 50% бутанол	295	282	287	285	285	285	288	7
	368	304	318	312	314	313	318	50
	485	319	334	330	338	332	339	146
	565	327	342	337	351	340	347	218

Більш класичним є використання закону Ньютона-Ріхмана без врахування стефанівської течії. Тоді маємо рівняння для температури випаровування у вигляді:

$$\frac{c_{pg}(T_{g\infty} - T_s)}{L_1 Z_1 + L_2 Z_2} = \frac{Sh}{Nu} Le \cdot \ln \left(\frac{1}{1 - (Y_{1s} + Y_{2s})} \right).$$

$$\text{і} \quad T_{g\infty} = T_s + \frac{L_1 Z_1 + L_2 Z_2}{c_{pg}} \frac{Sh}{Nu} Le \cdot \ln \left(\frac{1}{1 - (Y_{1s} + Y_{2s})} \right). \quad (5.20)$$

Формула (5.18) дозволяє зробити оцінки температури випаровування і краплі бінарного розчину. Однак, як це показано на рис.5.1-2, температура краплі не має явно вираженого плато. З даних на рис.5.3 можна виділити температуру, при якій суттєво зменшується швидкість зміни температури: умовно перша точка перегину на залежності температури краплі від часу (точки $\blacklozenge$, рис. 5.3). Видно, що експериментальні значення цієї температури для суміші 50% етанолу та 50% бутанолу суттєво вище за розрахункові значення. Це пояснюється зміною складу краплі. Так, частка спирту при досягненні цієї точки перегину суттєво зменшується. Крива 5.2, що розрахована для 25% мольної частки етанолу, дає краще узгодження.

В роботі [33] на прикладі випаровуванні води показано, що різниця температур краплі і середовища лінійно залежить від температури середовища. На рис. 5.3b представлені результати чисельного розв'язку рівняння (5.18) в такому ж вигляді. Так лінійність залежності $T_{g\infty} - T_s$ від $T_{g\infty}$ спостерігається при температурах середовища більших за температуру кипіння рідини $T_g > T_b$ (рис. 5.3b).

В таблиці представлені розраховані значення температур випаровування крапель етанолу, бутанолу та їх розчину, які отримані з чисельного розв'язку системи (5.6), (5.17), розрахунку по формулам (5.18) - (5.20) та експериментально отримані значення. В цілому спостерігається добре узгодження для крапель монопалива. Для випадку випаровування крапель бінарних розчинів тем-

ператури, при яких починається їх квазістаціонарне випаровування з малою швидкістю підвищення температури, на 5-10 К більше за розраховані.

В розглянутій моделі вплив теплопідводу через термопару підвищує стаціонарну температуру випаровування краплі на 5%. Експериментальне значення, як виявилось, лежить між двома значеннями, отриманих з чисельного розв'язку.

Висновок. Чисельне моделювання процесу випаровування краплі бікомпонентного палива в нагрітому (вище температури кипіння найбільш леткого компоненту) повітрі дозволило виявити деякі особливості в еволюції температури та квадрату діаметру краплі. Показано, що на них спостерігаються дві точки перегину, які пов'язані з конкурентними процесами змінами складу і підвищення температури краплі. Як і при випаровуванні краплі в повітрі кімнатної температури, весь етап випаровування краплі бінарного палива можна розділити на два етапи по другій точці перегину на часовій залежності температури краплі: 1) сумісне випаровування обох рідин з переважним внеском більш легкої речовини та 2) випаровування найменш легкої речовини.

Запропонована формула для аналітичного визначення температури краплі однокомпонентного рідкого палива та краплі бінарного розчину в нагрітому повітрі з врахуванням температурної залежності теплоти пароутворення та числа Льюїса.

Отримані результати будуть корисними при подальших дослідженнях випаровування та займання мультикомпонентних палив на основі дизельного палива, спирту (в тому числі біоспиртів) та біомастил. Варіюючи склад паливної суміші, можна впливати на основні характеристики процесів займання та горіння рідких мультикомпонентних біопалив, і, як наслідок цього, мінімізувати витрати палива та покращувати екологічні показники продуктів згоряння в двигунах внутрішнього згорання без внесення до них будь-яких конструктивних змін.

Література до розділу:

1. *Chan Ho Jeong, Hyung Ju Lee, Chang Kyoung Choi and Seong Hyuk Lee.* Review of the binary mixture droplet evaporation studies, *Journal of Mechanical Science and Technology* 35, 12 (2021) [DOI 10.1007/s12206-021-1101-3]
2. *D. Brutin, V. Starov.* Recent advances in droplet wetting and evaporation. *Chemical Society Reviews*, 47(2), 558–585 (2018). [doi:10.1039/c6cs00902f]
3. *Pradeep Gurrula, Saravanan Balusamy, Sayak Banerjee and Kirti Chandra Sahu.* A Review on the Evaporation Dynamics of Sessile Drops of Binary Mixtures: Challenges and Opportunities. *Fluid Dynamics & Materials Processing*, 17, 2, 253-284 (2021) [DOI: 10.32604/fdmp.2021.014126]
4. *Meenaxi Sharma, Samrat Sohel Mondal, Pritam Kumar Roy, Krishnacharya Khare.* Evaporation dynamics of pure and binary mixture, drops on dry and lubricant coated slippery surfaces. *Journal of Colloid and Interface Science*, 569, 244–253 (2020) [https://doi.org/10.1016/j.jcis.2020.02.074]
5. *Pin Chen, Malika Toubal, Julien Carlier, Souad Harmand Bertrand Nongaillard, Maxence Bigerelle.* Binary sessile drops evaporation: IR and acoustic methods for alcohol

- concentration tracking at the interface and the surface. *Langmuir* (2016). [DOI: 10.1021/acs.langmuir.6b02564]
6. *Tugba Ozturk and H. Yildirim Erbil*. Simple Model for Diffusion-Limited Drop Evaporation of Binary Liquids from Physical Properties of the Components: Ethanol-Water Example. *Langmuir*, 36, 1357–1371 (2020) [https://dx.doi.org/10.1021/acs.langmuir.9b03590]
 7. *Khellil Sefiane, Samuel David and Martin E. R. Shanahan*. Wetting and Evaporation of Binary Mixture Drops. *J. Phys. Chem. B*, 112, 11317–11323 (2008) [DOI: 10.1021/jp8030418]
 8. *Pradeep Gurrula, Pallavi Katre, Saravanan Balusamy, Sayak Banerjee, Kirti Chandra Sahu*. Evaporation of ethanol-water sessile droplet of different compositions at an elevated substrate temperature. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 145 118770 (2019) [https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118770]
 9. *Amir A. Pahlavan , Lisong Yang , Colin D. Bain and Howard A. Stone*.Evaporation of Binary-Mixture Liquid Droplets: The Formation of Picoliter Pancakelike Shapes. *Physical Review Letters* 127, 024501 (2021) [DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.024501]
 10. *E. L. Talbot, H. N. Yow, L. Yang, A. Berson, S. R. Biggs, C. D. Bain*.Printing Small Dots from Large Drops. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 7(6), 3782–3790. (2015). [doi:10.1021/am5087177]
 11. *Louise Urruty and Michel Montury*. Extraction in Aqueous Solutions by Solid-Phase Microextraction. *J. Agric. Food Chem.*, 44, 12, 3871–3877 (1996) [https://doi.org/10.1021/jf960039g]
 12. *L. Bahmani, M. Neysari and M. Maleki*.The study of drying and pattern formation of whole human blood drops and the effect of thalassaemia and neonatal jaundice on the patterns. *Colloid Surface A*, 513 66-75 (2017).[https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2016.10.065]
 13. *G. Strotos, I. Malgarinos, N. Nikolopoulos and M. Gavaises*. Predicting the evaporation rate of stationary droplets with the VOF methodology for a wide range of ambient temperature conditions, *Int. J. Therm Sci.*, 109 253-262. (2016). [https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.06.022]
 14. *L.A. Bulavin, G.M. Verbinska, A.V. Brytan, Ya.O. Stepowyi*. Model for Evaporation of Droplets of Ideal Alcohol Solutions in Diffusive and Transient Regimes. *Ukrainian Journal of Physics*, 67,8, 592 (2022) [https://doi.org/10.15407/ujpe67.8.592]
 15. *O.V. Korobko, A.M. Brytan, G.M. Verbinska&D.A. Gavryushenko*.Effect of Ultraviolet Radiation on Evaporation of Suspended Alcohol Droplets. *Ukrainian Journal of Physics*,60(4), 318 (2019). [https://doi.org/10.15407/ujpe60.04.0318]
 16. *V. S. Savenko, G.M. Verbinska & L.A. Bulavin*. Computer Simulation of Evaporation Process of NaCl Aqueous Solution. *Ukrainian Journal of Physics*, 61(9), 812 (2019). [https://doi.org/10.15407/ujpe61.09.0812]
 17. *S. Sazhin*, *Droplets and Sprays* (Springer Verlag, London, 2014). [https://doi.org/10.1007/978-1-4471-6386-2]
 18. *A. K. Agarwal*. Biofuels (alcohols and biodiesel) applications as fuels for internal combustion engines. *Prog. Energ. Combust.*, 33 (3) 233-271 (2007). [doi:10.1016/j.pecs.2006.08.003]
 19. *Q.S. Khan, S.W. Baek*. Effects of High Ambient Pressure and Temperature on the Autoignition of Blended fuel Droplets. *International Conference on Energy and Environment 2006 (ICEE 2006)*.56-60.

20. *Daisuke Segawa, Toshikazu Kadota, Ryota Kohama and Hiroshi Enomoto*. Ignition of binary mixture droplets by a propagating laminar flame. *Proceedings of the Combustion Institute*, 28, 961–968 (2000) [[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(00\)80302-1](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(00)80302-1)]
21. *R. S. Volkov, G. V. Kuznetsov, V. E. Nakoryakov & P. A. Strizhak*. Experimental estimation of evaporation rates of water droplets in high-temperature gases. *J Appl Mech Tech Phy* 58, 889–894 (2017). [<https://doi.org/10.1134/S0021894417050157>]
22. *T. Kitano, J. Nishio, R. Kurose & S. Komori*. Evaporation and combustion of multicomponent fuel droplets. *Fuel*, (136), 219 (2014). [<https://doi.org/10.1016/j.fuel.2014.07.045>]
23. *T. Harada, H. Watanabe, Y. Suzuki, H. Kamata, Y. Matsushita, H. Aoki, T. Miura*. A numerical investigation of evaporation characteristics of a fuel droplet suspended from a thermocouple. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(1-3), 649 (2011). [<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.08.021>]
24. *O. V. Vysokomornaya, G. V. Kuznetsov, P. A. Strizhak*. Evaporation of water droplets in a high-temperature gaseous medium. *J. Engng Phys. Thermophys.* 89, 141–151 (2016). [<https://doi.org/10.1007/s10891-016-1361-4>]
25. *Daniel Fredrich, Andrea Giusti*. Numerical investigation of multi-component droplet evaporation and autoignition for aero-engine applications. *Combustion and Flame*, 241 (2022) 112023. [<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2022.112023>]
26. *S. M. Frolov, F. S. Frolov, B. Basara*. Simple model of transient drop vaporization. *Journal of Russian Laser Research*, 27, 6, 562(2006). [DOI:10.1007/s10946-006-0035-7]
27. *I. Veza, M. F. M. Said, Z. A. Latiff*. Progress of acetone-butanol-ethanol (ABE) as bio-fuel in gasoline and diesel engine: A review. *Fuel Processing Technology*, 196, 106179. (2019). [doi:10.1016/j.fuproc.2019.106179]
28. *N. Yilmaz, E. Ileri, A. Atmanli*. Performance of biodiesel/higher alcohols blends in a diesel engine. *International Journal of Energy Research*, 40(8), 1134-1143. (2016) [doi:10.1002/er.3513]
29. *О. С. Черненко, В. В. Калінчак, Д. С. Дараков, О. К. Конійка*. Фізика аеродисперсних систем, 52, 47 (2015). [<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2015.52.159698>]
30. *K. M. Watson*. Thermodynamics of the Liquid State. *Ind. Eng. Chem*, 35(4), 398 (1943). [<https://doi.org/10.1021/ie50400a004>]
31. *А. Н. Баратов, А. Я. Корольченко, Г. Н. Кравчук*. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения. Справочн. изд. : в 2 книгах М., Химия, 1990. 496 с.
32. *David R. Lide* *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 85th Edition, Volume 85. (CRC Press, Jun 29, 2004). [<https://doi.org/10.1021/ja041017a>]
33. *Vinogradov A., Yakhno O*. Effect of droplets convective heating and their evaporation on the shielding properties of fire-fighting water curtain Вісник НТУУ «КПІ». Серія машинобудування, 2(77), 55 (2016). [<http://dx.doi.org/10.20535/2305-9001.2016.77.69968>]

6.1. Класифікація горючих рідин

Для кожної горючої рідини існує три характерні температури: спалаху, займання та самозаймання [1]. За температуру спалаху приймають найменшу температуру рідини, при якій спостерігається спалах парів над її поверхнею. Температурою займання називають найменшу температуру поверхні рідини, при короткочасному піднесенні до якої зовнішнього джерела запалювання на поверхні спостерігається стійке горіння.

В різних країнах використовуються різні класифікації легкозаймистих рідин. Так, на території Сполучених Штатів використовується класифікація національної асоціації протипожежного захисту (NFPA), згідно якої займисті рідини поділяють на три класи [2]: IA (температура спалаху менше 22.8 °C, а температура кипіння менше 37.8 °C); IB (температура спалаху менше 22.8 °C, а температура кипіння не менше 37.8 °C) та IC (температура спалаху не менше 22.8 °C та менше 37.8 °C). Горючі рідини відносяться до рідин класу II (температура спалаху більша за 37.8 °C та менше 60 °C) та III (температура спалаху більша за 60 °C).

Європейська класифікація легкозаймистих речовин CLP [3] також ділить легкозаймисті рідини на три категорії: 1 – температура спалаху < 23 °C і температура кипіння ≤ 35 °C, 2 – температура спалаху < 23 °C і температура кипіння > 35 °C, 3 – температура спалаху ≥ 23 °C і ≤ 60 °C).

В Україні класифікація таких рідин якісно відрізняється. Так в ДСТУ [4] підлегкозаймистою рідиною розуміють рідину з температурою спалаху не більше ніж 61 °C у закритому тиглі або 66 °C у відкритому тиглі. Особливо небезпечними називають легкозаймисті рідини з температурою спалаху не більше ніж 28 °C. Тобто розділ на три класи відсутній. Хоча в ДСТУ [5] при поділі небезпечних речовин і матеріалів під час зберігання неявно використовується виділення в окремі категорії рідин з температурою спалаху 1) менше –18 °C; 2) більше –18° і менше 23 °C; 3) більше 23° і менше 61 °C.

Тому саме температура спалаху є головною характеристикою для визначення класу рідин. Визначення температури займання в наукових дослідженнях зустрічається значно рідше [6-9]. В західних країнах температуру займання називають «firepoint» – температура виникнення стійкого полум'я при короткочасному піднесенні джерела запалювання. В Україні для визначення температури займання індивідуальних рідин використовується експериментальні дані [10] чи розрахунки по емпіричним формулам [11].

Прийнято, що температура займання (firepoint) ненабагато більша за температуру спалаху: для легкозаймистих рідин на 1-5°C, для горючих – на 30-35°C. Чим менша температура спалаху, тим менша різниця з температурою займання, яку практично важко відрізнити. Аналітичні вирази для знаходження температури спалаху доволі широко оглянуті в [11]. Для визначення темпера-

тури займання є в наявності декілька емпіричних залежностей, які дозволяють провести оцінки для індивідуальних чистих рідин в повітрі. Вплив інших факторів (наявність домішок - розчини, газовий склад середовища, тощо) ці залежності визначити не дозволяють. Активні дослідження горіння мультикомпонентних палив та водопаливних емульсій [12-13], в основі яких лежать легкозаймисті та горючі рідини, спонукає шукати аналітичні методи розрахунку їх характеристик.

6.2. Емпіричні формули для розрахунку температури займання

Зазвичай для аналітичної оцінки температури займання T_{fire} застосовують емпіричні формули. Так в [11] запропонована наступна залежність:

$$T_{fire} - T_0 = -47.78 + 0.882(T_{boil} - T_0) + \sum n_j a_j, \quad (6.1)$$

де $T_0 = 273$ К, T_{boil} – температура кипіння, К, a_j – емпіричний коефіцієнт, що характеризує внесок кожної структурної групи (n_j – їх кількість), а саме: $a(C-C) = 0.027$, $a(C=C) = -8.98$, $a(C \cdots C \text{ аром}) = -2.069$, $a(C-H) = -2.118$, $a(C-O) = -0.111$, $a(C=O) = -0.826$, $a(O-H) = 8.216$.

Широко відома також формула Блинова [11], що дозволяє орієнтовно визначити температуру займання індивідуальної речовини T_{fire} (в К):

$$T_{fire} = \frac{A}{D_{f0} \beta P_s}, \quad (6.2)$$

де D_{f0} – коефіцієнт дифузії пари рідини при н.у. в $\text{м}^2/\text{с}$, β – стехіометричний коефіцієнт кисню в реакції горіння, P_s – тиск насиченої пари при температурі займання в Па, $A = 45.3 \text{ К} \cdot \text{Па} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ (для органічних сполук) та $133.3 \text{ К} \cdot \text{Па} \cdot \text{м}^2/\text{с}$ (для фосфорорганічних сполук).

Коефіцієнт дифузії пари в повітрі за нормальних умов з достатньою точністю можна розрахувати за формулою [11]:

$$D_{f0} = \frac{10^{-4}}{\sqrt{\sum_i n_i \Delta M_i}}, \quad (6.3)$$

де n_i – число атомів i -го типу у складі молекул, ΔM_i – атомні складові, значення яких наведено в табл. 6.1

Табл. 6.1. Значення ΔM_i для різних типів атомів [11]

Атом	ΔM	Атом	ΔM	Атом	ΔM	Атом	ΔM	Атом	ΔM
$C(n_c \leq 8)$	$25 + 3n_c$	$C(n_c > 8)$	50	$C(\text{аром})$	25	O	17	H	1

Формула (6.2) є трансцендентним рівнянням відносно температури, оскільки тиск насиченої пари залежить від температури. Тому методика розрахунку за цією формулою полягає в пошуці величини $T_{fire} P_s = \frac{A}{D_{f0} \beta}$, а потім методом послідовних наближень знаходять температуру займання. При цьому

необхідно знати температурну залежність $P_s(T)$ для даної пари рідини: чи з довідника [10], чи у вигляді формули Антуана [11].

Для аналітичного визначення формули температури займання розглянемо, для прикладу, стаціонарні профілі концентрацій компонент в газовій фазі поблизу краплі рідини. Стаціонарне рівняння дифузії парів та інших газів для сферичного шару навколо краплі з врахуванням стефанівської течії [14, 15] та відсутності протікання хімічних реакцій з граничними умовами на поверхні краплі та на границі приведеної плівки:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 D_i \rho_g \frac{\partial Y_i}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g Y_i).$$

$$r = r_s, \quad Y_i = Y_{is}, \quad r = r_f, \quad Y_i = Y_{i\infty}.$$

Тут Y_i – відносна масова концентрація (масова частка) i -го газового компонента в газовій суміші; D_i – коефіцієнт дифузії газового компонента, $\text{м}^2/\text{с}$; ρ_g – густина газового середовища, $\text{кг}/\text{м}^3$; U – швидкість стефанівської течії, $\text{м}/\text{с}$; r_s, r_f – радіус краплі та приведеної плівки; індекси s та ∞ відповідають поверхні та газовому середовищу. Розв'язок рівняння дає профілі концентрацій будь-якого газового компонента $Y_i(r)$:

$$\frac{Y_i - Y_{is}}{Y_{i\infty} - Y_{is}} = \frac{\exp \left(\xi \frac{Sh}{2} \left(1 - \frac{r_s}{r} \right) \right) - 1}{\exp \xi - 1}, \quad (6.4)$$

де

$$\xi = \frac{I(1 - r_s / r_f)}{4\pi r_s D_i \rho_g} = \ln \left(\frac{1}{1 - Y_{fs}} \right).$$

де I – масова швидкість стефанівської течії, $\text{кг}/\text{с}$.

Використовуючи рівняння Менделєєва-Клапейрона та Дальтона для суміші парів рідини та повітря (азот і кисень):

$$P_f V = \frac{m_f}{\mu_f} R T_g, \quad P_{O_2} V = \frac{m_{O_2}}{\mu_{O_2}} R T_g, \quad P = P_f + P_{O_2} + P_{N_2}, \quad P_{O_2} / P_{N_2} = x_{O_2} / (1 - x_{O_2}) = 21 / 79,$$

масові частки парів рідини та кисню поблизу поверхні краплі дорівнюють

$$Y_{fs} = \frac{\mu_f}{\mu} \exp \left(\frac{L_m \mu_f}{R T_{boil}} - \frac{L_m \mu_f}{R T} \right), \quad Y_{O_2s} = \frac{x_{O_2} \mu_{O_2}}{\mu} \left(1 - \exp \left(\frac{L_m \mu_f}{R T_{boil}} - \frac{L_m \mu_f}{R T} \right) \right). \quad (6.5)$$

Тут L_m – питома теплота пароутворення, $\text{Дж}/\text{кг}$; x_{O_2} – мольна частка кисню в середовищі, μ_f, μ_{O_2}, μ – молярна маса парів, кисню та суміші, $\text{кг}/\text{моль}$. Тут взято $x_{O_2} = 0.21$ (повітря). Тиск насиченої пари на поверхні краплі визначається з рівняння Клаузіуса-Клапейрона в припущенні сталості питомої теплоти пароутворення (в першому припущенні при температурі кипіння):

$$\frac{dP_f}{dT} = \frac{L_m \mu_f}{R T^2} P_f. \quad (6.6)$$

На рис. 6.1 представлені профілі (6.4) масових часток парів, кисню та азоту в газі. Природно, що зі збільшенням температури поверхні краплі, масова

частка парів біля поверхні збільшується, а кисню – зменшується. З огляду на те, що крапля при знаходженні в нагрітому повітрі прогрівається, то відношення поверхневих концентрацій парів та кисню Y_{fs} / Y_{O_2s} монотонно збільшується. Прийmemo, що при температурі займання саме біля поверхні краплі повинно виконуватися стехіометричне відношення між парою та киснем $Y_f / Y_{O_2} \Big|_{cmex}$ для виникнення горіння парів. Якщо прийняти, що $A_f + \beta A_{O_2} \rightarrow \dots$ є брутто-рівнянням хімічної реакції, то $Y_f / Y_{O_2} \Big|_{cmex} = \mu_f / \beta \mu_{O_2}$.

Застосувавши (6.5), значення температури поверхні краплі, що і буде температурою займання рідини, в цьому випадку є:

$$T_{fire} = T_{boil} \left(1 + \frac{RT_{boil}}{L_m \mu_f} \ln \left(1 + \frac{\beta}{x_{O_2}} \right) \right)^{-1}. \quad (6.7)$$

Проведемо і порівняємо розрахунки по наведеним емпіричним формулам (6.1), (6.2) та аналітичною формулою (6.7).

6.3. Аналітична формула

Для порівняння результатів розрахунків були взяті по декілька рідин з кожного класу. Умовно легкозаймисті та горючі рідини поділимо на наступні категорії по значенню температури спалаху:

- Особливо небезпечні (ЛЗР-ОН): температура спалаху нижче -18°C ;
- Постійно небезпечні (ЛЗР-ПН): температура спалаху вище -18°C і менше 23°C ;
- Небезпечні при підвищенні температури (ЛЗР-НПТ): температура спалаху вище 23°C и нижче за 60°C ;
- Горючі рідини (ГР) з температурою спалаху вище за 60°C .

Всі вихідні дані та параметри представлені в табл. 6.2. В табл. 6.3 представлені результати розрахунку температури займання за формулами (6.1), (6.2) та (6.7), також експериментальні значення [10]. Видно, що розрахункові значення по формулі (6.7) доволі сильно відрізняються від інших. Це в першу чергу пов'язано з тим, що питома теплота пароутворення достатньо суттєво збільшується при зменшенні температури. А температура займання значно менша за температуру кипіння рідини. В довідниках [10, 16, 17], зазвичай, надаються значення теплоти пароутворення при температурі кипіння рідини, іноді при нормальних чи стандартних умовах. Залежність теплоти пароутворення від температури можна з похибкою 1.78% визначити згідно формули Ватсона[18-19]:

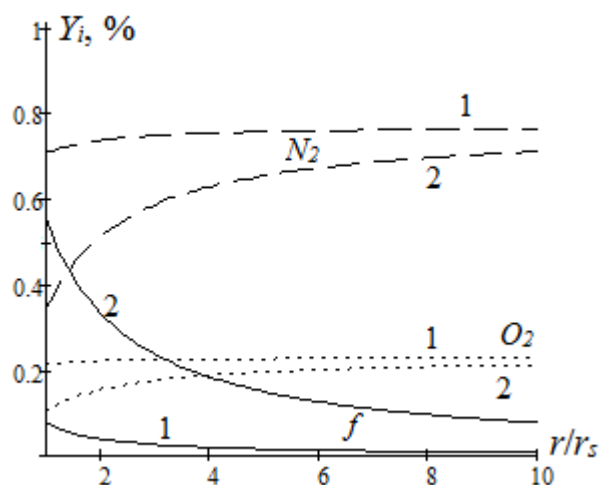


Рис. 6.1. Стаціонарні профілі концентрацій біля краплі етанолу діаметром 2.25 мм в повітрі при температурі краплі: 1) 293 К, 2) 333 К.

Таблиця 6.2. Вихідні дані для розрахунку [10, 16, 17]

Рідина	Хімічна формула	β	L_m , при T_{boil} , кДж/кг	T_{cr} , °C	$\lg P_s$ (P_s в кПа, T в К)	D_f , 10^{-6} м/с по (6.3)
Легкозаймисті рідини, особливо небезпечні (ЛЗР-ОН)						
ацетальдегід	CH_3CHO	2.5	585	188.0	6.32-1099/($T-40$)	11.0
ацетон	$\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$	4	502	235.5	6.38-1282/($T-36$)	8.9
гексан	C_6H_{14}	9.5	335	234.5	6.00-1166/($T-49$)	6.1
діетиловий етер	$(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$	6	358	193.4	7.00-1099/($T-41$)	7.6
Легкозаймисті рідини, постійно небезпечні (ЛЗР-ПН)						
бензол	C_6H_6	7.5	394	289.4	5.61-902/($T-95$)	8.0
етанол	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$	3	838	243.0	7.81-1919/($T-21$)	10.8
гептан	C_7H_{16}	11	318	267.0	6.08-1295/($T-53$)	5.4
ізопропанол	$\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$	4.5	664	235.6	7.51-1733/($T-41$)	8.9
толуол	$\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_3$	9	361	320.4	6.05-1328/($T-55$)	7.3
етилацетат	$\text{C}_4\text{H}_8\text{O}_2$	5	363	250.4	6.23-1245/($T-55$)	7.6
Легкозаймисті рідини, небезпечні при підвищенні температури (ЛЗР-НПТ)						
пропанол	$\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}$	4.5	691	236.7	7.44-1752/($T-48$)	8.9
бутанол	$\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$	6	585	288.6	8.72-2265/($T+7$)	7.6
оцтова кислота	CH_3COOH	2	395	321.6	7.10-1906/($T-17$)	10.0
Горючі рідини						
етиленгліколь	$\text{C}_2\text{H}_4(\text{OH})_2$	2.5	815	372.0	8.14-2753/($T-21$)	9.9
пропіленгліколь	$\text{C}_3\text{H}_6(\text{OH})_2$	4	645	351.0	9.20-3271/ T	8.3
гліцерин	$\text{C}_3\text{H}_5(\text{OH})_3$	3.5	663	577.0	8.35-3263/($T-43$)	7.9

Таблиця 6.3. Температури займання ЛЗР та ГР

Рідина	T_{boil} , °C	T_{flash} , °C [10]	T_{fire} , °C по (6.1)	T_{fire} , °C по (6.2)	T_{fire} , °C по (6.7)	T_{fire} , °C по (6.8)	T_{fire} , °C експ [10]
ацетальдегід	20.8	-40	-38.5	-32.5	-36.6	-33.6	-35
ацетон	56.4	-18	-11.5	-11.6	-16.1	-11.8	-5
гексан	68.7	-23	-16.7	-13.9	-25.0	-18.1	
діетиловий етер	35.6	-41	-37.7	-41.0	-40.6	-35.6	
бензол	80.0	-11	-2.3	-3.4	-10.4	-5.0	
етанол	78.4	16.1	18.9	17.2	18.2	21.5	18
гептан	98.4	-4	5.3	9.5	-5.1	3.1	-4
ізопропанол	82.4	11.7	18.2	18.4	15.8	20.0	21
толуол	110.6	7	20.4	16.2	8.4	15.1	
етилацетат	77.1	-3	2.3	4.6	-2.2	2.9	6
пропанол	97.2	23	31.3	30.1	27.8	32.0	30
бутанол	117.0	29	44.5	44.0	38.1	43.3	43
оцтова кислота	118	40	57.3	48.7	22.6	28.7	61
етиленгліколь	197	111	133.7	116.8	119.4	124.5	
пропіленгліколь	188	96-107	121.6	105.5	100.5	107.1	110
гліцерин	290	174	221.8	188.0	188.3	193.7	187

$$L_m = L_{mb} \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_{boil}} \right)^{0.38},$$

де T_{cr} – критична температура рідини, К.

В температурному інтервалі нижче температури кипіння цю залежність можна з достатньою точністю апроксимувати лінійною залежністю:

$$L_m = L_{mb} - B(T - T_{boil}), \quad B = \frac{0.38L_{mb}}{T_{cr} - T_{boil}},$$

де L_{mb} – питома теплота пароутворення рідини при температурі кипіння рідини.

Використовуючи отриману температурну залежність питомої теплоти пароутворення, закон Клаузіуса-Клапейрона (6.6) та температурна залежність тиску насиченого пару приймають вигляд:

$$\frac{dP_f}{dT} = \frac{(L_{mb} - B(T - T_{boil}))\mu_f}{RT^2} P_f$$

та

$$P_{fs} = AT^{-\frac{B\mu_f}{R}} \exp\left(-\frac{B\mu_f}{R} \frac{T_{boil}}{T}\right) \exp\left(-\frac{L_{mb}\mu_f}{RT}\right).$$

Повторюючи викладку, можна отримати рівняння для визначення температури займання рідини, яка дорівнює температурі поверхні:

$$\frac{T_{boil}}{T_{fire}} = 1 + \frac{RT_{boil}}{(L_{mb} + BT_{boil})\mu_f} \ln \left[\left(\frac{T_{fire}}{T_{boil}} \right)^{\frac{B\mu_f}{R}} \left(1 + \frac{\beta}{x_{O_2}} \right) \right]. \quad (6.8)$$

Розв'язки цього трансцендентного рівняння для взятих рідин представлені в табл.6.3. Видно, що отримані значення значно краще корелюють з іншими.

Перевагою отриманих формул (6.7) та (6.8) є можливість визначення впливу вмісту води в розчині з легкозаймистою рідиною. Вважаємо, що виконується закон Рауля для парів горючої рідини $P_s = Z_i \cdot P_{s0}$, де Z_f – молярна частка ЛЗР в суміші, P_{s0} – тиск насиченої пари над чистою ЛЗР. Тоді в формулах (6.7) та (6.8) під логарифмом треба замінити $(1 + \beta/x_{O_2})$ на $Z_f(1 + \beta/x_{O_2})$.

В табл. 6.4 представлені розрахунки температури займання для водних розчинів етанолу та ацетону. Отриману динаміку зміни температури займання при збільшення частки води в розчині можна підтвердити неявно збільшенням температури спалаху. Якщо припустити, що в невеликому температурному інтервалі різниця між температурами спалаху та займання практично не змінюється,

Таблиця 6.4. Залежність температури займання водних розчину етанолу та ацетону від молярної частки води ($Z_w = 1 - Z_f$).

$Z_w, \%$	0	10	20	30	40	50
$T_{flash}, ^\circ\text{C}$ (ацетон)[10]		-18		-14		-11
$T_{fire}, ^\circ\text{C}$ (ацетон) по (8)	-11.8	-10.0	-8.0	-5.6	-2.8	0.6
$T_{flash}, ^\circ\text{C}$ (етанол)[10]		16	18	20-22	22	25
$T_{fire}, ^\circ\text{C}$ (етанол) по (8)	21.5	23.3	25.3	27.6	30.3	33.6

то маємо (табл. 6.4) практично однаковий темп зростання вказаних температур при збільшенні вмісту води.

Висновки. В даному розділі запропонована аналітична формула для розрахунку температури займання індивідуальної горючої рідини, яка основана на припущенні, що при займанні на поверхні рідини утворюється стехіометрія між концентраціями горючого газу і окисника. Даний підхід дозволяє врахувати не тільки залежність насиченого пару рідини від температури, але і температурну залежність питомої теплоти пароутворення. Остання залежність є суттєвою і важливою при визначенні температури займання, бо, зазвичай, ця температура є суттєво нижчою за температуру кипіння. Порівняння з результатами розрахунків по відомим емпіричним залежностям для різних легкозаймистих і горючих рідин дають задовільні результати.

Перевагою отриманих формул (6.7) та (6.8) є можливість знаходити температури займання бінарної суміші горючої з негорючою рідиною, наприклад, водою.

Важливим питанням залишається аналітичне визначення температур займання водно-паливних емульсій, які являються перспективним альтернативним паливом. З іншої сторони питання аналітичного визначення температур спалаху та займання бінарних чи мультикомпонентних розчинів горючих рідин залишається в розробці.

Література до розділу:

1. Федоровський В. В., Веселівський Р. Б. Підходи до визначення температур спалаху та займання горючих рідин // *Науковий вісник: цивільний захист та пожежна безпека*: № 2. 2016. С. 49-54. http://nbuv.gov.ua/UJRN/sbcps_2016_2_10
2. NFPA 30 Flammable and Combustible Liquids Code 2021 Edition. 167 p. <https://www.nfpa.org/codes-and-standards/all-codes-and-standards/list-of-codes-and-standards/detail?code=30>
3. DRAFT Guidance on the Application of the CLP Criteria (Public) DRAFT Version 5.0 – July 2016. 183 p. https://echa.europa.eu/documents/10162/17235/clp_guidance_draft_v5_part2_en.pdf
4. ДСТУ Б В.1.1-36:2016 Визначення категорій приміщень, будинків та зовнішніх установок за вибухопожежною та пожежною небезпекою. Вид. офіц. Київ: Мінрегіон України, 2016. 34 p. https://dbn.co.ua/load/normativy/dstu/dstu_b_v_1_1_36/5-1-0-1759
5. ДСТУ 8828:2019 Пожежна безпека. Вид. офіц. Київ: ДП «Укр НДНЦ». 2020. 87 с. https://zakon.isu.net.ua/sites/default/files/normdocs/dstu_8828_2019.pdf
6. Abdulkadir Isa, Alhasssan H. M. (2020) Impact of Climate Change on Rheological Properties of Bitumen. *Open Journal of Civil Engineering*, 10, pp. 93-104. DOI: [10.4236/ojce.2020.102009](https://doi.org/10.4236/ojce.2020.102009).
7. Supan Wang, Yu Zhang, Xinyan Huang (2021) Ignition of EPS foam by a hot moving hollow particle: Threshold, auto-ignition, and fire point. *Combustion and Flame*, 232, p. 111524 <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2021.111524>

8. Babu D., Anand R. (2019) Influence of fuel injection timing and nozzle opening pressure on a CRDI-assisted diesel engine fueled with biodiesel-dieselalcohol fuel. *Advances in Eco-Fuels for a Sustainable Environment Woodhead Publishing Series in Energy*, pp. 353-390. <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102728-8.00013-9>
9. ThangarasuVinoth, AnandR. (2019) Physicochemical fuel properties and tribological behavior of aeglemarmeloscorrea biodiesel. *Advances in Eco-Fuels for a Sustainable Environment Woodhead Publishing Series in Energy*, pp 309-336 <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102728-8.00011-5>
10. Баратов А.Н., Корольченко А.Я., Кравчук Г.Н. и др. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения. Справочн. изд. : в 2 книгах М., Химия, 1990. 496 с.
11. Тарахно О.В., Трегубов Д.Г., Жернокльов К.В., Шепелева А.І., Коврегін В.В. Теорія розвитку й припинення горіння. Практикум. Частина II: Х.: НУЦЗУ, 2010. 314 с.
12. Karmakar, S., Som, S.K., Rao, D.C.K. (2018) *Combustion of Multi-component Fuel Droplets*. In: Basu, S., Agarwal, A., Mukhopadhyay, A., Patel, C. (eds) *Droplets and Sprays. – Energy, Environment, and Sustainability*. Springer, Singapore, pp. 77-114. https://doi.org/10.1007/978-981-10-7449-3_4
13. Strizhak P. A., Piskunov M. V., Volkov Roman S., Legros J. C. (2017) Evaporation, boiling and explosive breakup of oil-water emulsion drops under intense radiant heating. *Chemical engineering research and design*. 127. pp. 72–80. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cherd.2017.09.008>.
14. Sazhin S. *Droplets and Sprays*. London: Springer Verlag, 2014. 345 p. DOI: [10.1007/978-1-4471-6386-2](https://doi.org/10.1007/978-1-4471-6386-2)
15. Черненко О. С., Калінчак В. В., Дараков Д.С., Конійка О.К. Вплив підвісу на кінетику випаровування краплі рідкого палива. *Фізика аеродисперсних систем*. № 52. 2015. С. 47-62. DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2015.52.159698>
16. David R. Lide *CRC Handbook of Chemistry and Physics* 85 hted. CRC Press, Jun 29, 2004. Science, 2712 p. <https://doi.org/10.1021/ja041017a>
17. Рабинович В.А., Хавин З.Я. Краткий химический справочник. Л.: Химия, 1991. 432с.
18. Watson K. M. (1943) *Thermodynamics of the Liquid State*. Generalized prediction of properties. *Industrial & Engineering Chemistry Research*. 35, 4, pp. 398 – 406 <https://doi.org/10.1021/ie50400a004>
19. Poling Bruce E., Prausnitz John M., O'Connell John P. *Properties of Gases and Liquids*, 5th Edition. McGraw-Hill Education, 2001. 803 p. DOI: 10.1036/0070116822

Розділ 7. ДОСЛІДЖЕННЯ САМОЗАЙМАННЯ КРАПЕЛЬ БІОПАЛИВ В ПОВІТРІ

Копійка О.К., Калінчак В.В., Черненко О.С.

Біопаливо – це тверде, рідке або газоподібне паливо, що отримується з біологічно поновлюваної сировини (біомаси), яка може використовуватися як паливо або компонент інших видів палив. Найбільш перспективним для використання як паливо для дизельних ДВС є рапсове масло, яке може бути перероблене в метиловий або етиловий етери рапсового масла.

Рапс-метиловий етер (RME) синтезується з рапсового масла, шляхом перетворення тригліцериду масла на метиловий етер масла. Цей процес відомий як трансестерифікація (естерифікація). В склад рапсового масла входять т.з. жирні кислоти – тригліцериди. В результаті процесу трансестерифікації рослинного масла і метилового спирту (метанолу), спирт реагує з маслом, звільняючи при цьому три ланцюжки складних етерів від тригліцериду - основи гліцерину. Реакція прискорюється при підвищенні температури реагуючої суміші і наявності каталізатора (сильної основи KOH, NaOH). Рослинне масло розкладається на відокремлені складні етери і гліцерин. Гліцерин може бути далі очищений для подальшого використання при виробництві полімерів, антифризів, в косметичній промисловості, а зверху збираються фракції, що складаються з насиченого складного етеру (MethylStearate), ненасиченого складного моноетеру (MethylOleate), і ненасиченого складного діетеру (MethylLinoleate). Як паливо для дизельних двигунів використовується фракція MethylOleate.

У камері згорання дизельного двигуна вуглеводневе паливо знаходиться у вигляді зваженого в повітрі і парах палива хмари з великого числа різних по розмірах крапель, розподіл яких за об'ємом камери неоднорідного. Внаслідок чого, проведення детального аналізу samozаймання і горіння такої складної системи є вельми складним. Головним недоліком більшості досліджень присвячених цій тематиці є те, що отримані результати носять частинний характер і відносяться до конкретної камери згорання, тоді як багато загальних властивостей процесів, що мають місце при спалюванні палив, залишаються не вивченими. У цьому сенсі проведення експериментальних досліджень samozаймання і горіння поодинокі краплі палива, як простішої в порівнянні з розпиленням паливом моделі, представляється доцільним.

Початковий діаметр крапель палива зважених в паро-повітряному середовищі всередині камери згорання може знаходитися в інтервалі від декількох до сотень мікрон. Максимум розподілу крапель по розмірах зазвичай доводиться на значення близько десятків мікрон [1]. Експериментальні дослідження samozаймання і горіння одиночних крапель подібних розмірів зв'язані зі значними труднощами, тому в дослідках використовуються краплі з діаметром порядку 1 мм. Це значення, зрозуміло, значно більше розмірів середньої фракції розпиленого палива, проте саме такі краплі найбільш зручні для постановки експерименту. Крім того, вони мають більший період затримки samozаймання і нижчу критичну температуру samozаймання в порівнянні з краплями меншого роз-

міру[2], що є важливим чинником для достовірного визначення ступеня впливу малих добавок до вуглеводневих палив на період затримки їх самозаймання. Оскільки, у разі займання дрібних крапель, може статися, що ті невеликі по абсолютній величині зміни часу затримки займання, які можуть мати місце, знаходитимуться в межах точності експерименту.

7.1. Методика проведення експерименту

Експериментальні дослідження процесу самозаймання поодинокі краплі мінерального дизельного палива (MD) і біопалив проводилися по методу підвішеної краплі [3] на установці, основним конструктивним елементом якої була рухома піч, закрита з одного торця, з нагрівальним елементом з ніхрому (діаметр печі 7 см, довжина 12 см). Схема установки приведена на рис. 7.1.

Піч 1 переміщалася відносно краплі досліджуваного палива, яка знаходилася на нерухомому підвісі 2. Інтервал часу для введення краплі в об'єм печі був фіксований і не перевищував 0.5 с. В якості підвісу використовувалася скляна нитка з діаметром кульки на кінці 600 мкм. Температура самозаймання краплі досліджуваного палива визначалася за допомогою другої термопари 3, жорстко закріпленої з закритого торця печі, і реєструвала температуру середовища T_g у момент самозаймання краплі. Точність вимірювання температури становила ± 1 градус. Час затримки спалаху краплі визначалися за допомогою фотоелемента, розташованого на одній оптичній вісі з підвісом. Керуючий сигнал від фотоелемента подавався на вхід таймера.

Дослідження залежності часу затримки самозаймання одиночних крапель (MD) і біопалив від температури навколишнього середовища проводилися по наступній методиці. Використовуючи дозуючий пристрій, крапля досліджува-

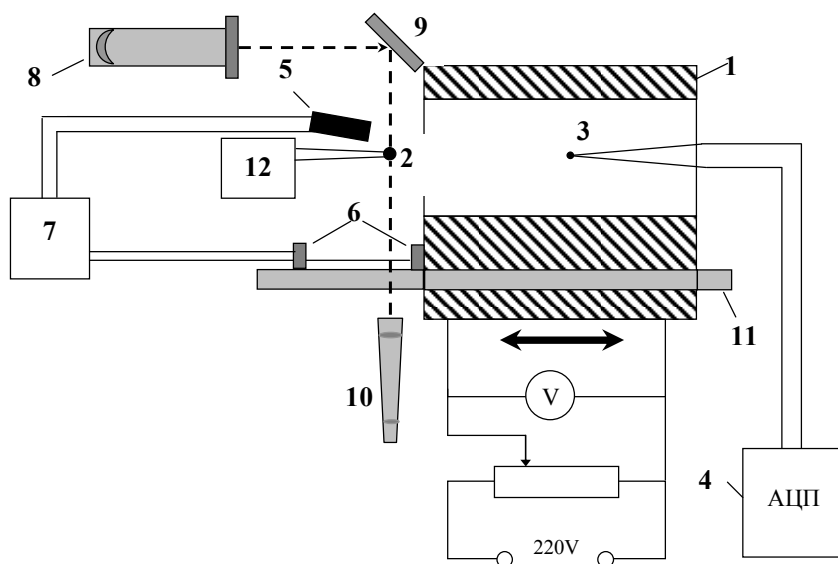


Рис.7.1. Схема установки: 1 – рухома піч, 2 – підвіс для краплі, 3 – датчик зміни температури середовища (термопара ХА), 4 – аналого-цифровий перетворювач, 5 – фотоелемент, 6 – синхронізуючі контакти, 7 – таймер, 8 – джерело світла, 9 – відбиваючий екран, 10 – трубка для спостереження, 11 – направляючі для переміщення печі.

ного палива поміщалася на підвіс. Початковий діаметр краплі d_0 визначався за допомогою зорової труби, у відбитому світлі на тлі білого екрану. Крапля на скляному підвісі набувала форми декілька витягнуту у вертикальному напрямі. Тому при вимірюванні розмірів крапель фіксувався також і її вертикальний розмір.

Після визначення, за показами АЦП, температури навколишнього середовища в печі, крапля поміщалася всередину її. Момент часу, коли крапля досліджуваного палива виявлялася в центрі печі, на невеликій відстані (2÷3мм) від жорстко закріпленої термопари, синхронізувався за допомогою механічного контакту з моментом включення таймера. Час затримки самозаймання краплі (індукційний період τ_{ign}) визначався як час від моменту розташування краплі в центрі печі до моменту появи полум'я навколо краплі. Таймер фіксував також і повний час життя краплі. Інформація про час горіння краплі палива, яке визначалося як різниця між часом життя краплі і періодом затримки самозаймання, необхідна при дослідженні критичних умов самозаймання, оскільки на межі самозаймання спостерігається великий розкид даних по цій величині [4]. Дані за часом затримки самозаймання, і критичному значенню температури виходили з серії по 5 – 10 дослідів з краплями заданого діаметру. При цьому, ті досліді, час горіння крапель в яких значно відрізнявся від середнього значення, не враховувалися. Погрішність експерименту склала до 5%. Такий підхід дозволив виключити вплив таких чинників, як включення бульбашок пари в краплях та ін. Після закінчення горіння краплі палива, внутрішній простір печі продувався потоком повітря, з метою видалення продуктів окислення палива.

7.2. Критичні умови самозаймання крапель біопалив і їх сумішей з дизельним паливом в окислювальному середовищі

Теорія газофазного самозаймання краплі була детально розглянута в роботі Блошенко, Мержанова, Перегудова, Хайкина [5]. Аналіз температурно-концентраційних полів в газовій фазі показав, що в умовах, що перевищують критичні, процес самозаймання можна умовно розбити на дві стадії. Перша стадія характеризується тим, що в якийсь момент часу на великих відстанях від краплі, де ще не встиг встановитися квазістаціонарний розподіл пари палива, зароджується невеликий максимум температури. В цей же час на істотно менших відстанях від краплі зароджується максимум швидкості тепловиділення. Зона тепловиділення широка. Потім максимум температури з великою швидкістю переміщається до краплі, при цьому величина його змінюється трохи. Максимум тепловиділення також переміщається до краплі, але з меншою швидкістю, так що дистанція між максимумами сокращається. Через деякий час на відстані 7-5 радіусів координати максимуму температури і швидкості тепловиділення стають практично рівними, а швидкість їх переміщення різко зменшується. В цей час, який умовно вважаємо початком другої стадії, відбувається швидке зростання температури газу в максимумі і величини швидкості тепловиділення, ширина якої скорочується. Відбувається самозаймання краплі. Поблизу

критичних умов описана картина якісно не змінюється при варіюванні параметрів в широкому діапазоні.

Використовуючи ті ж теоретичні уявлення про процес самозаймання, що і в [5], в роботі [6] досліджувалося випаровування і самозаймання одиночних крапель *n*-гептана в окислювальному середовищі. Було показано, що поблизу межі самозаймання, самозаймання краплі здійснюється в момент виходу на рівноважний режим випаровування. Як наслідок цього, має місце максимальний період індукції і найбільша зміна розміру краплі за період індукції. При віддаленні від межісамозаймання в просторі біля краплі виникають умови, при яких зрив теплової рівноваги системи можливий при концентраціях пари, значно менших рівноважного значення. В результаті цього крапля займається, не досягаючи рівноважного режиму (температура краплі менше рівноважного значення), період індукції зменшується, і відповідно зменшується частка речовини, що випарувалася до моменту самозаймання. Іншими словами, чим далі від межі самозаймання, тим менше крапля встигає прогріватися до моменту самозаймання.

Відповідність теоретичних і експериментальних результатів дозволила авторові розрахувати ефективну енергію активації по межах самозаймання реакції окислення пари *n*-гептана в повітрі і чистому кисні з урахуванням результатів чисельних розрахунків, які показують, що на межі самозаймання величина критичного параметра Франк-Каменецкого залишається практично незмінною [5]:

$$Fk = Y_{O_2} \frac{Qk_0}{\lambda_g} \frac{E}{RT_{g\infty,cr}^2} \frac{P\mu_f d_0^2}{4RT_{g\infty,cr}} \left(\frac{2}{Nu} \right)^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_{g\infty,cr}} \right) = const. \quad (7.1)$$

$$Fk = Y_{O_2,\infty} \frac{Q\rho_g k_0}{\lambda_g} \frac{E}{RT_{g\infty,cr}^2} \frac{d_0^2}{4} \left(\frac{2}{Nu} \right)^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_{g\infty,cr}} \right) = \frac{\tau_{Fiz}}{\tau_{i,ad}},$$

$$\tau_{Fiz} = \frac{d_0^2 c_{p,g} \rho_g}{4\lambda_g} \left(\frac{2}{Nu} \right)^2 \tau_{i,ad} = \left(\frac{Q\rho_g k_0 Y_{O_2,\infty}}{c_{p,g}} \frac{E}{RT_{g\infty,cr}^2} \exp\left(-\frac{E}{RT_{g\infty,cr}} \right) \right)^{-1}.$$

Тут Y_{O_2} – масова частка окисника в газовій суміші; Q – теплотвірна здатність палива (Дж/кг); k_0 – передекспоненційний множник (1/с); λ_g – коефіцієнт теплопровідності парів палива (Вт/(м·К)); P – повний тиск в системі (Па); μ_f – молярна маса палива (кг/моль); E – енергія активації (Дж/моль); d_0 – початковий діаметр краплі (м), $T_{g\infty,cr}$ – критична температура газової суміші (К).

Традиційно, для визначення величини ефективної енергії активації E , використовуються два підходи, засновані на аналізі різних закономірностей самозаймання одиночних крапель вуглеводневих палив. У першому методі розглядається залежність часу затримки самозаймання краплі τ_{ign} від температури навколишнього середовища $T_{g\infty}$. У другому методі для розрахунків використовується залежності початкового діаметру краплі d_0 від температури середовища на межі самозаймання $T_{g\infty,cr}$. Так (7.1) можна представити у вигляді:

Таблиця 7.1. Значення критичної температури займання $T_{g\infty,cr}$ при різній величині початкового діаметру краплі d_0 досліджуваних палив

d_0 , мм	$T_{g\infty,cr}$, К				
	(MD)	(RME)	50%(MD)+ 50%(RME)	70%(MD)+ 30%(RME)	90%(MD)+ 10%(RME)
1.530	969	934	947	952	954
1.575	-	-	-	-	950
1.620	-	927	939	944	-
1.665	962	922	-	-	945
1.710	-	919	933	938	-
1.800	956	913	-	-	938
1.845	-	-	925	932	-
1.890	-	906	-	-	-
1.935	949	903	921	927	933

$$\ln\left(Y_{O_2,\infty} \cdot \frac{d_0^2}{4T_{g\infty,cr}^3}\right) = const + \frac{E}{R} \cdot \frac{1}{T_{g\infty,cr}}. \quad (7.2)$$

З (7.2) видно, що залежність комплексу $\ln(Y_{O_2} d_0^2 / 4T_{g\infty,cr}^3)$ від оберненої критичної температури $1/T_{g\infty,cr}$ має лінійний характер. Коефіцієнт пропорційності в цьому лінійному законі залежить від величини ефективної енергії активації E .

7.3. Визначення енергії активації самозаймання рідких вуглеводневих палив

В рамках цього підходу були визначені критичні умови самозаймання крапель досліджуваних палив. При цьому, на відміну від відносно добре вивченого етанолу, інформація про величину ефективної енергії активації реагування пари (MD) і (RME) з киснем повітря, а також їх сумішей, в літературі відсутній. Окрім чистих (MD) і (RME), були досліджені три паливні суміші з різним змістом (RME), а саме, паливні суміші, що містять 10, 30 і 50% за об'ємом добавки (RME) до (MD).

Результати експериментальних досліджень (рис. 7.1) критичних умов самозаймання одиночних крапель (RME), (MD) і їх сумішей представлені в табл. 7.1 і на рис. 7.2, у вигляді залежності критичної температури середовища $T_{g\infty,cr}$ від початкового діаметру краплі d_0 [7-10].

Як видно з даних представлених в табл. 7.1 і на рис. 7.2, величина критичної температури самозаймання зменшується з ростом початкового діаметру крапель для (RME), а також його сумішей з (MD) виявилася нижчою, ніж для краплі чистого (MD) того ж розміру на 30-50 градусів. Причому, зі зростанням початкового розміру крапель, різниця між значеннями температури на межі самозаймання (MD) і (RME) декілька збільшується, що цілком узгоджується з якісними результатами, передбаченими в роботі [5].

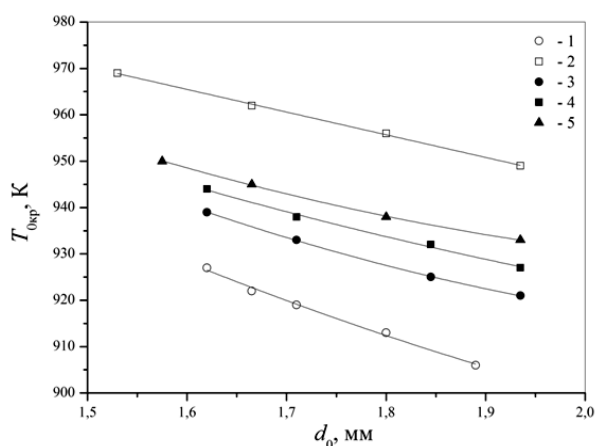


Рис. 7.2. Залежність критичної температури середовища від діаметру краплі. (1) – (RME); (2) – (MD); (3) – 50%(MD)+50%(RME); (4) – 70%(MD)+30%(RME); (5) – 90%(MD)+10%(RME)

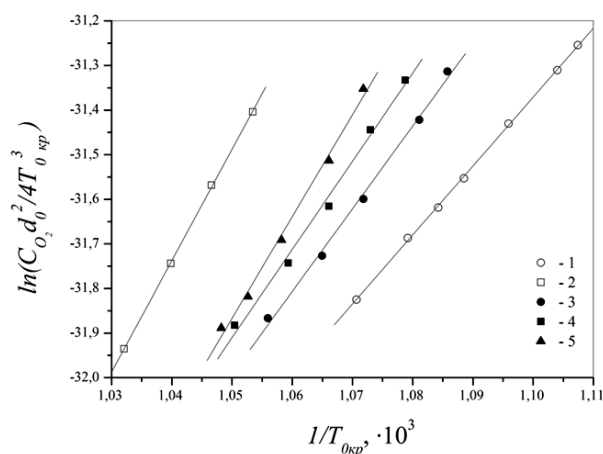


Рис. 7.3. Залежність комплексу $\ln(Y_{O_2} d_0^2 / 4T_{г.кр}^3)$ від $1/T_{г.кр}$ для досліджуваних палив. (1) – (RME); (2) – (MD); (3) – 50%(MD)+50%(RME); (4) – 70%(MD)+30%(RME); (5) – 90%(MD)+10%(RME).

Таблиця 7.2 Енергії активації досліджуваних палив

Паливо	$E_{add.}$, кДж/моль	$E_{експ.}$, кДж/моль
100%(RME)	-	126
100%(MD)	-	209
50%(MD)+50%(RME)	168	165
70%(MD)+30%(RME)	184	177
90%(MD)+10%(RME)	201	197

Оцінки величини ефективної енергії активації для реакції окислення парів досліджуваних палив киснем повітря були проведені з використанням виразу (7.2). Результати розрахунків величини логарифмічного комплексу $\ln(Y_{O_2} d_0^2 / 4T_{г.кр}^3)$ від оберненої критичної температури $1/T_{г.кр}$ для самозаймання поодиноких крапель рапс-метилового етеру, дизельного палива та їх сумішей представлені на рис. 7.3.

Как видно з аналізу цих даних отримані залежності достатньо добре описуються лінійним законом. У випадку самозаймання парів дизельного палива (MD) величина енергії активації реакції окислення його парів в повітрі виявилась рівною $E_{(MD)} = (209 \pm 2)$ кДж/моль. А величина енергії активації для (RME) склала $E_{(RME)} = (126 \pm 2)$ кДж/моль, що в 1.5 рази менше ніж для випадку самозаймання парів (MD) в повітрі.

Введення домішок (RME) до (MD) привело, як і очікувалося, до зниження величини ефективної енергії активації реакції окислення пари суміші палив в порівнянні з (MD) (табл. 7.2). З порівняльного аналізу даних, приведених в табл. 7.2, можна бачити, що в розглянутому інтервалі концентрацій домішок (RME) до (MD) – до 50%, величину енергії активації суміші палив досить добре підкоряються аддитивному правилу:

$$E_{add} = v_1 E_1 + v_2 E_2,$$

де v_1 і v_2 – об'ємна частка (MD) і (RME) в суміші, відповідно.

Цей результат дає підставу припустити, що змішування досліджуваних палив не супроводжується утворенням яких-небудь нових з'єднань, молекулярних комплексів.

7.4. Квазістаціонарна модель самозаймання одиночних крапель

У даній моделі розглядалася крапля рідкого палива радіусом r_s , яка знаходиться в нагрітому нерухомому окислюючому середовищі з температурою газу T_g . Скористаємося наступними спрощуючими наближеннями:

- вигорання пари палива до моменту самозаймання не відбувається;
- критерій Нуссельта дорівнює 2 ($Nu = 2$);
- час теплової і концентраційної релаксації в околі краплі нескінченно малий;
- критерій Льюїса $Le = 1$, тобто поля концентрації і температури подібні;
- теплофізичні величини (густина рідкої фази, питомі теплоємності рідкої і газової фази і теплопровідність рідкої фази) не залежать від температури;
- температура краплі стала по радіусу в будь-який момент часу.

Згідно даної моделі самозаймання відбуватиметься в точці $r = r_i$, де локалізований максимум тепловиділення в хімічній реакції $q_{ch} = QW(T)$. Масова швидкість реакції окислення палива (хімічній реакції другого порядку) має вигляд:

$$W_f = k_0 c_f c_{ok} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) = k_0 \rho_g^2 Y_f Y_{ok} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (7.3)$$

Тут Q_f – тепловий ефект реакції (Дж/кг палива); W_f – швидкість хімічної реакції по горючому компоненту (кг/(м²с)); c_f і c_{ok} – масові концентрації пари палива і окислювача, відповідно (кг/м³); Y_f і Y_{ok} – відносні масові частки пари палива і окислювача в газовій суміші, відповідно, E – енергія активації хімічної реакції (Дж/моль), k_0 – передекспоненціальний множник (м³/(кг·с)).

Якщо взяти до уваги $\rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T}$, то

$$W_f \sim \frac{Y_f Y_{ok}}{T^2} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Температура пари палива та її концентрація є функцією координати. Ці величини залежать також і від часу. На нескінченності, далеко від поверхні краплі, температура пари палива T висока, але концентрація низька. Масову частку окислювача (кисню) можна визначити виходячи з постійності сумарного тиску $P = \text{const}$:

$$Y_{ok} = \frac{\mu_{ok}}{\mu_g} n_{ok} (P - p_f), \quad p_f = \frac{\rho_g}{\mu_f} Y_f RT,$$

де n_{ok} – мольна частка окислювача в навколишньому газі.

У початковий момент часу поблизу поверхні краплі температура пари недостатньо висока. Тиск пари палива також невисокий. Тому для повітря $Y_{ok} \approx 0.23$.

Місцеположення самозаймання пари краплі, що випаровується, може бути визначене з умови максимуму тепловиділення:

$$\frac{\partial q_{ch}}{\partial r} = Q_f \frac{\partial W_f}{\partial r} = 0. \quad (7.4)$$

Диференціюючи вираз для швидкості хімічної реакції (7.3) рівняння (7.4) можна представити його як суму двох доданків, перший з яких визначається з просторового розподілу концентрації пари палива в околі краплі, другий – з розподілу температури пари:

$$\frac{1}{Y_f} \frac{\partial Y_f}{\partial r} + \left(\frac{E}{RT^2} - \frac{2}{T} \right) \frac{\partial T}{\partial r} = 0. \quad (7.5)$$

Таким чином, знаючи залежності концентрації і температури пари палива від координати у будь-який момент часу, досліджуючи ці функції на екстремум можна знайти величини r_i/r_0 і T_i .

Відповідно до зробленого раніше припущення про відсутність вигорання пари палива до моменту їх самозаймання, стаціонарне рівняння теплопровідності для сферичного шару навколо краплі, так само як і рівняння дифузії пари палива не повинні містити хімічного джерела тепловиділення:

$$\frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dT}{dr} = 0$$

з граничними умовами: $r = r_s, T = T_s$ и $r = \infty, T = T_{g\infty}$.

Тут T_s – температура краплі (температура на межі $r = r_s$).

Вирішення цього рівняння дає розподіл температури пари палива в просторі навколо краплі $T(r)$:

$$\frac{(T - T_s)}{(T_{g\infty} - T_s)} = 1 - \frac{r_s}{r}. \quad (7.6)$$

Залежність температури пари палива від часу в неявному вигляді міститься в величині температури краплі T_s (поточна температура $T_s(t)$). Вид цієї залежності досить просто визначається з вирішення рівняння теплового балансу для сферичної краплі. Поки крапля далека від стану рівноважного випаровування, кількість тепла, що йде на нагрів краплі, буде значно більше кількості тепла що йде на випаровування рідини. Тому при складанні рівняння теплового балансу для краплі можна не враховувати цей процес. Тоді зміна тепловмісту одиниці об'єму краплі відбуватиметься тільки за рахунок теплообміну з навколишнім середовищем:

$$\rho_L c_{pL} \frac{dT_s}{dt} = \alpha (T_g - T_s) \frac{S}{V} \quad (7.7)$$

початкові умови: $t = 0, T_s = T_0$.

Тут прийняті наступні позначення: T_0 – температура краплі в початковий момент часу $t=0$, c_{pL} – густина рідини, c_{pL} – питома теплоємність рідкої краплі $\alpha = \lambda_g Nu / 2r_s = \lambda_g / r_s$ – коефіцієнт теплообміну між краплею і навколишнім середовищем, S і V – площа поверхні і об'єм краплі, $S/V = 3 / r_s$.

Вирішення рівняння (7.7) отримане за допомогою методу розділення змінних в загальному вигляді, може бути представлено наступним виразом:

$$T_s = T_{g\infty} - (T_{g\infty} - T_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha}\right), \quad \tau_\alpha = \frac{\rho_L c_{pL} r_s^2}{3\lambda_g}.$$

Підставляючи цей вираз в (7.6), отримаємо в рамках квазістаціонарного наближення залежність $T(r, t)$:

$$T = T_{g\infty} - \frac{r_s}{r} (T_{g\infty} - T_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha}\right). \quad (7.8)$$

Розподіл величини парціального тиску пари палива в просторі у будь-який момент часу може бути отримане виходячи з прийнятої в даній моделі подібності полів концентрації і температури:

$$\frac{T - T_s}{T_{g\infty} - T_s} = \frac{Y_{fs} - Y_f}{Y_{fs}} = \frac{Y_{ok} - Y_{oks}}{Y_{okg}}. \quad (7.9)$$

Тут Y_{fs} – масова частка пари палива на поверхні краплі, що визначається тиском насиченої пари при температурі T_s , Y_f – масова частка пари палива в просторі навколо краплі – функція координати і часу; Y_{okg} – масова частка окислювача далеко від краплі при температурі $T_{g\infty}$.

Зважаючи на вираз для поля температур (7.6), можна знайти з (7.9) залежність масової частки пари палива від координати $Y_f(r)$ при температурах далеко від температури кипіння:

$$1 - \frac{Y_f}{Y_{f0}} = 1 - \frac{r_s}{r} \quad \text{откуда} \quad Y_f = Y_{fs} \frac{r_s}{r}. \quad (7.10)$$

Визначимо величину масової частки пари палива на поверхні краплі Y_{fs} у виразі (7.10) за допомогою рівняння Клапейрона-Клаузиуса:

$$Y_{fs} = \frac{\mu_f}{\mu_g} \exp\left(\frac{L}{RT_{boil}} - \frac{L}{RT_s}\right),$$

де L – питома теплота паротворення (Дж/моль) T_{boil} – температура кипіння рідини при тиску $P = 1$ атм, $R = 8.31$ Дж/(моль·К) – універсальна газова стала. Знаючи залежність температури поверхні краплі $T_s(t)$ (7.7), отримаємо у результаті вираз для $Y_f(r, t)$:

$$Y_f = \frac{\mu_f}{\mu_g} \exp\left(\frac{L}{RT_{boil}}\right) \cdot \frac{r_s}{r} \exp\left(-\frac{L}{RT_s(r, t)}\right). \quad (7.11)$$

Підставляючи градієнти цих величин:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{T_{g\infty} - T}{r} \quad \text{і} \quad \frac{\partial Y_f}{\partial r} = -\frac{Y_f}{r}$$

в рівняння (7.5), отримаємо квадратне рівняння відносно температури пари в околі краплі:

$$\left(1 - 2\frac{RT}{E}\right)(T_{g\infty} - T) = \frac{RT^2}{E}.$$

Розв'язок має наступний вигляд:

$$T_i = T(r_i) = \frac{E}{2R} \left(\left(1 + 2 \frac{RT_{g\infty}}{E} \right) - \sqrt{\left(1 + 2 \frac{RT_{g\infty}}{E} \right)^2 - \frac{4RT_{g\infty}}{E}} \right) \approx T_{g\infty} - \frac{RT_{g\infty}^2}{E}. \quad (7.12)$$

Знання температури T_i , при якій швидкість хімічної реакції має максимум, дозволяє визначити радіус самозаймання r_i/r_s . Для цього скористаємося виразом (7.10) для поля температури пари палива $T(r, t)$.

$$\frac{r_i}{r_s} = \frac{\left(1 - \frac{T_0}{T_{g\infty}} \right) \exp\left(-\frac{\tau_{ind}}{\tau_\alpha} \right)}{\frac{RT_{g\infty}}{E}}. \quad (7.13)$$

Тут $t = \tau_{ign}$ – період затримки самозаймання краплі. У наближенні $t \rightarrow 0$ для радіусу самозаймання r_i/r_s виходить наступний вираз:

$$\frac{r_i}{r_s} = \frac{T_E}{T_{g\infty}} \left(1 - \frac{T_0}{T_{g\infty}} \right). \quad (7.14)$$

Розрахунки проведені за цією формулою для октану, як найбільш вивченого модельного палива, радіус краплі $r_0 = 1$ мм, при температурі навколишнього середовища $T_{g\infty} = 1100$ К, початковій температурі $T_0 = 300$ К та величині енергії активації $E = 84$ кДж/моль показують, що займання парів цього палива відбувається на відстані приблизно п'яти радіусів від краплі. Оцінки величини r_1/r_0 для (MD) та (RME) ($E = 49.9$ ккал/моль та $E = 30.1$ ккал/моль, відповідно) за аналогічних умов показали, що займання парів палива має відбуватися на відстані приблизно десяти радіусів від краплі для (MD) та шести радіусів від краплі для (RME).

Розглянемо аналітичний розв'язок нестационарного рівняння теплопровідності для газового простору, що оточує частинку. Припустимо, що є сферична металева інертна частинка, температура поверхні якої підтримується сталою. В цьому випадку рівняння теплопровідності прийме вигляд:

$$c_{pg} \rho_g \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_g \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right),$$

$$T(r \rightarrow \infty, t) = T_{g\infty}, \quad T(r_s, t) = T_s, \quad T(r, t = 0) = T_{g\infty}.$$

Розв'язком отриманого диференціального рівняння є

$$\frac{T - T_{g\infty}}{T_s - T_{g\infty}} = \frac{r_s}{r} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{r-r_s}{2\sqrt{a_g t}}} e^{-y^2} dy \right). \quad (7.15)$$

Густина теплового потоку на поверхні тіла в цьому випадку виражається

$$q_g = -\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_s} = \frac{\lambda_g (T_s - T_{g\infty})}{r_s} \left(1 + \frac{r_s}{\sqrt{\pi a_g t}} \right).$$

Таким чином, величина теплового потоку з часом зменшується і в деякий

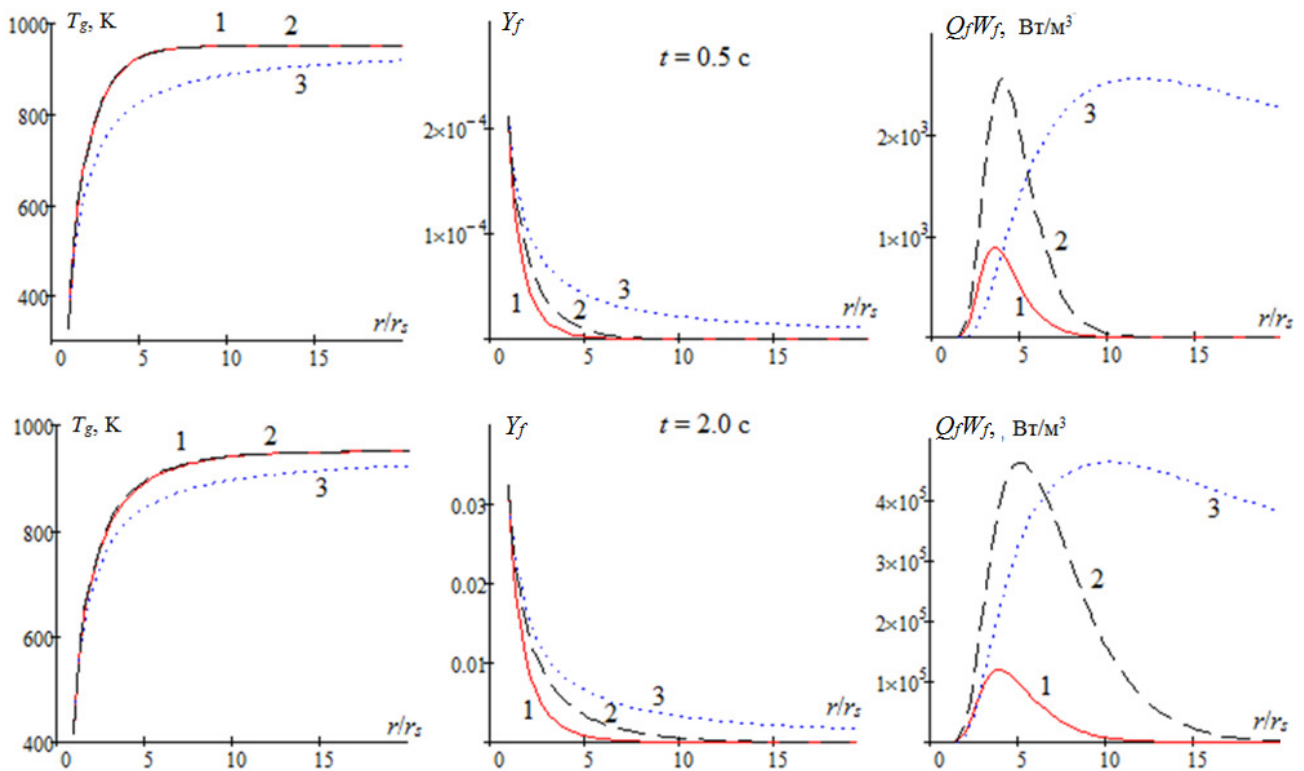


Рис. 7.4. Профілі температури, масової частки палива і «можливої» швидкості тепло- виділення при нагріванні краплі радіусом 1.25 мм в повітрі 950 К в різні моменти ча- су: 1 – чисельний розв’язок (7.17); 2 – аналітичний розв’язок (7.15), (7.16); 3 – стаціо- нарний розв’язок (7.5), (7.10).

момент часу, коли встановляться профілі температури в газі, визначатиметься законом Ньютона-ріхмана.

Аналогічно залежність масової частки пального в газі від відстані і часу визначається:

$$\frac{Y_f}{Y_{fs}} = \frac{r_s}{r} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{r-r_s}{2\sqrt{D_f t}}} e^{-y^2} dy \right). \quad (7.16)$$

Характерний час встановлення температурного і концентраційного профі- лю в газовій фазі поблизу поверхні краплі є $\tau_g = r_s^2 / \pi a_g$. Для параметрів залеж- ності (рис. 7.4) він становить близько 20 мс. Характерні часи самозаймання складають секунди. Часи встановлення самих профілів істотно більші τ_g .

Динамічна картина процесу нагріву краплі рідкого палива (інертний випадок) може бути наочно представлена за допомогою чисельного вирішення сис- теми рівнянь дифузії і теплопровідності в наступному вигляді:

$$\begin{cases} \frac{\partial Y_f}{\partial t} = D_f \left(\frac{\partial^2 Y_f}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) \\ \frac{\partial T}{\partial t} = a_g \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \end{cases} \quad (7.17)$$

з початковими умовами:

$$t = 0; r \geq r_s; T(r, 0) = T_{g\infty}, Y_f(r, 0) = 0. \quad (7.18)$$

і граничними умовами:

$$\begin{aligned} r \rightarrow \infty, \quad T(r \rightarrow \infty, t) \rightarrow T_{g\infty}, Y_f(r \rightarrow \infty, t) \rightarrow 0, \\ r = r_s, \quad T_s = T_{g\infty} \left[1 - \left(1 - \frac{T_0}{T_{g\infty}} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha} \right) \right]. \end{aligned} \quad (7.19)$$

Чисельний розв'язок системи (7.17) з початковими і граничними умовами проводилося методом сіток з використанням неявної різницевої схеми. Значення в поточному часовому шарі визначалося методом прогону. Межею приведеної плівки приймалося $r_f = 20r_s$.

Для розрахунку профілів температури і концентрації парів (RME) використовувалися наступні значення параметрів задачі: $r_s = 1.125 \text{ мм}$, $L = 63000 \text{ Дж/моль}$; $T_0 = 293 \text{ К}$; $T_{\text{boil}} = 610 \text{ К}$; $c_L = 1680 \text{ Дж/(кг·К)}$; $c_{pg} = 1260 \text{ Дж/(кг·К)}$; $\rho_L = 900 \text{ кг/м}^3$; $\rho_{g0} = 1.29 \text{ кг/м}^3$; $\lambda_{g0} = 0.0335 \text{ Вт/(м·К)}$; $a_g = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$; $D_f = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, $\mu = 0.2965 \text{ кг/моль}$.

На рис. 7.4 представлені профілі температури газової суміші і відносної масової концентрації пари палива при нагріванні краплі RME. Відзначаємо, що аналітичне розв'язок (7.15) узгоджується з чисельним рішенням в межах вибраної приведеної плівки. У той же час наближений стаціонарний розв'язок (7.5) істотно відрізняється від останніх. Розв'язок (7.5) відрізняється від (7.15) множителем, який залежить від відстані і часу. Цей множник наближається до 0 при достатньо великому часі. Це означає, що протягом характерних для самозаймання часів досягти стаціонарного профілю не вдається.

А якщо так, то цікаво спостерігати за положенням максимуму тепловиділення. Згідно з квазістаціонарною моделлю самозаймання поодиноких крапель максимум тепловиділення лежить орієнтовно на відстані більше 10 радіусів краплі. У той же час з часом максимум швидкості тепловиділення переміщується від поверхні краплі. Розмір максимальної швидкості тепловиділення, природно, зростає. Самозаймання настане в момент перевищення тепловиділення над тепловіддачею від цієї області до сусідніх.

Тому, як не гарно виглядає квазістаціонарна модель самозаймання краплі рідкого палива, її не можна використовувати для визначення часу і положення самозаймання пари палива в повітрі.

7.5. Аналіз температурних і концентраційних полів при самозайманні краплі рідкого палива в окислювальному середовищі

У квазістаціонарній постановці задачі про самозаймання поодинокі краплі вуглеводневого палива нехтувало вигоранням пари палива до моменту самозаймання, що само по собі є сильним початковим твердженням. З іншого боку, розв'язок нестаціонарної задачі про самозаймання краплі палива є вельми важким процесом. З метою перевірки результатів квазістаціонарної моделі самозаймання необхідно вирішити нестаціонарну задачу з нелінійними рівняннями

тепломасопереносу для одного з досліджуваних палив.

Динамічна картина процесу самозаймання краплі рідкого палива може бути наочно представлена за допомогою чисельного розв'язку системи рівнянь дифузії і теплопровідності в наступному вигляді:

$$\begin{cases} \frac{\partial Y_f}{\partial t} = D_f \left(\frac{\partial^2 Y_f}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) - k_0 \rho_g Y_f Y_{ok} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \\ \frac{\partial T}{\partial t} = a_g \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_f \frac{k_0 \rho_g^2 Y_f Y_{ok}}{\rho_g c_{pg}} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \end{cases} \quad (7.20)$$

з початковими умовами:

$$t=0; r \geq r_s; T(r,0) = T_{g\infty}, Y_f(r,0) = 0. \quad (7.21)$$

і граничними умовами:

$$\begin{aligned} r \rightarrow r_f, \quad T(r \rightarrow r_f, t) \rightarrow T_{g\infty}, Y_f(r \rightarrow r_f, t) \rightarrow 0, \\ r = r_s, \quad T_s = T_g \left[1 - \left(1 - \frac{T_b}{T_{g\infty}} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_\alpha}\right) \right], \end{aligned} \quad (7.22)$$

$$p_1 = p_{1s} = P \exp\left(\frac{L}{RT_{boil}} - \frac{L}{RT_s}\right) \text{ і } Y_f = Y_{fs} = \frac{\mu_f}{\mu_g} \exp\left[\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_{boil}} - \frac{1}{T_s} \right)\right], \rho_g = \rho_{g0} \frac{T_0}{T_g}.$$

Прийняті позначення: c_{pg} – питома теплоємність газової суміші, L – молярна теплота випаровування палива; T_{boil} – температура кипіння палива; T_s – температура поверхні краплі; P – повний тиск системи; a_g – коефіцієнт теплопровідності; r_s – початковий радіус краплі; r – поточна координата.

Якщо прийняти, що парціальний тиск окислювача значно більше тиску пари палива, то при невисоких температурах в повітрі $Y_{ok} \approx 0.23(1 - Y_f)$ де 0.23 – масова частка кисню в повітрі.

Систему (7.20) – (7.22) можна привести до безрозмірного вигляду:

$$\begin{cases} \frac{\partial Y_f}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial Y_f}{\partial \xi} \right) - \frac{\alpha_1 Y_f Y_{ok}}{1 + \gamma \theta} \exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma \theta}\right) \\ \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) + \frac{Fk}{1 + \gamma \theta} \cdot \exp\left(\frac{\theta}{1 + \gamma \theta}\right) \end{cases} \quad (7.23)$$

з початковими умовами:

$$\tau=0, \xi \geq \xi_s, \theta=0, Y_f=0$$

і граничними умовами:

$$\begin{aligned} \xi \rightarrow \infty, \theta \rightarrow 0, Y_f \rightarrow 0, \\ \xi = \xi_s, \theta_s = \theta_b \exp(-\alpha_3 \tau), \\ Y_1 = Y_{1s} = \alpha_4 \exp\left(-\frac{\alpha_5}{1 + \gamma \theta_0 \exp(-\alpha_3 \tau)}\right). \end{aligned}$$

якщо скористатися позначеннями:

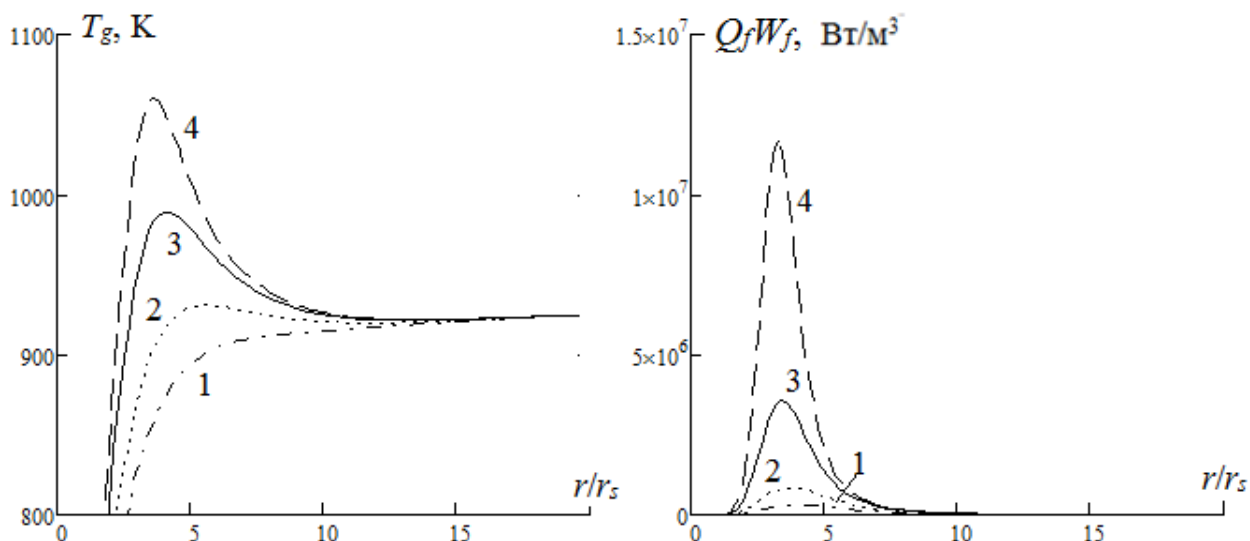


Рис. 7.5. Динаміка зміни температурного профілю та профілю тепловиділення в області навколо краплі (RME) радіусу 1.125 мм в повітрі 925 К:
1 – 3.70 с; 2 – 3.90 с; 3 – 4.00 с; 4 – 4.025 с.

$$\tau = \frac{t}{t_*}; t_* = \frac{(d / Nu)^2}{a_g}, \quad \xi = \frac{r}{d / Nu}, \quad \xi_s = \frac{Nu}{2}, \quad \theta = \frac{T - T_{g\infty}}{RT_{g\infty}^2}, \quad \theta_b = \frac{T_b - T_{g\infty}}{RT_{g\infty}^2}, \quad \gamma = \frac{RT_{g\infty}}{E},$$

$$Fk = \frac{Q_f k_0 \rho_g^2 Y_f Y_{ok} (d / Nu)^2}{\lambda_g RT_{g\infty}^2 / E} \exp\left(-\frac{E}{RT_{g\infty}}\right) = Se_h \cdot \frac{Q_f Y_f Le}{c_g RT_{g\infty}^2 / E},$$

$$Se_h = \frac{k_0 \rho_g Y_{ok} (d / Nu)^2}{D_f} \exp\left(-\frac{E}{RT_{g\infty}}\right), \quad \alpha_1 = \frac{k_0 \rho_{g0} T_0}{D_f T_{g\infty}} \left(\frac{d}{Nu}\right)^2 \exp\left(-\frac{E}{RT_{g\infty}}\right),$$

$$\alpha_3 = 3 \left(\frac{2}{Nu}\right)^2 \frac{\rho_g c_{pg}}{\rho_L c_{pL}}, \quad \alpha_4 = \frac{\mu_f}{\mu_g} \exp\left(\frac{L}{R T_{boil}}\right), \quad \alpha_5 = \frac{L}{RT_{g\infty}}.$$

Чисельний розв'язок системи (7.20) або (7.23) з початковими і граничними умовами проводилося методом сіток з використанням неявної різницевої схеми. Значення в поточному часовому шарі визначалося методом прогону.

Для розрахунку профілей температури і концентрації парів (RME) використовувалися наступні значення параметрів задачі: $r_s = 1.125$ мм; $E = 126$ кДж/моль; $L = 63$ кДж/моль; $T_0 = 293$ К; $T_{boil} = 610$ К; $c_{pL} = 1090$ Дж/(кг·К); $c_{pg} = 1260$ Дж/(кг·К); $c_{pL} = 880$ Дж/(кг·К); $\rho_{pg0} = 1.2$ кг/м³; $k_0 = 2 \cdot 10^8$ м³/(кг·с); $\lambda_{g0} = 0.0335$ Вт/(м·К); $a_g = D_f = 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $P = 101325$ Па; $\mu = 0.2965$ кг/моль; $\mu_g = 0.029$ кг/моль, $Q_f = 37$ МДж/кгRME; $R = 8.31$ Дж/(моль·К).

Значення ефективної енергії активації E були взяті 126 кДж/моль з аналізу даних за критичними умовами самозаймання біопалив. Передекспонент, необхідний для оцінних розрахунків, був підібраний для опису даних по періоду індукції самозаймання (див. нижче). Отриманий розв'язок для краплі (RME) у вигляді температурно-концентраційних полів в газовій фазі, що відповідають різним моментам часу представлено на рис. 7.5.

Видно, у певний момент часу, на відстані близько 5 радіусів частинки від поверхні краплі утворюється максимум температури, який починає перемі-

щатися до краплі. На менших відстанях від краплі, у цей час зароджується максимум швидкості тепловиділення, який також починає рух до поверхні краплі (швидкість переміщення нижче ніж швидкість переміщення максимуму температури). Через деякий час (при самозайманні), відбувається збіг цих максимумів по координаті. Спостерігається швидке зростання температури газу в максимумі та величини швидкості тепловиділення. Момент самозаймання визначався з умови просторово-часового збігу максимумів температури та тепловиділення (рис. 7.5).

Таким чином, по мірі охолодження навколишнього простору поблизу краплі максимум швидкості тепловиділення спочатку повільно віддаляється від поверхні краплі, доки не виникне максимум температури. Після цього максимум швидкості тепловиділення швидко наближається до поверхні краплі (самозаймання парів краплі).

На установці (рис. 7.6), досліджувався процес випаровування одиночних крапель (MD) і суміші 90%(MD)+10%(RME)+5%(A). В якості підвісу для краплі використовувалася ХА термopара, сигнал з якою поступав на аналогово-цифровий перетворювач, підключений до персонального комп'ютера. Характерні термограми процесу випаровування чистого (MD) і біопаливної суміші 90%(MD)+10%(RME)+5%(A) показали, що ніякої якісної відмінності в процесах випаровування чистого і сумішевого палив немає.

Результати експерименту надані в табл. 7.3 і рис.7.7 [12-14].

При температурах $T_{g\infty} = 955$ і 965K , період затримки самозаймання краплі (MD) виявився на 12 – 18% менше, ніж для краплі (RME) аналогічного діаметра. Перевірити, чи зберігається подібна тенденція при більш високих температур, виявилось неможливим, оскільки краплі (RME) скапували з підвісу раніше, ніж відбувалося їх самозаймання.

Процес самозаймання крапель (MD), вдалося прослідкувати до вищих температур, аж до 1005K . Це можна пояснити, декілька більшою густиною рідкого (RME) в порівнянні з (MD), і ймовірно, сильнішою залежністю коефіцієнта поверхневого натягу (RME) від температури.

При проведенні вимірювань періоду затримки самозаймання крапель (MD) поблизу межі самозаймання, коли крапля до моменту самозаймання практично вся випаровувалася, неодноразово спостерігалася поява блакитного свічіння зони самозаймання далеко від поверхні підвісу, у верхній частині, поблизу стінок нагрівального елемента, тобто на відстані приблизно 30 початкових радіусів, що в цілому, підтверджує результати теоретичних досліджень самозаймання краплі рідкого палива поблизу критичних умов.

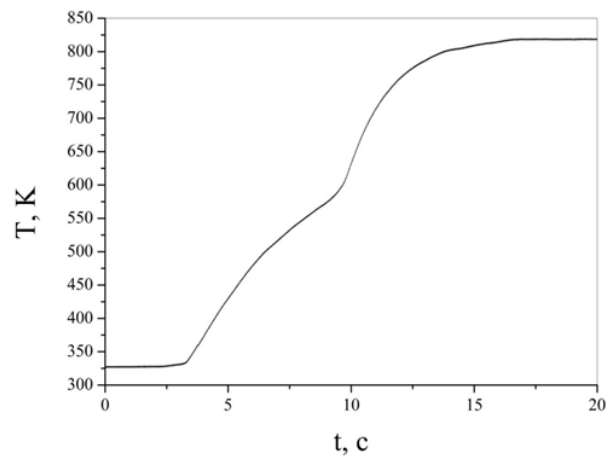


Рис. 7.6. Термограма процесу випаровування краплі чистого (MD).

Таблиця 7.3. Дані експерименту по визначенню залежності періоду затримки займання поодиноких крапель (MD) та (RME) від температури навколишнього середовища, початковий радіус краплі $r_s = 1.125$ мм.

$T_{g\infty}$, К	(RME)			(MD)	
	τ_{ign} , с розр по (7.20)	τ_{ign} , с експ	$\Delta\tau_{ign}$, с, експ	τ_{ign} , с, експ	$\Delta\tau_{ign}$, с, експ
860		5.39	± 0.15	-	-
875	4.70	4.98	± 0.20	-	-
885		4.80	± 0.12	-	-
895		4.75	± 0.09	-	-
905		4.38	± 0.05	-	-
910		4.30	± 0.07	4.59	± 0.20
915		4.18	± 0.08	4.50	± 0.14
925	3.90	4.00	± 0.07	4.23	± 0.15
935		3.92	± 0.10	4.03	± 0.10
945		3.78	± 0.06	3.68	± 0.07
955		3.73	± 0.05	3.32	± 0.10
965	3.40	3.68	± 0.10	3.13	± 0.15
975		-	-	3.02	± 0.05
985		-	-	2.70	± 0.07
995		-	-	2.55	± 0.09
1005		-	-	2.39	± 0.12

Таблиця 7.4. Результати вимірювань часу затримки займання поодинокі краплі (MD), (RME), та їх сумішей з дизельним паливом (А) при температурі навколишнього середовища $T_g = 965$ К з початковим радіусом краплі $r_s = 1.125$ мм.

Паливо	Період затримки займання τ_{ign} , с (експеримент)	Абсолютна похибка ви- мірювань $\Delta\tau_{ign}$, с	Відносна похи- бка вимірювань ε , %
100%(MD)	3.13	± 0.15	4.8
100%(RME)	3.68	± 0.10	2.7
100%(MD)+5%(А)	2.68	± 0.25	9.5
100%(RME)+5%(А)	3.29	± 0.15	4.5
90%(MD)+10%(RME)	3.29	± 0.07	2.1
90%(MD)+10%(RME)+5%(А)	3.06	± 0.09	2.8

Слід зазначити, що критична температура (MD) виявилася вищою ніж у (RME) – 910і 860К, відповідно. Цей результат, добре узгоджується з даними інших експериментів за визначенням періоду затримки самозаймання поодиноких крапель (RME) і (MD) близького радіусу $r_s = 1.125$ мм. В якості підвісу в цих експериментах використовувалася хромель-алюмелева термopapa.

В роботі [15] для розрахунку часу самозаймання поодинокі краплі використовується формула ($T_0 < T_{boil}$, $T_{g\infty}$):

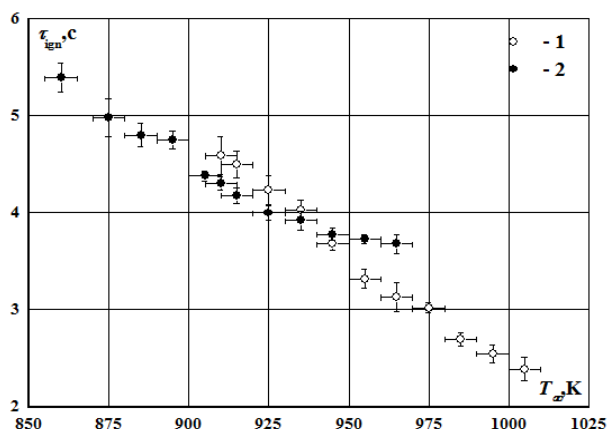


Рис. 7.7.Залежність часу затримки займання крапель 1) (MD); 2) (RME) від температури навколишнього середовища (початковий радіус краплі $r_s = 1.125$ мм).

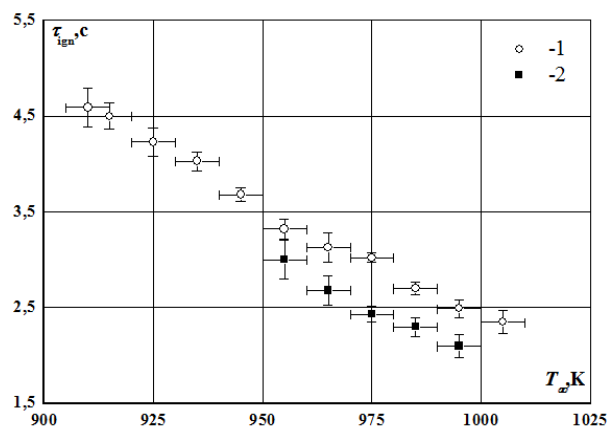


Рис. 7.8a Залежність часу затримки займання крапель 1) (MD); 2) суміші 100%(MD)+5%(A) від температури навколишнього середовища

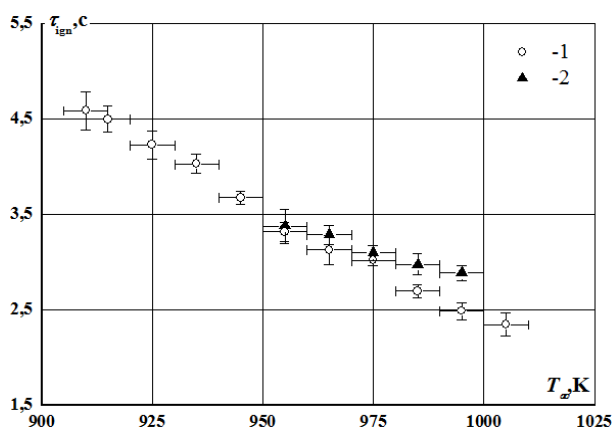


Рис. 7.8b.Залежність часу затримки займання крапель 1) (MD); 2) суміші 90%(MD)+10%(RME) від температури навколишнього середовища

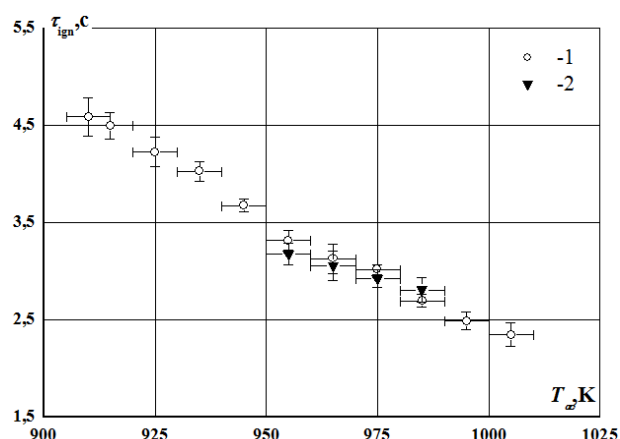


Рис. 7.8c. Залежність часу затримки займання крапель 1) (MD); 2) суміші 90%(MD)+10%(RME)+5%(A) від температури навколишнього середовища

$$\tau_{ign} = \frac{\rho_L c_L d^2}{12 \lambda_g} \frac{2}{Nu} \ln \left(\frac{T_\infty - T_0}{T_\infty - T_{boil}} \right). \quad (7.24)$$

Дані розрахунку приведені на рис.7.9 для краплі RME, де використовувалися наступні значення параметрів: $d = 2.25$ мм; $T_\infty = 965$ K; $c_L = 1670$ Дж/(кг·K); $\rho_L = 900$ кг/м³; $\lambda_g = 0.0335$ Вт/(м·K).

Видно, що час затримки за формулою (7.24) суттєво більший за відповідні експериментальні значення. В той же час формула (7.24) відповідає часу інертному нагрівання в нагрітому повітрі до температури кипіння. Однак при врахуванні випаровування температура кипіння краплі є недосяжною. З огляду на те, що при нагріванні краплі температура займання трохи більше за температуру спалаху рідини (для RME 174 °C), а точніше до температури займання T_{fire} (для

горючих рідин вона вища на 30-35 K), формулу для оцінки часу затримки займання можна скоректувати:

$$\tau_{ign} = \frac{\rho_L c_L d^2}{12 \lambda_g} \frac{2}{Nu} \ln \left(\frac{T_\infty - T_0}{T_\infty - T_{fire}} \right). \quad (7.25)$$

Цілком задовільний збіг розрахунків за квазістаціонарною та нестационарною моделями з даними експериментів з визначення залежності часу затримки займання від температури навколишнього середовища, дає підставу стверджувати про правомірність використаного вираження для оцінки часу затримки займання.

Також було проведено експерименти з кількома паливними сумішами. Об'єктами дослідження були обрані дво- та трикомпонентні паливні суміші: 100%(MD)+5%(A); 100%(RME) + 5% (A); 90%(MD)+10%(RME); 90%(MD)+10%(RME)+5%(A). Як показали результати експериментів, введення

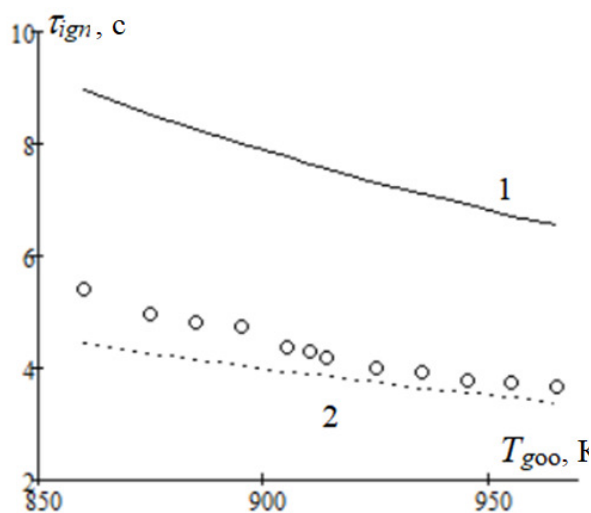


Рис. 7.9. Результати розрахунку та експерименту щодо визначення величини часу затримки займання для одиночних крапель (RME) з початковим діаметром 2.25 мм. 1 – розрахунок за (7.24); 2 – розрахунок за (7.25); 3 – експеримент

малих домішок до базових палив практично не змінило критичні умови самозаймання. Результати вимірювання критичної температури самозаймання даних паливних сумішей перебувають у межах похибки експерименту. Дані експериментів щодо визначення періоду затримки самозаймання одиночних крапель дизельних палив та їх паливних сумішей з (RME) і (A) при температурі $T_g = 965$ K представлені в табл. 7.4. Видно, що результати експерименту якісно добре співпадають з даними розрахунку по квазістаціонарній моделі. Сумісне використання (A) і (RME) як домішок до (MD), наближає час затримки самозаймання до значення τ_{ign} для чистого (MD). Збіг даних знаходиться в межах похибки експерименту (рис. 7.8с).

Висновки:

1. Експериментально визначені критичні умови самозаймання біопалив, проведені оцінки величини ефективної енергії активації реагування пари досліджуваних палив в повітрі. Виявлено, що величина ефективної енергії активації сумішевих палив володіє аддитивною властивістю.

2. Результати експерименту за визначенням залежності часу затримки самозаймання досліджуваних палив добре співпадають з даними розрахунку по моделі. При одночасному використанні (A) і (RME) як добавки до (MD), час затримки самозаймання сумішевого біопалива співпадає із значенням такого для чистого (MD).

Література до розділу:

1. Колчин А. И. Расчет автомобильных и тракторных двигателей / А. И. Колчин. – М.: Высшая школа, 2008. – 496 с.
2. Григорьев Ю. М. Испарение и воспламенение *n*-гептана в окислительной среде / Ю. М. Григорьев // Горение дисперсных систем: материалы 3-го Всесоюзного Симпозиума по горению и взрыву. – М.: Наука, 1972. – С. 221–226.
3. Вильямс Ф. А. Теория горения / Ф. А. Вильямс. — М.: Наука, 1971. — 616 с.
4. Гольдишлегер У. И. О двух режимах воспламенения и горения капель углеводородных топлив / У. И. Гольдишлегер, С. Д. Амосов // Физика горения и взрыва. — 1976. — № 6. — С. 854–859.
5. К теории газофазного воспламенения капли / В. Н. Блошенко, А. Г. Мержанов, Н. И. Перегудов, Б. И. Хайкин // Горение и взрыв. – М.: Наука, 1972. – С. 227–233.
6. К теории испарения и воспламенения капли взрывчатого вещества / Ю. М. Григорьев, В. Т. Гонтковская, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов // Физика горения и взрыва. – 1968. – № 4. – С. 526–539.
7. Воспламенение и горение мультикомпонентных биотоплив / А. К. Копейка, В. В. Головкин, А. Н. Золотко, Д. С. Дараков, В. М. Любарский, Л. Раславичус // Тепломассообмен в химически реагирующих системах: VI Минский международный форум по тепло- и массообмену, г. Минск. — 2008. — Т. 2. — С. 338–339.
8. Дараков Д. С. Критические условия воспламенения одиночных капель рапсметилового эфира и его смесей с минеральным дизельным топливом / Д. С. Дараков, А. К. Копейка, М. М. Харитова // Дисперсные системы, XXIV науч. конф. стран СНГ, г. Одесса. – 2010. – С. 95–96.
9. Критические условия воспламенения рапс-метилового эфира и дизельного топлива / Д. С. Дараков, А. К. Копейка, В. В. Головкин, А. Н. Золотко // Труды пятой российской нац. конф. по теплообмену, 25-29 октября 2010, М. – 2010. – Т. 3. – С. 184–186.
10. Дараков Д. С. О пределе воспламенения капель смесевых биотоплив в окислительной среде / Д. С. Дараков, А. К. Копейка, А. Н. Золотко, П. О. Павлюк // Горение и плазмохимия. – 2013. – Т. 11, вып. 2. – С. 3–7.
11. Варшавский Г. А. Квазистационарная теория воспламенения капли жидкого топлива / Г. А. Варшавский, Д. В. Федосеев, А. Д. Франк – Каменецкий // Физика аэродисперсных систем. – 1969. – № 1. – С. 101–107.
12. Воспламенение одиночной капли рапсово-метилового эфира / А. К. Копейка, В. В. Головкин, В. И. Бровченко, Д. С. Дараков // Физика аэродисперсных систем. – 2002. – № 39. – С. 103–108.
13. Воспламенение и горение одиночной капли рапсово-метилового эфира и его топливных смесей с дизельным топливом / А. К. Копейка, В. В. Головкин, В. И. Бровченко, О. Г. Олешко, Д. С. Дараков // V Минский международный форум по тепло – и массообмену, 24-28 мая 2004, г. Минск. – Т. 4. – С. 4–14.
14. Воспламенение и горение мультикомпонентных биотоплив / А. К. Копейка, В. В. Головкин, А. Н. Золотко, Д. С. Дараков, В. М. Любарский, Л. Раслави-

чус.// VI Минский международный форум по тепло- и массообмену, 19-23 мая 2008, г. Минск. – 2008. – Т. 2. – С. 338–339.

15. *Копейка А.К., Дараков Д.С., Олифиренко Ю.А., Раславичус Л.* Воспламенение капель одноатомных спиртов и метиловых эфиров растительных масел // Физика аэродисперсных систем. – 2014. – № 51. – С. 73-78.

Розділ 8. ЗАЙМАННЯ КРАПЕЛЬ β -АЗИДОЕТАНОЛУ В ПОВІТРІ

Копійка О.К.

Високі швидкості горіння крапель β -азидоетанола (АЕ), обумовлені теплом, що виділяється в результаті протікання первинної реакції розкладання азидної групи, а не вторинної реакції окислення продуктів розкладання [1]. Така особливість процесу горіння АЕ, який відноситься до класу вторинних рідких вибухових речовин, робить його вивчення вельми перспективним з погляду практичного застосування. Разом з тим, механізм займання індивідуальних крапель АЕ мало вивчений, хоча для практичних цілей, саме тривалість процесів, передуючих повному розвитку зони горіння, може виявитися найбільш важливою характеристикою.

В зв'язку з цим було проведено дослідження поведінки індивідуальної краплі АЕ при раптовій дії на неї нагрітого повітря.

Експериментальні дослідження проводилися на установці, основним конструктивним елементом якої була рухома мікропіч закрита з одного торця (діаметр нагрівального елементу печі 1 см, довжина 8 см). Мікропіч переміщалася відносно краплі АЕ, яка знаходилася на нерухомому підвісі. В якості підвісу використовувалися хромель-алюмелеві термопари з діаметром спаю 75, 210 і 300 мкм, залежно від розміру досліджуваних крапель. Момент часу, коли крапля знаходилася в центрі мікропечі, синхронізувався з включенням осцилографу і таймера. Осцилограф, на вхід якого подавався сигнал з термопари-підвісу, фіксував температуру краплі. По отриманих термограмах можна було також визначити час затримки займання. Одночасний час затримки визначалося і за свідченнями таймера. Інтервал часу для введення краплі в об'єм мікропечі не перевищував 0.2 с. Температура займання краплі АЕ визначалася за допомогою другої термопари, жорстко закріпленої із закритого торця мікропечі, і середовища $T_{g\infty}$, що реєструвало температуру, у момент займання краплі. Початковий

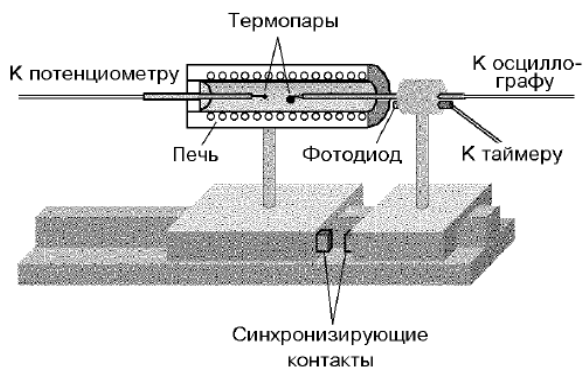


Рис. 8.1. Схема установки

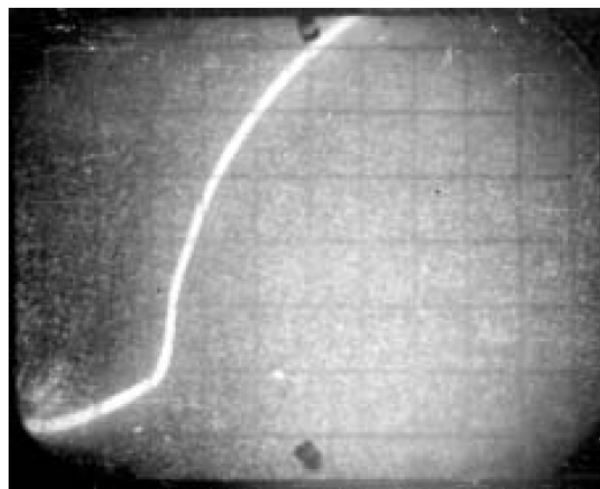


Рис. 8.2. Характерна термограма, отримана за допомогою термопари-підвісу: $T_{g\infty} = 560-620$ К; чутливість по вертикалі 2 мВ/под, по горизонталі 0.5 с/под.

Таблиця 8.1 Критичні умови займання краплі АЕ

$T_{g\infty \text{кр}}, \text{K}$	$d_0, 10^{-3} \text{м}$
530	1,10
518	1,32
510	1,54
493	1,76
485	1,98
480	2,09
470	2,20

*В таблиці приведені середні значення параметрів отриманих з серій по 10 дослідів.

діаметр крапель d_0 варіювався в діапазоні $1 \div 2,6 \cdot 10^{-3} \text{м}$.

Якісна картина займання краплі АЕ, залежно від температури середовища, була різною. Відповідно до цього, весь досліджений діапазон температур навколишнього середовища можна формально розділити на три інтервали. У першому температурному інтервалі (470÷560K), займання носило вибуховий характер з різким звуковим ефектом і яскравим спалахом, подібним тому, що має місце при спрацьовуванні капсуля. Температура краплі T_s у момент вибуху не залежала від розміру краплі і дорівнювала 400K (температура кипіння АЕ при атмосферному тиску $T_{\text{кип}}=433\text{K}$). Гравіметричним методом було встановлено, що до моменту вибуху маса краплі була менша початковою на 20-30%. Так само відбувалося займання краплі АЕ і в потоці нагрітого повітря, але при вищій температурі навколишнього середовища $T_{g\infty}=600 \text{ K}$.

У другому інтервалі температур 560÷620K займання краплі АЕ було схоже на займання вуглеводневих палих, і супроводжувалося утворенням жовто-оранжевого полум'я. Температура краплі T_s у момент займання досягала значення 350K.

Починаючи з температури навколишнього середовища 630K і вище (третій температурний інтервал), спостерігалось безполуменеве розкладання АЕ з утворенням продуктів розкладання у вигляді білого диму, при цьому температура краплі T_s не перевищувала значення 320K.

Звертає на себе увагу той факт, що із збільшенням температури середовища температура краплі у момент зриву теплової рівноваги зменшується, і не досягає рівноважного значення. Очевидно, в просторі поблизу поверхні краплі виникають умови, при яких зрив теплової рівноваги системи стає можливим при концентраціях пари менших рівноважного значення. Ситуація, аналогічна даною, спостерігалася і при займанні крапель *n* - гептана [2].

Важливу інформацію про механізм хімічного реагування в кожному з трьох описаних вище температурних інтервалів, можна отримати, аналізуючи температурну залежність часу затримки займання краплі АЕ $\tau_{\text{ign}}(T_{g\infty})$. На рис.8.3 ця залежність приведена в напівлогарифмічних координатах, для першого температурного інтервалу 470÷560K (початковий діаметр краплі $d_0=1,6 \cdot 10^{-3} \text{м}$). Лінійний характер цієї залежності дозволив визначити енергію активації хімічної реакції, лімітуючої процес займання краплі. Вона опинилася рівною $E_I=(14,5 \pm 0,7) \text{ ккал/моль}$. Набутого значення енергії активації істотно менше

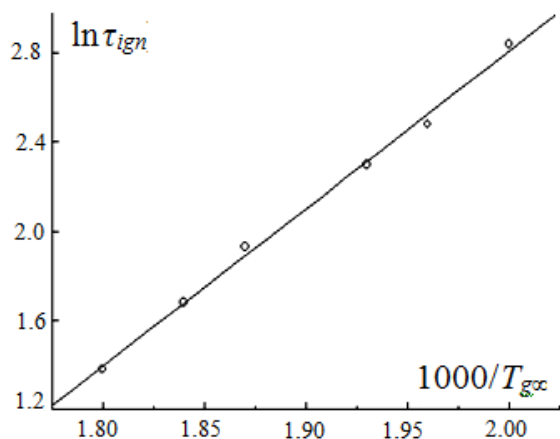


Рис. 8.3. Залежність $\ln(\tau_{ign})$ від $1/T_{g\infty}$, інтервал температур середовища 470÷560K.

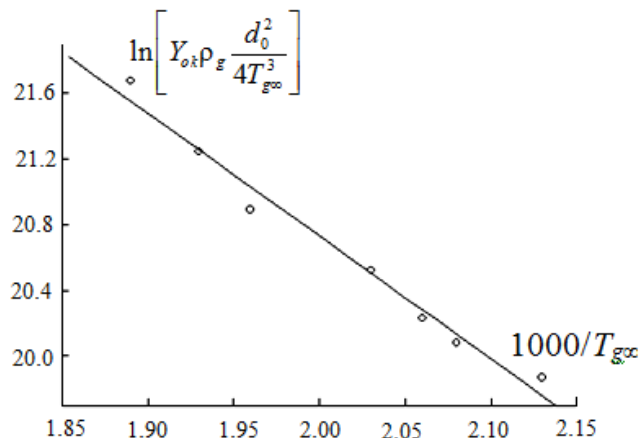


Рис. 8.4. Результати експерименту по критичним умовам займання краплі, обробленіза формулою (8.2)

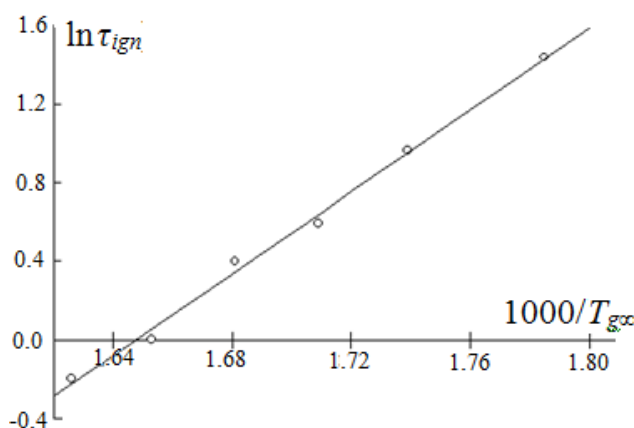


Рис. 8.5. Залежність $\ln(\tau_{ign})$ від $1/T_{g\infty}$, інтервал температур середовища 560÷620K

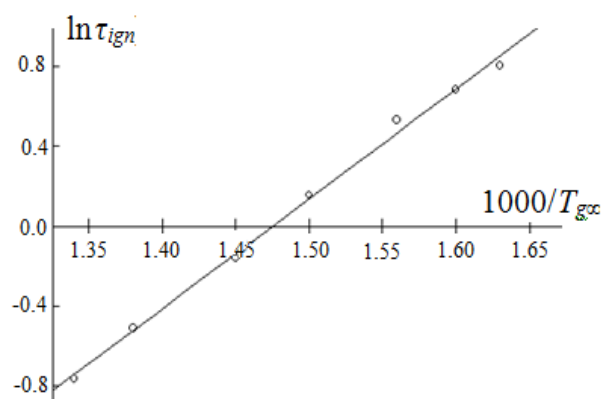
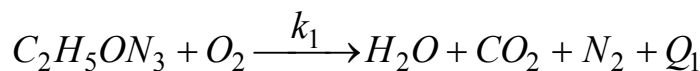


Рис. 8.6. Залежність $\ln(\tau_{ign})$ від $1/T_{g\infty}$, інтервал температур середовища 630÷750K.

енергії активації реакції термічного розкладання молекул АЕ, для якої константа швидкості реакції складає $k_2 = 8 \cdot 10^{13} \exp(-37800/RT) \text{ c}^{-1}$ [3].

Можна припустити, що в інтервалі температур 470÷560K процес займання краплі лімітується тепловиділенням газофазної реакції окислення пари АЕ киснем повітря.



Поблизу межі займання основний внесок в затримку займання τ_{ign} вносить час передвибухового саморозогрева - τ_i [4]. Тому в рамках зробленого припущення, для бімолекулярної реакції газофазного окислення можна вважати, що:

$$\tau_{ing} \approx \tau_i = \frac{c_{p,g} \rho_g}{Q_1} \frac{RT_{g\infty}^2}{E} \frac{\exp(E_1 / RT_{g\infty})}{k_{01} (\rho_g / \mu)^2 Y_f Y_{ok}},$$

де Y_f і Y_{ok} — відносні масові концентрації пального і окислювача, відповідно.

Рішення зворотної задачі, з використанням останнього виразу і експериментальних даних представлених на рис. 8.3, дає можливість розрахувати значен-

ня передекспоненціального множника, яке склало $k_{01} = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^3/\text{моль} \cdot \text{с}$. Таким чином, остаточний вираз для константи швидкості хімічної реакції газофазного окислення пари АЕ набере вигляду:

$$k_1 = 1.7 \cdot 10^{11} \exp(-14500/RT) \text{ см}^3/\text{моль} \cdot \text{с} \quad (8.1)$$

Для визначення енергії активації при газофазному займанні крапель АЕ можна скористатися і співвідношенням з [2]:

$$\ln \left[Y_{ok} \rho_g \frac{d_0^2}{4T_{g\infty}^3} \right] = const + \frac{E}{R} \frac{1}{T_{g\infty kr}}. \quad (8.2)$$

Тут $T_{g\infty kr}$ – температура займання краплі, d_0 – початковий діаметр краплі.

Результати експериментів за визначенням критичних умов займання краплі АЕ приведені в таблиці. Аналіз залежності, отриманої за допомогою цих даних і співвідношення (8.2) показав (рис.8.2), що значення енергії активації в інтервалі температури займання $T_{g\infty kr}$ (470-530K) складає $E_I = (14.4 \pm 0.7)$ ккал/моль. Це значення добре узгоджується з величиною енергії активації, отриманої в експериментах за визначенням часу затримки займання. Такий збіг підтверджує зроблене припущення щодо механізму хімічного реагування АЕ, що визначає тепловиділення в першому температурному інтервалі.

Використовуючи вираз (8.1) можна провести оцінку критичного параметра займання δ_{kr} [5]:

$$\delta_{kr} = \frac{Q_1 E_1}{\lambda R T_{gkr}^2} \left(\frac{P}{R T_{g\infty kr}} \right)^2 r_0^2 k_0 \rho_g^2 Y_f Y_{ok} \exp(-E_1 / R T_{g\infty}).$$

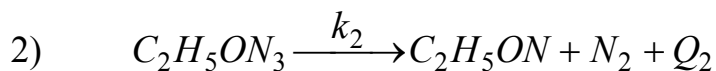
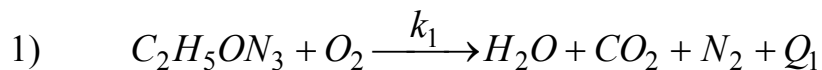
Розрахунки, проведені для температурного інтервалу (470÷530K) показали, що у вказаному діапазоні, величина δ_{kr} змінюється в межах від 0.6 до 0.7. Такий результат добре узгоджується з даними [5].

Все це говорить про те, що в інтервалі температур навколишнього середовища (470÷560K), дійсно має місце газофазне займання краплі АЕ, яке лімітується реакцією окислення пари АЕ.

У другому інтервалі температури 560÷620K, час затримки займання також експоненціально залежить від температури середовища $\tau_{ign} \sim \exp(E/RT_{g\infty})$. На рис.3 представлені відповідні експериментальні дані. Набутого за цими даними значення енергії активації ($E = 20.0 \pm 0.5$) ккал/міль, опинилося декілька великим енергії активації газофазної реакції окислення пари АЕ ($E_1 = 14.5$ ккал/моль), але меншим енергії активації термічного розкладання молекул АЕ ($E_2 = 37.8$ ккал/моль).

Оскільки займання, що має вибуховий характер, в цьому температурному інтервалі не спостерігалось, то можна припустити, що в предвоспламенительный період відбувається зменшення концентрації пари АЕ за рахунок реакції термічного розкладання і вибухової концентрації не досягається. Дійсно, швидкість реакції термічного розкладання АЕ значно чутливіше до зміни температури, чим швидкість реакції окислення пари АЕ. Разом з тим, обидві реакції екзотермічні, що кінець кінцем і забезпечує займання навіть при незначних концентраціях пального.

Очевидно, в даному температурному інтервалі швидкість тепловиділення визначається кінетикою двох паралельних реакцій – реакції газофазного окислення і термічного розкладання.



Для першої реакції характерний високий тепловий ефект ($Q_1=191.62$ ккал/моль) і відносно невелике значення енергії активації ($E_1=14.5$ ккал/моль). Друга реакція, навпаки, слабо екзотермічна ($Q_2=435.5$ ккал/моль), але володіє вищим значенням енергії активації ($E_2=37.8$ ккал/моль). На можливість теплового вибуху з паралельними реакціями у вузькому температурному діапазоні указувалося в теоретичній роботі [6]. Слідуючи результатам цієї роботи, і скориставшись набутих з експерименту значень кінетичних констант E_1, k_{01}, E_2, k_{02} , можна розрахувати ефективну енергію активації E^* , відповідну паралельному протіканню газофазних реакцій окислення і термічного розпаду молекул АЕ:

$$E^* = \frac{\sum_i E_i Q_i k_{0i} \exp(-E_i/RT) \cdot \exp(E_i/E^*)}{\sum_i Q_i k_{0i} \exp(-E_i/RT) \cdot \exp(E_i/E^*)}.$$

Вирішення даного трансцендентного рівняння дає значення $E^*=20.1$ ккал/моль, що добре узгоджується із значенням $E=20.0$ ккал/моль отриманого з експерименту (рис. 8.3). Така відповідність дозволяє вважати, що в другому інтервалі температури $560 \div 620$ К, займання краплі АЕ забезпечується тепловиділенням паралельних екзотермічних реакцій газофазного окислення і термічного розкладання пари АЕ.

При температурах середовища вище 630 К зрив теплової рівноваги відбувся без видимого полум'я з подальшим інтенсивним розкладанням краплі. Подібна картина мала місце при займанні краплі в азоті і водяній парі [7]. Час затримки займання різко зменшувався з підвищенням температури середовища. Результати експерименту за визначенням τ_{ign} представлені на рис. 8.4. Як видно

з рисунка $\tau_{ign} \sim \exp(A/RT_{g\infty})$, а визначене по залежності $\ln \tau_{ign} = f\left(\frac{1}{T_{g\infty}}\right)$ значення

$A=(11.4 \pm 0.6)$ ккал/моль співпадає по величині з питомою теплотою випаровування АЕ $L=11.41$ ккал/моль [8]. Відзначимо, що швидкість розкладання краплі АЕ зменшувалася в 1.7 разів, якщо ввести в мікропіч осколки кварцу. Це може указувати, хоча і неоднозначно, на ланцюговий механізм процесу газофазного розкладання. Оскільки для ланцюгових реакцій час затримки характеризує час накопичення активних частинок в реакційному об'ємі (при термічному розкладанні АЕ активними частинками можуть бути нитрени [9]), а швидкість їх освітити лімітується найбільш повільною стадією випаровування, той збіг величини A з величиною питомої теплоти випаровування L може виявитися не випадковим. Тоді зрив теплової рівноваги при $T_{g\infty} > 630$ К повинен забезпечуватися тепловим для ланцюжка механізмом розкладання молекул АЕ через слабку

екзотермічність реакції розкладання. Реакція ж газофазного окислення при високих температурах лише сприяє вигоранню пального.

Таким чином, при займанні крапель АЕ, залежно від температури навколишнього середовища в умовах експериментів, можна виділити три режими зриву теплової рівноваги, що відрізняються кінетикою газофазних реакцій, які визначають тепловиділення в системі.

Література до розділу:

1. Головки В.В., Канашин С.П., Флорко А.В., Охрименко Н.А. Горение капли β -азидоэтанола при атмосферном и пониженных давлениях // Физика горения и взрыва. 1990. Т.26, №5. С.61-64.
2. Григорьев Ю.М. Испарение и воспламенение *n*-гептана в окислительной среде // Горение и взрыв: Материалы III Всесоюзн. симпоз. по горению и взрыву. М., 1972. С.221-226
3. Исаев Б.М., Канашин С.П., Кожух М.С., Токарев Н.П. Исследования процессов горения некоторых органических азидов // Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций: Материалы VI Всесоюзн. симпоз. по горению и взрыву. Алма-Ата, 1980. С.97-101.
4. Григорьев Ю.М. Тепловой взрыв. Тепломассообмен в процессах горения. Под ред. проф.Мержанова А.Г. Черноголовка, 1980. С.3-16.
5. Блошенко В.Н., Мержанов А.Г., Перегудов Н.И. Хайкин Б.И. К теории газофазного воспламенения капли // Горение и взрыв: Материалы III Всесоюзн. симпоз. по горению и взрыву. М., 1972. С.227-233
6. Абрамов В.Г., Ваганов Д.А., Самойленко Н.Г. Тепловой взрыв реагирующих систем с параллельными реакциями // Физика горения и взрыва. 1977. Т.13, №1. С.48-55
7. Головки В.В., Копейка А.К., Золотко А.Н., Канашин С.П. Горение капли азидоэтанола в различных средах // Материалы XXI Междунар. пиротехнического семинара. М., 1995. С.1110-1114
8. Канашин С.П., Кожух М.С., Кулагин А.Н., Токарев Н.Н. Предельные условия горения β -азидоэтанола // Физика горения и взрыва. 1981. Т.17, №3. С.22-26
9. Иоффе Б.Ф., Семенов В.П., Оглоблин К.А. Нитрены и их роль в химических реакциях // Ж-л Всесоюзного химического общества им.Д.И.Менделеева. 1974. 19. С.314-324

Розділ 9. ДИФУЗІЙНА ТЕОРІЯ ГОРІННЯ КРАПЕЛЬ ПАЛИВА В ПОТОЦІ

Калінчак В.В., Шевчук В.Г.

Модель горіння одиночної краплі рідкого палива в потоці газу, який містить газоподібний окислювач, полягає в дифузії парів горючої рідини від поверхні краплі і окислювача від поверхні оточуючого середовища на певній відстані від поверхні краплі, яка називається поверхнею горіння (рис. 9.1). Пари рідини досягають зони горіння за рахунок випаровування краплі і наступної дифузії від поверхні краплі. Окислювач дифундує з навколишнього середовища.

За основу беруться наступні припущення:

- час прогріву краплі до стаціонарної температури значно менший за час її горіння.
- концентрація пари на її поверхні є рівноважною і насиченою.
- кількість тепла, яке поступає із зони горіння до краплі, йде на випаровування.
- система крапля-газ має сферичну симетрію, яку порушує наявність конвекції.
- кількість горючої речовини, яка прореагувала, дорівнює кількості, яка випарувалася з поверхні краплі. Тому концентрація горючого поза зоною горіння дорівнює нулю.
- температура краплі стала і дорівнює температурі кипіння рідкого палива.
- тиск газу вважається постійним.

При випаровуванні на поверхні краплі з'являються пари рідини. В результаті виникає стефанівська течія, яка направлена від поверхні краплі і намагається віддалити утворені газоподібні маси від краплі. Масова швидкість стефанівської течії визначається масовою швидкістю випаровування краплі: чим швидше з'являються на поверхні пари рідини, тим швидше вони віддалятимуться від поверхні. Тому величина швидкості стефановського течії визначається тільки температурою краплі.

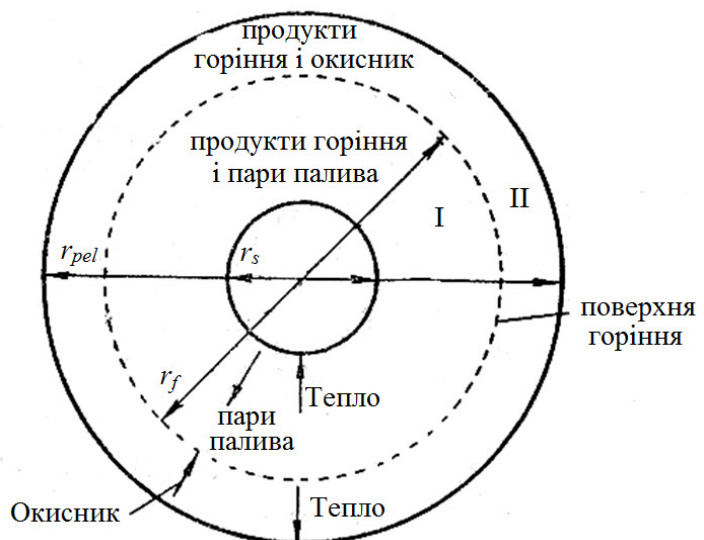


Рис. 9.1. Схема дифузійного горіння одиночної краплі

9.1. Визначення масової швидкості випаровування краплі

Масова швидкість випаровування пов'язана зі зменшенням радіуса краплі

$$I = -\frac{dm}{dt} = -4\pi r_s^2 \rho \frac{dr_s}{dt}.$$

Розглянемо зону $I: r_s < r < r_f$ (рис. 9.1). Швидкість дифузії пари від поверхні в оточує середовище знаходиться з рішення задачі дифузії :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 D_f \rho_g \frac{\partial Y_f}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U_s \rho_g Y_f),$$

$$r = r_s, \quad Y_f = Y_{fs}, \quad r = r_f, \quad Y_f = Y_{f0}.$$

Масова швидкість випаровування

$$I = -4\pi r^2 D_f \rho_g \frac{dY_f}{dr} \Big|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U_s \rho_g Y_f \Big|_s, \quad (9.1.1)$$

де I – масова швидкість випаровування краплі, кг/с; t – час, с; $D_f, D_{ок}$ – коефіцієнт дифузії пари рідини і газу, м²/с; r_s – радіус краплі, м; ρ – густина рідини краплі, кг/м³; Y_f – відносна масова концентрація пари, U_s – швидкість стефановського течії, м/с, яка в даному випадку направлена від поверхні краплі до зони горіння.

Потік молекул газового середовища (включаючи продукти реакції) до поверхні із зони горіння в результаті концентраційної дифузії врівноважується стефанівським потоком

$$0 = -4\pi r^2 D_g \rho_g \frac{dY_g}{dr} \Big|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U_s \rho_g Y_g \Big|_s, \quad (9.1.2)$$

де D_g – коефіцієнт дифузії молекул газу в повітрі, м²/с; Y_g – відносна масова концентрація газу в суміші «пари рідина – газ».

Величина стефанівської течії така, що в будь-якій точці газу тиск не змінюється і сума відносних масових концентрацій $Y_f + Y_g = 1$. Вважаючи, що коефіцієнти дифузії практично рівні $D_f = D_g$ підсумовуючи (9.1.1) і (9.1.2) отримаємо, що швидкість стефанівської течії на поверхні частинки дорівнює:

$$I = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r^2 U_s \rho_g. \quad (9.1.3)$$

Кількість тепла, яке йде на випаровування краплі за одиницю часу, визначається тепловим потоком, який поступає від зони горіння:

$$I \cdot L = \lambda_g 4\pi r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=r_s}, \quad (9.1.4)$$

де L – питома теплота паротворення, Дж/кг; λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/(м К); T_g – температура газу, К.

Тому для визначення градієнта температури газу біля поверхні краплі необхідно вирішити рівняння теплопровідності з урахуванням стефанівської течії з граничними умовами на поверхні краплі і на межі зони горіння:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 U_s \rho_g c_{pg} T_g \right). \quad (9.1.5)$$

$$r = r_s, \quad T_g = T_s, \quad r = r_f, \quad T_g = T_f.$$

Тут r_f – радіус зони горіння, м; T_f – температура газу в зоні горіння, К. Радіус зони горіння визначається впливом вимушеної і природної конвекції через число Нуссельта:

$$r_f = r_s \left(1 - \frac{2}{Nu} \right)^{-1}. \quad (9.1.6)$$

Розв'язок задачі (9.1.3) – (9.1.5) дає вираз для **масової швидкості випаровування**:

$$I = \frac{4\pi r_s \lambda_g}{c_{pg} (1 - r_s/r_f)} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (9.1.7a)$$

Або з урахуванням (9.1.6) маємо

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_{pg}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (9.1.7b)$$

Величина потоку тепла, яке використовується на випаровування краплі рідини є добутком питомої теплоти паротворення і знайденої швидкості випаровування (9.1.6), тобто IL .

Звідси **профіль температури газової суміші в зоні I** описується залежністю:

$$T_{g(I)}(r) = T_s + \frac{L}{c_{pg}} \left(\exp \left(\frac{I c_{pg} (1 - r_s/r)}{4\pi r_s \lambda_g} \right) - 1 \right). \quad (9.1.8)$$

Підстановка (9.1.4) в (9.1.3) дає можливість отримати диференціальне рівняння для швидкості зміни радіусу краплі:

$$-4\pi r_s^2 \rho_L \frac{dr_s}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_{pg}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L} \right).$$

Прийнявши $\lambda_g = a_g c_{pg} \rho_g$ і зробивши заміну радіусу частинки на діаметр краплі $d = 2r_s$, отримаємо **закон Срезневського**:

$$-\frac{d(d^2)}{dt} = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (9.1.9)$$

Закон Срезневського стверджує, що швидкість зменшення квадрата діаметру краплі (площі поверхні краплі) не залежить від початкового діаметру і є сталою величиною:

$$d^2 = d_0^2 - k_\lambda t, \quad k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (9.1.10)$$

Величина k_λ носить назву *сталой швидкості горіння*, м²/с; d_0 – початковий діаметр краплі, м.

9.2. Визначення температури горіння і радіусу зони горіння

Для знаходження температури горіння розглянемо другу зону $r_f < r < r_{pel}$ (рис. 9.1), яка розташована між приведеною плівкою і поверхнею горіння. Тепло, за винятком частини, яка йде на випаровування краплі, відходить від краплі в навколишнє середовище:

$$(Q_f - L)I = -4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (9.2.1)$$

Тут Q_f – питома теплота згорання палива.

Тут не врахована конвекція і наявність стефанівської течії в другій зоні.

Розв'язок рівняння (9.2.1) з граничними умовами (зважаючи, що $L \ll Q_f$)

$$r = r_{pel}, \quad T = T_{g0}, \quad r = r_f, \quad T = T_f$$

дає можливість знайти масову швидкість випаровування краплі

$$I = \frac{4\pi \lambda_g}{Q_f \left(\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_{pel}} \right)} (T_f - T_{g\infty}). \quad (9.2.2)$$

Або *профіль температури газової суміші* в межах зони II:

$$T_{g(II)}(r) = T_{g\infty} + \frac{IQ_f}{4\pi \lambda} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_{pel}} \right). \quad (9.2.3)$$

Згідно хімічної реакції, яка протікає в зоні горіння

$$\nu_f A_f + \nu_{ok} A_{ok} = \nu_{r1} A_{r1} + \nu_{r2} A_{r2},$$

масова швидкість реагування пари рідини, яка дорівнює масовій швидкості випаровування, зв'язана зі швидкістю реагування окислювача в хімічній реакції:

$$I_{ok} = \varphi I, \quad \varphi = \frac{\nu_{ok} M_{ok}}{\nu_f M_f}. \quad (9.2.4)$$

Кількість кисню, який дифундує до зони горіння в другій зоні, в стаціонарному режимі повинна дорівнювати кількості кисню, що прореагувало:

$$\varphi I = 4\pi r^2 D_g \rho_g \frac{\partial Y_{ok}}{\partial r}. \quad (9.2.5)$$

Розділивши (9.2.1) на (9.2.5), проінтегруємо в межах $r_f < r < r_{pel}$, де r_{pel} – радіус приведеної плівки, на межі якої температура газу дорівнює $T_{g\infty}$. В результаті отримаємо оцінку значення температури горіння:

$$T_f = T_{g\infty} + \frac{(Q_f - L) Y_{ok0} a_g}{c_{pg} \varphi D_g}. \quad (9.2.6)$$

Таким чином, легко визначається температура в зоні горіння. Y_{ok0} – концентрація кисню в середовищі за межами приведеної плівки.

З урахуванням стефанівської течії і конвекції можна отримати температуру горіння з виразу [1]:

$$\frac{a_g}{D_g} \ln \frac{1}{\left(1 - \frac{c_{pg}}{Q_f}(T_f - T_g)\right)} = \ln \left(1 + \frac{Y_{ok0}}{\phi}\right)$$

у вигляді

$$T_f = T_{g0} + \frac{Q_f}{c_{pg}} \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{Y_{ok0}}{\phi}\right) - \exp\left(\frac{a_g}{D_g}\right)} \right]. \quad (9.2.7)$$

При дифузії в повітрі або димових газах кисню число $1 / Le = a_g / D_g$ складає десь 0.9 – 0.95. Тобто, різниця температури зони горіння і середовища складають за дифузійною теорією до 90% максимально можливої різниці.

При розрахунку випаровування, число Le потрібно розраховувати через коефіцієнт дифузії пари палива в димових газах. Тоді число Льюїса значно більше, чим для кисню, і може дійти до двох в залежності від типу палива.

Насправді температура зони горіння (полум'я) T_f значно менша.

При кінцевій швидкості горіння пари палива в приведеній плівці частина пари не згорає повністю, що і призводить до зниження температури в зоні горіння нижче теоретичної температури. Оптичні вимірювання температури полум'я над краплею [2] показали, що це зменшення складає 500 К і більше. В досліді була встановлена неповнота згорання пари в полум'ї над краплею. До 30-40 % пари виносяться з полум'я.

Також, як звернув увагу Клячко і інші дослідники, зменшення температури горіння можливе і внаслідок дисоціації продуктів згорання. Померанцев [3] показав, що впливом радіаційних тепловтрат на кінетику горіння вуглеводнів можна нехтувати.

При високих інтенсивностях випаровування (високих температурах в зоні горіння) температура краплі мало відрізняється від температури кипіння. Це пояснюється тим, що тиск насиченої пари дуже швидко зростає зі збільшенням температури. Максимально можлива температура рідини – це температура кипіння, при якій тиск пари дорівнює тиску оточуючого середовища. При невеликому зниженні температури відносно максимальної, тиск пари різко падає. Тому при великих змінах температури середовища і, відповідно, швидкостей випаровування, температура краплі ненабагато змінюється.

Якщо вважати, що незалежно від режиму, температура краплі дорівнює температурі кипіння, то це не приведе до значної похибки у визначенні температурного перепаду, по якому визначається швидкість випаровування навіть за відсутності горіння, якщо температура середовища значно перевищує температуру кипіння. При горінні, коли температура ще вища, похибка виявиться ще нижчою.

Якщо, наприклад, крапля бензолу випаровується при атмосферному тиску і при температурі середовища 800°C , то максимально можлива температура краплі складе 80.5°C і температурний перепад буде $800 - 80.5 \approx 720^{\circ}\text{C}$.

При температурі бензолу 50°C тиск пари буде тільки 0.3 атм., тобто знизиться більш ніж в 3 рази, тоді як температурний перепад підвищиться лише до 750°C . тобто тільки на 4.2 %. При вищих температурах – близько $1600 - 1800^{\circ}\text{C}$ – в зоні горіння різниця в перепадах температур ще скоротиться.

Таким чином, можна вважати, що температура краплі дорівнює температурі кипіння, і вести розрахунок для внутрішнього шару тільки через теплообмін, зовсім не беручи до уваги перенос пари палива. Не можна використовувати той же метод для розв'язку рівняння переносу пари палива, вважаючи, що на поверхні краплі відносний зміст пари наближається до одиниці, тому що це приведе до значної похибки.

Визначення радіусу зони горіння. Із зони згорання в напрямку до зовнішньої межі приведеної плівки йде вся теплота згорання палива. До поверхні ж краплі йде в багато разів менше тепло – тільки на випаровування і нагрівання пари палива. Природно, що з цієї причини опір переносу тепла і, відповідно, товщина зовнішнього і внутрішнього шарів повинні бути різними, а зони горіння – набагато ближчі до поверхні приведеної плівки, чим до краплі.

Для визначення радіусу зони горіння необхідно прирівняти вирази (9.1.7a) і (9.2.2), отримані для масової швидкості випаровування в різних зонах

$$\frac{4\pi\lambda_g}{c_{pg}\left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f}\right)} \ln\left(1 + \frac{c_{pg}(T_f - T_s)}{L}\right) = \frac{4\pi\lambda_g}{Q_f\left(\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_{pel}}\right)} (T_f - T_{g\infty}).$$

Звідси можна отримати:

$$\frac{1}{r_f} = \frac{1}{r_{pel}} + \frac{\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_{pel}}}{1 + \frac{Q_f}{c_{pg}(T_f - T_{g\infty})} \ln\left(1 + \frac{c_{pg}(T_f - T_s)}{L}\right)} \quad (9.2.8)$$

або при $r_s \ll r_{pel}$

$$\frac{r_{pel}}{r_f} = 1 + \frac{r_{pel}}{r_s} \frac{1}{1 + \frac{Q_f}{c_{pg}(T_f - T_{g\infty})} \ln\left(1 + \frac{c_{pg}(T_f - T_s)}{L}\right)}. \quad (9.2.9)$$

Тут r_s , r_f , r_{pel} – радіуси поверхні краплі, зони горіння і приведеної плівки.

9.3. Визначення профілів температур і концентрацій всередині приведеної плівки

Насправді зона горіння не є поверхнею, на якій концентрація пари палива і окислювача прагне до нуля, а співвідношення їх відповідає стехіометричному.

Припущення про те, що горіння відбувається в приведеній плівці, умовно, якщо тільки число Рейнольдса не настільки мале, що плівка має нескінченну товщину. Завдяки конвективному переносу і турбулентному обміну товщина приведеної плівки буде менше товщини граничного шару.

Для елементарного сферичного прошарку між краплею і приведеною плівкою можна записати рівняння теплового балансу у вигляді

$$4\pi r^2 \rho_g w c_p \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} \left(\lambda 4\pi r^2 \frac{dT}{dr} \right) + 4\pi r^2 \left(Q k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \rho_g^2 Y_{O_2} Y_f \right). \quad (9.3.1)$$

Рівняння матеріального балансу по кисню для елементарного прошарку зводиться до вигляду

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_{ok}}{dr} = \frac{d}{dr} \left(D_g 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_{ok}}{dr} \right) - 4\pi r^2 k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \rho_g^2 Y_{ok} Y_f. \quad (9.3.2)$$

Якщо всі члени рівняння (9.3.2) помножити на теплоту згорання Q_f , скласти з виразом (9.3.1) і позначити повну ентальпію одиниці маси

$$h = c_p T + Q Y_{ok} \quad (9.3.3)$$

то отримаємо рівняння (вважається, що теплоємність не залежить від складу):

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dh}{dr} = \frac{d}{dr} \left(4\pi r^2 \frac{\lambda_g}{c_p} \left(\frac{d(c_p T)}{dr} + \frac{Q}{Le} \frac{dY_{ok}}{dr} \right) \right).$$

Вважаючи, що число Льюїса мало відрізняється від одиниці, можна записати

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dh}{dr} = \frac{d}{dr} \left(4\pi r^2 \frac{\lambda_g}{c_p} \frac{dh}{dr} \right). \quad (9.3.4)$$

При горінні маса речовин не змінюється, тоді витікає, що масова швидкість випаровування

$$I = 4\pi r^2 w \rho_g.$$

Інтегруючи двічі вираз (9.3.4) за граничних умов на межі приведеної плівки (зоні горіння) і на поверхні краплі:

$$h(r = r_f) = h_f \quad \text{і} \quad h(r = r_s) = h_s,$$

неважко отримати

$$\frac{h - h_s}{h_f - h_s} = \frac{1 - \exp \left(F \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r} \right) \right)}{1 - \exp \left(F \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f} \right) \right)}, \quad F = \frac{I c_p}{4\pi \lambda_g}. \quad (9.3.5)$$

Невідомими величинами є значення масової швидкості випаровування пари I і величина питомої ентальпії у поверхні краплі h_s :

$$h_s = c_p T_s + Q Y_{ok,s}.$$

Оскільки невідомою є концентрація кисню у поверхні краплі $Y_{ok,s}$.

Температура поверхні краплі мало відрізняється від температури кипіння речовини краплі. Ця температура невелика, так що горіння поблизу краплі не відбувається. В цьому випадку між концентрацією кисню і градієнтом цієї величини біля поверхні краплі повинна виконуватися залежність:

$$IY_{ok,s} = 4\pi r_s^2 D \rho_g \left(\frac{dY_{ok}}{dr} \right)_{r=r_s}. \quad (9.3.6)$$

Рівняння (9.3.5) потрібно вирішити спільно з виразами (9.3.3) і (9.3.4) і з рівняннями матеріального балансу для палива (χ – відношення маси пари палива на 1 кг згорілого кисню):

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_f}{dr} = \frac{d}{dr} \left(D 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_f}{dr} \right) - \frac{1}{\chi} 4\pi r^2 k_0 \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \rho_g^2 Y_{ok} Y_f.$$

і нейтральних газів

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_n}{dr} = \frac{d}{dr} \left(D 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_n}{dr} \right).$$

Спільний розв'язок рівнянь в загальному вигляді представляє непереборні труднощі, внаслідок чого потрібно вдатися до чисельних розрахунків. При цьому спочатку доводиться заздалегідь задатися значенням $Y_{ok,s}$. Після обчислень перевіряється правильність вибраної величини, і, якщо результати є незадовільними, повторюють обчислення до отримання достатньо прийнятного збігу. При $Le = 1$ можна записати

$$I = \frac{4\pi r_s^2 \lambda_g}{L} \frac{dT}{dr} \Big|_{r=r_s} = \frac{4\pi r_s^2 \lambda_g}{L c_p} \left(\frac{dh}{dr} - Q_f \frac{dY_{ok}}{dr} \Big|_{r=r_s} \right) = \frac{4\pi r_s^2 D \rho_g}{L} \left(\frac{dh}{dr} - Q_f \frac{dY_{ok}}{dr} \Big|_{r=r_s} \right). \quad (9.3.7)$$

Спільний розгляд (9.3.6) і (9.3.7) шляхом виключення градієнта концентрації кисню, дає:

$$I = \frac{4\pi r_s^2 \lambda_g}{L c_p} \left(\frac{dh}{dr} \right) \Big|_{r=r_s} \left(\frac{1}{1 + \frac{Q_f}{L} Y_{ok,s}} \right).$$

Визначаючи з (9.3.5) величину $\left(\frac{dh}{dr} \right) \Big|_{r=r_s}$ неважко отримати величину

$$I = \frac{4\pi \lambda_g}{c_p \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f} \right)} \ln \left(\frac{h_f - c_p T_s + L}{L + Q_f Y_{ok,s}} \right).$$

Таким чином, для заданого $Y_{ok,s}$ відома масова швидкість випаровування I і по рівнянню (9.3.5) можна визначити значення ентальпії h для будь-якої поверхні приведеної плівки. Проте лише для двох перетинів поверхні краплі і приведеної плівки відомі поки окремо значення T і Y_{ok} . Подальше обчислення можливо лише наближеним або чисельним способом.

Газове середовище складається з кисню, азоту і продуктів згорання і пари палива:

$$Y_{ok} + Y_n + Y_{npod} + Y_f = 1.$$

Для продуктів згорання можна записати

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_{npod}}{dr} = \frac{d}{dr} \left(D 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_{npod}}{dr} \right) + \phi 4\pi r^2 k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \rho_g^2 Y_{ok} Y_f, \quad (9.3.8)$$

Де ϕ – маса продуктів горіння, яку отримується при згоранні 1 кг кисню.

Розділивши (9.3.8) на ϕ і склавши з рівнянням (9.3.2), отримаємо

$$4\pi r^2 D \rho_g \frac{d}{dr} \left(Y_{ok} + \frac{Y_{npod}}{\phi} \right) - I \left(Y_{ok} + \frac{Y_{npod}}{\phi} \right) = 0.$$

Інтегрування до межі приведеної плівки ($r = r_f$) дає, якщо прийняти на ній $Y_{npod} = 0$:

$$\ln \frac{Y_{ok0}}{Y_{ok} + \frac{Y_{npod}}{\phi}} = \frac{I c_p}{4\pi \lambda_g} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_f} \right),$$

а для поверхні краплі

$$Y_{npod,s} = \phi \left(Y_{ok0} \exp\left(-\frac{I c_p}{4\pi \lambda_g} \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f} \right) \right) - Y_{ok,s} \right).$$

Таким чином, можна визначити склад газу на поверхні краплі.

Методом кінцевих різниць можна, розбивши всю плівку на ряд сферичних прошарків, починаючи з поверхні краплі, можна розрахувати зміну температури, складу реагентів і ентальпії. Якщо при цьому для поверхні приведеної плівки не буде отримана задана температура, то розрахунок слід повторити, задавши інше значення концентрації кисню на поверхні краплі.

Результати такого аналізу наступні. Якщо в межах приведеної плівки відбувається помітне вигорання палива, то концентрація пари кисню при поверхні краплі вельми мала і дуже близька до нуля (рис. 9.2а). Разом з тим, зміна концентрації кисню на поверхні на 1 % різко змінює хід розрахункової кривої.

Якщо помітного горіння немає (рис. 9.2б), то, природно, значення концентрації на поверхні мало відрізняється від того, яке було б при звичайному випаровуванні. Зрив факелу з поверхні краплі носить кризовий характер, як і інші процеси зриву горіння. Тому і рішення слід шукати поблизу крайніх значень концентрації кисню $Y_{ok,s}$ – чисто дифузійного ($Y_{ok,s} = 0$) і простого випаровування.

Тут можуть спостерігатися три випадки:

- а) за заданих умов є тільки один розв'язок – чисте випаровування палива;
- б) одночасно можуть бути два розв'язки. Це означає, що заздалегідь запалена крапля продовжує горіти, а заздалегідь не запалена стороннім джерелом – сама не займається;
- в) може бути лише один розв'язок з горінням краплі, яка самозайнялась.

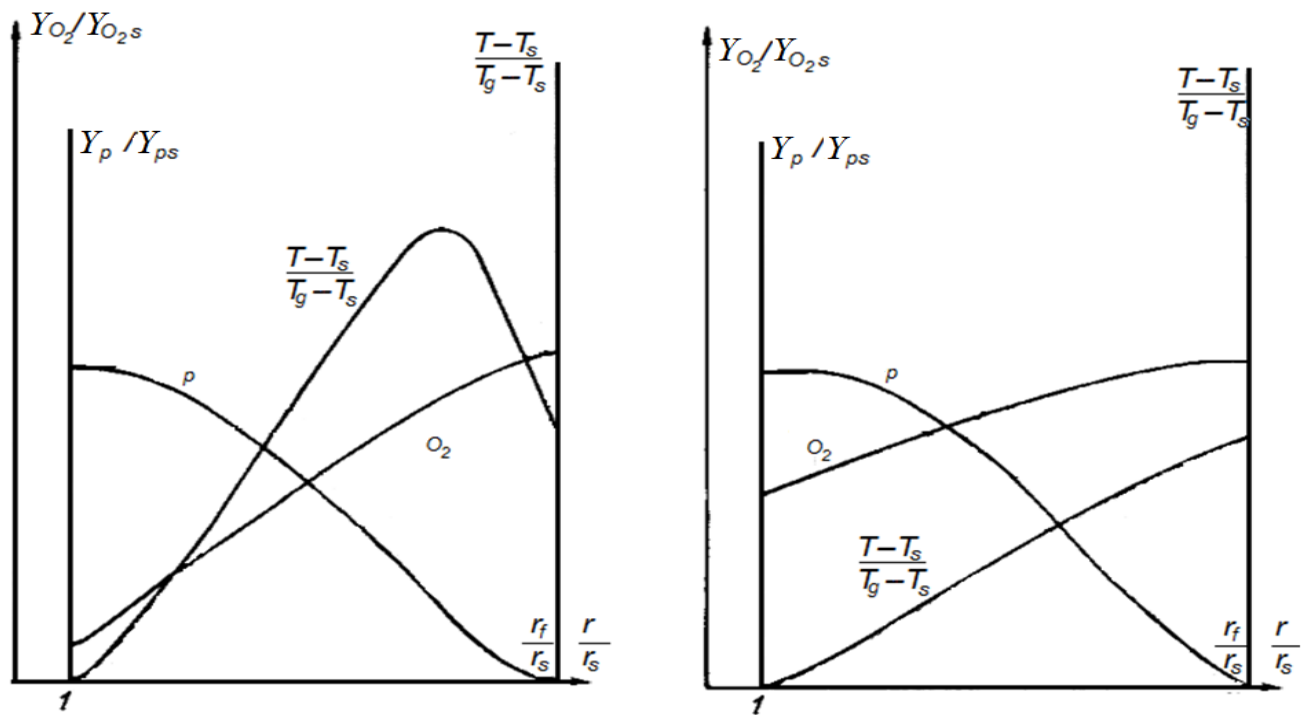


Рис. 9.2. Профілі концентрацій окислювача, парів пального і температури всередині приведеної плівки при різних режимах горіння краплі

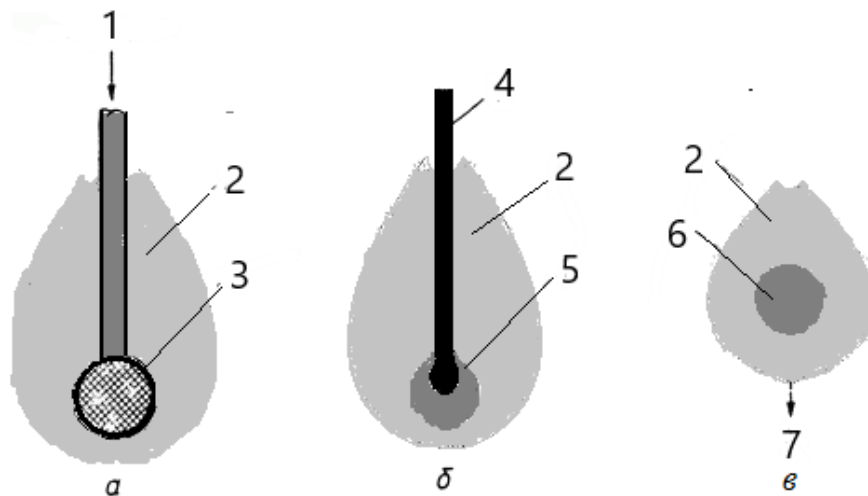


Рис.9.3. Схеми експериментів по горінню крапель пального в атмосфері окислювача: (а) порувата сфера, метод стаціонарної краплі; (б) підвішена крапля, метод нестационарної краплі; (в) падаюча крапля. 1 – пальне; 2 полум'я; 3 – порувата «крапля»; 4 – кварцова нитка з кулькою на кінці; 5 – крапля; 6 – вільна крапля; 7 – напрямок руху краплі

При помітному горінні в межах приведеної плівки концентрація кисню при поверхні краплі близька до нуля. Згідно умові (9.3.6) на поверхні краплі і $dY_{ok} / dr|_{r=r_s}$ мало відрізняється від нуля.

Існує три різних експериментальних метода вивчення горіння краплі рідкого палива в атмосфері окислювача (зазвичай повітря) (рис. 9.3).

У методі (а) пальне рівномірно подається всередину пористої сфери постійного радіусу зі швидкістю, яка забезпечує наявність плівки на поверхні сфе-

ри під час горіння. Тому розмір «краплі» залишається сталим. В стаціонарному випадку (якщо крапля рівномірно горить, надлишок пального не падає) масова швидкість подачі рідини дорівнює масовій швидкості вигорання рідини для даного діаметра поруватої «краплі».

У методі (б) крапля пального розміщується на кінці нерухомої кварцевої нитки; вимірюється швидкість зменшення діаметра краплі після займання. За звичай, основною характеристикою є константа горіння, яка визначається згідно закону Срезневського.

У методі (в) досліджується процес горіння невеликих вільно падаючих крапель пального після займання.

Кожен з методів має деякі переваги перед іншими, наприклад, метод (а) дозволяє вести дослідження в стаціонарних умовах, метод (б) забезпечує точні результати при дослідженні залежності діаметра краплі від часу, метод (в) застосовується в разі крапель малого радіусу.

9.4. Зрив полум'я з лобової точки краплі

Досліди по спалюванню краплі в потоці повітря показують, що вже при порівняно невеликих швидкостях факел зникає з лобової частини краплі. При великих розмірах краплі впливають також підйомні сили.

В ряді робіт робляться спроби [1, 4] дати спрощену схему визначення умов зриву факела з лобовою і з кормовою зон краплі на підставі обробки дослідних даних. По Сполдінгу лобовий зрив відбувається тоді, коли масова швидкість випаровування перевищує швидкість розповсюдження полум'я в стехіометричній суміші. Остання швидкість дорівнює масовій швидкості розповсюдження полум'я в суміші ($c_{f,cmex}$ – вміст пари палива в стехіометричній суміші):

$$\rho_g u = \rho_g u_n c_{f,cmex}.$$

Масова швидкість випаровування по дифузійній теорії визначається

$$I = 8\pi r_s \frac{Nu}{2} a_g \rho_g \ln(1+B), \quad B = \frac{c_p}{L} \left(T_g + \frac{1}{Le} (T_f - T_g) - T_s \right).$$

Спрощений підхід. Після запалювання утворюється дифузійне полум'я, яке охоплює краплю з усіх боків, включаючи лобову точку краплі. При зриві полум'я з лобової поверхні краплі при її горінні масовий потік з поверхні краплі (кг/с) зрівнюється з масовою швидкістю розповсюдження полум'я в стехіометричній суміші:

$$I = 4\pi r_s^2 u_n \rho_{gs} \quad \text{або} \quad I = \pi d^2 u_n \rho_g. \quad (9.4.1)$$

Нормальна швидкість розповсюдження полум'я є сталою величиною, яку можна визначити з формули, отриманої в класичній теорії розповсюдження полум'я:

$$\rho_g u_n c_{pg} (T_{fl} - T_0) = \lambda_g \sqrt{\frac{2Q_a}{\lambda_g} \int_{T_0}^{T_{fl}} W(T) dT}. \quad (9.4.2)$$

Густина масового потоку за рахунок конвекції і дифузії з урахуванням стефанівської течії визначається згідно виразу

$$I = 4\pi r_s \left(\frac{\lambda_g}{c_{pg}} \right) \left(\frac{Nu}{2} \right) \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_{fl} - T_{kun})}{L_{ev}} \right). \quad (9.4.3)$$

Для визначення зв'язку числа Нуссельта зі швидкістю потоку використовуємо формулу, справедливу при $Re \gg 1$:

$$\frac{Nu}{2} = a\sqrt{Re} \quad \text{або} \quad \frac{Nu}{2} = a \sqrt{\frac{2\omega r_s}{v_g}}. \quad (9.4.4)$$

В результаті підстановки (9.4.4) в формулу (9.4.1) отримаємо рівняння для знаходження критичної швидкості потоку газоподібного окислювача, вище за яку полум'я затухає в лобовій точці краплі

$$4\pi r_s \sqrt{\frac{2\omega r_s}{v_g}} = 4\pi r_s^2 \cdot f(u_n, a_g), \quad (9.4.5)$$

де $f(u_n, a_g)$ – функція, що залежить від теплофізичних властивостей системи.

Таким чином, маємо, що при зриві полум'я відношення швидкості потоку до радіусу (діаметру) краплі є величина сталою

$$\frac{w}{r_s} = const \left(\frac{w}{d_s} = 0.5const \right), \quad (9.4.6)$$

де $const$ теоретично не залежить від діаметру краплі.

Сполдінгом експериментально було показано, що величина $const$ в (9.4.6) практично однакова для різних палив.

$$\frac{w}{d_s} = 95, \frac{1}{c}. \quad (9.4.7)$$

Формулу (9.4.7) використовують в методі підвішеної краплі в потоці газоподібного окислювача. Частинка палива (парафін, магній) навішується на спай термопари або підвіс. Потім підпалюється так, щоб полум'я охоплювало всю краплю. Після цього крапля вводиться в потік газу із заданими значеннями швидкості і температури. Найпростіший експериментально здійснюваний експеримент, коли крапля, що горить, вводиться в потік повітря кімнатної температури. Одночасно починається процес вимірювання температури краплі та положення полум'я щодо лобової точки полум'я.

Відомо, що при обдуванні краплі, що горить, потоком окислювача теплофізичні характеристики горіння, форма і розміри полум'я тісно зв'язані із швидкістю потоку. Гістерезисна поведінка полум'я, що оточує краплю вуглеводню, виявлене при зміні швидкості обдуваючого потоку, пов'язана з існуванням двох критичних швидкостей: перша з них визначається максимальним значенням швидкості потоку, при якій полум'я ще утримується на лобовій точці краплі; друга ж характеризує відновлення полум'я на лобовій крапці при його русі зі сліду краплі.

Переміщення і погасання полум'я досліджували по методу поруватої сфери в потоці повітря кімнатної температури при атмосферному тиску з краплями горючих речовин, питомі теплоти паротворення яких сильно розрізняються.

«Стационарна крапля» була пористою кулькою, на поверхню якої за допомогою поршня, що проводиться в рух електродвигуном, подавалося пальне. Витрата пального визначалася індикатором, пов'язаним з направляючим штоком рухомого поршня. Підбором передавального числа шестерень редуктора швидкість подачі палива можна змінювати в широких межах, що дозволяло досліджувати горіння різних летючих рідких палив. Регулюючи подачу пального до краплі так, щоб вона дорівнювала швидкості вигорання, за швидкістю переміщення поршня знаходили витрату пального і швидкість горіння. Крапля, початковий діаметр якої в ході експериментів по її горінню варіювався ($d_s = 3 - 9$ мм), розташовувалася на зрізі сопла Вітошинського, що дає П-подібний профіль швидкості. Повітря подавалося в сопло з балону, при цьому його об'ємна витрата $\dot{V}$ контролювався реометром, що дозволяло розраховувати швидкість обдуваючого потоку як

$$w_\infty = \frac{4\dot{V}}{\pi D_0^2},$$

де D_0 — діаметр гирла сопла Вітошинського. Переміщення полум'я визначалося відносно лобової точки краплі за допомогою кінозйомки і фотометричного датчика, приєднаного до хронометра.

Таким чином визначалися критичні швидкості потоку, координата полум'я, константи швидкості горіння при стаціонарних значеннях швидкостей потоку. Потім проводилися вимірювання при миттєвій зміні швидкості. Для цього перед «краплею» розташовувалася металева кулька діаметром 10 мм і подавався потік зі швидкістю, що перевищує швидкість зриву полум'я. Запуск кінокамери і хронометра синхронізувався з виведенням кульки з центру сопла.

Експерименти [5], проведені в діапазоні чисел Рейнольдса $30 < Re_\infty < 135$, показали наступне:

1. Стаціонарним значенням швидкостей потоку в інтервалі від нуля до величини, меншої швидкості зриву ($w_\infty < w_*$), відповідають стаціонарні положення полум'я і величини констант швидкості горіння. При $w_\infty > w_*$ полум'я зміщується в слід краплі, константа швидкості горіння зменшується. Якщо після цього знижується w_∞ , то полум'я відновлюється на лобовій крапці при меншому її значенні, тобто при $w_s < w_*$. Це приводить до гістерезисного впливу швидкості потоку на константу швидкості горіння $K_{bur} = -\frac{d}{dt}(d_s^2)$ (рис.9.4), яка пов'язана з температурою краплі і координатою полум'я.

2. При миттєвій зміні швидкості потоку від $w_\infty = 0$ до $w_\infty > w_*$ полум'я загасає в лобовій крапці через деякий час t_* , який зменшується зі зростанням w_∞ і збільшується зі зростанням діаметру краплі (рис. 9.5).

3. Координата полум'я L , вимірювана щодо лобової точки краплі, з часом змінюється немонотонно: досягає максимальної величини, потім зменшується і надалі залишається незмінною.

4. Після екранування горючої краплі (швидкість потоку падає до нульового значення) полум'я якийсь час залишається нерухомим, потім швидко перемі-

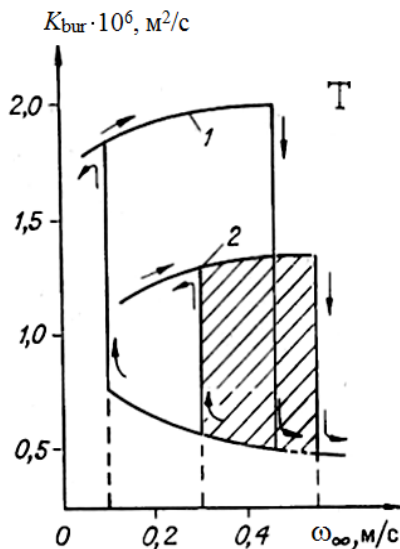


Рис. 9.4. Гістерезис полум'я $K_f = f(w_\infty)$ капель: 1 – ацетон, 2 – етанол

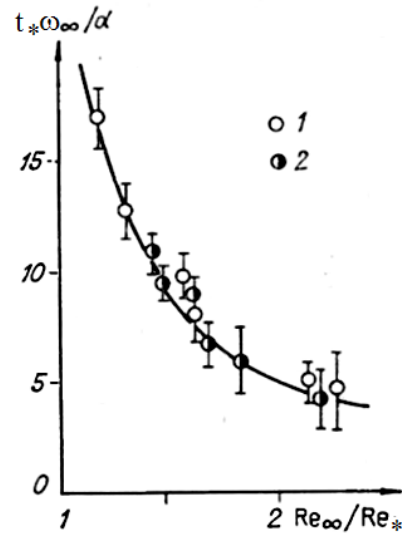


Рис. 9.5. Вплив безрозмірної швидкості потоку на безрозмірний час погасання полум'я: 1. – етанол, 2 – ацетон

щується до лобової точки і охоплює всю краплю. Швидкість руху полум'я при охопленні більша, ніж при зриві.

Важливу роль у відновленні полум'я при миттєвій зміні швидкості обдування ($w_\infty \rightarrow 0$) грають інтенсивні процеси тепло- і масообміну в області гідродинамічного сліду за краплею. Вже при $Re > 20$ тут виникає зона циркуляційної течії у формі стаціонарного вихрового кільця. Вихрове кільце симетричне відносно обдуваючого потоку в кільці. На внутрішній межі швидкість направлена вздовж потоку, на зовнішній – проти. Динамічна рівновага тепло- і масообмінних процесів (швидкості випаровування dm/dt і швидкості тепловиділення) в зоні циркуляції створює умови для встановлення фронту полум'я, що характеризується параметрами горіння, на стаціонарній відстані від краплі, де швидкість потоку дорівнює нормальній швидкості горіння, тобто $w_\infty = u_n$. Порушення цієї рівноваги приводить або до зриву полум'я ($w_\infty > w_*$), або до його переміщення назад до лобової крапки і охопленні всієї поверхні краплі ($w_\infty \rightarrow 0$). Така поведінка полум'я корелює зі спостережуваними змінами картини процесу по відношенню до краплі при зміні режиму обтікання. Найбільше значення числа Рейнольдса Re_* , при якому ще спостерігається винесення завихореності в область зовнішньої течії, за оцінкою, складає < 200 , що відповідає величинам, що досягаються в експерименті.

Загасання полум'я в лобовій крапці при $w_\infty = w_*$ пов'язане з досягненням максимальної швидкості випаровування і відповідного максимального тепловиділення в результаті хімічної реакції в стехіометричній суміші. При цьому стаціонарне значення w_∞ , при якому полум'я ще існують на лобовій поверхні краплі, знаходиться з рівності потужності, що витрачається на пароутворення і зміну ентальпії пари, та тепловиділення за рахунок екзотермічної реакції:

$$I(w_*) \left[L - c_p (T_f - T_s) \right] = \int_{r_f - \Delta r}^{r_f} Q_f W_v 4\pi r^2 dr, \quad (9.4.8)$$

де $I(w_*)$ – масова швидкість випаровування при швидкості потоку, рівній швидкості зриву полум'я; L – питома теплота паротворення; c_p – питома теплоємність пари; T_f – температура горіння; T_s – температура краплі, приблизно рівна температурі кипіння; Q_f – тепловий ефект реакції в стехіометричній реакції в стехіометричній суміші; r_f – радіус зони горіння, що відповідає температурі горіння; Δr – товщина зони горіння.

При оцінці масової швидкості випаровування виключений ряд ефектів. Проте найбільш сильний з них – вимушений конвективний рух газу відносно краплі пального – враховується критерієм Нуссельта

$$Nu = 2 + b Re_*^{1/2}, \quad Re_* = w_* d / \nu_g,$$

де Re_* – число Рейнольдса, ν_g – коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря.

Вираз для масової швидкості випаровування краплі пального використовується з врахуванням (9.4.8) у вигляді:

$$I(Re_*) = \frac{2\pi\lambda r_s}{c_p} Nu(Re_*) \ln \left[1 + \frac{c_p (T_f - T_s)}{L} \right]. \quad (9.4.9)$$

Розіб'ємо область $r > r_s$ на зону, прилеглу до поверхні краплі ($r_s < r < r_f - \Delta r$), і зону активного тепловиділення ($r_f - \Delta r < r < r_f$). Вважаємо, що процеси тепло- і масопереносу, а також хімічного реагування відбуваються в тонкому прошарку Δr , де радіус зони горіння в лобовій крапці краплі

$$r_f = r_s \left(1 - \frac{2}{Nu(Re_*)} \right)^{-1}. \quad (9.4.10)$$

Коефіцієнти переносу в прошарку Δr вважаємо сталими, профілі полів температур і концентрацій лінійними, критерій Льюїса $Le = 1$. На поверхні прошарку пари пального і окислювача згорають в стехіометричному відношенні.

Оскільки зона активного тепловиділення мала в порівнянні з радіусом займання ($\Delta r/r \ll 1$), а тепло, що виділяється при реакції, переноситися тільки теплопровідністю. В області, прилеглої до поверхні краплі вирішується рівняння теплопровідності без урахування хімічних джерел тепла, але з урахуванням випаровування пари палива.

В результаті критерій зриву полум'я можна представити так:

$$\frac{w_*}{d} \approx \nu_g(T_{bur}) \left(\frac{B}{4b} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{Bd}} \right) \right)^2. \quad (9.4.11)$$

$$B = \frac{u_n c_p (T_f - T_s)}{a_g (L + c_p (T_f - T_s))} \left(\ln \left(1 + \frac{c_p (T_f - T_s)}{L} \right) \right)^{-1}. \quad (9.4.12)$$

Тут $\nu_g(T_{bur})$ – коефіцієнт кінематичної в'язкості газової суміші при температурі горіння; u_n – нормальна швидкість розповсюдження полум'я в стехіометричній суміші при температурі кипіння краплі.

Залежність часу затримки загасання залежить від швидкості потоку, діаметру краплі і теплофізичних властивостей рідини, пари і окислювача:

$$t_* = \frac{d}{w_\infty} \frac{B_f}{4b^2(1+B_f)\ln(1+B_f)} \left(1 - \sqrt{\frac{\text{Re}_*}{\text{Re}_\infty}}\right)^{-1}, \quad (9.4.13)$$

$$B_f = \frac{c_p(T_f - T_s)}{L} - \text{параметр Сполдінга.}$$

Зі збільшення w_∞ величина t_* зменшується, а із зростанням діаметру краплі – збільшується. При $w_\infty \rightarrow w_*$ час затримки загасання асимптотично прагне до нескінченності. Для рідини, у якої швидкість зриву полум'я з краплі більша, час затримки загасання вищий.

9.5. Горіння аерозолів

У багатьох випадках при катастрофічних розливах рідких паливних, особливо вищих вуглеводнів, в повітрі утворюється завис дрібних крапель рідини (туман), або аерозоль може створюватися штучно при розпилюванні рідини.

Розпилювання палива. Узагальненням результатів експериментальних досліджень була отримана наступна функціональна залежність для середнього розміру крапель рідини при повітряному і паровому розпилюванні (пристрої форсунок) [6]:

$$\frac{d}{D} = f\left(\frac{\mu^2}{\rho_{liq}\sigma D}, \frac{\rho_g w^2 D}{\sigma}\right). \quad (9.5.1)$$

Тут d – середній розмір крапель, D – характерний розмір форсунки, μ – коефіцієнт в'язкості рідини, ρ_{liq} – густина рідини, σ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини, ρ_g – густина газу, w – відносна швидкість між повітрям і рідиною.

Критерій $\mu^2/\rho_{liq}\sigma D$ – характеризує співвідношення сил в'язкості і поверхневого натягу (**обернений критерій Лапласа Lp**), критерій $\rho_g w^2 D/\sigma$ – відношення інерційних сил повітряного потоку до сил поверхневого натягу (критерій Вебера We). При малій ролі в'язкості $d/D = f(We)$. Зі збільшенням числа Вебера розмір краплі зменшується. Це означає, що розпилювання поліпшується зі збільшенням швидкості витікання, густини газу і зменшенням поверхневого натягу.

При механічному розпилюванні $d \approx D_c^{0.55} / w^{0.9}$ [7]. Для характеристики розподілу крапель по розмірах (середньомасовим) найбільшого поширення набуло рівняння Розіна – Рамлера

$$R = \frac{N_i}{\sum N_i} = \exp\left[-\left(\frac{d_i}{\bar{d}}\right)^m\right], \quad (9.5.2)$$

де коефіцієнт m для пневматичних і механічних форсунок міняється від 2 до 4, а для ротаційних збільшується до 8 [8], R – масова частка крапель з розмірами більше d_i .

Згідно цьому розподілу, максимальний діаметр крапель, що утворюються $d_{\max} = \bar{d} \cdot 5.924^{1/m}$, мінімальний $d_{\min} = \bar{d} \cdot 0.00271^{1/m}$. Інтервал зміни розмірів

$d_{\max} / d_{\min} = 2186^{1/m}$, що для практично важливих граничних значень m (2 і 4) дає 46 і 6.8.

Короткий огляд експериментальних методів вивчення диспергування в рідинах, що горять і не горять, проведений в [9]. Розмір крапель при розпилюванні залежить від характеристик пристрою та рідини і може змінюватися від десятків до сотень мікрон. Слід чекати, що при вибуховому утворенні аерозольної хмари рідкого пального, в ній можуть бути представлені краплі дуже широкого дисперсного складу від декількох мікрон до сантиметрів через неконтрольований характер розпилювання.

Випаровування і горіння окремих крапель. Фактично парогазову горючу суміш в чистому вигляді можна отримати тільки в умовах достатньо високих температур (у камерах згорання, топкових пристроях) за рахунок повного випаровування крапель. В атмосферних умовах переважний стан пального – аерозольне. Проведемо елементарні оцінки.

Тиск p_s і густина ρ_s насиченої пари при температурі T пов'язані співвідношенням:

$$\rho_s = M_f p_s / RT, \quad (9.5.3)$$

де M_f – молярна маса пального, R – універсальна газова стала. Отже, при повному випаровуванні в газоподібний стан може перейти рідка фаза з початковою масовою концентрацією $B_0 = \rho_s$. Тоді

$$B_0 = \rho_s = M_f p_s / RT. \quad (9.5.4)$$

При температурі $T = 293$ К ($t = 20$ °С), якщо скористатися даними по p_s [10], матимемо, наприклад для гексану $B_0 = 0.55$ г/м³, для бензолу $B_0 = 0.5$ г/м³, що набагато менше реальних концентрацій в горючій суміші (наприклад, для гексану стехіометрична концентрація на повітрі ≈ 90 г/м³). Природно, що в камері згорання або в хвилі горіння, через експоненціальну залежність $p_s(T)$, величина ρ_s зростає на декілька порядків і за певних умов все пальне може випаруватися.

Механізм горіння і його швидкість залежать від того, випаровувалася крапля чи ні. Як наголошувалося вище, кількість палива, що випарувалося, визначається його летючістю і ентальпіями пального і повітря (або температурою і тиском). Якщо характерний час випаровування краплі менше характерного часу перебування в передполум'яній зоні хвилі горіння, крапля повністю випарується, і ми маємо справу з гомогенною зоною горіння (горінням парогазової суміші). Інакше кожна крапля оточена індивідуальною зоною горіння, структура фронту горіння дискретна, а швидкість полум'я в істотній мірі залежить від ча-

Таблиця 9.1. Константа швидкості горіння, температура горіння та коефіцієнт випромінювальної здатності полум'я крапель індивідуальних рідин

	Спирт етиловий	Ацетон	Толуол	n-гептан	Бензол	Ефір
$k_{bur}, 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	1.38	1.95	1.86	2.2	2.49	2.7
$T_{bur}, \text{К}$	1840	1820	2040	2130	2230	1710
$\epsilon_{пл}$	0.007	0.007	0.5	0.03	0.6	0.0255

Таблиця 9.2. Лінійна швидкість вигорання рідини

Рідина	w , мм/с	Рідина	w , мм/с
Бензол	0.052	Сірковуглець	0.028
Етиловий ефір	0.048	Ацетон	0.023
Толуол	0.045	Метанол	0.020
Скипидар	0.040	Гас (рос. керосин)	0.017
Авіабензин	0.035	Солярове масло	0.013

Таблиця 9.3. Залежність масової швидкості вигорання n -спиртів від числа атомів вуглецю n в молекулі

Спирт	n	$\dot{m} \cdot 10^3$, кг/с·м ²
Пропиловий	3	4.0
Бутиловий	4	3.8
Гексиловий	6	3.3
Гептиловий	7	3.1
Дециловий	10	2.6

су вигорання індивідуальної частинки.

Визначення швидкості випаровування є складнішим завданням, ніж обчислення рівноважної кількості випаровуючої рідини. Необхідно знати розподіл крапель по розмірах, локальну концентрацію рідкої фази, мати докладну картину руху газу за краплею, а також мати в своєму розпорядженні точні фізичні характеристики вуглеводнів в рідкій і паровій фазі (і все це в умовах змінного поля температур і концентрацій і, часто, турбулентного характеру течій). Тому обмежимося деякими розмірними оцінками, що передають основні риси процесу.

Велика частина досліджень відноситься до дифузійного горіння рідин з вільної поверхні. Так в [11] приведені швидкості (лінійні) вигорання для 30 різних рідин в кварцових трубках великого діаметру (62 і 106 мм). Типові значення приведені в табл. 9.2.

Типові значення масових швидкостей вигорання з вільної поверхні [12] для граничних n -спиртів виявляють монотонне зменшення швидкості вигорання із збільшенням числа атомів вуглецю n в ланцюзі (табл. 9.3).

Зауважимо, що аналогічне співвідношення масових швидкостей вигорання зберігається і для стаціонарних крапель цих палив (близькі і абсолютні значення $\dot{m}$). Тобто масові швидкості вигорання рідин з відкритою поверхні є досить надійним способом визначення їх відносної летючості.

Для дрібних крапель пального випаровування підкоряється закону Срезневського:

$$t_{\text{evap}} = \frac{d_0^2}{k_{\text{ev}}}, \quad k_{\text{ev}} = \frac{8\lambda_g \ln(1+B)}{c_p \rho_{\text{liq}}}, \quad B = \frac{c_g (T_g - T_s)}{L}. \quad (9.5.5)$$

Для монодисперсних струменів гасу час горіння t_{bur} підкоряється такому ж закону і складає

$$t_{\text{bur}} = 2.5 \cdot 10^{-6} d_0^2, \quad (9.5.6)$$

де d_0 – початковий діаметр в мкм, t_{bur} в сек. Типовий час горіння дорівнює 0.25 мс для крапель діаметром 10 мкм і 25 мс для 100 мкм [13]. Близькі часи горіння t_{bur} для гасу приведені і в [14].

Література до розділу:

1. *Кнорре Г.Ф.* Теория топочных процессов. – Энергия, 1966. – 461с.
2. Основы практической теории горения // Под ред. *Померанцева. В.В.* – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.
3. Сборник задач по теории горения; Учебное пособие/ под ред. *В.В. Померанцева.* – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – 152 с.
4. *Сполдинг Д.Б.* Основы теории горения. – М.Госэнергоиздат, 1959. – 320 с.
5. *Калинчук В.В., Стручаев А.И., Орловская С.Г., Чабанов М.И.* Инерционные характеристики горения капель углеводородов при его гистерезисе // Физика горения и взрыва. – 1990. – №1. – С. 92-97.
6. *Витман А.Г., Кацнельсон Б.Д., Эфрос М.М.* Распыление жидкого топлива пневматическими форсунками. – В кн.: Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958. – С. 5–33.
7. *Блок А.Г., Кичкина Е.С.* Распыливание жидкого топлива механическими форсунками центробежного типа. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958. – С. 48–58.
8. *Кулагин Л.В., Охотников С.С.* Сжигание тяжелых жидких топлив. – М.: Наука, 1967. – 280 с.
9. *Bachalo W.D.* Injection Dispersion and Combustion of Liquid Fuels. // 25-th Int. Symp. on Combust. – 1994.
10. Пожаро-взрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения. Справочник. / Под ред. *А.Н. Баратова и др.* – Т.1 и 2. – М.: Химия, 1990.
11. *Блинов В.И., Худяев Г.Н.* Диффузионное горение жидкостей. – М.:АН СССР, 1961.
12. *Бахман Н.Н., Алдабаев Л.И., Сажинский Н.Д.* Диффузионное горение жидкостей. Вкн.: Горение и взрыв. – М.: Наука, 1977. – С. 254–263.
13. *Bachalo W.D.* Injection Dispersion and Combustion of Liquid Fuels. // 25-th Int. Symp. on Combust. – 1994.
14. *Чертков Я.Б.* Современные и перспективные углеводородные реактивные и дизельные топлива. – М.: Химия, 1968. – 356 с.

Розділ 10. ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ ВИГОРАННЯ РІДКОГО ПАЛИВА

Черненко А.С., Шевчук В.Г., Шингарьов Г.Л., Калінчак В.В.

Термін «вигорання», що застосовується у фізиці горіння, теплотехніці та пожежо-вибухобезпеки, співвідноситься з процесом горіння речовин до їх повного згорання, тобто природного закінчення горіння (вигорання). Його кількісними характеристиками є величини швидкості вигорання (ШВ), як швидкості зменшення маси речовини dM/dt в ході горіння, а також питома масова швидкість вигорання m , що визначається ставленням ШВ до величини площі зони горіння S . Ці параметри необхідні для з'ясування ступеня горючості речовин. Численні експерименти показували, що швидкість вигорання завжди є сталою в процесі горіння [1]. Якщо на часовій залежності маси палива $M = f(t)$ є лінійна ділянка, то швидкість вигорання розраховується як тангенс кута нахилу на цій ділянці $\Delta M/\Delta t$. У разі, коли таку ділянку важко виділити, то на підставі отриманої кривої $M = f(t)$ будується часова залежності питомої масової швидкості вигорання палива $\dot{m} = \xi(t)$, на якій визначається максимум. Це найбільше значення $\dot{m}$ може братися за основне значення питомої масової швидкості вигорання палива.

В даний час існує ряд розрахункових та експериментальних методик визначення ШВ, завдяки яким створено базу даних значень $\dot{m}$ для різних твердих і рідких палив.

В області пожежо-вибухобезпеки для визначення $\dot{m}$ рідких палив поширені дослідження горіння в циліндричних ємностях різних діаметрів (для $d \approx 0.5 \div 1.5$ м [2, 3]). Так [4] визначалися $\dot{m}$ і час повного вигорання *n*-гептану, а також дизельного палива (солярного масла) в циліндричних ємностях глибиною 10 см при різних діаметрах від 10 до 40 см, що знаходяться всередині деякого замкнутого об'єму. Значення $\dot{m}$ коливалися в інтервалах $8.2 \div 12.7$ г/(м²с) для *n*-гептану і $8.3 \div 10.3$ г/(м²с) для дизельного палива. При такому киснево-обмеженому режимі горіння автори використовували коефіцієнт витрати палива η , що відображає ступінь витрати палива на весь процес горіння: $\eta = \Delta m/M$, де Δm є масою палива, витраченого в процесі горіння, а M – теоретична маса палива, яка може бути витрачена за кількістю кисню всередині герметизованого простору. При діаметрах ємності понад 15 см спостерігалось «кисневе голодування» при вигоранні рідкого палива. Коефіцієнт витрати *n*-гептану варіювався від 0.19 до 0.26, а дизельного палива практично стабільний і становив близько 0.28. У методиці, вказаною Баратовим А.М. [5], масову швидкість $\dot{m}$ визначають за швидкістю вигорання горючої рідини в циліндричній посудині діаметром 10 мм (пальнику). Початковий рівень рідини в пальнику підтримувався постійним на рівні 2.5 мм нижче верхнього краю пальника за рахунок судин, що сполучені. Живильна посудина містилася на ваги, чий свідчення записувалися в часі. За швидкість вигорання рідкого палива приймалася максимальна швидкість вигорання за 15 хвилин експерименту.

Таблиця 10.1. Параметри досліджуваних рідин [7]

Параметри ↓ Речовини →	Гептан	Етанол	Ацетон	Октан	ДП	ПП	М100
Густина ρ (20 °C), кг/м ³	684	789	784	703	820÷845	920	1015
Молярна маса μ , г/моль	100	46	58	114	110÷230		
Температура кипіння T_b , °C	98.4	78.3	56.3	125.5	280÷360		> 430
Питома теплота згорання Q , МДж/кг	4.5	30.0	31.4	48.0	39.2÷42.7	45.4	40.0
Питома теплота випаровування L при $T_{\text{кип}}$, кДж/кг	316	836	513	300	230÷250		1968

У описаних вище дослідженнях горіння рідини відбувалося з плоскої поверхні. Було відмічено, що чим більше площа поверхні, тим гірше реалізується принцип рівнодоступності окислювача до будь-якої частини зони горіння і, як наслідок, зменшується швидкість вигорання. Така ситуація ускладнює теоретичний опис процесу горіння рідини з великих поверхонь. Дослідження процесу горіння рідини на сфері в цьому плані є альтернативними «плоскому» варіанту.

Відомий ряд класичних методів [6] вивчення процесу горіння крапель рідкого палива: 1) метод пористої сфери (стаціонарної краплі), 2) падаючої краплі і 3) підвішеної краплі. Особливістю двох останніх методів є зміна розміру краплі в році горіння і, відповідно, зміна (зменшення) поверхні краплі. В даному випадку характеристикою процесу є константа горіння K_{bur} (виражена в одиницях м²/с). Цього недоліку позбавлений метод пористої сфери (стаціонарної краплі), проте, для його реалізації необхідно постійно підводити горючу рідину через певний канал всередину пористої сфери. При цьому масова швидкість вигорання $\dot{m}$ визначається масовою швидкістю подачі палива.

Експрес-метод реалізується експериментальною установкою, описаною нижче, схема якої показана на рис.10.1.

Об'єктами дослідження були вибрані наступні рідкі горючі речовини: еталонні хімічно чистий гептан і октан; поширені рідини етанол (96%) і технічний ацетон, а також широко використовувані рідкі пальні > мазут мазкі М100, дизельне паливо (ДП) і пиролізне паливо (ПП), отримане з автомобільних покришок (див. табл. 10.1).

10.1. Експериментальна установка і методика вимірювань

Експериментальна установка схематично представлена на рис. 10.1 варіантами а) і б) для реалізації вагового методу визначення швидкості вигорання горючих рідин: а) – з плоскої пористої поверхні (циліндрова пігулка); б) – з пористої сфери (стаціонарна крапля). А також варіантом с) – поршневій модифікації подачі пального в стаціонарну краплю.

У варіантах а) і б) використовуються цифрові ваги (1) з максимально вимірюваною вагою – 50 г і точністю 1 мг. Веб-камера (7) встановлена так, щоб її поле зору охоплювало дисплей ваг (2) для запису поточної ваги об'єкту і сам об'єкт (4 або 5) з факелом (див. рис. 3 →циліндрові пігулки, що горять, і пористі сфери). Для того, щоб зменшити засвічування веб-камери факелом зразка, що

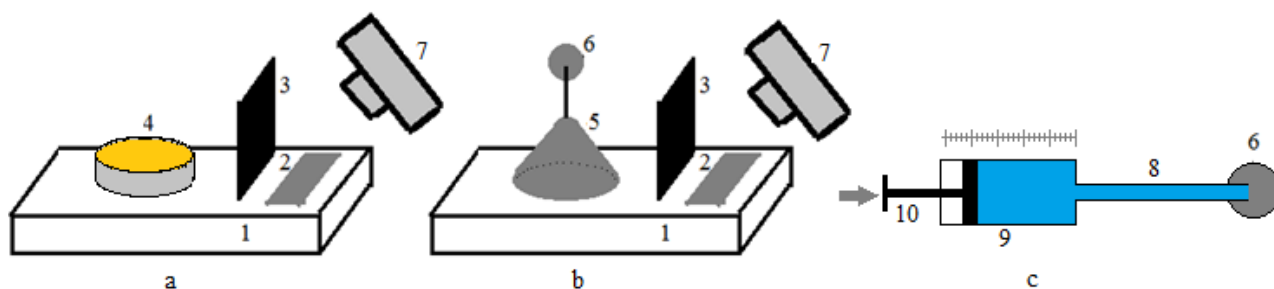


Рис. 10.1. Експериментальні установки для визначення швидкості вигорання рідких горючих: варіант а) – вигорання рідини з плоскої поверхні (циліндрична пігулка з пористого вогнетривкого порошку); варіант б) – пориста сфера; варіант с) – спосіб подачі пального в стаціонарну сферу у вигляді поршня.

1 – цифрові ваги, 2 – дисплей ваг, 3 – світловий екран, 4 – циліндрична ємність з керамічним порошком, 5 – підставка для сфери, 6 – сфера з пористого вогнетривкого матеріалу, 7 – веб-камера, 8 – голка, 9 – ємність з горючою рідиною, 10 – поршень, що рухається з постійною регульованою швидкістю.

горить, використовується екран (3) з нейтрального світлофільтру. Варіант експериментальної установки с) буде описаний нижче.

Відмітною особливістю запропонованого експрес-методу від існуючих методів визначення швидкості вигорання рідких палив, є значне зниження рутинної самого процесу вимірювання (скорочення часу для підготовки і проведення досвіду), а також необхідність мати метрологічно забезпечене спеціалізоване устаткування. Адже основний елемент в запропонованому методі – електронні ваги, які завжди реалізуються підприємствами метрологічно забезпеченими. Сам же процес подальшої періодичної повірки ваг простий і може бути проведений самим користувачем за наявності еталонних стандартних важків (зазвичай входних в комплект ваг).

Вимірювання в найпростішому варіанті дослідної установки (ваги без системи зв'язку з комп'ютером) проводилися з використанням наступного алгоритму. При прогляданні відеозапису процесу вигорання на комп'ютері зіставлялися свідчення ваг з відповідними значеннями часу, що відзначаються комп'ютером на відеофайлі. Потім за допомогою стандартної програми обробки даних будувався графік швидкості горіння рідини $M = f(t)$, а з нього будувався часова залежність питомої масової швидкості вигорання $\dot{m} = \xi(t)$ (див. рис. 10.2а і 10.2б). Аналіз цих графіків за способом, описаним вище, дає шукані величини.

Перевагу такого методу відображає не тільки його назва – експрес, але і можливість самостійно створити дослідну установку без використання спеціального інструменту і технологічного навичку експериментатора (лаборанта). Як було показано в оглядовій частині розділу, в існуючих методиках процес вигорання організовувався так, щоб можна було виділити на часовій залежності $M = f(t)$ лінійну ділянку, по якій розраховувалася швидкість вигорання $\dot{m}$. Для мінімізації впливу перехідних процесів (що мають місце в початковій і кінцевій стадіях горіння) раніше використовувалася безперервна подача рідини до зони горіння (до пальників) з системою вимірювання і стабілізації витрати рідини. Застосування в запропонованому методі вогнетривких пористих речовин для

просочення їх досліджуваними горючими рідинами і динамічним виміром маси вигоряючої рідини дозволяє відмовитися від таких складнощів. Покадрове відстежування процесу горіння з дискретністю 1/5 секунд дає можливість визначити лінійну ділянку за короткий час горіння, тобто при використанні невеликої маси рідини (декілька грам). Практика показала, що на проведення одного вимірювання параметра горючості рідини (+ обробка даних) необхідно $\sim 10 \div 15$ хвилин.

У дослідах по новій методиці проводилися дослідження, пов'язані зі зіставленням процесів вигорання різних горючих рідин (див. табл. 10.1) з плоскої пористої поверхні (рис. 10.1a і 10.3ab) і сферичної поверхні (рис. 10.1b і 10.3c,d). У варіанті 1a застосовувалися циліндрові кювети різних діаметрів, виготовлені з алюмінієвої фольги, в яких насипався і ущільнювався порошок, виготовлений із стандартної вогнетривкої цеглини мазкі ША густиною 500 кг/м^3 . Шматки цеглини розтиралися в ступі і просівалися в ситі з розміром осередків 0.8 мм. Кювета (циліндрова «пігулка») встановлювалася на електронні ваги, що мають на своїй робочій поверхні теплоізоляційну підкладку, а потім на шамотний порошок піпеткою крапилась горюча рідина. Наприклад, в циліндрову кювету з внутрішнім діаметром $d = 38 \text{ мм}$ і висотою борту $h_6 \approx 7 \text{ мм}$ вливалось близько 2г досліджуваної рідини. При ввімкненому комп'ютері (з працюючою програмою обробки відео-файлів), веб-камері і вагах шамотний порошок, просочений горючою рідиною, підпалювався газовим пальником. Після вигорання рідини відео-файл, що фіксує процес горіння, оброблявся по формулі (10.1), представлений нижче.

Другим етапом дослідів стало визначення швидкості вигорання з пористих сфер різних діаметрів (див. рис. 10.1b). Сфери виготовлялися зі стандартної вогнетривкої цеглини марки ША (густина 500 кг/м^3) методом кругового вирізування трубчастими свердлами (або пробійниками для прокладок). Можливий варіант виготовлення сфер із стандартного шамотного порошку методом ліплення глиняних кульок, їх випалення в муфельній печі і подальшої обробки до відкриття пор.

Для установки сфер на вагах була виготовлена конусна підставка з тієї ж вогнетривкої цеглини, у вершині якої знаходився отвір, орієнтований уздовж висоти конуса. У цей отвір вставляється пружний дріт, інший кінець якого вставляється в отвір в нижній частині пористої сфери. Конус також блокує тепло, що йде до ваг при горінні пористої сфери. Вся конструкція розміщувалася на електронних вагах. Для змочування горючою рідиною сфера опускалася в невелику ємність з цією рідиною і витримувалася в ній $5 \div 10 \text{ с}$, щоб пальне ґрунтовно вбралося в пори. Вся конструкція ставилася на ваги, потім сфера підпалювалася газовим пальником. Процедура запису процесу відеокамерою описана вище.

10.2 Аналіз результатів вимірювань

На рис. 10.2a і 10.2b представлені часові залежності вигорання маси різних палих рідини $M = f(t)$ в циліндровій кюветі з шамотним порошком (у циліндровій «пігулці») і розрахованою з рис. 2a питомої масової швидкості вигорання

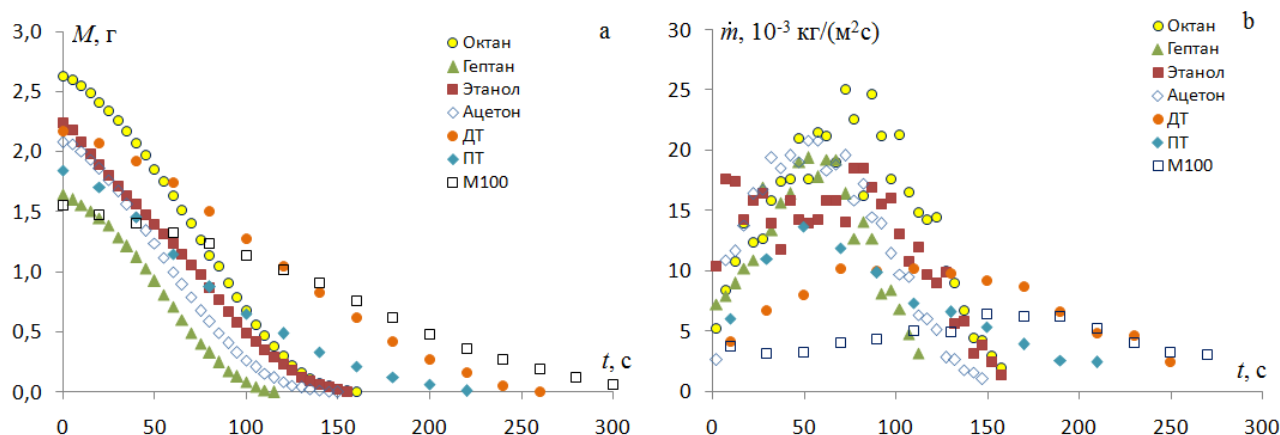


Рис. 10.2. Часові залежності процесу вигорання різних рідин на плоскій пористій поверхні циліндричної кювети: а) маси рідини $M = f(t)$; б) питомої масової швидкості вигорання $\dot{m} = \xi(t)$. Горючі рідини: $\diamond$ – ацетон, $\blacksquare$ – етанол, $\blacktriangle$ – гептан, $\circ$ – октан, $\bullet$ – ДП (дизельне паливо), $\blacklozenge$ – ПП (піролізне паливо), $\square$ – М100 (мазут марки 100). Діаметр кювети $d = 38 \text{ мм}$, площа $S = 1134 \text{ мм}^2$. Середовище спалювання: повітря при кімнатній температурі.

$\dot{m} = \xi(t)$ цих рідин. Різниця між поточним показом ваг M_i попереднім показом M_{i-1} є маса згорілого палива (що знаходиться у вогнетривкому порошку) за спостережуваний інтервал часу. Як указувалося раніше, покадрове відстеження процесу горіння відбувається з дискретністю в $1/5$ секунд. У наших досліджах покази ваг знімалися для побудови графіків через 5 секунд при горінні ацетону, етанолу, гептану, октану і через 20 секунд для палив з більш повільним горінням – мазуту М100, ДП, ПП. Питома масова швидкість вигорання $\dot{m}$ визначалася на кожній часовій ділянці (від t_{i-1} до t_i) як:

$$\dot{m} = (M_{i-1} - M_i) / S(t_{i-1} - t_i), \quad (10.1)$$

де $S = \pi d^2/4$ – площа горіння для плоского випадку, $S = \pi d^2$ – для сфери.

З рис. 10.2а видно, що при горінні циліндрової «пігулки» має місце такий часовий інтервал, де маса пального зменшується практично лінійно, що говорить про наявність ділянки з квазісталою швидкістю горіння. Наприклад, для ДП (дизельного палива) ця ділянка має протяжність від 50 до 170 секунд від початку горіння (рис. 10.2а).

На кривих зміни питомої масової швидкості вигорання з часом $\dot{m} = \xi(t)$ (рис. 10.2б) видно максимуми, що відповідають точкам перегину на часових кривих $M = f(t)$ (рис. 10.2а). За винятком октану, питома масова швидкість вигорання $\dot{m}$ всіх досліджуваних рідин на достатньо широкому тимчасово м інтервалі не відрізняється від максимального значення на 25%. Це дозволяє як знайдена величина $\dot{m}$ використовувати її середнє значення поблизу точки перегину кривої $M = f(t)$ (рис. 10.2а). Проте переважно використовувати максимальне значення $\dot{m}_{\max}$ з рис. 10.2б, як зручніший варіант комп'ютерної обробки дослідних даних. Наприклад, з кривої $\dot{m} = \xi(t)$ для дизельного палива легко визначається $\dot{m}_{\max} = 10 \cdot 10^{-3} \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$. Цьому максимуму відповідає $t \approx 120 \text{ сек}$.

У всіх випадках спостерігається часовий інтервал прогрівання горючої рідини до встановлення квазістаціонарного режиму горіння.

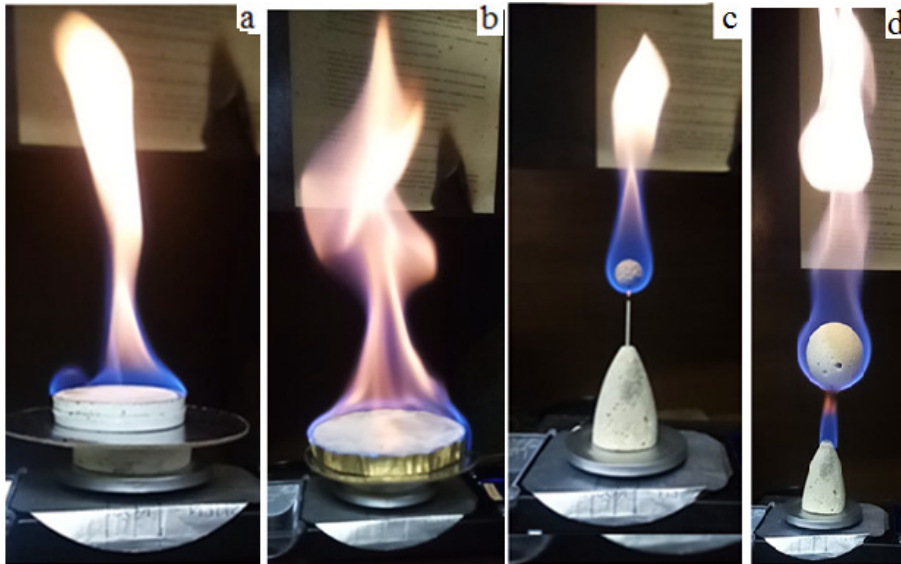


Рис. 10.3. Зовнішній вигляд пористих поверхонь, що горять, змочених горючою рідиною (етанолом): а, б) - циліндричних пігулок діаметром 40 і 60 мм і с, d) - сфер діаметром 11.5 і 35 мм.

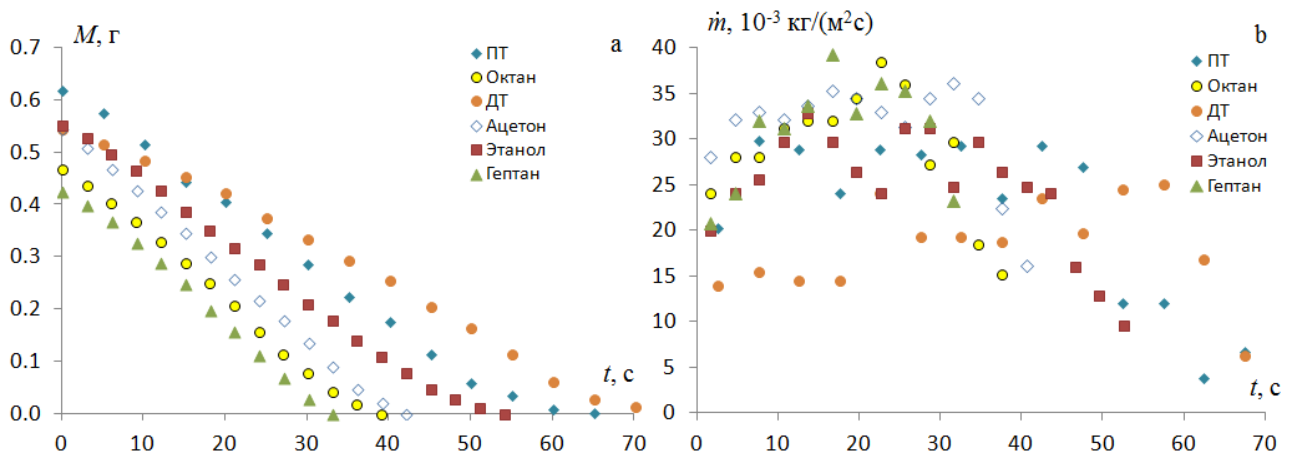


Рис. 10.4. Часові залежності процесу вигорання різних рідин на пористій сфері. а): маси рідин $M = f(t)$. б): питома масова швидкість вигорання $\dot{m} = \xi(t)$. Горючі рідини: $\diamond$ – ацетон, $\blacksquare$ – етанол, $\blacktriangle$ – гептан, $\circ$ – октан, $\bullet$ – ДП (дизельне паливо), $\blacklozenge$ – ПП (піролізне паливо). Діаметр сфери $d = 11.5$ мм, площа $S = 415$ мм². Середовище: повітря при кімнатній температурі

На рис. 10.3 представлений зовнішній вигляд пористих поверхонь, що горять, змочених горючою рідиною: а) циліндрових пігулок і б) сфер. В процесі горіння згідно теоретичним уявленням [6, 8] на поверхні сфери температура близька до температури кипіння палива.

На рис. 10.4 представлені часові залежності маси вигоряючої рідини на змоченій пористій сфері діаметром 11.5 мм. Якісно графіки мають вигляд, представлений в [1], причому у всіх них спостерігалася ділянка з лінійним законом зменшення маси рідини з часом. У найзагальнішому випадку залежність $M = f(t)$ (рис. 4а) можна розділити на три ділянки. При підпалі газовим пальником сфери, просоченої паливом, із-за її нагріву і різномірності полум'я на фронтальній і тильній частинах сфери, спостерігається наростання швидкості горін-

ня до встановлення квазістаціонарного режиму. Виходячи з рис. 10.4а, **цей** перший етап займає до 5 секунд.

Другий етап – стадія квазістаціонарного горіння. Як і при горінні на плоскій поверхні (рис. 10.2b), спостерігається виникнення максимуму на часовій залежності питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}$ (рис. 10.4b). Проте при горінні на пористій сфері часова зона максимуму ширша щодо загального часу горіння.

При наближенні процесу вигорання до закінчення, рідина на сфері перестає покривати всю її поверхню (третій етап – згасання). Крива питомої масової швидкості вигорання $\dot{m} = \xi(t)$ починає наближатися до нульового значення. Для різних рідин часовий діапазон вигорання різний – від ≈ 30 до 70 секунд (див. рис. 10.4а).

В табл. 10.2 представлені результати по питомій масовій швидкості вигорання $\dot{m}$ для лінійної ділянки тривалістю $\tau_{\text{лін}}$:

$$\dot{m} = \dot{M} / S, \quad \dot{M} = \Delta M_{\text{лін}} / \tau_{\text{лін}}. \quad (10.2)$$

Як указувалося раніше, вагові вимірювання фіксуються 5 разів в секунду. Тому при знятті їх свідчень відеокамерою і побудові графіків $M = f(t)$ і $\dot{m} = \xi(t)$ з дискретністю 5 або 20 секунд спостерігаються «скачки» вузлових значень величин. На графіці $M = f(t)$ вони неістотні (рис. 10.2а і 10.4а), оскільки на прямолінійній ділянці для розрахунків $\dot{m}$ по (10.2) здійснюється згладжування кривої. Проте, при побудові графіка $\dot{m} = \xi(t)$, виходячи з розрахунків по (10.1), відбувається візуальне «посиленні» розкиду крапок (див. рис. 10.2b і 10.4b).

Для кожної рідини проводилися по три досліди, отримані дані усереднювалися. Відхилення від середнього арифметичного досягало $\Delta \dot{m} = \pm 0.5 \cdot 10^{-3}$ кг/(м²·с).

З табл. 2 при зіставленні позицій «Плоска пориста поверхня» і «Плоска рідка поверхня» видно, що наявність шамотного порошку в циліндровій кюветі практично не впливала на значення питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}$ в рамках погрішності вимірювань.

Для порівняння даного методу знаходження $\dot{m}$ рідких палив при вигоранні з пористих поверхонь, авторами був використаний метод «стаціонарної краплі» (див. рис. 1с) [11]. Виготовлена з металевого дроту (густиною 2900 кг/м³) сфера діаметром 0.8 см (площа зовнішньої поверхні 2.01 см²), підвішувалася на медичній голці, через яку з постійною швидкістю продавлювалася горюча рідина за допомогою поршня. Швидкість руху поршня підбиралася такої, при якій спостерігалася стійке горіння рідини на поверхні сфери без відриву крапель. Тоді питома масова швидкість вигорання палива визначалася як:

$$\dot{m} = \rho V_s / S_0 \tau_s. \quad (10.3)$$

Тут V_s – об'єм пального, який проштовхується поршнем за час τ_s , S_0 – площа зовнішньої поверхні «стаціонарної сфери».

При горінні вільно падаючої або підвішеної краплі спостерігається лінійний закон зміни квадрата її діаметру з часом. Коефіцієнт пропорційності називають константою горіння K_{bur} [9]. Хоча розмір підвішеної краплі і обмежений, припустимо, що її можна використовувати і для крупніших крапель. Тому поки

Таблиця 10.2а. Експериментальні значення питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}$ [10^{-3} кг/(м²·с)] і константи горіння K_{bur} [10^{-6} м²/с]

↓Метод Речовина →	Гептан	Етанол	Ацетон	Октан	ДП	ПП
Плоска поверхня $d = 10$ мм	89.7 [5]	37.0 [5]	59.6 [5]	78.9 [5]		
Плоска поверхня з діаметрами $d = 0.5 \div 1.5$ м	81 [8] 72 [3] 101 [1]	20 [8] 23 [3], 15 [1]	38 [8] 52 [3], 41 [1]	81 [8]	54 [8] 55 [1]	
Плоска пориста поверхня $d = 38$ мм	17.7	13.9	19.2	20.7	11.4	12.3
Плоска рідка поверхня $d = 38$ мм	17.2	13.7	19.1	40.6	10.0	11.9
Пориста сфера $d = 11.5$ мм	35.0	28.0	33.5	33.2	21.2	29.0
"Стаціонарна крапля" $d = 8$ мм	54.4	39.0	55.7	60.8	41.8	
K_{bur} для "підвішеної краплі" по [10]	0.967	0.810	1.160	0.949	0.791	
Перерахунок по (10.4) для краплі $d = 11.5$ мм	14.4	13.9	19.8	14.5	14.4	

Таблиця 10.2б. Відношення значень питомої масової швидкості вигорання рідин, що використовуються в експерименті $\dot{m}_{досл}$, а також константи горіння K_{bur} до відповідних значень $\dot{m}_e$ для етанолу $\Omega = \dot{m}_{досл}/\dot{m}_e$

↓Метод Речовина →	Гептан	Етанол	Ацетон	Октан	ДП	ПП
Плоска поверхня $d = 10$ мм	2.42	1	1.61	2.13		
Плоска поверхня з діаметрами $d = 0.5 \div 1.5$ м	4.05	1	1.90	4.05	2.70	
Плоска пориста поверхня $d = 38$ мм	1.27	1	1.38	1.49	0.82	0.88
Плоска рідка поверхня $d = 38$ мм	1.25	1	1.39	2.96	0.73	0.87
Пориста сфера $d = 11.5$ мм	1.25	1	1.20	1.19	0.76	1.04
"Стаціонарна крапля" $d = 8$ мм	1.39	1	1.43	1.56	1.07	
K_{bur} для "підвішеної краплі" по [10]	1.19	1	1.42	1.17	0.98	
Перерахунок по (10.4) для краплі $d = 11.5$ мм	1.04	1	1.43	1.04	1.03	

на поверхні «пористої сфери» є горюча рідина можна приймати її за велику краплю. Тоді питома масова швидкість вигорання:

$$\dot{m} = \rho K_{bur} / 4d \quad (10.4)$$

де d – діаметр краплі (сфери), для якої розраховується $\dot{m}$, ρ – густина горючої рідини.

Аналіз даних з табл. 10.2 дозволяє стверджувати, що значення питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}$ залежить від методу її вимірювання, зокрема від розміру і форми поверхні випаровування, а також пористості матеріалу сфери.

В [12] автори указують на те, що величина швидкості горіння рідини не постійна і змінюється залежно від початкової температури, діаметру резервуару, рівня рідини в резервуарі і інших чинників. Згідно теорії горіння [6, 9] ці чинники входять в аналітичний вираз для $\dot{m}$:

$$\dot{m} = \frac{\lambda}{c_p d} Nu \ln \left(1 + \frac{c_p}{L} \left(T_g + \frac{1}{Le} (T_{bur} - T_g) - T_s \right) \right) \quad (10.5)$$

де температури T_{bur} – горіння, T_g – окружающего повітря, T_s – поверхні горючої рідини, L – питома теплота паротворення, c_p – питома теплоємність пари, λ – коефіцієнт теплопровідності повітря, Nu і Le – числа Нуссельта і Льюїса.

Етанол, у якого висока теплота паротворення (див. табл. 10.1), розділяє об'єкти дослідження, на дві групи (рис. 10.2) – з високою питомою швидкістю вигорання (гептан, ацетон, октан) і низькою (ДП, ПП, М100).

Представляє інтерес розгляд отриманих даних (табл. 10.2а) у величинах відносин $\Omega = \dot{m}_{\text{досл}} / \dot{m}_e$ для різних пальних (табл. 10.2б), приведених до характерного пального (етанолу). Не дивлячись на те, що по різних методиках набуті різних значень $\dot{m}_{\text{досл}}$ (узгоджуються тільки дані [5] і дані "стаціонарної краплі"), спостерігається цікава особливість: величини Ω в наших дослідках виявилися достатньо близькими.

Для пальників малих діаметрів швидкість вигорання $\dot{m}$ порівняно велика [12]. Із збільшенням діаметру пальника величина $\dot{m}$ спочатку зменшується, а потім зростає, поки не досягає певного постійного значення для даної рідини (у резервуарах діаметром більше 2 м). На швидкість горіння в малих пальниках істотно впливають стінки корпусу пальника: полум'я нагріває верхню кромку стінок до вищої температури, звідки за рахунок теплопровідності тепло передається рідині, що збільшує швидкість її випаровування. Збільшення швидкості горіння зі збільшенням діаметру пов'язане з переходом від ламінарного режиму горіння до турбулентного (супроводжується зменшенням повноти згорання, сажа твірної збільшує тепловтрати на випромінювання від полум'я). При турбулентному горінні зростає процес відведення пари від поверхні рідини і швидкість випаровування збільшується.

Блинов і Худяков [13] встановили, що при горінні рідини в циліндрових судинах малих діаметрів (менше 10 мм) при спостереженні ламінарного полум'я (аналогія з дифузійним горінням газу) залишається постійним відношення $w d^2 / 4h$ де w – лінійна швидкість вигорання рідини в судині, d – діаметр судини, h – висота полум'я. При збільшенні діаметру пальника швидкість ламінарного вигорання рідини падає і при переході до турбулентного режиму її падіння припиняється. Потім вона зростає, прагнучи до деякої межі. Зменшення швидкості горіння із зростанням d пов'язане з тим, що підведення тепла від полум'я за рахунок теплопровідності відбувається лише на зовнішній частині пальника і пропорційний її діаметру. Підведення тепла випромінюванням пропорційне площі поперечного перетину пальника. Тому автори пропонують залежність

типу $\dot{m} = b + a/d$. У теж час указують, що більша частина тепла, що відводиться по стінках камери, розсівається. А це знижує значення $\dot{m}$.

10.3. Вплив форми і розміру поверхні горіння

Для з'ясування впливу площі поверхні горіння рідини S на значення масової швидкості горіння $\dot{m}$ питомій масовій швидкості вигорання $\dot{m}$ були проведені їх вимірювання для етанолу при різних розмірах як плоскою, так і сферичною поверхонь (див. табл. 10.3). Результати наступні.

Плоска поверхня. Спостерігається зменшення величини $\dot{m}$ із зростанням площі поверхні горіння (випаровування етанолу). Згідно формулі (10.5) значення $\dot{m}$ обернено пропорційно до її діаметру. Для плоскої поверхні випаровування можна прийняти параметр $\dot{m}d \approx \text{const}$.

При обробці фотозображень полум'я було встановлено [14, стор. 178], що масова швидкість горіння, віднесена до фронту полум'я для однієї і тієї ж горючої речовини не залежить від величини і форми плоскої поверхні випаровування і є постійною величиною. Цей факт нагадує введення нормальної швидкості розповсюдження газів при горінні газових сумішей. Проте подібний спосіб визначення $\dot{m}$ є трудомістким.

Якщо в [5] Баратов наводить результати, отримані при стандартній методиці, описаній в ДСТі 1984 року, де дослідження проводяться на пальнику одного діаметру $d = 10$ мм, то в пізнішому ДСТі 1991 року [15] діапазон використовуваних розмірів пальників розширений від 10 до 60 мм. При збільшенні розміру пальника відбувається перехід від ламінарного режиму горіння через пульсуючий до турбулентного. Наголошується, що в умовах ламінарного горіння (за відсутності коливань і закручуванні полум'я) параметр $\dot{m}d$ монотонно змінюється або слабо змінюється зі збільшенням діаметру пальника. Для перехідного режиму горіння характерне зростання значень $\dot{m}d$.

Режим горіння і значення питомої швидкості вигорання рідини можна розрахувати по числу Галілея $Ga = gd^3 / \nu_v^2$ і безрозмірній швидкості вигорання $\bar{M}$ [15]. Так для перехідного режиму, який і спостерігався в експерименті:

Таблиця 10.3. Вплив площі та форми поверхні на експериментальні значення масової швидкості горіння етанолу $\dot{M}$ [10^{-6} кг/с] і питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}$ [10^{-3} кг/(м² · с)], а також порівняння з розрахунковими величинами по формулам (10.6) та (10.7). Тут d – діаметр в мм, S – площа поверхні в мм², $\dot{m}d$ [г/(м · с)].

Плоска пориста поверхня				Пориста сфера			
$d, \text{мм} \rightarrow$	23.5	40	68	$d, \text{мм} \rightarrow$	11.5	21.0	35.0
$S = \pi d^2/4$	433	1256	3630	$S = \pi d^2$	415	1385	3847
$\dot{M}$	12.4	18.1	36.0	$\dot{M}$	11.3	28.6	16.6
$\dot{m}_{\text{експ}}$	28.7	14.0	9.9	$\dot{m}_{\text{експ}}$	27.1	20.6	16.7
$\dot{m}d$	0.67	0.57	0.68	$\dot{m}d$	0.31	0.43	0.58
$\dot{m}_{\text{роз}}$ по (10.6)	23.7	31.2	41.2	$\dot{m}d^{0,25}$	8.89	7.89	7.20
$\dot{m}_{\text{роз}}$ по (10.7)	23.2	26.5	38.7	$\dot{m}d^{0,45}$	3.64	3.64	3.68

$$\dot{m} = \bar{M} \rho_v v_v / d, v_v = 33.5 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T_b}{\mu_f} \right)^{1.5}, \bar{M} = ABGa^{0.16} \text{ при } 3 \cdot 10^6 < Ga < 4.8 \cdot 10^8$$

$$A = 0.570 + 0.773s, B = \frac{0.232Q / r - c(T_b - T_g)}{L + c_e(T_b - T_g)}, s = \frac{\mu_o^2 n_o}{\mu_f^2 n_f}, r = \frac{\mu_o n_o}{\mu_f n_f}, \quad (10.6)$$

де v_v, ρ_v – кінематична в'язкість і густина парів при температурі кипіння горючої рідини в $[m^2/c]$ і $[кг/м^3]$; Q – нижча питома теплота паротворення в $[кДж/кг]$, L – питома теплота паротворення рідини при температурі кипіння в $[кДж/моль]$; μ_o і μ_f – молярні маси кисню і рідини в $г/моль$; n_o і n_f – стехіометричні коефіцієнти кисню і рідини в реакції горіння, T_g – температура навколишнього середовища (293 К); c – ізобарна теплоємність продуктів згорання ($c = 1$ кДж/кг·К); c_e – середня ізобарна теплоємність рідини в інтервалі від T_g до T_b .

Для етанолу з $\rho_v = 789$ кг/м³, $c_e = 2.5$ кДж/(кг·К) результати розрахунків по (10.6) представлені в табл. 10.3. Видно, що набутих експериментальних і розрахункових значень питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}_{експ}$ і $\dot{m}_{роз}$ залежать від діаметру пальника.

У ДСТУ [15] за швидкість вигорання досліджуваної рідини пропонується приймати швидкість вигорання в турбулентному режимі. Розрахунковий діаметр пальника 10 м. При цьому значення $\dot{m}$ можна оцінити по формулі

$$\dot{m} = 0.168 \dot{m}_n (d_n^{0.52} / v_v^{0.34}), \quad (10.7)$$

де $\dot{m}_n$ – експериментальне значення швидкості вигорання в перехідному режимі горіння (від ламінарного до турбулентного) при діаметрі пальника d_n . Результати розрахунків по (10.7), представлені в табл. 10.3, показують на узгодження з розрахунковими значеннями по (10.6). Варто звернути увагу, що розрахункові значення $\dot{m}_{роз}$ сильно залежать від розміру пальника і наближаються до вказаного довідкового значення [5] при збільшенні діаметру пальника вже при 70 мм. Розрахунки для турбулентного режиму горіння при d пальника = 10 м дає значення $\dot{m} = 60 \cdot 10^{-3}$ кг/(м²·с).

Сферична поверхня. Як видно з експериментальних результатів горіння на пористій сфері (див. табл. 10.3), із зростанням діаметру сфери d зростає параметр $\dot{m}d$, що пояснюється роллю конвекції.

Згідно Сполдінгу [16, С. 165] при горінні сферичної частинки $\dot{m}d \sim d^{3/4}$. При плівковому режимі кипіння рідини в стані насичення $Nu \sim Gr^{1/4} \sim d^{3/4}$ [16, С. 237]. Аналогічно, при тепловіддачі природною конвекцією на сфері $Nu \sim Gr^{1/4} \sim d^{3/4}$ [17, С. 231]. З табл. 10.3 слідує, що експериментальні значення $\dot{m}d^{0.25}$ убувають з збільшенням діаметру сфери. Сталим залишається комплекс $\dot{m}d^{0.45}$. Тобто, використовуючи (10.5), маємо $\dot{m}d \sim Nu \sim d^{0.95}$. Це можна пояснити посиленням процесу теплообміну при спільній дії природної конвекції і випаровування горючої рідини.

Висновки. Значення питомих масових швидкостей вигорання рідких палив $\dot{m}$, що приводяться в довідковій літературі, у ряду авторів, що проводили вимірювання, відрізняються один від одного, причому, вельми істотно (див.

табл. 10.2a). Це пояснюється різноманітністю методик, в яких мали місце різні технічні параметри експериментальних стендів, режими горіння і алгоритми обробки отриманих результатів. Так, від площі зони вигорання (і, природно, діаметру пальника) залежить режим горіння палива – ламінарний, перехідний, турбулентний. Також на результати вимірювань $\dot{m}$ робить вплив початкова температура рідини, її рівень в пальнику, теплопровідність матеріалу корпусу пальника, його товщина і ін.

Аналіз цих чинників, табличних значень і їх зіставлення з досвідченими даними, отриманими авторами справжньої роботи з використанням власного оригінального експрес-методу, показав, що цілком виправдане введення якогось параметра Ω . Він відображає зіставлення зміряного значення швидкості вигорання досліджуваного палива $\dot{m}_{\text{досл}}$ з подібною величиною для еталонного пального $\dot{m}_e$. Як таке був вибраний поширений і доступний в експериментальній практиці етанол. Порівняння величини параметра $\Omega = \dot{m}_{\text{досл}} / \dot{m}_e$, розрахованого для різних горючих рідин (див. табл. 10.2b), показала не така значна відмінність $\dot{m}$, як це має місце для $\dot{m}$.

Перевагою запропонованого авторами методу з пористими поверхнями (плоскими і сферичними) для визначення масової швидкості горіння $\dot{m}$ (а по ній розрахунку питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}$) є наявність на залежності $M = f(t)$ тривалого тимчасово го ділянки з характерною лінійністю спаду маси. Так, в методі пористої сфери лінійну ділянку займає більше половини загального часу горіння на відміну від вигорання з плоскої поверхні, де ділянка складає близько 1/3 або менше від загального часу. Поверхня випаровування пального із зразка на цьому прямолінійній ділянці залишається практично постійною. У пропонуваному методі пористої сфери, згідно рис. 10.3, пульсації полум'я виникають далеко від сфери. Тому випаровування рідини відбувається практично рівномірно з її поверхні.

Ще однією перевагою запропонованого експрес-методу є можливість самостійно створити дослідну установку на основі електронних ваг з точністю 1 міліграма і звичайної веб-камери без використання спеціального інструменту і технологічного навику. Для проведення дослідів потрібна невелика кількість рідини

Метод пористих поверхонь дозволяє достатньо швидко провести порівняння питомих масових швидкостей вигорання рідких палив (зокрема сумішей, емульсій і палив з великою в'язкістю) щодо деякої широко вживаної рідини (наприклад, етанолу). При цьому слід зазначити, що порівняно достовірним результатом є відносна величина $\dot{m}$, оскільки кількісне значення питомої масової швидкості вигорання $\dot{m}$ в цьому методі може залежати від розміру пор вогнетривкого матеріалу, що є завданням майбутніх досліджень.

Література до розділу:

1. *Manzello S. L. (ed.)*, Encyclopedia of Wildfires and Wildland-Urban Interface (WUI) Fires. – Springer Nature Switzerland AG. – 2018. https://doi.org/10.1007/978-3-319-51727-8_50-1

2. *Iveta Marková, Jozef Lauko, Linda Makovická Osvaldová, Vladimír Mózer, Jozef Svetlík, Mikuláš Monoši and Michal Orinčák* Fire Size of Gasoline Pool Fires // International Journal of Environmental Research and Public Health. – 2020 – 17, 411; doi:10.3390/ijerph17020411
3. *Carine Chivas, Jean-Pierre Bertrand, Stéphane Duplantier, Laurent Audouin, Laurence Rigollet*. Method to obtain large scale burning rate of liquids with lab scale tests. / 11 International Interflam Conference, Sep 2007, Londres, United Kingdom. pp.403-414. <https://hal-ineris.archives-ouvertes.fr/ineris-00976192>
4. *Jinhui Wang, Xin Cui, Ruiqing Zhang, Qimiao Xie, Shaogang Zhang, Long Shi* Study on the mass loss rate of liquid pool fire in a well-confined ship cabin // International Journal of Thermal Sciences 166 (2021) 106984 <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2021.106984>
5. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения: справ. изд. : в 2 книгах // *Баратов А.Н., Корольченко А.Я., Кравчук Г.Н. и др.* – М., Химия, 1990. – 496 с.
6. *Вильямс Ф.А.* Теория горения. – М.: Наука, 1971. – 615 с.
7. *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – Москва: Наука, 1974. – 720 с.
8. *Rew P.J., Hilbert W.G.* Development of pool fire thermal radiation model//HSE contract research report №96 (1996) https://www.hse.gov.uk/research/crr_pdf/1996/crr96096.pdf
9. *Кнорре Г.Ф.* Теория топочных процессов. – Энергия, 1966. – 461 с.
10. *Хитрин Л.И.* Основы горения углеводородных топлив. – М.: Издательство иностранной литературы, 1960. – 663 с.
11. Патент на винахід. *Селиванов С.Є., Калінчак В.В., Кулик М.І.* “Пристрій для визначення швидкості вигорання рідини”. Бюллетень № 3 від 11.02.2008.
12. *Демиров П.Г., Шандыба В.А., Щеглов П.П.* Горение и свойства горючих веществ. – М.: Химия, 1981. – 272 с.
13. *Бахман Н.Н., Беляев А.Ф.* Горение конденсированных систем. – 1967. – М. Наука. – 228 с.
14. *Хзмалян Д. М., Каган Я. А.* Теория горения и топочные устройства. – 1976. – М. Энергия. – 488 с.
15. Пожаровзрывоопасность веществ и материалов. Номенклатура показателей и методы их определения : ГОСТ 12.01.044-89. - Издание официальное. – М, 1991. - 100 с.
16. Основы теории горения: Физика / *Д.Б. Сполдинг* – М.: Книга по Требованию, 2013. – 320 с.
17. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент / *под ред. В.А. Григорьев, В.М. Зорин.* – 1988. – 560 с.

Розділ 11. ВИПАРОВУВАННЯ КРАПЕЛЬ ГОРЮЧИХ РІДИН В ЕЛЕКТРИЧНОМУ РОЗРЯДІ

Черненко О.С.

Останнім часом ведеться пошук альтернативних палив для економії або заміни традиційних горючих. Основними вимогами до альтернативних палив є наявність достатніх ресурсів та невисока вартість; економія традиційних горючих (мазутів, вугілля, газу), технологічна та енергетична сумісність з транспортними та силовими установками, а також прийнятні економічні та екологічні показники процесів виробництва та застосування палив.

Одним із таких альтернативних палив є емульсії та суспензії на основі води з контрольованим вмістом нафтопродуктів, горючих і легкозаймистих рідин, в тому числі і відпрацьованих палив[1, 2].

Перевагами використання водопаливних емульсій є:

- 1) зниження викидів окислів азоту та СО за рахунок зниження температури горіння;
- 2) збільшення тепловіддачі в котіл (теплопровідність водяного пару більша за повітря);
- 3) можливість використання “брудної” води (вода + органіка, залишки палива);
- 4) при збільшенні вмісту води емульсія стає пожежобезпечною для зберігання та транспортування.

Таким чином, спалювання водопаливних емульсій вирішує одночасно три проблеми – утилізація відходів, отримання дешевого та повноцінного пального та забезпечення екологічних нормативів. Складністю використання водопаливних емульсій є той факт, що вода та легкі палива (дизельне, гас, бензин) не змішуються між собою і при змішуванні відбувається їхнє швидке розшарування.

Останнім часом активна увага приділяється експериментальним дослідженням займання і горіння бінарних та багатокомпонентним сумішам, емульсіям та суспензіям. В якості компонентів таким систем були дизельне паливо, різні олії, вуглеводні, спирти та вода[3- 12]. Автори цих робіт звертають увагу на появу мікрОВИбуху, що виникає при нагріванні краплі такої суміші. Сильний мікрОВИбух і флуктуація діаметра краплі спостерігалися, коли термічні властивості багатокомпонентного досить відрізняються [5]. Причина полягає в тому, що бульбашки безперервно зароджуються, ростуть і розриваються завдяки нагріванню компонентів з нижчою температурою кипіння та високою летючістю в багатокомпонентних краплинах.

В роботі [11] наведено експериментальне дослідження умов та основних характеристик високотемпературного (понад 700 К) випаровування крапель олія-вода. Нагрівання крапель здійснюється за двома типовими схемами: на масивній підкладці (умови нагріву аналогічні тим, що досягаються в нагрівальній камері) і в потоці нагрітого повітря. Проілюстровано час і швидкість випарову-

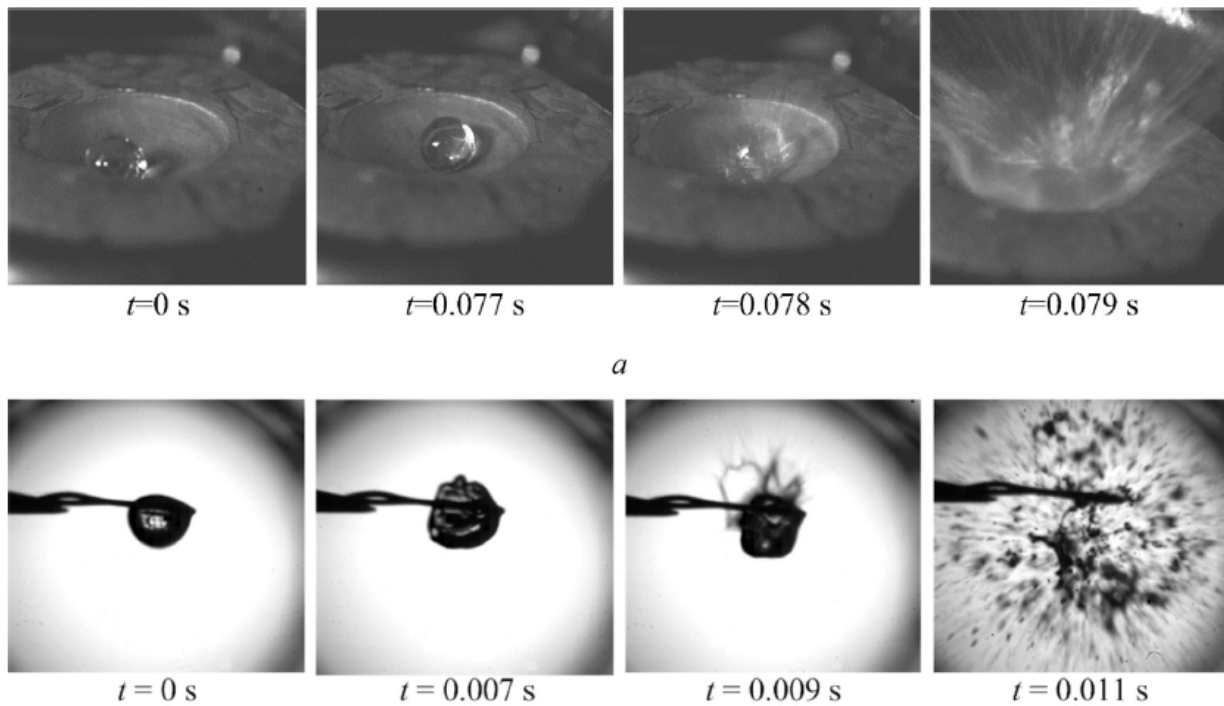


Рис. 11.1. Зображення вибухового розпаду краплі емульсії при нагріванні [11]: (а) на підкладці; б – у потоці гарячого повітря ($T_g \approx 773$ K); відео нагрівання, кипіння та вибухового розпаду краплі емульсії

вання як функції температури нагрівання та умов для підведення теплової енергії до краплі емульсії.

Автори вказують умови інтенсивного блискавичного кипіння краплі емульсії та її вибухового розпаду (фрагментації) з утворенням хмари дрібних крапель. Високі радіаційні теплові потоки необхідні в прикордонному шарі краплі для інтенсивного кипіння і вибухового розпаду крапель з подальшим утворенням дрібнодисперсного аерозолю. Описано принципові відмінності між миттєвим кипінням і вибуховим розпадом краплі емульсії при нагріванні на підкладці і в потоці нагрітого повітря. Деталізовано основні перспективи розвитку технології високотемпературного очищення води з урахуванням дослідженого в роботі швидкого розпаду краплі емульсії....

В [9] в емульсію додавали невелику кількість ПАР (до 10%). Показано, що у випадку емульсії з вмістом ПАР 2,5% дисперсна сполука піддається процесу коалесценції. Таким чином, кількість крапель води зменшується, поступово збільшуючи масу. Через різницю в густині дисперговані краплі води збираються в нижній частині зразка. В цих умовах відбувається мікрровибух із бурхливим випаровуванням води, яке починається на південному полюсі зразка.

Цікаву поведінку має емульсія з поверхнево-активною речовиною 5%. У цьому випадку, флуктуації, спричинені вибуханням, випереджають або навіть гасять мікрровибух, фрагментуючи явище розпиленням.

Таким чином, вода в водо-мазутній емульсії – це вже не баласт, а своєрідний каталізатор, що покращує та прискорює процес спалювання палива. Адже при поступовому підвищенні температури (вже при 170°C) можливе



Рис. 11.2а) Зовнішній вигляд приготовлених емульсій: №1 – дизельне паливо, № 2 – емульсія ДП/вода 50/50 об.% через 10 хв в УЗ диспергаторі: А (ДП), В (емульсія), С (вода)
б) Структура емульсії під мікроскопом, створеного УЗ диспергатором;
с) міні генератор Тесла.

дроблення крапель емульсії з подальшим переходом у пароподібний стан (мікрровибух крапель води) [1, 13]. Крім того дроблення крапель рідкого пального можливе внаслідок дії на факел емульсії високочастотного електричного розряду[14]. Зменшення розмірів крапель призводить до підвищення швидкості їх вигорання, а, як наслідок, і повноти згорання палива.

В данному розділі **розглядаються** особливості випаровування крапель водопаливних емульсій вуглеводнів з великим вмістом води під дією високочастотного електричного розряду.

В якості емульсії ми використовували суміш дизельного палива і води. Для створення емульсії були використовувався ультразвуковий диспергатор УЗДН-1. Частота і потужність коливань випромінювача задавалася 22 кГц. При використанні УЗ диспергатора в емульсію не переходить деяка кількість дизельного палива (рис. 11.2а). Чим більша кількість дизельного палива в початковій суміші, тим більша кількість не переробленого палива. На даному генераторі протягом 3 ÷ 5 хв. отримувати біля 50 мл високодисперсної водопаливної емульсії (ВПЕ) (0.1 ÷ 5 мкм).

Після цього брався зразок отриманої емульсії, і поміщався під оптичний мікроскоп. На зображенні (рис. 11.2b) ми отримали крапельки води, «розчинені» в дизельному середовищі.

11.1.Випаровування горючих рідин та їх емульсій в повітрі кімнатної температури. Дія розряду.

На першому етапі досліджувався вплив розряду на випаровування індивідуальних рідин. На тонку ХА термopару зі spaєм 0.5 мкм вішалася крапля етанолу або дизельного палива(ДП). Змочування відбувалося таким чином, що спай знаходився всередині краплі. Біля краплі на деякій відстані від неї містився мідний електрод діаметром 150 мкм від міні генератора Тесла (рис. 11.2с). В певний момент часу включалося живлення котушки і краплю починав бити розряд.

Табл. 11.1. Кадри з випаровування краплі етанолу при дії розряду. Відстань від електроду до спаю термопари (до початкової поверхні краплі) 1.0 мм (0.65 мм)

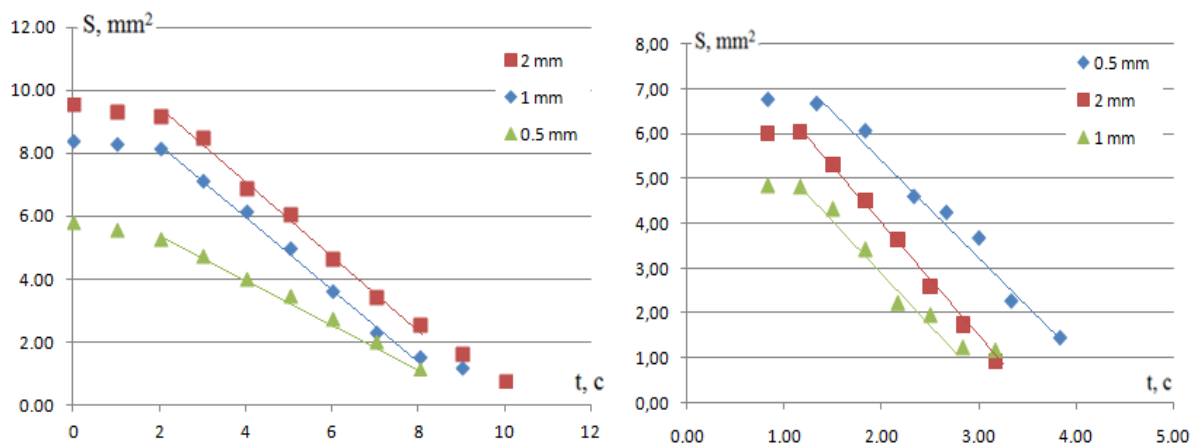
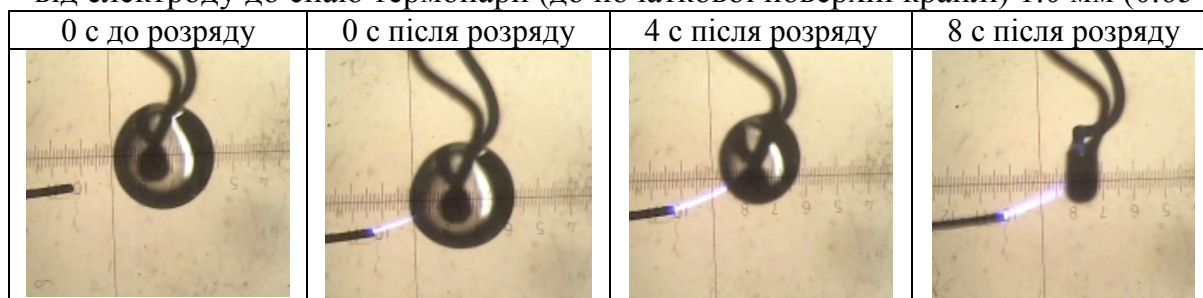


Рис. 11.3. зміна площі поверхні краплі а) етанолу і б) ДП при різних відстанях до електроду

Табл. 11.2. Видимі константи випаровування і теплової потужності розряду

Відстань від електроду до спаю термопари	0.5 мм	1.0 мм	2.1 мм
Етанол ($K_{гор} = 0.8 \text{ мм}^2/\text{с}$ в повітрі)			
K_{evap} , $\text{мм}^2/\text{с}$ (видима)	0.21	0.36	0.34
Оціночне значення потужності розряду P , Вт	0.12	0.25	0.28
Дизельне пальне ($K_{гор} = 1.1 \text{ мм}^2/\text{с}$ в повітрі)			
K_{evap} , $\text{мм}^2/\text{с}$ (видима)	0.70	1.05	0.81
Оціночне значення потужності розряду P , Вт	0.13	0.24	0.15

В табл. 11.1 показані вибрані кадри з відеозйомки вебкамери через окуляр мікроскопа для деякого початкового положення електроду і краплі.

Початкова форма краплі близька до сферичної. По мірі випаровування при дії розряду зменшення горизонтального розміру більш суттєве. Тому вимірювалися два розміри проекції: горизонтальний $d_x = d_z$ і вертикальний d_y . Якщо прийняти, що крапля є еліпсоїдом, то площу бічної поверхні можна визначити як

$$S_{нов} = \frac{\pi}{2} (d_y + d_x) d_x.$$

$$\text{Об'єм краплі (еліпсоїда)} \quad V = \frac{\pi}{6} d_y d_x^2.$$

На рис. 11.3 представлені залежності площі поверхні краплі в часі. Ці залежності лінійні, що підтверджує закон d^2 :

$$d^2 = d_0^2 - K_{\text{evap}} t.$$

Видима константа «випаровування» розраховувалася на лінійній ділянці згідно формули:

$$K_{\text{evap}} = \frac{1}{\pi} \frac{dS_{\text{нов}}}{dt} \Big|_{\text{лин}}.$$

В табл. 11.2. представлені розрахунки отриманих констант «випаровування». Цікаво, що значення констант горіння крапель в повітрі: $K_{\text{bur}} = 0.8 \text{ мм}^2/\text{с}$ [17] для етанолу і $K_{\text{bur}} = 1.1 \text{ мм}^2/\text{с}$ для ДП. Тобто електричний розряд може замінити нагрів від області горіння.

Якщо припустити, що за цей порівняно невеликий час випаровування все тепло від розряду передається краплі (оцінки показали, що тепловіддача дає менше 10% відносно потужності P), маємо наступне рівняння

$$L\rho \frac{dV}{dt} = P.$$

Виходячи з нього обсяг краплі повинен зменшуватися лінійно з часом. Отримані таким чином значення потужності розряду P представлені в табл. 11.2. Дані для розрахунку наступні. **Етанол**: теплота пароутворення $L = 836 \text{ кДж/кг}$, густина $\rho = 789 \text{ кг/м}^3$. **ДП**: $L = 240 \text{ кДж/кг}$, $\rho = 830 \text{ кг/м}^3$.

Чим ближче крапля до розряду, то його потужність падає. Це можна пояснити наступним чином. Розряд представляє собою циліндр деякої довжини (в спокійному стані близько 1.5-2 мм). При віддаленні краплі від розряду спостерігається погіршення теплопередачі від розряду до краплі.

При наближенні краплі до розряду на відстані менші, ніж довжина електричного розряду в спокійному стані, реальна довжина розряду зменшується. Отже при протіканні струму в такому плазмовому каналі виділяється менше тепла і, відповідно, менше передається тепла на краплю.

Аналогічні залежності були отримані і для крапель емульсії при дії електричного розряду. Відео зйомка краплі емульсії (50%ДП/50% води) проводилася з частотою 400 кадрів/сек за допомогою фотоапарату Nikon 1 (рис. 11.4). На рис. 11.4 представлено результати обробки одного з таких відео для емульсії 50%ДП/50%вода і отримання залежності діаметру краплі від часу. В даному випадку було оброблено одразу 1500 кадрів.

Майже всю першу секунду розміри краплі не змінюються. Це означає, що крапля знаходиться в стані інертного нагрівання. Потім починаються пульсації (рис. 11.4, 11.5). З рис.11.5 можна побачити, що середній період пульсації складає 0,05 сек.

З огляду на отримані дані чітко видно наявність двох стадій: 1) **стадія інертного прогріву та 2) пульсаційний режим**: а) утворення і зростання парових оболонок навколо глобул; б) Досягнення стану максимального наповнення для

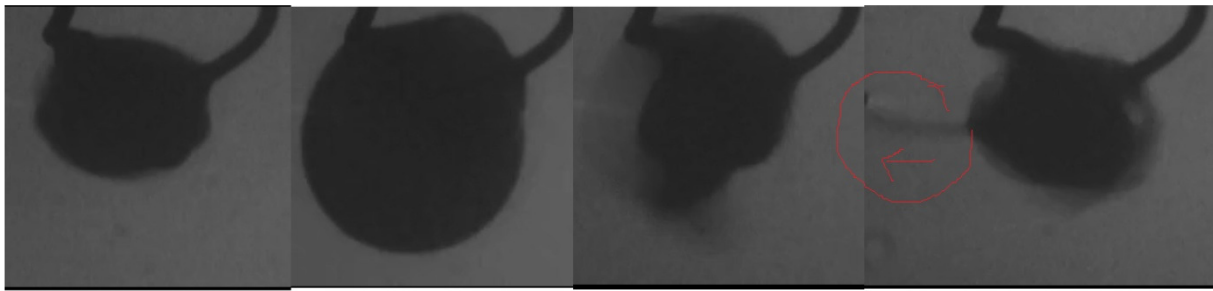


Рис. 11.4. Кадри з відео випаровування краплі емульсії при дії розряду, що показують пульсацію і викид матеріалу краплі при руйнуванні парового пухиря.

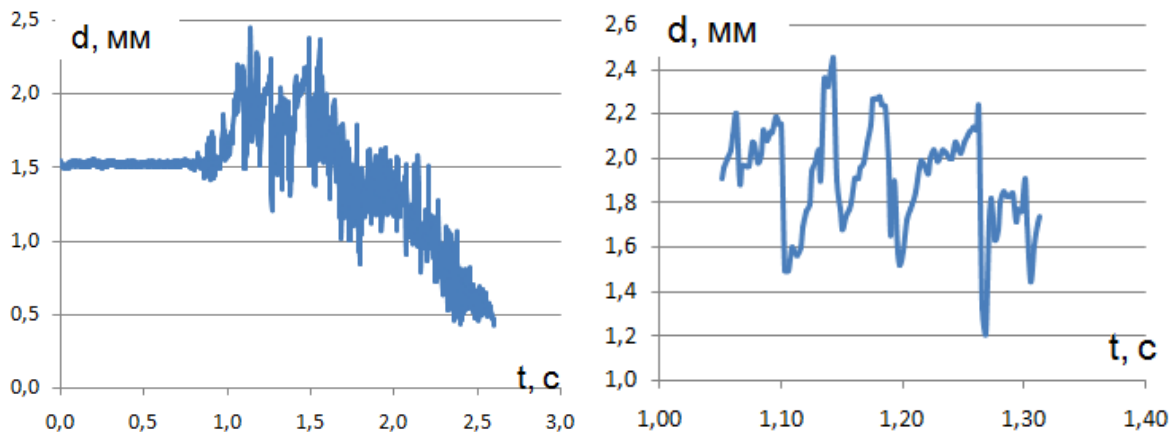


Рис. 11.5. Залежність зовнішнього діаметру краплі емульсії (50%ДП/50% води) при дії електричного розряду в повітрі кімнатної температури.

парових оболонок;в) скид парових оболонок і глобул, що не випарувалися, в навколишній простір (рис. 11.4, червоне коло).

11.2 Модель передвибухової динаміки розігріву краплі водолпаливної емульсії

У звичайному стані ВПЕ є двофазною дисперсною системою: вода-паливо. Однак, при досить інтенсивному розігріванні, коли тепла, що надходить з навколишнього середовища, достатньо для закипання води, з'являється третій компонент - пара води. При цьому внаслідок лапласівського тиску більші включення води мають меншу температуру кипіння, ніж дрібні глобули. Тому спочатку закипають саме вони (рис. 11.6). Зростання з часом оболонки пари збільшують обсяг краплі ВТЕ. Дисперсійне середовище, в даному випадку - паливо, через високу температуру кипіння практично не змінює свого об'єму. Тому зростання парових оболонок призводить до структурної розбудови краплі. В результаті об'ємна частка пари безперервно збільшується, а частка палива падає. Зрозуміло, що такий процес може тривати лише до певної межі. Неминуче настане такий момент, коли буде досягнуто стан максимального наповнення паровими оболонками об'єму краплі. Подальше збільшення обсягу краплі без порушення її суцільності стає неможливим і крапля руйнується. Сам момент руйнування супроводжується швидким викидом у довкілля парів води, частини палива та деякої частки глобул води, що не встигли випаруватися. При не дуже

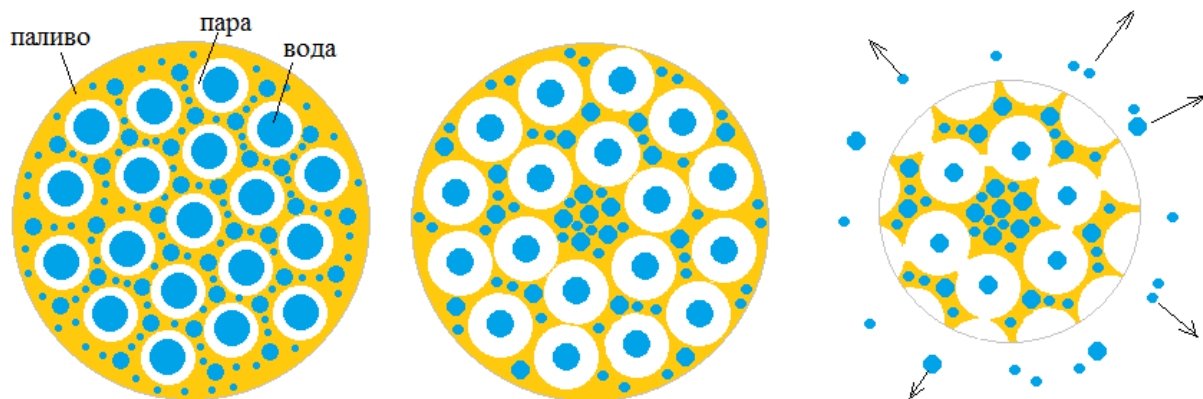


Рис. 11.6. Водно-паливна емульсія на другому етапі

високих темпах нагрівання матеріал, що залишився, краплі під дією сил поверхневого натягу відновлює сферичну форму і процес повторюється. Процес такого пульсаційного випаровування краплі ВПЕ йде або до повного руйнування краплі, або до того моменту, поки паливо не розігріється до температури займання, що призводить до горіння. Таким чином, спостерігаються коливання поверхні краплі, що мають явно виражений релаксаційний характер.

Картина випаровування і горіння водно-паливної емульсії видається складною та заплутаною. Це обумовлено впливом різних чинників: вмістом води у складі емульсії, дисперсністю глобул, розміром самих крапель. Для з'ясування ролі цих факторів пропонується найпростіша модель розігріву краплі водопаливної емульсії (ВПЕ).

В роботах Кондратьєва і Опятюка [15, 16] крапля водно-масляної емульсії поміщувалася в нагріту піч. Динаміку розігріву краплі ВПЕ розбивалася на три етапи. Недоліками цієї задачі є:

- 1) не описується яким чином враховуються пульсації зовнішнього розміру краплі емульсії протягом другого етапу; автори визначали час настання першого мікровибуху.
- 2) не вказується наскільки зменшується розмір глобули води за один період пульсації. Якщо автори вважають, що різні пульсації в часі відповідають утворенню парової оболонки біля крапель різного розміру (спочатку на великих глобулах), то мірі зменшення розміру великих глобул збільшується кількість середніх за розміром глобул. Тоді період пульсації повинен збільшуватися.

В основі нижче приведеної моделі лежать тепло-дифузійні уявлення про процеси випаровування та кипіння компонентів емульсії.

Для спрощення моделі вважатимемо:

- Крапля представляє собою трьохкомпонентну систему (паливо – пара - вода), яка складається з рідкого палива (дизельного палива) як дисперсійного середовища і частинок води, які оточені паровою оболонкою.
- Частинки води в краплі емульсії підкоряється монодисперсному закону розподілу;

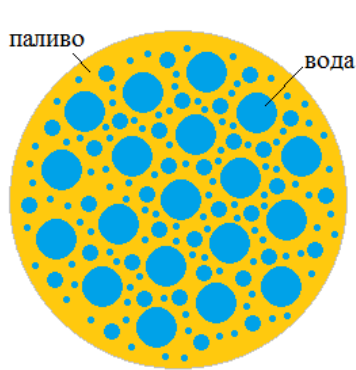


Рис. 11.7. Водно-паливна емульсія на першому етапі

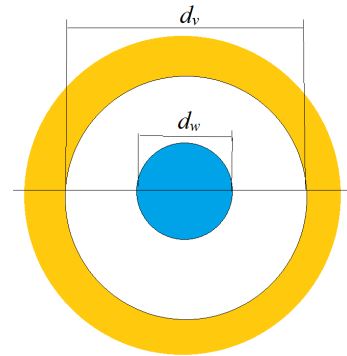


Рис. 11.8. Глобула води з паровим прошарком

- Випаровування дизельного палива не відбувається з огляду на те, що температура «кипіння» дизельного палива (170-380 °C) суттєво більше за температуру кипіння глобул води;
- Рівняння стану пари води підкоряється законам ідеального газу, так як вона знаходиться далеко від критичних умов.
- Числа подібності Нуссельта Nu та Шервуда Sh приймаються рівними двом із-за сферичності форми краплі і невеликих швидкостей руху глобул всередині краплі ВПЕ.

В дані моделі буде приймати наступні індекси: f (fuel) – дизельне паливо, w (water) – вода, v (vapor) – пара, d (drop) – крапля, g (gas) – газ (повітря), t (thermocouple) – термопара.

На першому етапі відбувається розігрів краплі від початкової температури до температури кипіння води. Пари на поверхні розділу паливо-вода не утворюється, адже тиск насиченої пари менше за атмосферний тиск $p_v^{nac} < P_0$. Тому немає необхідності розраховувати температуру пари.

Крапля емульсії висить на термопарі з діаметром спаю d_t . Нехай об'ємна частка води в емульсії є C_w . Після створення емульсії початковий розмір крапель позначимо за d_{w0} . Діаметр краплі емульсії d_{d0} . Тоді кількість глобул води в краплі емульсії є

$$N_w = \frac{C_w (\pi / 6 \cdot d_{d0}^3 - \pi / 6 \cdot d_t^3)}{\pi / 6 \cdot d_{w0}^3} = C_w \frac{d_{d0}^3 - d_t^3}{d_{w0}^3}. \quad (11.1)$$

На цьому етапі тепло від електричного розряду йде на нагрівання краплі. Приймаємо, що від розряду нагрівається паливо, а далі паливо нагріває краплі води (рис. 11.7). Тому процес описується наступними рівняннями:

1) рівняння розігріву палива:

$$c_f m_f \frac{dT_f}{dt} = P + \frac{\lambda_g}{d_d} Nu_g (T_g - T_f) S_d - N_w \frac{\lambda_w}{d_w} Nu (T_f - T_w) S_w - \dot{Q}_t. \quad (11.2)$$

$$\dot{Q}_t = 2\pi r_t \lambda_t \sqrt{\frac{\lambda_g}{\lambda_t} Nu_g} (T_d - T_g).$$

Тут **перший** доданок правої частини є теплова потужність розряду, **другий** – теплова потужність втрат в навколишнє газове середовище при температурі T_g , **третій** – теплова потужність, що йде на нагрівання крапель води, **четвертий** – тепловтрати через спаї термопар.

2) рівняння зменшення зовнішнього розміру краплі:

$$\frac{d(d_d)}{dt} = -4 \frac{D_f}{d_d} \frac{Sh_g}{2} \frac{\rho_g}{\rho_f} \ln \left(1 + \frac{Y_{fs}}{1 - Y_{fs}} \right). \quad (11.3)$$

Тут приймається, що зовнішня поверхня краплі покрита паливом, яке і випаровується з поверхні в навколишнє середовище.

Залежність масової частки насичених парів рідини в повітрі від температури поверхні краплі $Y_{fs}(T_s)$ отримують, використавши залежність тиску насичених парів від температури (закон Клаузіуса-Клапейрона), закон Дальтона та рівняння стану (закон Менделєєва-Клапейрона):

$$p_{fs} = P_0 \exp \left(\frac{L_{fm} \mu_f}{RT_{fboil}} - \frac{L_{fm} \mu_f}{RT} \right), P_0 = p_{fs} + p_{gs}, Y_{fs} = \frac{\mu_f}{\mu_f \frac{p_{fs}}{P_0} + \mu_g \left(1 - \frac{p_{fs}}{P_0} \right)} \frac{p_{fs}}{P_0}.$$

де μ_f , μ_g – молярна маса парів та повітря, кг/моль, L_{fm} – середня питома теплота пароутворення палива в Дж/кг, T_{fboil} – температура кипіння палива в К, P_0 – повний тиск суміші.

3) рівняння розігріву крапель води:

$$c_w \rho_w \frac{\pi}{6} d_w^3 \frac{dT_w}{dt} = \frac{\lambda_w}{d_w} Nu \cdot (T_f - T_w) \cdot \pi d_w^2, \quad (11.4)$$

4) рівняння зміни маси палива при його випаровуванні на етапі нагрівання:

$$\dot{m}_f = -\frac{dm_f}{dt} = 2d_d D_f \rho_g \frac{Sh_g}{2} \ln \left(1 + \frac{Y_{fs}}{1 - Y_{fs}} \right). \quad (11.5)$$

Дане рівняння схоже на (11.3), але потрібне для визначення концентрації води в емульсії перед другим етапом.

На другому етапі поблизу кожної водяної глобули з'являється прошарок пару. Для того, щоб він був стабільним і мав змогу розширюватися повинно виконання умови: тиск насиченої пари повинен бути більшим, або рівним атмосферному тиску. Також треба враховувати вплив кривизни поверхні. Тому умова стабільності парового шару є

$$p_w^{nac} \geq P_0 + \frac{2\sigma_w}{r_w} - \frac{2\sigma_f}{r_v}. \quad (11.6)$$

Тут другий доданок правої частини є лапласовим тиском над поверхнею розділу пар-вода, а третій – лапласовим тиском над поверхнею паливо-пар.

Саме за рахунок лапласового тиску рівність буде виконуватися не при температурі кипіння води T_{wboil} (це величина над плоскою поверхнею), а при дещо більшій.

Тому в даній моделі на другому етапі після досягнення краплі температури кипіння T_{wboil} до моменту виконання умови (11.6) модель має вигляд системи (11.2) – (11.5).

При досягненні необхідної температури для умови (11.6) на поверхні глобули води з'являється шар пари.

Діаметр парового шару визначаємо з закону збереження маси (рис. 11.8):

$$d_v = \sqrt[3]{\frac{\rho_w}{\rho_v} (d_{w0}^3 - d_w^3) + d_w^3}.$$

Діаметр краплі емульсії при цьому повинен збільшуватися. Видимий об'єм краплі включає об'єм палива, пару, води та спаю термопари:

$$V_d = V_f + V_v + V_w + V_t$$

$$\text{або } V_d = \frac{m_f}{\rho_f} + N_w \cdot \frac{\pi}{6} d_v^3 + V_t.$$

$$\text{Діаметр краплі емульсії } d_d = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi} V_d}.$$

Система рівнянь наступна:

1) рівняння розігріву палива:

$$c_f m_f \frac{dT_f}{dt} = P + \frac{\lambda_g}{d_d} Nu_g (T_g - T_f) S_d - N_w \frac{\lambda_v}{d_v} Nu (T_f - T_w) S_v - \dot{Q}_t. \quad (11.7)$$

$$\dot{Q}_t = \pi r_t \lambda_t \sqrt{\frac{\lambda_g}{\lambda_t} Nu_g (T_d - T_g)}.$$

Передача тепла краплям води відбувається через прошарок пару, теплопровідність якого значно менша за теплопровідність води та рідкого палива.

2) рівняння розігріву крапель води:

$$c_w \rho_w \frac{\pi}{6} d_w^3 \frac{dT_w}{dt} = 0, \quad (11.8)$$

Все тепло, що надійшло йде на випаровування води. Тому використовуємо аналог формули для випаровування $Q = mL$, отримаємо

3) рівняння зміни розміру краплі води:

$$\frac{d(d_d)}{dt} = -2 \frac{\pi d_w^2 \frac{\lambda_v}{d_w} Nu (T_f - T_w)}{L_{mw} \rho_w \pi d_w^2} = -2 \frac{\frac{\lambda_v}{d_w} Nu (T_f - T_w)}{L_{mw} \rho_w}. \quad (11.9)$$

4) рівняння зміни маси палива при його випаровуванні на етапі нагрівання:

$$\dot{m}_f = -\frac{dm_f}{dt} = 2 d_d D_f \rho_g \frac{Sh_g}{2} \ln \left(1 + \frac{Y_{fs}}{1 - Y_{fs}} \right). \quad (11.10)$$

Рівняння для нагрівання пари ми не використовуємо. Закон Ньютона-Ріхмана, що застосовується в рівняннях (11.7) та (11.9) описують теплопереда-

чу всередині парового шару, який знаходиться всередині між двом рідкими поверхнями з температурами T_f та T_w .

Дана система доповнюється температурними залежностями теплофізичних характеристик компонентів системи, які апроксимувалися в температурному інтервалі 20-130 °C.

Прийняті дані для розрахунку **Дизельне паливо** (усереднено): густина $\rho_f = 830 \text{ кг/м}^3$, молярна маса $\mu_f = 160 \text{ г/моль}$, температура кипіння: $T_{fboil} = 553 \text{ К}$, питома теплота пароутворення $L_{fm} = 240 \text{ кДж/кг}$, питома теплоємність $c_f = 2300 \text{ Дж/(кг·К)}$, коефіцієнт дифузії парів $D_f = 10 \cdot 10^{-6} (T/273)^{1.75} \text{ м}^2/\text{с}$. **Вода**: $\rho_w = 1004 - 0.207 \cdot (T - 273) - 0.002 \cdot (T - 273)^2 \text{ кг/м}^3$, $\mu_w = 18 \text{ г/моль}$, $T_{wboil} = 373 \text{ К}$, $L_{wm} = 226 \text{ кДж/кг}$, $\lambda_w = 0.6 \text{ Вт/(м·К)}$, $\sigma_w = 76.8 - 0.181 \cdot (T - 273) \text{ мН/м}$, $c_w = 4200 \text{ Дж/(кг·К)}$. **Водяна пара**: $\rho_v = 0.59 \cdot (T/373)^{12.3} \text{ кг/м}^3$, $\mu_v = 18 \text{ г/моль}$, $D_v = 20 \cdot 10^{-6} (T/273)^{1.75} \text{ м}^2/\text{с}$, $\lambda_v = 39.1 \cdot T/373 - 15.2 \text{ мВт/(м·К)}$, $c_v = 1495 \cdot T/373 + 638 \text{ Дж/(кг·К)}$. **Повітря**: $\rho_g = 1.29 \cdot 273/T_g \text{ кг/м}^3$, $\lambda_g = 0.024 \cdot (T_g/273)^{0.75} \text{ Вт/(м·К)}$.

Для розрахунку характеристик **пульсацій** необхідно ввести характеристику густину упакування глобул води в краплі емульсії:

$$C_x = \frac{V_v}{V_v + V_f} = 1 - \frac{V_f}{V_d - V_t}.$$

Це є відношення сумарного об'єму крапель з паровими прошарками до об'єму емульсії. На початковому етапі величина упаковки дорівнює об'ємній концентрації води в емульсії. Вода і дизельне паливо не розчиняються одна в одній, тому при появі парових прошарків розширення краплі відбувається до досягнення деякого критичного значення упаковки (рис. 11.6). При цьому парові кульки з краплями води всередині не почнуть торкатися одна одну, а також зовнішньої поверхні краплі емульсії (11.5с). Повинно відбутися розрив зовнішньої «плівки» рідини і вихід пару. При цьому можливе викид деякої частини маси краплі емульсії.

Це критичне значення було взяте за $C_0 = 0.70$, що відповідає щільній упаковці твердих кульок в 3-х вимірному просторі. Тому в при чисельних розрахунках при досягненні значення $C_x \rightarrow C_0$ (одна пульсація) приймалося, що відбувається викид деякої частини матеріалу емульсії (наприклад, 2%), миттєве з'єднання іншої частини емульсії в нову краплю і повторення процесу розширення.

На рис. 11.9 представлені результати розрахунку системи рівнянь (11.2)-(11.5) та (11.7) - (11.10). Час розігріву краплі емульсії до температури кипіння води приблизно становить 1 с, що відповідає часу до початку пульсацій. За цей час діаметр краплі і маса палива практично не змінюється. Температура палива і води практично однакові.

Пульсації починаються при температурі водяних глобул (наприклад, діаметр в 10 мкм) при 106 °C. Період однієї пульсації вийшов приблизно 10 мс, що відповідає частоті пульсацій в 100 Гц. Хоча розрахунок якісно описує процес, можна побачити, що середній розмір глобули води зменшується доволі слабо. Тому можна говорити про те, що втрата матеріалу емульсії відбувається в основному за рахунок викидів під час мікровибухів.

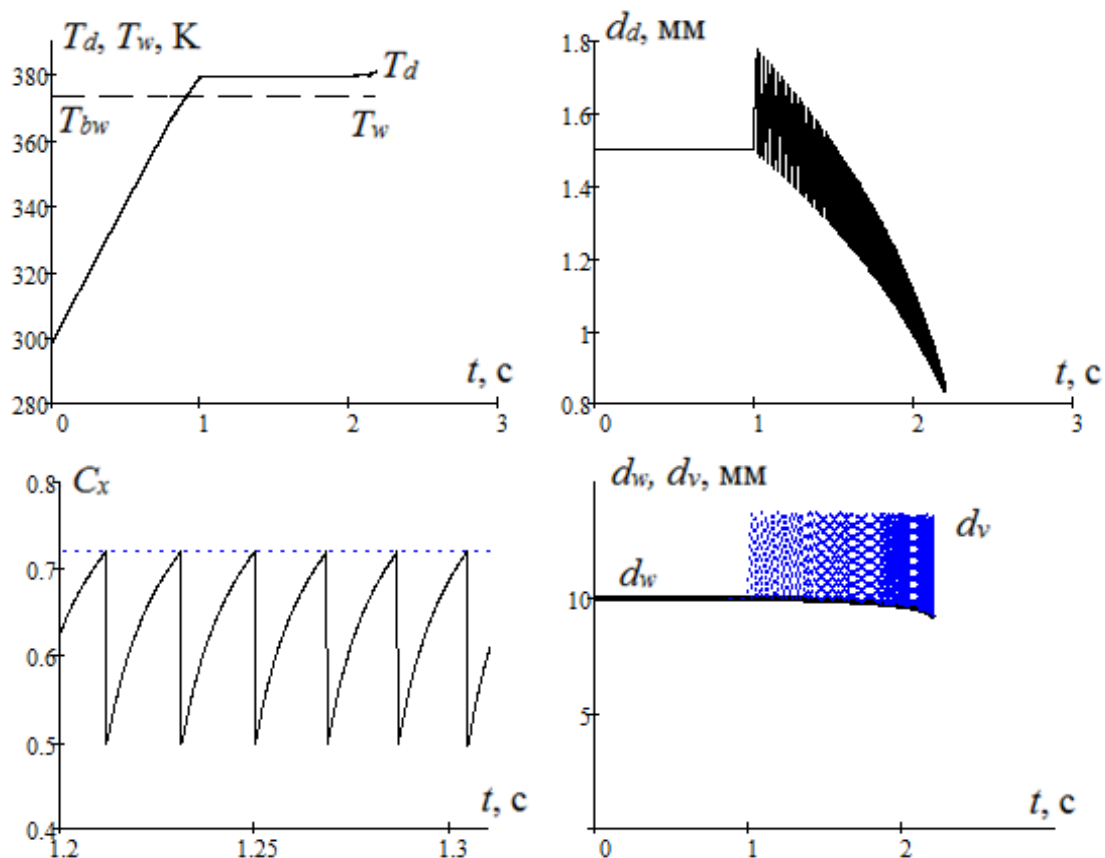


Рис. 11.9. Часові залежності а) T_d температури дизельного палива і води; б) діаметра краплі, в) густина упакування парових кульок в емульсії; г) діаметру краплі води і парової бульбашки. Потужність розряду $P = 0.4$ Вт, температура повітря 20°C . Початкова частка води в емульсії 50%.

Тобто електричний розряд приводить до диспергування крапель емульсій з великим вмістом води на відміну від крапель індивідуальних горючих рідин.

На відміну від тверджень Опятюка [15, 16] (при потраплянні краплі емульсії в нагріту піч відбувається поступове повне випаровування найбільших глобул води і все менших, у зв'язку з чим помічені полочки на часовій залежності температури краплі) в роботі дійшли висновку, що глобули води можуть не встигати повністю випаровуватися до моменту досягнення критичного значення густини пакування.

В табл. 11.3 та 11.4. показані деякі параметри, що отримані при чисельному варіюванні вмісту води в емульсії та потужності електричного розряду.

Зменшення вмісту води призводить до збільшення періоду пульсацій. Тепер кількість глобул менша і вони можуть розширюватися до більшого об'єму до моменту досягнення критичної густини упакування. Тому і повнота випаровування глобул води підвищується. Вже при об'ємному вмісті води в 10% води практично повністю випаровуються. І можна розглядати третій етап – випаровування каплі палива.

При зменшенні теплової потужності електричного розряду період пульсацій збільшується, що пояснюється тим, що для випаровування деякої кількості води з глобул необхідна певна кількість тепла. Меша потужність розряду приз-

Табл. 11.3. Вплив об'ємного вмісту води C_w емульсії ДП/вода на час повного випаровування t_{evap} , період T_{puls} і частоту ν_{puls} пульсацій та краплі глобули води d_{wk} в кінці випаровування. Потужність розряду 0.4 Вт

$C_w, \%$	$t_{\text{evap}}, \text{с}$	$T_{\text{puls}}, \text{мс}$	$\nu_{\text{puls}}, \text{Гц}$	$d_{wk}, \text{мкм}$
0.5	2.2	19	52	9.04
0.4	2.9	31	32	7.5
0.3	3.9	48	21	5.4
0.2	5.5	71	14	1.2
0.1	7	113	9	0

Табл. 11.4. Вплив теплової потужності електричного розряду на час повного випаровування t_{evap} емульсії 50%ДП/50%вода, період T_{puls} і частоту ν_{puls} пульсацій та краплі глобули води d_{wk} в кінці випаровування.

$P, \text{Вт}$	$t_{\text{evap}}, \text{с}$	$T_{\text{puls}}, \text{мс}$	$\nu_{\text{puls}}, \text{Гц}$	$d_{wk}, \text{мкм}$
0.4	2.2	19	52	9.04
0.35	2.7	30	33	9.2
0.3	3.7	44	14	9.16

водить до збільшення часу нагрівання. Кінцевий діаметр крапель води практично не змінюється.

Висновки. Таким чином в результаті роботи було показано наступне.

Швидкість випаровування індивідуальних рідин залежить від відстані між електродами і термопарою та досягає максимуму приблизно при 1 мм. При дії розряду спостерігається лінійне зменшення квадрату розміру краплі (закон d^2).

При дії електричного розряду на краплю емульсії чітко простежується два часові етапи. Перший – інертний розігрів. Другий – пульсаційний режим, в якому розмір краплі з певною частотою періодично змінюється поблизу деякого середнього значення, яке з часом «випаровування» зменшується.

Втрата матеріалу емульсії при дії електричного розряду відбувається в основному за рахунок викидів під час мікровибухів. Тобто електричний розряд приводить до диспергування крапель емульсій з великим вмістом води на відміну від крапель індивідуальних горючих рідин.

Зменшення вмісту води та потужності електричного розряду призводить до збільшення періоду пульсацій.

Література до розділу:

1. *Pei X., Guida P., AlAhmadi K.M., Al Ghamdi I. A., Saxena S., Roberts W. L.* Cenosphere formation of heavy fuel oil/water emulsion combustion in a swirling flame // *Fuel Processing Technology* 216 (2021) 106800 <https://doi.org/10.1016/j.fuproc.2021.106800>
2. *Jinkyu Park, Jungmo Oh* Study on the characteristics of performance, combustion, and emissions for a diesel water emulsion fuel on a combustion visualization engine and a commercial diesel engine // *Fuel* 311 (2022) 122520 <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2021.122520>

3. *D.V. Antonov, G.V. Kuznetsov, P.A. Strizhak* Comparison of the characteristics of micro-explosion and ignition of two-fluid water-based droplets, emulsions and suspensions, moving in the high-temperature oxidizer medium // *Acta Astronautica*. – 2019. – Vol. 160. – P. 258–269
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2019.04.048>
4. *Alessandro Stagni, Raffaella Calabria, Alessio Frassoldati, Alberto Cuoci, Tiziano Faravelli, Fabio Chiariello, and Patrizio Massoli* Kinetic Modeling of the Ignition of Droplets of Fast Pyrolysis Bio-oil: Effect of Initial Diameter and Fuel Composition // *Ind. Eng. Chem. Res.* – 2021. – Vol. 60. – P. 6719–6729
<https://dx.doi.org/10.1021/acs.iecr.0c05981>
5. *Weiwei Shang, Shouyin Yang, Tiemin Xuan, Zhixia He, and Jiawei Cao* Experimental Studies on Combustion and Microexplosion Characteristics of N-Alkane Droplets // *Energy Fuels*. – 2020. – Vol. 34, 12. – P. 16613–16623.
<https://dx.doi.org/10.1021/acs.energyfuels.0c02904>
6. *Chi-Yao Chao, Hsuan-Wei Tsai, Kuo-Long Pan, Chih-Wei Hsieh* On the micro-explosion mechanisms of burning droplets blended with biodiesel and alcohol // *Combustion and Flame*. – 2019. – Vol. 205. – P. 397–406
<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2019.04.017>
7. *D.O. Glushkov, G.V. Kuznetsov, A.G. Nigay, O.S. Yashutina* Heat and mass transfer induced by the ignition of single gel propellant droplets // *Journal of the Energy Institute*. – 2019. – Vol. 92, Issue 6. – P. 1944–1955
<https://doi.org/10.1016/j.joei.2018.10.017>
8. *E. Mura, R. Calabria, V. Califano, P. Massoli, J. Bellettre* Emulsion droplet micro-explosion: Analysis of two experimental approaches // *Experimental Thermal and Fluid Science*. – 2014. – Vol. 56. P. 69–74
<http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.11.020>
9. *Hoxie, R. Schoo, J. Braden* Microexplosive combustion behavior of blended soybean oil and butanol droplets // *Fuel*. – 2014. – Vol. 120. – P. 22–29
<http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2013.11.036>
10. *Shuhn-Shyurng Hou, Fakhrur M. Rizal, Ta-Hui Linb, Tzu-Yueh Yang, Hou-Peng Wan* Microexplosion and ignition of droplets of fuel oil/bio-oil (derived from lauan wood) blends // *Fuel*. – 2013. – Vol. 113. – P. 31–42
<http://dx.doi.org/10.1016/j.fuel.2013.05.066>
11. *Pavel A. Strizhak, Maxim V. Piskunov, Roman S. Volkov, Jean C. Legros* Evaporation, boiling and explosive breakup of oil–water emulsion drops under intense radiant heating // *Chemical engineering research and design*. – 2017. – Vol. 127. – P. 72–80
<http://dx.doi.org/10.1016/j.cherd.2017.09.008>
12. *Daniil S. Romanov, Ksenia Yu. Vershinina, Pavel A. Strizhak* Ignition and combustion of a group of waste-derived fuel slurry droplets: Mutual influence upon low-temperature convective heating // *Fuel*. – 2023. – Vol. 348, 15, 128578
<https://doi.org/10.1016/j.fuel.2023.128578>
13. *Jinkyu Park, Jungmo Oh* Study on the characteristics of performance, combustion, and emissions for a diesel water emulsion fuel on a combustion visualization engine and a commercial diesel engine // *Fuel* 311 (2022) 122520
<https://doi.org/10.1016/j.fuel.2021.122520>

14. *Стариков М. А., Хлебникова М. Е., Буланин Ф. К., Сидоров А. Е., Полетаев Н. И., Шевчук В.Г.* Горение диспергированного жидкого и твердого топлива в присутствии электрических разрядов // *Фізика аеродисперсних систем.* – 2018. – № 55. – С. 59-70
15. Особливості випаровування та горіння краплин водопаливних емульсій важких вуглеводнів : автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.04.17 / *В. В. Опятюк*; Одес. нац. ун-т ім. І.І. Мечникова. - О., 2012. - 20 с. - укр.
16. *Кондратьев Е. Н., Опятюк В. В.* Некоторые особенности испарения капель водотопливных эмульсий при пульсационном режиме // *Фізика аеродисперсних систем.* – 2004. – Т. 41. – С. 190-195.
17. *Хитрин, Л. Н.* Физика горения и взрыва / *Л. Н. Хитрин.* – М. :Физматлит, 2003. - 352 с.

Розділ 12. ГОРІННЯ РІДКИХ ВУГЛЕВОДНЕВИХ ПАЛИВ У ЗОВНІШНЬОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

Шевчук В.Г., Сидоров О.Є.

В даний час використання процесів горіння для отримання енергії, тобто спалювання різних видів палива, відіграє важливу роль в енергетиці, транспорті, металургійній та інших галузях промисловості. Так, 70% всієї енергії, що виробляється зараз у світі, отримують від спалювання органічного палива. Незважаючи на появу таких складних проблем, як виснаження природних ресурсів і погіршення екологічної ситуації на Землі внаслідок забруднення атмосфери продуктами неповного згоряння, найближчим часом ситуація за прогнозами спеціалістів помітно не зміниться [1, 2].

Таким чином, актуальними є зусилля, спрямовані на пошук параметрів, які дозволять оптимізувати процеси горіння [1, 3-8]. Необхідно також враховувати міжфазні взаємодії [9]. Тому поряд з традиційними засобами контролю та управління процесами горіння (такими як газодисперсні та хімічні) зараз відпрацьовуються і так звані нетрадиційні методи (наприклад, електрофізичні) [10, 11].

На основі досліджень особливостей впливу електричних полів на процес горіння можна створювати нові способи керування процесами горіння в енергетичних і технологічних установках. Це забезпечить зниження витрати палива, зменшення забруднення навколишнього середовища та атмосфери, інтенсифікацію процесів горіння з одного боку, а з одного боку – підвищення ефективності засобів пожежовибухобезпеки та зменшення витрати засобів пожежогасіння з іншого боку. Нижче ми досліджуватимемо поведінку полум'я в однорідному електричному полі, накладеному на нього інтегрально.

12.1 Механізми впливу зовнішнього електричного поля на полум'я рідких вуглеводневих палив

Електричні властивості полум'я зумовлені наявністю в ньому заряджених частинок – іонів і електронів. У 1928 році Дж. Томсон висунув гіпотезу про провідну роль електронів у поширенні полум'я; це досі об'єкт дискусій.

Специфіка електричного явища горіння, що відрізняє його від класичних об'єктів дослідження в низькотемпературній плазмі, полягає в наступному. При розміщенні полум'я в електричному полі виникають заряджені ділянки і відбувається перерозподіл потенціалу прикладеного поля за рахунок дифузії амбіполярних носіїв заряду.

Джерелами заряджених частинок у полум'ї є просторово розподілені хімічні реакції. Ці реакції хемоіонізації є причиною основних особливостей іонізаційної структури фронту полум'я.

Експериментально встановлено, що полум'я характеризується просторовим розподілом зарядів [12, 13]. Позитивний об'ємний заряд зосереджений у зоні реакції, а негативний – у передполум'яній зоні, тобто в зоні підготовки. Слід

зазначити, що носіями негативного заряду в полум'ї є електрони та негативні іони. Крім того, експериментально встановлено наступні факти:

- поперечна протяжність фронту полум'я за нормальних умов менше одного міліметра;
- концентрація заряджених частинок значно (на кілька порядків) перевищує термодинамічно рівноважне значення;
- термодинамічна електронно-іонна рівновага досягається на значній (у порівнянні з поперечною протяжністю фронту полум'я) відстані [14].

Вищесказане показує, що можна говорити про природний (властивий характеру структури фронту полум'я) і штучний (зумовлений зовнішніми причинами) розподіл зарядів у полум'ї. У цих випадках можна говорити про «власне» електричне поле полум'я та про зовнішнє поле відповідно. Розподіл зарядів у зовнішньому полі є причиною виникнення масових сил, які діють на нейтральний газ з боку електричного поля. Ці сили викликають відповідний перерозподіл газодинамічних параметрів потоку і, як наслідок, зміну площі оболонки полум'я, швидкості поширення полум'я, його гідродинамічної стійкості, умов стабілізації, тепломасопереносу до твердої стінки, концентрації утворених вуглець і т. д. Ці масові сили можуть бути на два-три порядки більшими за силу тяжіння.

Спроби дослідити структуру власного електричного поля вуглеводневого полум'я були зроблені в [15], де джерелом інформації про конфігурацію поля був пасивний, без прикладення будь-якої зовнішньої е. р. с., електричний зонд.

«Власні» електрогазодинамічні ефекти виникають через різну рухливість іонів і електронів, що призводить до дифузійного розподілу зарядів і утворення внутрішнього електричного поля всередині полум'я.

Електричне поле в зазорі між електродами розподілене нерівномірно. Наприклад, якщо між плоскими електродами розташований плоский фронт полум'я, то поле складається з трьох різних за своєю природою областей: фронту полум'я, області з перевагою негативного заряду і області з перевагою позитивного заряду. В останній області відбувається основне падіння напруги через малу рухливість важких іонів.

Асиметрія електричного поля означає нерівність електричних сил, що діють на позитивно і негативно заряджені електроди. Хоча розміри зон з позитивним і негативним зарядами однакові, сили, які діють на першу з них у бік негативного електрода, переважають. Варіації газодинамічних характеристик у цій області перевищують такі в інших областях. Тобто при включенні поля виникає ефект «електричного вітру», тобто спрямований рух заряджених частинок (сажі або оксиду) вздовж силових ліній поля. Ці крупинки можуть виносити газ і змінювати режим його течії. Це призводить до зміни форми полум'я, швидкості його поширення та масової швидкості горіння. Механізм іонного вітру зазвичай реалізується, коли поле прикладене інтегрально до всієї зони полум'я. У цьому випадку поле не проникає в зони горіння (коли зовнішнє поле однорідне, наприклад, поле плоского конденсатора), або цей механізм домінує порівняно з механізмом кінетичного впливу (при цьому інтенсивність поля менша за значення пострілу).

Поряд з електрогазодинамічним механізмом впливу на полум'я можна розглядати термічний (розсіювання електричної енергії в теплову) і кінетичний (пов'язаний з прямим впливом поля на кінетику хімічних реакцій) механізми. Оцінки показують, що перше є незначним, а друге може мати місце, коли поле прикладається локально до зони підготовки палива (передполум'яна зона), якщо це можливо технічно, наприклад, у разі полум'я в газовій фазі (типу Бунзена).

Розподіл напруженості власного електричного поля для високої та низької швидкостей іонізації досліджено в [16, 17]. Показано, що максимальна напруженість власного електричного поля становить $10\div 50$ В/см для вуглеводневого полум'я з концентрацією іонів близько 10^{12} см³.

Отже, можна стверджувати, що електричне поле, прикладене до палаючого об'єкта, є ефективним каналом для управління горінням.

Практично у всіх роботах констатується сильний вплив електричного поля на характеристики горіння. Ступінь такого впливу досягає максимуму, коли відбувається дифузійне горіння.

Напрямок електричного поля відносно напрямку ліній потоку полум'я (звичай говорять про поздовжні та поперечні електричні поля) істотно впливає на спостережувані ефекти, а також полярність електродів, які створюють поле в просторі між ними. Останнє пов'язано з рухливістю носіїв заряду протилежних знаків у полум'ї, яка може надзвичайно сильно змінюватися за різних умов.

Передбачалося, що горюча суміш готується до вступу в реакцію за рахунок електронів і іонів, які з'являються у фронті полум'я. Отже, заряджені зерна визначають полум'я процес розмноження.

Концепція впливу електричного поля на горіння через механізм іонного вітру базується на деяких основних міркуваннях. Механічний рух газу через «іонний вітер» може змінити швидкість поширення полум'я, тоді як звичайна швидкість горіння не змінюється. Оскільки полум'я є електричною системою з розподіленним просторовим зарядом, то застосування поля призводить до зміни форми та площі оболонки полум'я. Остання змінює загальну швидкість горіння і, як наслідок, швидкість поширення полум'я. Зміна кривизни фронту полум'я в полі, викликана випадковою зміною рухливості носіїв заряду, змінює нормальну швидкість горіння. Вона збільшується, якщо фронт полум'я повернутий увігнутістю до суміші, яка ще не прореагувала, і зменшується, якщо фронт полум'я звернений до неї опуклістю. Це можна пояснити тим, що радикали мають різні характеристики теплообміну та дифузії у вигнутих фронтах полум'я [11].

Метод стаціонарної краплі є одним із найбільш зручних для дослідження горіння рідкого вуглеводневого палива з точки зору як визначення масової швидкості горіння, так і дослідження активного впливу електричного поля на процес горіння.

12.2. Експериментальна техніка та методика досліджень

Наведено результати експериментальних досліджень впливу електричного поля на горіння крапель рідкого вуглеводневого палива, що горять між пластинами плоского конденсатора, зокрема на структуру зони горіння, масову швид-

кість горіння та його конвективну нестабільність, досягнута для стаціонарної краплі для широкого діапазону рідких вуглеводневих палив (таких як метанол, гексан, бензол тощо). Ця процедура дозволяє проводити дослідження в добре контрольованих умовах, які можна легко змінювати.

Дослідження проводились методом стаціонарної сфери. На пористій сферичній частинці з дрібної металевої сітки формувалася нерухома крапля рідкого палива діаметром від 3 до 10 мм. Паливо подавалося рівномірно через тонку (діаметром 1 мм) голку за допомогою електромеханічного подавача, швидкість подачі контролювалася електронним вольтметром. У процесі стаціонарного горіння необхідно було досягти такої витрати палива, коли крапля вкрита тонким шаром рідини постійної товщини. Контроль за товщиною проводили за допомогою зорової трубки. Така процедура дозволяє досягти максимальної стаціонарності горіння. Досліджено також вплив поля на час вигорання палива з пористої сфери.

Таблиця 12.1. Масова швидкість горіння вуглеводневих палив

Паливо	хімічна формула	$\dot{m}_0$, kg/(m ² s)
Pentane	C ₅ H ₁₂	0,095
Benzene*	C ₆ H ₆	0.067
Hexane	C ₆ H ₁₄	0.069
Toluene	C ₇ H ₈	0.054
Heptane	C ₇ H ₁₆	0.052
n-xylene	C ₈ H ₁₀	0.050
Octane	C ₈ H ₁₈	0.050
Methanol ⁺	CH ₄ O	0.034
Ethanol	C ₂ H ₆ O	0.037
Acetone	C ₃ H ₆ O	0.052
1-butane	C ₄ H ₁₀ O	0.034
Dioxane	C ₄ H ₈ O ₂	0.060
1-pentanol	C ₅ H ₁₂ O	0.042
Benzyl alcohol*	C ₇ H ₈ O	0.030

* горіння супроводжується сильним задимленням
+ задимлення практично відсутнє

Високовольтний блок живився від випрямляча, який виробляв постійну високу напругу, яка може змінюватися від 0 до 10 кВ. Його наносили на пластини плоского конденсатора шириною 0.1 м і висотою 0.15 м. Інформацію про струм, який проходить через конденсатор, отримували за допомогою осцилографа, який вимірював різницю потенціалів обкладок конденсатора. Крім того, ми провели фото- та відеореєстрацію палаючої краплі. Щоразу дані про горіння в полі зіставлялися з даними без поля. Такий диференціальний метод дозволяє помітити вплив поля на масову швидкість горіння з точністю до $\leq 3\%$.

Вихідні дані щодо питомої (на одиницю площі краплі) масової швидкості горіння при вимкненому полі наведені в табл. 12.1.

При дифузійному режимі горіння масова швидкість горіння від усієї площі краплі визначається виразом $\dot{M} = 4\pi r^2 \beta \rho_g Y_g v_{st}$, де Y_g – масова частка окислювача в навколишньому середовищі, v_{st} – стехіометричний коефіцієнт у реакції окислювача, $\beta = NuD / 2r$ – коефіцієнт масо-теплопередачі. Таким чином,

$$\dot{M} = 2\pi r Nu D \rho_g Y_g v_{st}, \text{ або } \dot{M} / r = 2\pi Nu D \rho_g Y_g v_{st}.$$

При дифузійному режимі горіння масова швидкість горіння при вигоранні палива повинна бути пропорційна радіусу краплі.

Існує обмежений діапазон розмірів крапель, для яких експериментально підтверджено закон Срезневського. Так, для частинок з $r \geq 2.7$ мм спостерігається значне відхилення від $\dot{M} / r = const$, що, ймовірно, пов'язане зі збільшен-

ням ролі природної конвекції разом зі збільшенням розміру краплі. Відомо, що за умов розвиненої конвекції кореляція $\dot{M} = \beta r^{3/2}$ повинна мати місце.

Тут використовувався діапазон розмірів крапель, де реалізується дифузійний режим горіння. В іншому випадку при включенні поля можуть виникнути погано контрольовані ефекти, пов'язані з невизначеністю відносної ролі конвекції і поля.

Досліди проводили в основному з метиловим спиртом, гексаном і бензолом. Такий вибір обумовлений тим, що метиловий спирт горить практично без диму, тоді як горіння гексану і бензолу супроводжується відповідно помірним і потужним утворенням сажі. Інші матеріали виявляють такі ж якісні особливості, як і три вищезгаданих.

12.3. Вплив електричного поля на стаціонарне горіння крапель

Коли поле вимкнено, фронт полум'я дуже сильно розтягується у вертикальному напрямку за рахунок гравітаційної конвекції; відношення висоти полум'я до його діаметра становить від 6 до 8. При накладанні поля фронт полум'я незалежно від використовуваного палива нахилиється до негативно зарядженої пластини конденсатора. Швидкість цього вигину зростає з інтенсивністю поля і виявляється сильніше для потужного димлячого полум'я. Винятком є метанол, який практично не реагує на наявність поля. Іноді метанол не згорає повністю (це було видно по зміні синього кольору на жовтий і виникненні кіптяви). Полум'я в цьому випадку починало нахилитися до негативного електрода.

Залежність відносної масової швидкості горіння (відношення швидкості горіння $\dot{m}$ з увімкненим полем до без поля $\dot{m}_0$, тобто величина $\dot{m} / \dot{m}_0$) від напруженості поля (для напруг, менших від постійної) наведено на рис. 12.1. Вплив поля виявляється сильніше для димлячого палива. Все вищенаведене свідчить про визначальну роль частинок сажі, що утворюються в полум'ї.

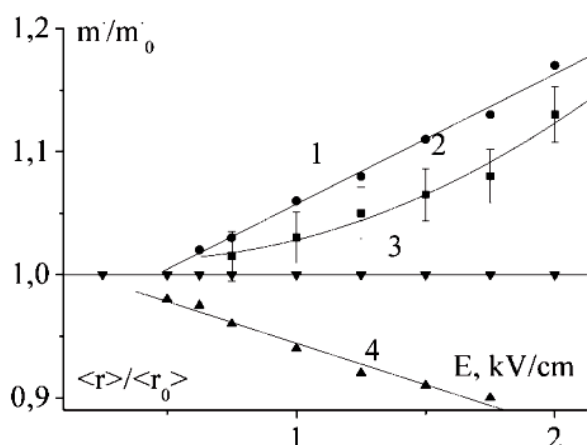


Рис. 12.1. Залежність відносної масової швидкості горіння $\dot{m} / \dot{m}_0$ для бензолу (1), гексану (2) і метанолу (3) та відносного радіуса зони горіння $\langle r \rangle / \langle r_0 \rangle$ для гексану (4) від напруженості електричного поля

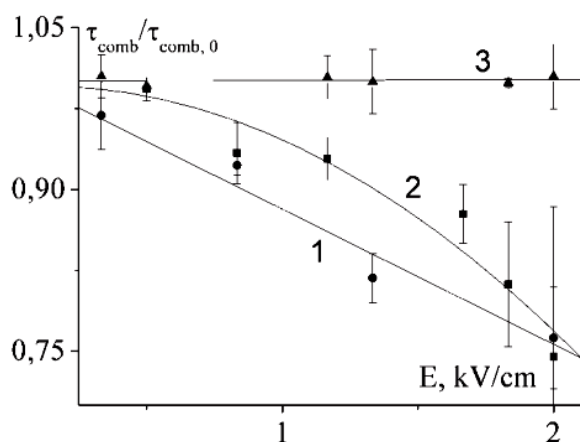


Рис. 12.2. Залежність відносного часу вигорання палива від напруженості стаціонарного однорідного електричного поля: 1 – бензол, 2 – гексан, 3 – метанол

Щодо механізму цього впливу можна сказати, що оболонка полум'я постійно змінюється в процесі горіння (див. нижче). Проте в середньому відстань від краплі до фронту полум'я зменшується, а поле збільшується (рис. 12.1). Для того, щоб визначити середню відстань $\langle r \rangle$, всю поверхню полум'я було розділено на зони, які можна побачити під однаковим кутом від центру частинки, і $\langle r \rangle$ визначено як

$$\frac{1}{\langle r \rangle} = \sum_i \frac{\cos \gamma_i}{r_i},$$

де $\langle r \rangle$ – середня відстань без поля.

Експериментально встановлено, що зі збільшенням напруженості електричного поля час вигорання палива з пористої сфери зменшується [18], а масова швидкість згоряння зростає. Досліди проводили для гексану, бензолу та метанолу.

Встановлено, що підвищення масової швидкості горіння (до 15% у випадку бензолу) є результатом наближення поверхні зони горіння в цілому до краплі, що призводить до інтенсифікації тепломасообміну між фронтом полум'я і краплею. Під час цього процесу збільшується масова швидкість випаровування рідкого палива. Проведені експерименти свідчать про те, що за трансформацію поверхні реакції відповідає іонний вітер. Іонний вітер реалізується за рахунок руху в електричному полі позитивно заряджених частинок сажі (їх зарядження відбувається в результаті термоелектричної емісії в полум'ї), які є найбільш масивними і найменш рухливими з усіх заряджених компонентів полум'я.

12.4. Нестійкість процесу горіння краплі

У всіх випадках горіння краплі вуглеводню струм, що протікає через конденсатор, періодично змінювався (табл. 12.2). Періоди коливань струму близькі за своїми значеннями, а вид палива на них впливає слабо (і немає чіткої кореляції між масовою швидкістю горіння та періодом). Експерименти проводили при зміні різних параметрів системи: U (при $L = \text{const}$), L (при $U = \text{const}$); і як U , так і L (при $E = U/L = \text{const}$). Експерименти показали, що період можна змінити майже двічі, але якісні особливості процесу залишилися незмінними. Відеозапис показав, що форма полум'я змінювалася синхронно. При малих електричних полях, коли полум'я не торкається негативного електрода, за період коливань форма полум'я змінюється від практично сферичної до витягнутої у напрямку до електрода. Доторкаючись до електрода (у випадку великого електричних полів), полум'я періодично «тече» по електроду у вертикальному напрямку (рис. 12.3).

Амплітуда струму при цьому зростає із збільшенням напруженості електричного поля E . Якщо поле було неоднорідним, відбувалися однакові періодичні зміни сили струму та форми поверхні полум'я. Викладене дозволяє припустити, що причиною цих коливань є конвективна нестійкість продуктів згоряння вуглеводневої краплі. Власне, спеціальні дослідження, проведені з голчастими

Таблиця 12.2. Період коливань струму ($d = 6.6$ мм, $U = 2.9$ кВ, $L = 50$ мм)

Паливо	$T, \text{с}$
Гексан	0.085
Гептан	0.1
Пентан	0.11
Бутанол	0.1
Октан	0.1
Ацетон	0.08
Бензол	0.1
Бензиловий спирт	0.08
Толуол	0.13
Бензин (А-80)	0.09

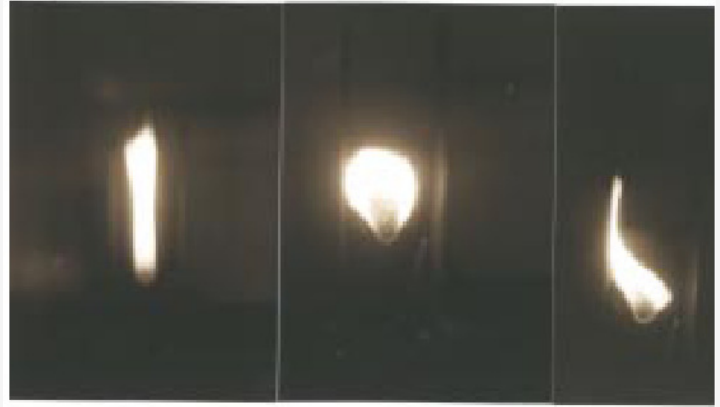


Рис. 12.3. Загальний вигляд полум'я в електричному полі, зліва направо: без поля, з полем 0.5 кВ/см, з полем 1.5 кВ/см.

електродами, розташованими в зоні продукту під низькою напругою (яка не впливала на процес горіння), показали існування цих автоколивань при вимкненому полі. Крім того, відеозйомка полум'я краплі з вимкненим полем виявила періодичний вигин фронту полум'я у верхній його частині з періодом, що відповідає періоду коливань струму під час горіння з увімкненим полем.

Ймовірно, це перетворення зумовлене періодичною появою та відривом завитків у зоні продуктів горіння. Якісна картина аналогічна конвективній нестійкості поширення полум'я в повільно горючих сумішах, коли полум'я поширюється по вектору сили тяжіння.

Тут ми наводимо деякі оцінки гравітаційної нестійкості горіння краплі вуглеводню. Відомо, що вплив гравітаційної конвекції може бути суттєвим при $u^2 / g d_{fl} \leq 1$, де $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ – прискорення вільного падіння, d_{fl} – діаметр зони горіння, u – швидкість потоку Стефана продуктів згоряння. В умовах наших дослідів $u_{cr} \approx 0.11 \text{ м/с}$ для гексану. У наших експериментах,

$$u = \frac{2\dot{M}}{\pi d_{fl}^2 \rho_L} \varepsilon \frac{d_{fl}}{l} = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ м/с.}$$

Тут $\dot{M}$ – масова швидкість згоряння повної поверхні краплі, $\varepsilon = \frac{T_{fl}}{T_0} \frac{n_{pr}}{n_0}$ –

ступінь теплового розширення продуктів згоряння (T_{fl} – температура горіння, що дорівнює $T_{fl} = 1720 \text{ К}$ для гексану [19]; T_0 – початкова температура, n_{pr} і n_0 – кількість молей, що виникають і надходять в реакцію відповідно). При однакових умовах швидкість конвективного потоку $u_c \cong \sqrt{d_{fl} g} \cong 0.35 \text{ м/с}$. Таким чином, $u < u_c$, і в продуктах згоряння значна роль конвекції.

$$\text{Характерний час розвитку конвекції: } \tau_* = \frac{Ra^{2/3} Pr^{1/3} Re^{1/3}}{2^{2/3} \pi \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right)^{2/3}} Ra \approx 1000,$$

де $Ra \approx 1000$ – число Релея, $Re \approx 280$ – число Рейнольдса, $Pr \approx 1$ – число Прандтля.

Тоді період коливань, зумовлених періодичною появою та зливом конвективних завитків у зоні продуктів згорання $T = \tau_* \sqrt{d_{fl} g} \approx 0.1$ с, збігається з експериментально отриманим значенням.

Таким чином, періодичність струму дійсно обумовлена конвективною нестабільністю зони горіння: конвективні завитки несуть, в той же час, електричний заряд. Також спеціальними дослідженнями (швидка відеозйомка) встановлено, що періодичні зміни форми полум'я відбуваються і при вимкненому полі. Електричне поле дозволяє показати цей ефект за допомогою періодичних змін струму.

12.5. Вплив неоднорідного електричного поля на горіння

При вивченні впливу електричного поля на горіння вуглеводневих горючих, як правило, обмежуються накладенням однорідного зовнішнього поля [3, 20, 21], при цьому основне падіння напруги відбувається в зоні догорання і істотного впливу на хімізм горіння практично не спостерігається.

В [22] виявлено, що вплив пульсуючого і постійного електричних полів на реакційні зони попередньо перемішаного полум'я «пропан-повітря» залежить від полярності прикладеної напруги. Більшість робіт з впливу електричного поля проведені для дифузійного полум'я. Так в [23] теоретично досліджено вплив іонного вітру, який викликано змінним високочастотним електричним полем, на стійкість газофазного полум'я, яке формується на зустрічних потоках пального і окислювача (дифузійне полум'я). В [24] розроблена теоретична модель дифузійного полум'я «етилен-повітря» в постійному електричному полі. Показано, що електричне поле впливає на поле швидкостей і структуру зони горіння як результат дії на заряджені частинки сажі, тобто за рахунок електричного вітру. В [25] експериментально досліджуються характеристики дифузійного полум'я на зустрічних потоках пального (метан/азот) і окислювача (азот/кисень) у змінному електричному полі. Показано, що ці характеристики (швидкість та коливання полум'я) суттєво залежать від іонного вітру, а хімічні і теплові ефекти впливу поля практично відсутні. В [26] досліджуються електричні пробої в плазмі дифузійного воднево-повітряного полум'я, які свідчать про те, що у іонному вітрі основний вклад належить від'ємним іонам. В [27] досліджувалась взаємодія низькочастотного електричного поля з фронтом попередньо перемішаного полум'я (метан - кисень - азот), що призводить до досить потужних акустичних коливань фронту полум'я. В [28] експериментально досліджено вплив постійного електричного (горизонтального) поля на швидкість горіння ш структуру дифузійного полум'я стаціонарної краплі різних вуглеводневих рідких палив (гексан, бензол, метанол). Показано, що швидкість вигорання збільшується до 15%, що зумовлено дією механізму іонного вітру на форму полум'я і пов'язаного з цим збільшенням тепло масообміну між краплиною та фронтом полум'я. Аналогічні результати отримані в роботі [29], в якій дослі-

джувалося випаровування і горіння нестационарної краплі в постійному (вертикальному) електричному полі.

При накладенні зовнішнього електричного поля на палаючу краплю вуглеводневого пального повинен виникати спрямований рух заряджених частинок сажі, що можна уявити як обдув краплі зовнішнім потоком [30, 32]. В [31] показано, що конвекція збільшує швидкість горіння в $1 + U_{\infty}R/2D_{\infty}$ раз, де U_{∞} - швидкість потоку що обдуває, D_{∞} - коефіцієнт дифузії пального в окислюючому газі далеко від краплі радіусом R . Показано також, що відносна масова швидкість горіння (МШГ) в залежності від потоку який обдуває $(K/K_0 - 1)$ може бути апроксимована як $Re/2$, де Re число Рейнольдса, і експериментальні точки для гептану і метанолу досить точно задовольняють цьому співвідношенню [28].

З нашої точки зору більш ефективним є накладання поля, яке «прошиває» полум'я, тобто впливає на зону підготовки безпосередньо перед полум'ям. З метою визначення впливу неоднорідного електричного поля на характеристики дифузійного полум'я в даній роботі досліджувалась дія такого поля допробійної і пробійної величини, на всі зони полум'я (зону підготовки, зону горіння і зону продуктів згоряння). Об'єктом дослідження виступало полум'я рідких вуглеводневих горючих (метанол, гексан, бензол), утворене на стаціонарній краплі [30]. Вибір цих горючих зумовлений їх різним ступенем сажоутворення при їх горінні у повітрі. Бензол, при горінні, утворює багато сажі, гексан характеризується помірним утворенням сажі, при горінні метанолу сажа практично не утворюється, тому в однорідному полі помітного впливу на нього не спостерігається [28].

Неоднорідне поле створювалося подачею постійної високої напруги на циліндр діаметром 80 мм виготовлений з металевої сітки і на кульку, розташовану в центрі цього циліндра. Також проводилися досліди з металевим кільцем такого ж діаметру на вісі якого було розташовано кульку, в ході яких змінювалася відстань від кульки до площини кільця. Величина електричного струму що протікає через систему реєструвалася за допомогою осцилографа, проводилася фото- і відеозапис палаючої краплі. Щоразу дані про горіння в полі зіставлялися зі значеннями за відсутності такого. Такий спосіб дозволяє фіксувати вплив поля на масову швидкість горіння з точністю $\leq 3\%$.

У разі, коли на краплю подається позитивний потенціал (+), а на сітку - негативний (-), з тієї ж причини, що і в разі однорідного поля [28] (тобто внаслідок дії механізму іонного вітру) полум'я притягається до зовнішньому електроду. При цьому воно набуває форми дзвону, спрямованого розкритою частиною вгору, оскільки позитивно заряджені, внаслідок термоємисії, сажисті частинки притягуються до негативно зарядженої сітки, захоплюючи за собою газове середовище. У міру збільшення напруженості поля верхівка полум'я все більше розкривається (на значній частині поверхні полум'я взагалі відсутнє). В результаті, середня відстань від краплі до зони горіння зростає, збільшується частка поверхні на якій реакція не відбувається, а потік тепла від зони горіння до краплі зменшується. Тому і масова швидкість горіння (МШГ) зменшується (рис. 12.4) в повній відповідності з допущенням про механізм впливу поля на процес горіння за рахунок іонного вітру. Для порівняння зазначимо, що в разі накла-

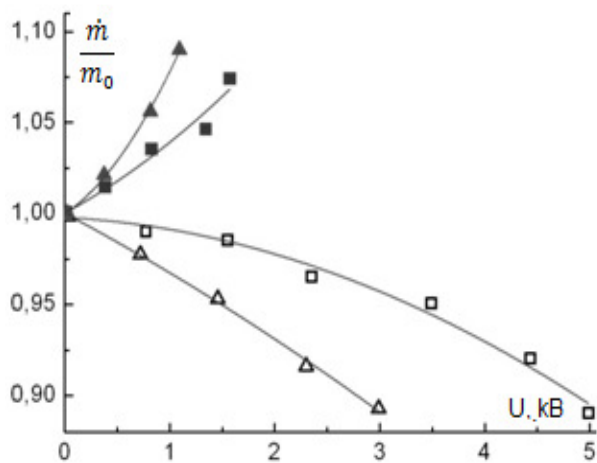


Рис. 12.4. Вплив неоднорідного циліндричного поля на швидкість горіння гексану(■) та бензолу (▲) «+» на краплі ; (□) и (Δ) «-» на краплі відповідно.

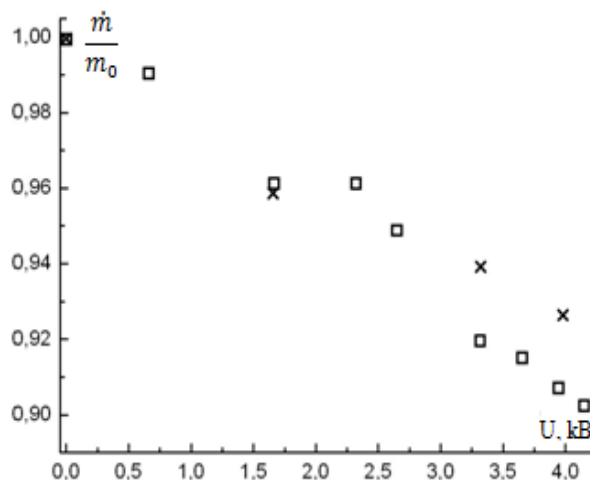


Рис. 12.5. Залежність МШГ від величини неоднорідного поля для метанолу при різній полярності краплі $d = 5.6$ мм. □ – «+» на краплі ; и × – «-» на краплі відповідно, $\dot{m}_0 = 0.078$ кг/м²с.

дення однорідного поля [28] масова швидкість завжди зростала як результат впливу електричного вітру. На цьому малюнку $\dot{m}$ - масова швидкість горіння при включеному полі, $\dot{m}_0 = 0.069$ кг/м²с – масова швидкість без поля, діаметр краплі 5.6 мм. При $U > 5$ кВ результати дослідів можуть бути неоднозначні, оскільки випадковим чином порушується симетрія полум'я і воно, аналогічно до горіння в однорідному полі може притискатися як ціле до негативного електроду. При цьому швидкість полум'я може зростати.

Якщо полярність поля протилежна («-» на краплі, «+» на циліндричному електроді), то полум'я, навпаки, притискається до краплі, оскільки позитивно заряджені сажисті частинки притягуються тепер до негативно зарядженої сфери, інтенсифікуючи тим самим перенос тепла до поверхні краплі, що обумовлює зростання швидкості горіння. При напрузі більше 2 кВ спостерігався електричний пробій крізь полум'я.

Для метанолу експериментально проявляються такі особливості - рис. 12.5. По-перше, в неоднорідному електричному полі, на відміну від однорідного, зниження МШГ не залежить від полярності поля, тобто в разі практично повної відсутності сажистих частинок механізм електричного вітру не проявляється і вплив поля має місце тільки на хімізм реакцій які протікають. Причому цей ефект в обох випадках призводив до зниження МШГ.

Коли напруженість поля досягає пробійної величини (незалежно від полярності і форми зовнішнього електроду – це може бути голчастий, пластинчастий, кільцевої або іншої форми електрод), між краплею і електродом виникає хаотична сукупність іскрових розрядів. При цьому настає сильна турбулізація полум'я. Масова швидкість горіння збільшується в 2 ÷ 4 рази. Першою причиною такого зростання може бути обумовлена як кінетичним механізмом (оскільки іскрові канали, які «прошивають» зону горіння і зону підготовки палива, є потужними джерелами постачання хімічно активних частинок в зону реагування), так і власне турбулізацією зони горіння.

12.6. Нестационарне електричне поле і явище гістерезису

Описані раніше експерименти проводилися в стаціонарному, тобто незмінному в часі неоднорідному полі. Експерименти в неоднорідному і нестационарному полі («+» на краплі, «-» на сітці), показали те, що при збільшенні напруженості поля полум'я починає хаотично коливатися як ціле. При подальшому зростанні напруги форма полум'я трансформується в сильно витягнутий «хвіст», який тягнеться від краплі до металевої сітки. При подальшому збільшенні напруги верхня частина полум'я все сильніше «прибивається» до краплі, а потім відбувається зрив полум'я і різкий перехід в слід краплі. Подальше зниження напруги між обкладками конденсатора призводило до повного охоплення краплі полум'ям, який відбувався настільки ж різко, як і зрив, але, на відміну від нього, охоплення відбувався при меншій напрузі. На рис. 12.6(a,b,c) показані залежності нижньої межі z/d_k фронту полум'я для гексану, метанолу і бензолу в неоднорідному циліндричному полі.

Розглянемо досліджуваний процес більш детально. Як видно з рис.12.6(a,b,c), при напрузі між обкладками конденсатора $U < U_{кр}^{зр}$ координата полум'я щодо центру краплі практично не змінюється. При досягненні $U = U_{кр}^{зр}$ і невеликому збільшенні напруги відбувається різка зміна координати полум'я і зрив полум'я в слід краплі. При подальшому зниженні напруги і дося-

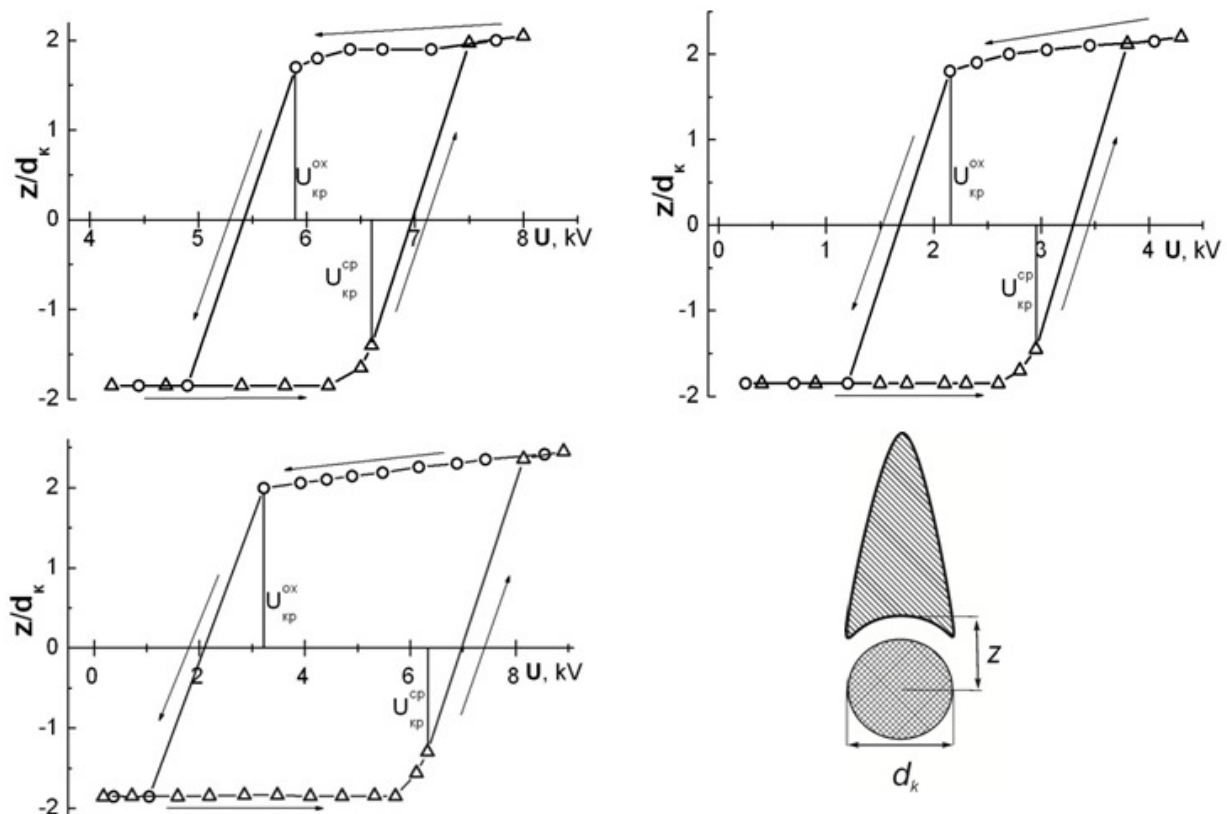


Рис. 12.6. Залежність $z/d_k(U)$ для неоднорідного циліндричного поля $d_k=5.6$ мм.

○ – охоплення (охват), Δ – зрив.

а) метанол, $\dot{m}_0=0.078$ кг/м²с, $\dot{m}=0.034$ кг/м²с

б) гексан, $\dot{m}_0=0.069$ кг/м²с, $\dot{m}=0.049$ кг/м²с

в) бензол, $\dot{m}_0=0.031$ кг/м²с, $\dot{m}=0.012$ кг/м²с

гнення $U \leq U_{кр}^{ox}$ відбувається відновлення полум'я на лобовій точці при його русі з сліду краплі.

Критичні напруги зриву-охоплення ($U_{кр}^{ox}$, $U_{кр}^{зр}$), а також площа гістерезисної петлі змінюються, як видно з рис. 12.6 (а,б,с), в залежності від використовуваного пального.

Подібне явище досліджено в [30], де описано гістерезисну поведінку полум'я при обдуванні краплі конвективним потоком. Досліджувалися краплі ацетону і спирту. В [32] показано, що критична швидкість обдування палаючої краплі $V_{зр}$, при якій відбувається зрив полум'я, дорівнює 27-58 см/с. Будемо виходити з припущення, що зрив полум'я має місце, коли швидкість електричного вітру, обумовленого коронним розрядом між зовнішньої обкладкою і полум'ям стає порівняною зі швидкістю стефанівської течії продуктів згоряння, яка відтікає із зони горіння назовні. Тоді можна висунути гіпотезу про те, що швидкість електричного вітру при зриві полум'я повинна відповідати критичній швидкості гідродинамічного потоку, що обдуває краплю ($V_{зр}$).

Звернемося до оцінки характерною швидкості стефанівської течії для нижньої частини полум'я, оскільки зрив починається з лобової точки. Можна показати, що швидкість стефанівської течії продуктів згоряння

$$V_{ст}^{prod} = \frac{\dot{m}}{\rho_g} \cdot \frac{r_k^2}{r_\phi^2} \cdot \frac{T_{np}}{T_0} \cdot \frac{n_{np}}{n_0} \sim 15 \text{ см/с},$$

де r_ϕ - радіус зони (фронту) горіння, n_0 , і n_{np} - число молей вихідної речовини і продуктів горіння, T_0 , T_{np} - їх температури відповідно. Для гексану $V_{ст}^{prod} = 15$ см/с. При швидкості конвективної течії, що обдуває краплю, більшій, ніж швидкість стефанівської течії, тобто $V_{зр} > V_{ст}^{prod}$, буде відбуватися зрив полум'я. Таким чином, зрив полум'я на краплі, що горить в електричному полі, має гідродинамічний характер, однак його природа, на відміну від конвективного зриву, обумовлена механізмом електричного вітру, що породжується коронним розрядом.

Висновки:

Основні результати, отримані в роботі, можна підсумувати наступним чином.

1. Розроблено метод дослідження основних електрофізичних характеристик рідких вуглеводневих палив, який базується на застосуванні зовнішнього електричного поля певної конфігурації.
2. Показано, що частинка рідини, що горить, складається з низькотемпературної плазми з конденсованою дисперсною фазою (зерна сажі для вуглеводневого палива). Заряджений стан системи відіграє істотну роль у процесах конденсації та утворення сажі.
3. Експериментально доведено, що можна збільшити масову швидкість згоряння рідкого вуглеводневого палива (бензин, бензол, гексан та ін.) до 15% шляхом застосування зовнішнього електричного поля певної напруженості та конфігурації. Встановлено, що цей вплив зумовлений механізмом іонно-

го вітру в результаті руху заряджених частинок сажі в полі, що призводить до трансформації оболонки полум'я.

4. Досліджено автоколивальний режим горіння краплі, який зумовлений гравітаційною конвекцією в продуктах горіння. Цей ефект також проявляється в періодичній зміні електричного струму через конденсатор, що містить предмет, що горить.
5. Експериментально показано, що для рідких вуглеводневих палив (бензин, бензол, гексан та ін.) можливо як збільшувати, так і зменшувати масову швидкість горіння (до 15%), прикладаючи зовнішнє неоднорідне електричне поле нижче пробійної величини і різної конфігурації. Встановлено, що цей вплив в разі закіптюженого полум'я обумовлено механізмом іонного вітру, як результат руху заряджених частинок сажі в полі. Для незакіптюженого (яке не копить) полум'я (метанол) масова швидкість горіння зменшується при будь-якій полярності поля, що, ймовірно, обумовлено впливом поля на хімізм реакцій в передполум'яній зоні і зоні горіння. При досягненні пробійних значень масова швидкість горіння може збільшуватись у 2 - 4 рази.
6. Показано, що в разі неоднорідного електричного поля нижче пробійної величини для будь-якого типу вуглеводневого палива при критичній швидкості горіння, яка менше стаціонарної, процес зриву (охоплення) полум'ям краплі носить гістерезисний характер. Природа цього явища, на відміну від конвективного зриву, обумовлена механізмом електричного вітру. Швидкість електричного вітру в неоднорідному електричному полі порівнянна з критичною швидкістю зриву полум'я гідродинамічним потоком, який обдуває полум'я.

Література до розділу:

1. *McEnally C.S., Cinparu D.M., Pfefferle L.D.* Experimental study of fuel decomposition and hydrocarbon growth processes for practical fuel components: heptanes // *Combustion and Flame*. – 2003. – 134. – P. 339.
2. *Weinberg F. J.* Formation and Decomposition of Contaminating Materials in Flame. – Moscow: Mashinostroenie, 1981. – P. 34–58 (in Russian).
3. *Ueda T., Imamura O., Okai K. et al.* Combustion behavior of single droplets for sooting and non-sooting fuels in direct current electric fields under microgravity // *Proceedings of the Combustion Institute*, 2002. – 29. – P. 2595.
4. *Fialkov A.B., Dennebaum J., Homann K.-H.* Large molecules, ions, radicals and small soot particles in fuel-rich hydrocarbon flames. Pt. VI. Positive ions of aliphatic and aromatic hydrocarbons in low-pressure premixed flame of n-butane and oxygen // *Combustion and Flame*. – 2001. – 125, №1/2. – P. 763-777.
5. *Fialkov A.B., Homann K.-H.* // *Ibid.* – 2001. – 127, №3. – P. 2076-2090.
6. *Xu, F., El-Leathy A.M., Kim C.H., Faeth G.M.* // *Ibid.* – 2003. – 132. – P. 43-57.
7. *Poelser J.F., Martinot E., McEnally C.S. et al.* // *Ibid.* – 2003. – 134. – P. 249.
8. *Bosschaart K.J., Goey L.P.H. de, Burgers J.M.* // *Ibid.* – 2004. – 136. – P. 261-269.
9. *Dragan G.S.* // *Vestn. Odesa State Univ.* – 2003. – 8. – P. 163-185.

10. *Okai K., Ueda T., Imamura O. et al.* Effects of DC electric fields on combustion of octane droplet pairs in microgravity // *Combustion and Flame*. – 2004. – 136. – P. 390-393.
11. *Yuan Z.-G., Hedge U., Faeth G.M.* // *Ibid.* – 2001. – 124, N4. – P. 712-716.
12. *Kidin N.I., Librovich V.B.* // *Fiz. Goren. Vzryva*. – 1974. – 10, N5. – P. 696-705.
13. *Fialkov B.S., Plicyn V.T.* // *Proc. All-Union School-Conf. on Combustion Theory*. – Moscow: IPM AS USSR, 1975 (in Russian).
14. *Dashevskiy V.N.* // *Diss. . . Cand. Phys.-Math. Sci.: Influence of Specially Organized Electric Fields and External Source of Charged Particles to the Combustion of Organic Fuels*. – Karaganda, 1991 (in Russian).
15. *Guliaev G.A., Fialkov B.S.* // *Proc. 3rd All-Union Seminar on Electrophysics of Combustion*. Novosibirsk, 1988 (in Russian).
16. *Kidin N.I.* // *Electric Properties of Laminar Flames: Thesis of the Diss. . . Cand. Phys.-Math. Sci.* Moscow, 1975 (in Russian).
17. *Kidin N.I., Mahviladze G.M.* // *Fiz. Goren. Vzryva*. – 1976. – 12, N6. – P. 865-871.
18. *Ilchenko E., Shevchuk V.* // *Abstr. Invited and Contributed Papers submitted to the Conf. on Physics of Low Temperature Plasma*, Kyiv, Ukraine, May 11-15 2003. 10.13.23-p.
19. *Florko I.A., Florko A.V., Shvets A.I.* // *Physics of AeroDisperse Systems*. – 39. – P. 87-94. – Astroprint, 2002 (in Russian).
20. *Okai K., Ueda T., Imamura O., Tsue M., Kono M., Sato J., Dietrich D.L., Williams F.A.* Effects of DC Electric fields on combustion of octane droplet pairs in microgravity.// *Combustion And Flame*. -2004. – 136. –P.390-393.
21. *Yuan Z.-G., Hedge U., Faeth G.M.*, Effects of electric fields on non-buoyant spherical diffusion flames. // *Combustion And Flame*. -2001. – 124. –P.712-716.
22. *Marcum S.D., Ganguly B.N.* Electric-Field-Induced Flame Speed Modification. // *Combust. And Flame*. -2005. – 143. –P.27-36.
23. *Carmen Guerra-Garcia, Manuel Martinez-Sanchez* Counterflow non premixed flame DC displacement under AC electric field // *Combustion and Flame* -2015, - 162 p.4254–4263.
24. *Ahmad Sayed-Kassem, Abdallah Elorfi, Pascale Gillon, Mahmoud Idir, Brahim Sarh, Virginie Gilard* Numerical modelling to study the effect of DC electric field on a laminar ethylene diffusion flame // *International Communications in Heat and Mass Transfer*, -2021 -122, –p.155-167.
25. *Manh-Vu Tran, Min Suk Cha* Time evolution of propagating nonpremixed flames in a counterflow, annular slot burner under AC electric fields // *Proceedings of the Combustion Institute*, -2017, -Vol.36, -Is.1,-p.1421-1430.
26. *Marien Simeni Simeni, Yong Tang, Yi-Chen Hung, Zakari Eckert, Kraig Frederickson, Igor V. Adamovich* Electric field in Ns pulse and AC electric discharges in a hydrogen diffusion flame // *Combustion and Flame* -2018, -197, p.254–264.
27. *Yihua Ren, Shuiqing Li, Wei Cui, Yiyang Zhang, Lin Ma* Low-frequency AC electric field induced thermoacoustic oscillation of a premixed stagnation flame // *Combustion and Flame* -2017, -176, -p.479–488.

28. *Ilchenko E.P., Shevchuk V.G.* Role of Charged Soot Grains in Combustion of Liquid Hydrocarbon Fuels in External Electric Field // Ukrainian Journal of Physics -2005. -V.50, №2, -p.144-150
29. *Yanlai Luo, Zhengwei Jiang, Yunhua Gan, Jialin Liang, Wen Ao* Evaporation and combustion characteristics of an ethanol fuel droplet in a DC electric field // Journal of the Energy Institute -2021 – Vol.98 -p.216–222.
30. *Калинчак В.В., Стручаев А.И., Орловская С.Г., Чабанов М.И.* Инерционные характеристики пламени капель углеводородов при его гистерезисе. // Физика горения и взрыва. -1990. –Т.26, -№1., -с.92-97.
31. *Ackerman M., Williams F.A.* Simplified Model for Droplet Combustion in a Slow Convective Flow // Combustion and Flame, **143** (2005), pp. 599-612.
32. *Глушков В.Е., Калинчак В.В., Собыняк Г.И., Федосеева Н.В.* Устойчивость горения капель жидкого топлива при различных направлениях вынужденной конвекции // Физика аэродисперсных систем. – 1983. – №.23.

Орловська С.Г.

13.1. Фізико-хімічні властивості парафінів

Парафіни або алкани відзначаються тим, що при організації процесу горіння вони використовуються в твердому стані. Спалахують і горять дані речовини в рідкому стані.

Як відомо, нормальні алкани, від октадекана $C_{18}H_{38}$ до пентатриоконтана $C_{35}H_{72}$, характеризуються відносно низькими температурами переходу в рідкий стан ($26\div 65^{\circ}\text{C}$) і в той же час високими значеннями прихованої теплоти плавлення і ентальпії (теплоти згоряння). Поєднання даних властивостей з хімічною інертністю при нормальних умовах визначає широкий спектр можливих пропозицій до використання. Одна із них це використання парафіну в якості екологічно чистого палива для гібридних ракетних двигунів.

Важливим практичним завданням є інтенсифікація процесів тепломасообміну в реакційній камері. Відомо, що електричне поле прискорює процес горіння вуглеводневих палив. В літературі відсутні дані щодо впливу електричного поля на процес горіння парафінів.

Парафін – це суміш твердих високомолекулярних вуглеводнів граничного характеру, нормальної та ізобудови з незначною домішкою циклічних вуглеводнів, який отримують головним чином з нафти, озокериту, а також синтетично – відновленням CO воднем. До групи парафінів входять тверді вуглеводні від $C_{17}H_{36}$ до $C_{71}H_{144}$. Густина парафіну у твердому стані коливається в межах від 865 до 940 кг/м^3 . Чисті парафіни – білі кристалічні речовини, які за певних термодинамічних умов переходять у рідкий стан. Парафіни стійкі до впливу різних хімічних реагентів (кислот, лугів та ін.), легко окислюються на повітрі. Вуглеводні, що входять до складу парафіну, діляться на парафіни та церезини.

До парафінів, що характеризуються пластинчастою або стрічковою структурою кристалів, відносяться суміші твердих вуглеводнів, що є мало розгалуженими гомологами метану з температурою плавлення $50\text{-}70^{\circ}\text{C}$, склад $C_{19}H_{40}$ – $C_{35}H_{72}$; википають в інтервалі $40\text{-}500^{\circ}\text{C}$. Хімічно парафіни дуже стійкі.

Високомолекулярні парафіни – церезини (від $C_{37}H_{74}$ до $C_{53}H_{108}$) відрізняються більш високою температурою кипіння, більшою молекулярною масою і густиною. Церезини володіють дрібнокристалічною будовою, температурою плавлення $65\text{-}88^{\circ}\text{C}$, більшими в порівнянні з парафінами, щільністю, показником заломлення, в'язкістю і більш високою реакційною здатністю. Церезини є ізопарафінами з безладно розташованими боковими ланцюгами, що містять в середньому 3 атоми вуглецю кожен.

Парафіни розчиняються в середовищі при температурі вище температури їх плавлення, а при низькій температурі викристалізуються з нафти. Розчинність парафіну залежить від його температури плавлення, теплоти розчинення і температури середовища. Перші два чинники практично постійні ве-

личини. Визначальним фактором щодо розчинності парафіну є температура середовища.

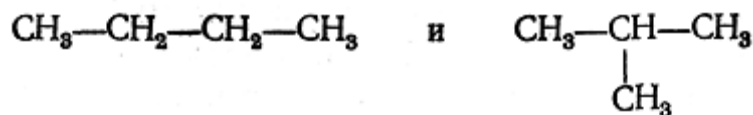
Очищений парафін – безбарвний продукт, без запаху і смаку, масний на дотик, не розчиняється у воді і спирті, добре розчинний у більшості органічних розчинників і мінеральних маслах; при нагріванні – у багатьох рослинних маслах. Густина твердого парафіну при 15°C в залежності від його чистоти коливається від 0.881-0.905 г/см³ (неочищений парафін) до 0.907-0.915 г/см³ (очищений парафін). Унаслідок неоднорідності складу парафіну температури початку і кінця його плавлення можуть відрізнятися на 10-12°C. Погано очищений парафін має жовтий або бурий колір і темніє на світлі.

Хімічні властивості парафіну відповідають характеру метанових вуглеводнів, входять до його складу. При звичайній температурі парафін дуже стійкий до дії кислот і основ, лужних металів, окислювачів та галогенів. При нагріванні парафін вступає у взаємодію з галогенами, при окисленні, наприклад, з азотною кислотою, утворюються карбонові кислоти, при дії кисню – вищі жирні кислоти, спирти та інші кисневмісні продукти.

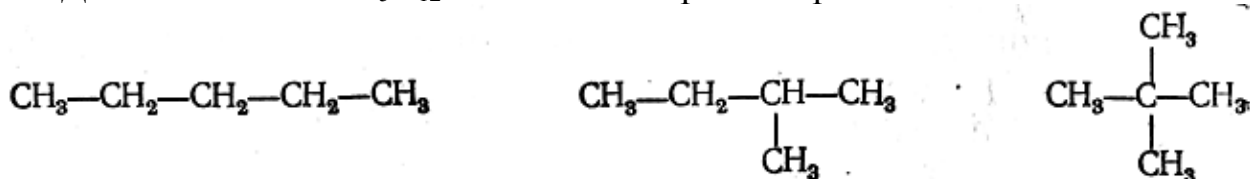
Нафтові парафіни, що випускаються промисловістю поділяються на технічні високо очищені, марок А і Б, медичний, технічні очищені, марок Г і Д і неочищений (сірниковий). Найважливішими характеристиками парафіну є: температура плавлення – не нижче 50-54°C (сірникова не нижче 42°C) і вміст жиру – не більше 0.6-2.3% (сірникова 5%).

Парафіни, або алкани, є граничними вуглеводнями аліфатичного ряду, а також – це гомологи найпростішого із усіх вуглеводнів – метану. При послідовному заміщенні у вуглеводнях атомів водню на одновалентний залишок, або радикал, CH₃, званий метилом, виходить гомологічний ряд вуглеводнів, що починається від метану CH₄, причому кожний наступний член цього ряду за складом відрізняється від попереднього на одну групу CH₂ (метиленова група). Ця різниця у складі, що спостерігається у всіх інших гомологічних рядах, називається гомологічною різницею складу.

Таким чином, виходить гомологічний ряд загальної формули C_nH_{2n+2}. Починаючи вже з четвертого члена, вуглеводні цього ряду при однаковому складі можуть мати різну будову, яка виражається різними структурними формулами. Так, для четвертого члена ряду, що має склад C₄H₁₀, можливе існування двох ізомерів, двох різних побудованих з'єднань:



Для п'ятого члена C₅H₁₂ можливі вже три ізомери



Для кожного наступного члена можливо все більше і більше число ізомерів. Так, наприклад, для вуглеводневого складу C₁₃H₂₈ можливі 802 ізомери, для

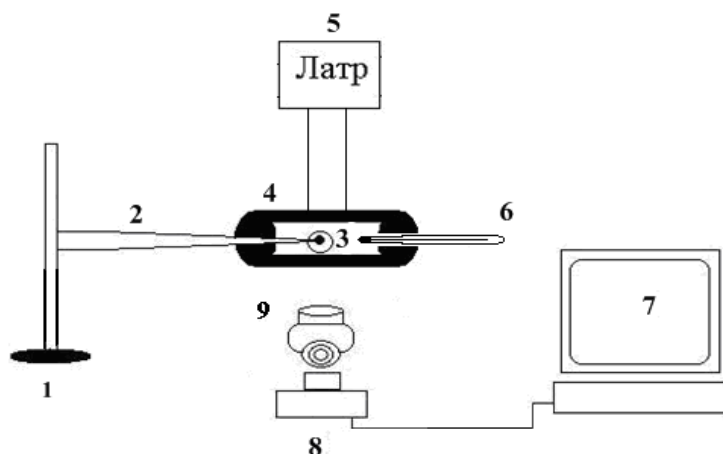


Рис. 13.1.Блок-схема експериментального стенду: 1 – штатив; 2 – підвіс; 3 – крапля; 4 – піч; 5 – латр; 6 – термометр; 7 - персональний комп'ютер; 8 – цифрова камера; 9 – мікроскоп.

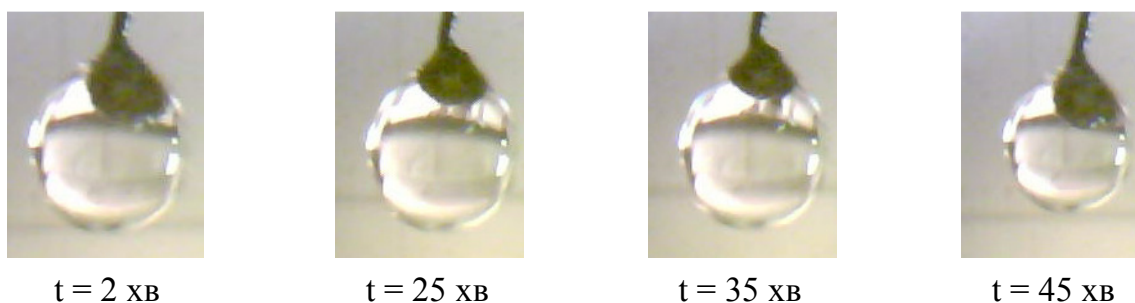


Рис.13.2.Зображення процесу випаровування краплі октадекану $d_b = 1.4$ мм в різні моменти часу при температурі повітря $T_{g\infty} = 428$ К.

$C_{14}H_{30}$ – вже 1858 ізомерів, для вуглеводню $C_{20}H_{42}$ можливо 366-319 ізомерів і т. д.

Для підрахунку числа ізомерів не можна скласти будь-якої загальної формули подібно, наприклад, формули для n -го члена бінома Ньютона, що виражає N -число можливих ізомерів через дане n -число атомів вуглецю. Підрахунок можливий лише за допомогою так званих рекурентних формул, що дозволяють знайти число ізомерів вуглеводню з $(n+1)$ атомами вуглецю, якщо відомо число ізомерів попереднього гомолога, що містить n атомів вуглецю.

13.2. Випаровування крапель парафінового палива

В роботі проводились дослідження процесу випаровування крапель насичених вуглеводнів октадекану на експериментальному стенді представленому на рис.13.1.

Процес випаровування відбувався в повітряному середовищі, нагрітому в інтервалі температур $T_g = 358-505$ К при атмосферному тиску. Крапля парафіну (3) заданого початкового діаметру навішувалась на підвіс (2) і вносились в нагріту до певної температури піч (4). Температура печі задавалась за допомогою ЛАТРа (5) і вимірювалась термометром (6). Зміна діаметру фіксувалась через мікроскоп (9) з 24 – х кратним збільшенням за допомогою Web – камери

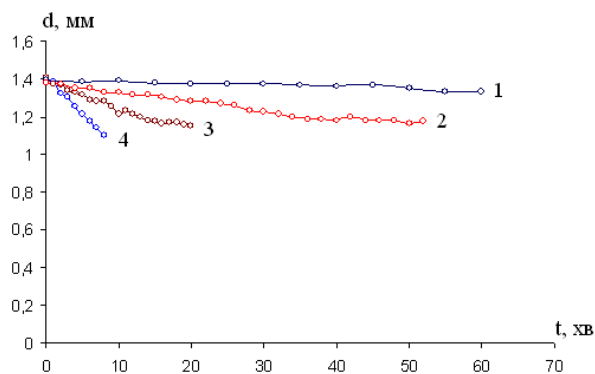


Рис. 13.3. Залежність діаметру крапель октадекану $d_b = 1,4$ мм від часу при різних температурах повітря T_{∞} : 1) 358K; 2) 428K; 3) 458K; 4) 508K.

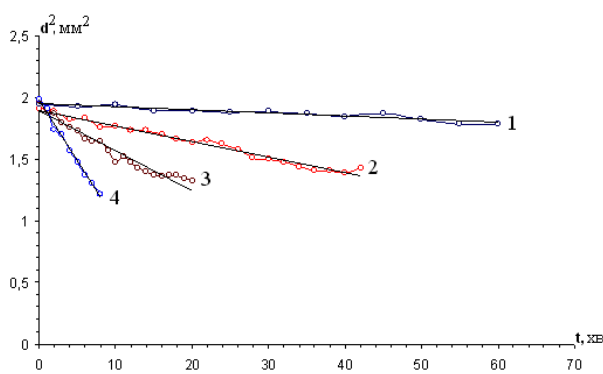


Рис.13.4. Часова залежність квадрату діаметра крапель октадекану при різних температурах T_{∞} : 1) 358K; 2) 428K; 3) 458K; 4) 508K.

Таблиця 13.1. Характеристики випаровування крапель та коефіцієнтів дифузії парів парафінового палива на основі октадекана, $d_b = 1.4$ мм.

T_g, K	$K_{ev}, 10^{-4} \cdot \text{мм}^2/\text{с}$	$t_{ev}, \text{хв.}$ (до $d=1.2$ мм)	$t_{ev}=d_b^2/K_{ev}, \text{хв}$	$D, 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$	$D^*, 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$
358	0.433	290	445	0.063	0.0508
428	2.08	55	92	0.0048	0.0038
458	5.35	25	36	0.0035	0.0028
508	16.3	8	11.8	0.0022	0.0018

GeniusiSlim 1300 (8). Результати зйомки передавалися на персональний комп'ютер (7).

На рис. 13.2 представлено фотографії краплини октадекану в процесі випаровування в різні моменти часу. Крапля рідини знаходилась на сферичному металевому підвісі.

В подальшому виконувалась комп'ютерна обробка отриманих фотографій, які дали змогу отримати залежність зміни діаметру краплин октадекану від часу, яка представлена на рис.13.3. Зміна квадрату діаметра краплі з часом для цієї ж речовини представлена на рис.13.4.

Залежність квадрату діаметра від часу має лінійний характер. По тангенсу кута нахилу можна отримати сталу швидкості випаровування. Для заданих температур значення сталих швидкості випаровування початкового діаметру та часу випаровування представлено в табл.13.1. Видно, що збільшення температури газу в 1.3 рази призводить до зростання швидкості випаровування крапель октадекану в 12 разів.

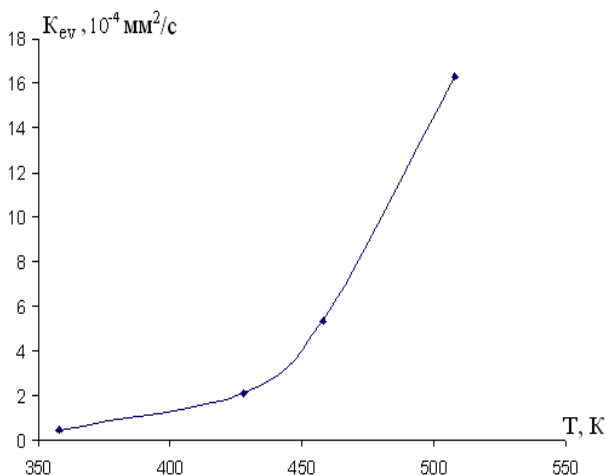


Рис.13.5. Залежність сталої випаровування краплі октадекана від температури $d_b=1.4$ мм

Отримані результати дали змогу побудувати залежність сталої швидкості випаровування від температури, яка представлена на рис.13.5.

Залежність сталої швидкості випаровування від температури має лінійний характер на початковій стадії, але починаючи з температур більших за 450 К виникає різке збільшення швидкості випаровування. Це може бути пов'язано з тим, що при збільшенні температури виникає розрив вуглеводневих зв'язків та утворюються вуглеводні з меншим складом вуглецю.

Знання сталої швидкості випаровування дає змогу визначити коефіцієнт дифузії парів (D) вказаних алканів в повітрі при заданій температурі :

$$K_{ev} = \frac{8D_f}{\rho_L} \rho_g (Y_s - Y_g), \quad (13.1)$$

де ρ_L – густина рідини, кг/м^3 , Y_s , Y_g – відносні масові концентрації насиченої пари рідин біля поверхні краплі та пари в повітрі, відповідно. Для алканів $Y_g = 0$.

З урахуванням природної конвекції формула (3.1) може бути записана у вигляді:

$$K_{ev} = \frac{4D_f}{\rho_L} \rho_g Nu \cdot Y_s, \quad (13.2)$$

$$\text{де } Nu = 2 + 0.54 Re^{1/2}, \quad Re = \sqrt{0.5 Gr}, \quad Gr = \frac{gd^3(T - T_g)}{273\nu_g^2} \quad (13.3)$$

В (13.3) Nu , Re , Gr – числа Нуссельта, Рейнольдса та Грасгоффа, ν_g – кінематична в'язкість повітря.

Виходячи із формул (13.1) та (13.2) запишемо вираз для розрахунку коефіцієнту дифузії без урахування природної конвекції:

$$D_f = \frac{K_{ev} \rho_L}{8 \rho_g Y_s}, \quad (13.4)$$

та з урахуванням:

$$D_f = \frac{K_{ev} \rho_L}{4 Nu \rho_g Y_s}. \quad (13.5)$$

Концентрація насиченої пари залежить від температури. Скористаємось наступною залежністю тиску насиченої пари октадекана від температури:

$$\ln p_s = A \ln T + B / T + C + DT^2, \quad (13.6)$$

де A, B, C, D – сталі величини.

Знаючи тиск, знайдемо концентрацію насиченої пари:

$$Y_s = \frac{p_{ns} M_f}{\rho_{gs} RT}, \quad (13.7)$$

де M_f – молярна маса парафіну, ρ_{gs} – густина газу біля поверхні краплі.

Використовуючи (13.3) – (13.5) розраховані коефіцієнти дифузії октадекана при різних температурах з урахуванням та без урахування природної конвекції. Наведені в табл. 13.1 розрахунки вказують на те, що урахування природної конвекції приводить до зменшення коефіцієнту дифузії на 20 %.

Була проведена оцінка швидкості природної конвекції згідно формули:

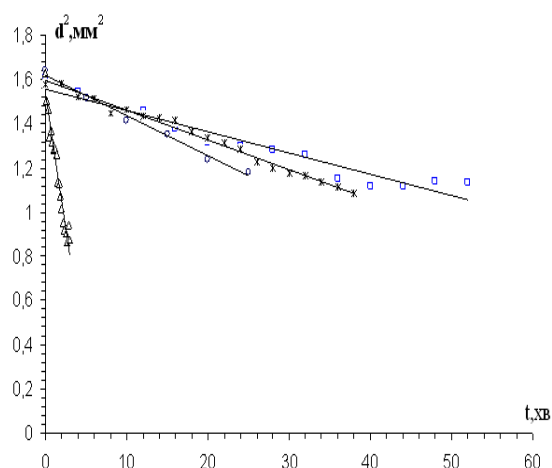


Рис. 13.6. Залежність квадрату діаметра краплин докозану від часу: □ – $T_{g\infty}=473$ К; * – $T_{g\infty}=493$ К; ○ – $T_{g\infty}=503$ К; Δ – $T_{g\infty}=523$ К.

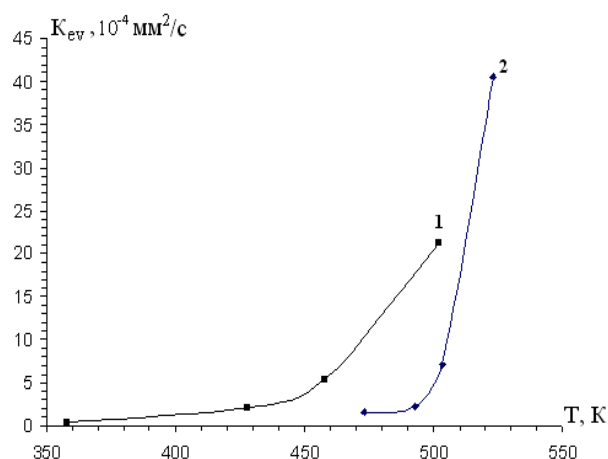


Рис.13.7. Порівняльна залежність сталих випаровування октадекана (1) та докозана (2) в залежності від температури оточуючого середовища.

Таблиця 10.2 Характеристики випаровування крапель докозана, $d_b = 1.28$ мм.

№ краплі	T , К	K_{ev} , 10^{-4} мм ² /с	t_{ev} , хв. (до $d=0.9$ мм)	$t_{ev}=d_b^2/K_{ev}$, хв	D , 10^{-5} м ² /с	D^* , 10^{-5} м ² /с
1	473	1.58	52	103	0.0256	0.0217
2	493	2.23	38	73	0.0173	0.014
3	503	3.03	25	54	0.0169	0.013

$$V_n = \frac{Re \cdot v_g}{d},$$

та отримано значення $V_n=12.2$ мм/с.

Із табл.13.1 також впливає, що залежність коефіцієнту дифузії від температури в даному температурному інтервалі має не монотонний характер. З підвищенням температури навколишнього середовища на 50° коефіцієнт дифузії зменшився в три рази.

Алкан докозан може розглядатися, як одна із можливих різновидностей парафінового палива для ракетних двигунів. В роботі досліджувалась кінетика випаровування крапель докозану.

Для крапель докозану також було отримано, що залежність квадрату діаметра від часу має лінійний характер (рис.13.6). По тангенсу кута нахилу було отримано сталу швидкості випаровування. В табл. 13.2 представлено отримані дані для сталої швидкості випаровування K_{ev} , початкового діаметру крапель докозану d_b та часу випаровування t_{ev} для досліджуваних температур повітря.

Із порівняння табл.13.1 і 13.2 впливає що, краплі октадекану випаровуються в 4.5 рази швидше, ніж краплі докозану ($T_{g\infty}=505$ К).

На рис.13.7 надаються в порівнянні температурні залежності сталих швидкостей випаровування октадекану та докозану. Видно, що при визначених температурах спостерігається різке збільшення сталих швидкостей випаровування. Для октадекану це температура приблизно 450 К, а для докозану – 500 К.

В інтервалі температур $T_{g\infty}=450 - 505\text{ K}$ стала швидкості випаровування октадекану в 5 разів більша, ніж докозану.

Різке збільшення сталої випаровування при досягненні визначеної температури, як уже зазначалося, може бути пов'язане із розривом великої молекули алкану та зменшенням молекулярного ланцюга при підвищенні температури.

13.3. Експериментальні дослідження горіння крапель парафіну

У процесі горіння палива на основі парафіну відбуваються фазові переходи: плавлення та випаровування. Вивчимо горіння частинок парафіну на основі алкану – октадекану чистотою 99%.

Властивості октадекана:

Зовнішній вигляд: кристали.

Брутто-формула (система Хілла): $C_{18}H_{38}$.

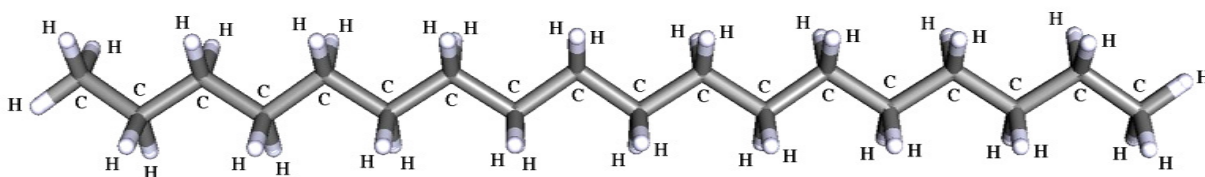
Формула у вигляді тексту: $CH_3(CH_2)_{16}CH_3$.

Молекулярна маса (в а.о.м.): 254.5.

Температура плавлення (в $^{\circ}C$): 28.18.

Температура кипіння (в $^{\circ}C$): 317.4.

Зображення молекули октадекана має вигляд:



Для дослідження високотемпературного тепломасообміну і кінетики горіння крапель парафіну був створений експериментальний стенд, схема якого представлена на рис.13.8.

Частинка парафіну (1) розміщувалася на петлевому підвісі (або термопарі) (2) на відстані 8 мм від джерела нагрівання - розжареної спіралі (3) між обкладками плоского конденсатора (9). Стан частинки (краплі) і зміну її діаметра фіксували за допомогою Web - камери (4), яка була встановлена на мікроскоп (5). Згодом крапля спалахувала, і її полум'я фіксувалося за допомогою Web-камери (6). Сигнали від двох Web-камер надходили на персональні комп'ютери (7, 8), де відбувалася обробка цифрових зображень. Обробку послідовних цифрових зображень крапель здійснювали з використанням інструментарію пакету MatLab, що дало змогу визначити еквівалентний діаметр краплі у послідовні моменти часу.

Розглянемо результати експериментальних досліджень процесу горіння частинок октадекана. На рис. 13.9 представлена залежність ефективного діаметра частинки, а потім краплі октадекану від часу в процесі її нагрівання та горіння. На залежності $d(t)$ чітко простежуються 4 стадії високотемпературного тепломасообміну зразка з газоподібним середовищем: 1 стадія - нагрівання октадекана в твердому стані, 2 стадія - плавлення зразка, 3 стадія - прогріву рідкої фази (краплі), 4 стадія - горіння краплі. Тривалість стадій, що передують процесу горіння (період індукції), визначається інтенсивністю фізичних процесів, що

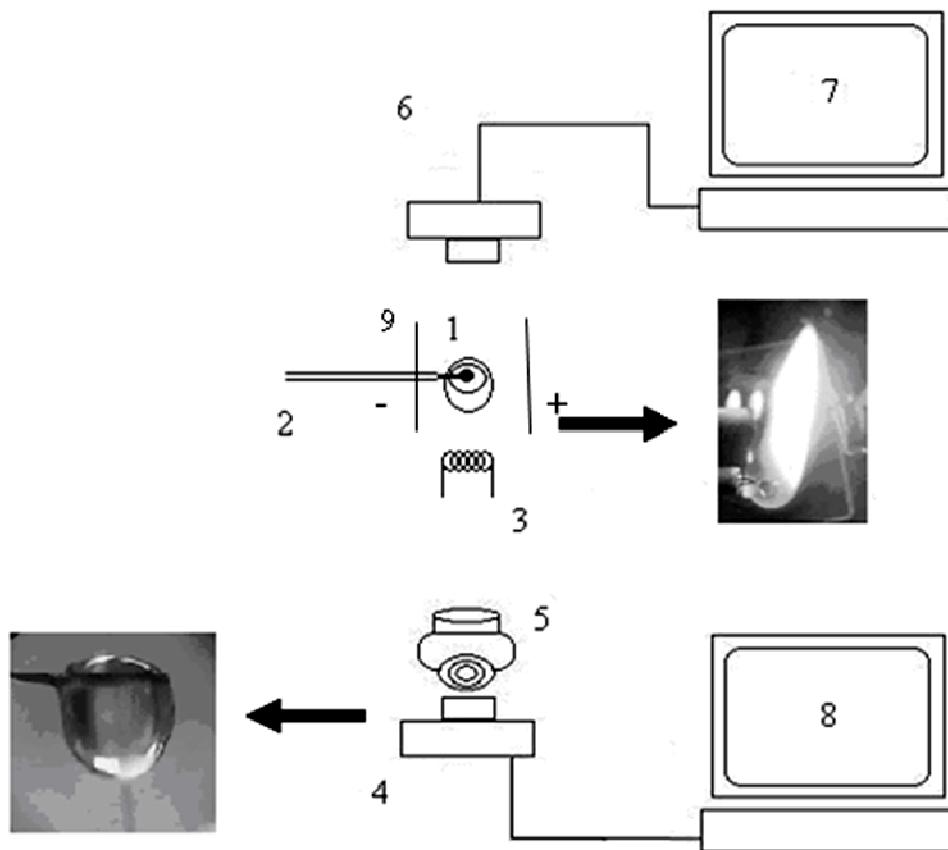


Рис. 13.8. Блок - схема експериментального стану: 1 – частинка парафіну; 2 – підвісок; 3 – розжарена спіраль; 4, 6 – Web – камери; 5 – мікроскоп; 7, 8 – персональні комп'ютери, 9 - плоский конденсатор.

протікають на поверхні і в об'ємі твердої і рідкої фази, а на стадії горіння - інтенсивністю процесів тепломасообміну та хімічної кінетики.

На рис.13.10 представлені зображення зразка на окремих стадіях тепломасообміну: на початку стадії нагріву в твердому стані (рис. 13.10а), на стадії плавлення (рис.13.10б, в), на стадії нагріву рідкої фази (рис.13.10г) і на стадії горіння (рис.13.10д,е). На стадії плавлення (стадія 2) видно поява рідкої фази, об'єм якої з часом збільшується. На тлі розплаву простежується залишкова тверда фаза, яка має сферичну форму. З представлених рисунків, що діаметр розплавленої краплі більше діаметра твердої частинки внаслідок збільшення відстані між молекулами рідкої фази.

В результаті обробки цифрових зображень було визначено об'єм рідкої фази (розплаву) в процесі плавлення. Зростання об'єму розплаву V_1 залежно від часу представлено на рис.13.11. Час плавлення визначається моментом досягнення об'єму розплаву значення V_s , що відповідає об'єму краплі. Із залежності $V_1(t)$ видно, що в процесі плавлення швидкість утворення рідкої фази зменшується, що зумовлено втратами тепла на її випаровування.

На третій стадії відбувається подальше нагрівання рідкої фази від джерела нагрівання і її випаровування. Із рис.13.10г видно, що крапля подовжується, приймаючи еліпсоподібну форму. Ефективний діаметр краплі зростає (рис. 13.10, стадія 3). Це відбувається внаслідок зменшення коефіцієнта поверхневого натягу рідини з підвищенням температури краплі.

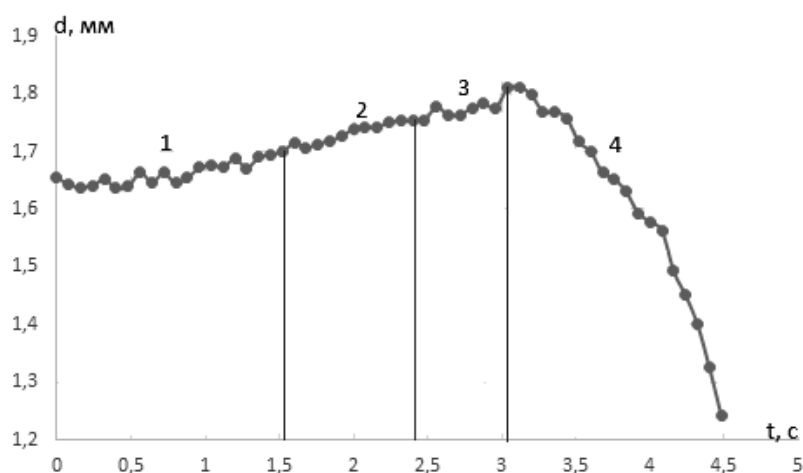


Рис. 13.9. Залежність $d(t)$ для зразка октадекана з початковим діаметром $d_b = 1.65$ мкм, $T_g = 450$ °С, 1 – прогрів твердої фази, 2 – плавлення, 3 – прогрів рідкої фази, 4 – горіння

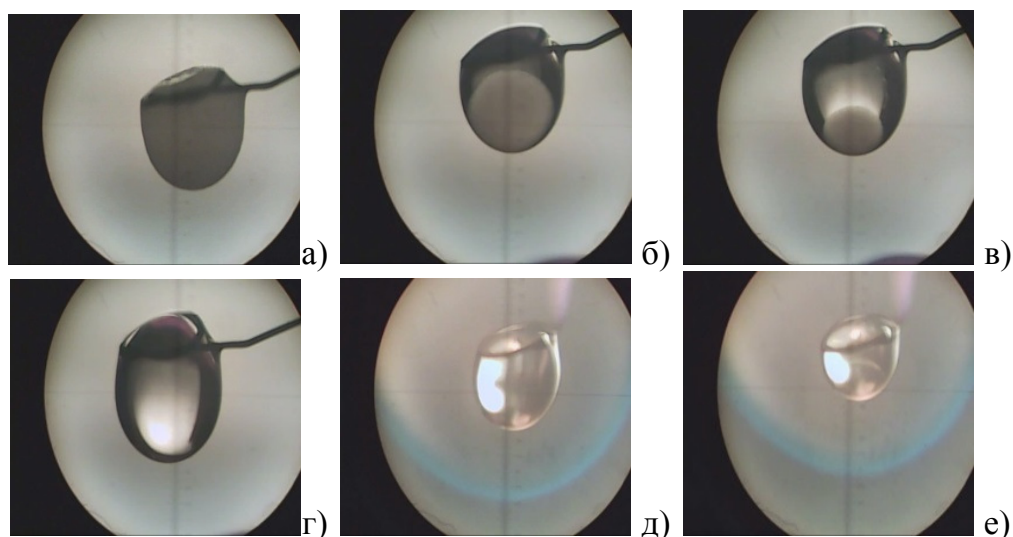


Рис.13.10. Зображення зразка парафіну на різних стадіях тепломасообміну з газом: а) нагрівання твердої фази; б), в) плавлення частинки; г) нагрівання краплі; д), е) горіння краплі

Енергія з газової фази передається в краплю до тих пір, поки вся крапля не досягне температури кипіння (температура кипіння октадекана 317.4 °С). Паливо випаровується у газову фазу і утворюється горюча суміш, яка нагрівається до температури, при якій починається хімічна взаємодія парів з киснем. Цей процес завершується запалюванням горючої суміші поблизу поверхні краплі. Таким чином, період індукції (проміжок часу до моменту займання) визначається тривалістю послідовних стадій тепломасообміну: нагрівання твердої фази, плавлення, нагрівання і випаровування рідкої фази. За даних умов експерименту період індукції частинки з початковим діаметром $d_b = 1.65$ мм склав 2.96 с.

На четвертій стадії відбувається горіння краплі (рис.13.10 д,е). Знизу видно межу полум'я, що охоплює краплю. Суміш горить як ламінарна, сферично симетричне полум'я заздалегідь не перемішаної суміші. Крапля інтенсивно випаровується, її діаметр швидко зменшується (рис.13.9). Обробка даних на стадії

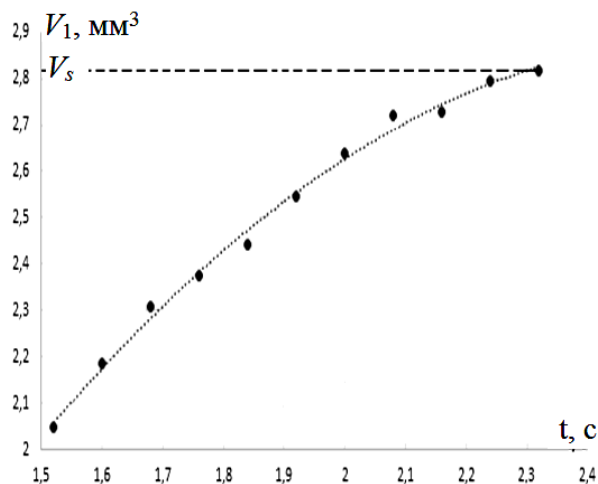


Рис. 13.11. Залежність об'єму розплаву від часу плавлення частинки октадекана, $d_b = 1.65$ мкм, $T_{g\infty} = 450$ °C

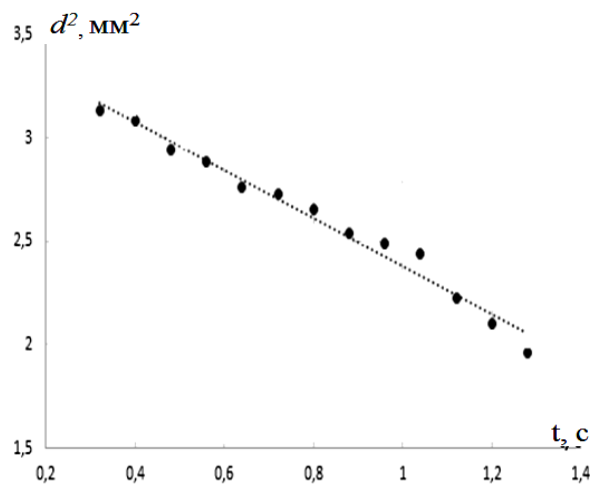


Рис. 13.12. Часова залежність квадрата діаметра краплі октадекана на стадії горіння, $d_b = 1.65$ мкм, $T_{g\infty} = 450$ °C.

горіння в координатах $d^2 = f(t)$ (рис.13.12) призводить до лінійної залежності і вказує на дифузійний режим горіння.

По тангенсу кута нахилу цієї залежності отримуємо сталу швидкості горіння, яка становить $k_{\text{гор}} = 1.3$ мм²/с.

13.4. Вплив електричного поля на характеристики горіння октадеканау

Проаналізуємо вплив електричного поля на швидкість і час горіння крапель октадекана. На рис.13.13 представлено в квадрати відношення плинного діаметру краплі октадекана до її початкового діаметру при горінні в електричному полі і у його відсутності. Видно, що в електричному полі збільшується швидкість горіння. Причому для дрібних крапель вплив електричного поля більший (табл. 13.3). Збільшення швидкості горіння в електричному полі пов'язано з наближенням зони горіння до поверхні краплі, збільшенням температури в прикордонному шарі і, як наслідок, збільшенням швидкості випаровування краплі. З табл.13.3 випливає, що для частинки діаметром 1.96 мм швидкість горіння в електричному полі збільшується на 9 %, а для діаметра 1.64 мм – на 23 %.

Результати досліджень кінетики горіння для досліджуваних діаметрів в координатах $(d/d_b)^2$ від $t/(d_b)^2$ представлені на рис.13.14. Бачимо, що експериментальні точки укладаються на одну лінію, що вказує на однаковий механізм горіння за даних умов. Таке представлення результатів дозволяє виключити вплив початкового діаметра. Зазначена залежність дає можливість визначити константу швидкості горіння, яка виявилася рівною 1.5 мм²/с.

Вивчимо вплив електричного поля на форму і геометричні розміри полум'я. На рис.13.15 представлені часові залежності максимальної висоти полум'я палаючих крапель октадекана різних початкових діаметрів в електричному полі і у відсутності електричного поля.

Таблиця 13.3 Вплив електричного поля на швидкість горіння

d_b , мм	k_{bur} , мм ² /с ($E = 0$)	k_{bur} , мм ² /с ($E = 82$ кВ/м)	$\frac{k_{bur}(E \neq 0)}{k_{bur}(E = 0)}$
1.64	1.43	1.76	1.23
1.96	1.61	1.76	1.09

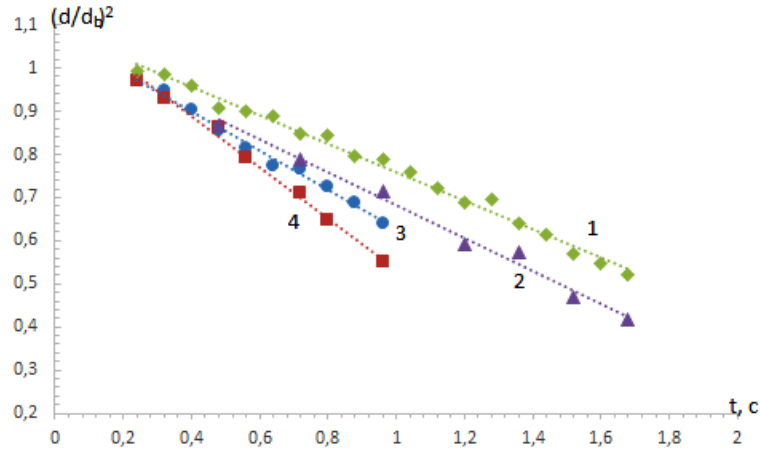


Рис. 13.13. Вплив електричного поля на кінетику горіння крапель октадекана: 1 - $E = 0$, $d_b = 1.96$ мм, 2 - $E = 82$ кВ/м, $d_b = 1.96$ мм, 3 - $E = 0$, $d_b = 1.64$ мм, 4 - $E = 82$ кВ/м, $d_b = 1.64$ мм, $T_{g\infty} = 450$ °С

В електричному полі ми спостерігаємо зменшення максимальної висоти полум'я приблизно в півтора рази.

На рис.13.16 і рис.13.17 представлені в порівнянні еволюція форми і геометричних розмірів полум'я крапель октадекана однакових початкових діаметрів в електричному полі і без поля в одні і ті ж моменти часу. Бачимо, що в електричному полі відбувається деформація полум'я: зміщення в напрямку електричного поля, зменшення його висоти і збільшення поперечних розмірів вздовж ліній напруженості електричного поля.

Зазначимо, що максимальне відхилення полум'я в бік негативного електрода спостерігається через деякий час після моменту займання краплі. При цьому, відхилення полум'я від центру краплі в напрямку поля (в бік негативної пластини конденсатора) у 3 рази більше, ніж проти поля.

На рис.13.18 представлено результати щодо впливу напруженості електричного поля на висоту полум'я краплі октадекана. Із залежностей $h_{max}(t)$ випливає, що збільшення напруженості електричного поля в 1.6 раз призводить до зниження максимальної висоти полум'я в 1.3 рази.

Для пояснення результатів досліджень проведемо наступні міркування. Виконані у другій половині ХХ століття дослідження показали, що істотну роль у процесі згорання вуглеводневих палив грає іонізація газів як у фронті полум'я, так і в зоні продуктів згорання. Іонізація газів вимагає істотних витрат енергії. Потенціали іонізації більшості атомів і молекул вуглеводневих палив знаходяться в межах 4...20 еВ. При цьому найменше значення потенціалу іонізації (4.35 еВ) має атомарний вуглець.

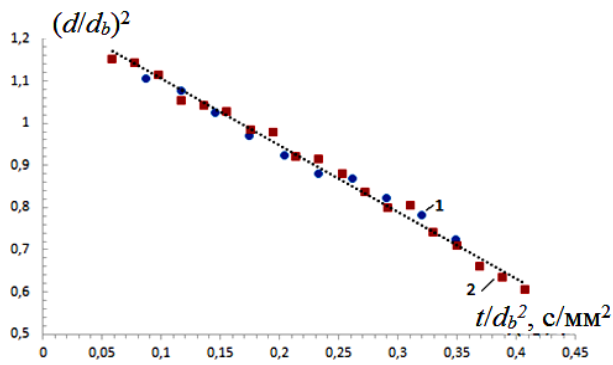


Рис. 13.14. Залежність $(d/d_b)^2$ від $t/(d_b)^2$ для крапель октадекана різних початкових діаметрів: 1 - $d_b = 1.64$ мм, 2 - $d_b = 1.96$ мм при $E = 0$, $T_{g\infty} = 450$ °С

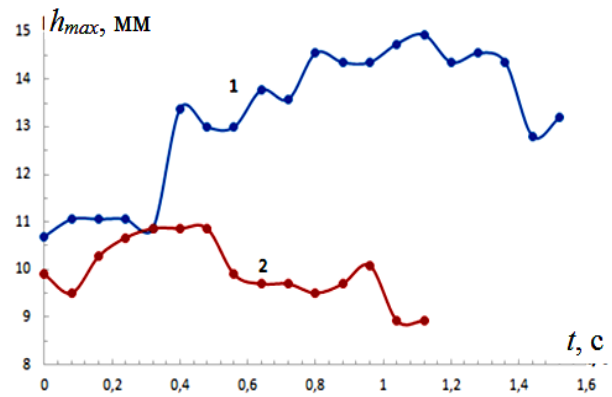


Рис.13.15. Залежність максимальної висоти полум'я від часу горіння: 1 – без електричного поля, 2 – в електричному полі. $E = 82$ кВ/м; $d_b = 1.64$ мм, $T_{g\infty} = 450$ °С

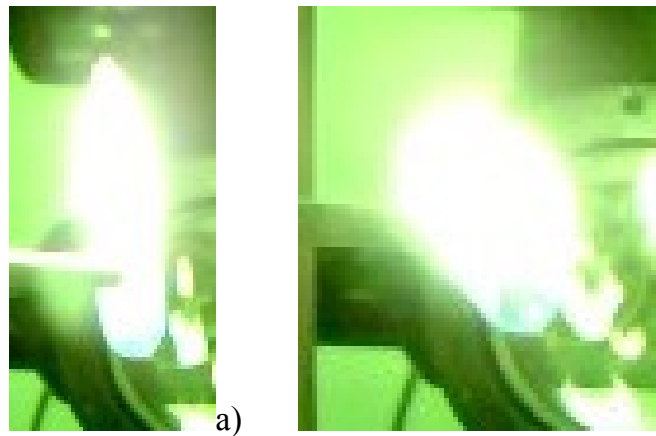


Рис. 13.16. Зображення полум'я палаючої краплі октадекана у відсутності електричного поля (а) та в електричному полі (б)

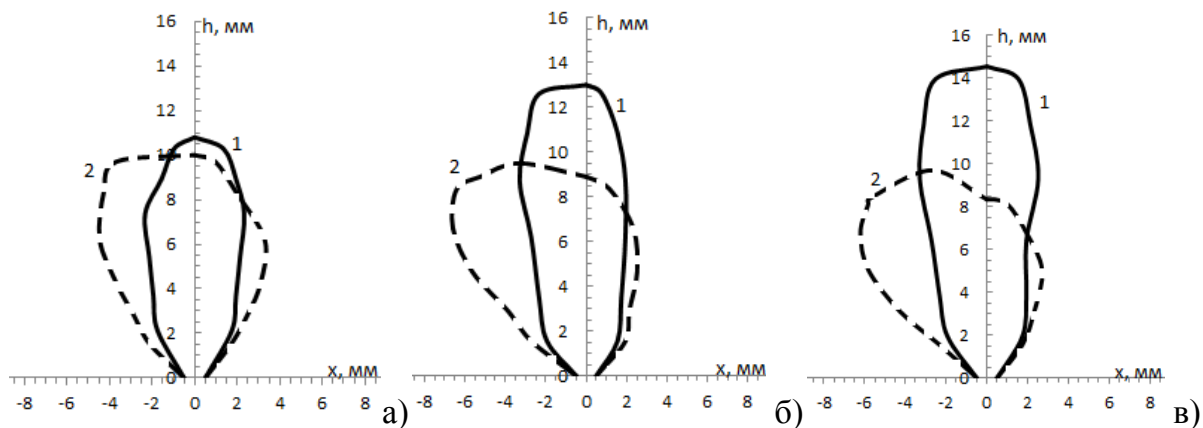


Рис. 13.17. Вплив електричного поля на геометричні розміри полум'я в процесі горіння крапель октадекана, $d_b = 1.64$ мм, $T_{g\infty} = 450$ °С. 1 – без електричного поля, 2 – в електричному полі $E = 82$ кВ/м; а) $t = 0$ с, б) $t = 0.55$ с, в) $t = 0.78$ с.

При згорянні вуглеводних палив сильний вплив на іонізацію полум'я надає термоелектронна емісія. Це явище виникає при високих температурах, коли енергія електронів стає достатньою для того, щоб вони могли покинути поверхню твердих частинок. В результаті термоелектронної емісії частинки набувають позитивний заряд. У вуглеводневих пламенах до таких часткам слід віднести, насамперед, частинки вуглецю (сажі).

При цьому процес емісії електронів з поверхні продуктів неповного згорання, в тому числі частинок вуглецю, інтенсифікується, що супроводжується збільшенням їх позитивного заряду. Електрони, що покинули частинки, прямують до позитивно зарядженого електроду, і їх рівноважна концентрація досягається. У свою чергу частинки, що придбали в результаті випускнення електронів позитивний заряд, спрямовуються до негативного електроду, захоплюючи при цьому за собою і нейтральні частинки. Це явище відомо під назвою "електронного вітру Четтока" або «іонного вітру».

Рух заряджених частинок викликає появу об'ємної сили, діючої на нейтральний газ. Ця сила спрямована в бік руху позитивно заряджених частинок, тобто до негативного електроду. Виникає під дією електричного поля рух частинок турбулізує полум'я, в результаті чого різко зростає її поверхня і загальна швидкість згорання палива.

Іонний вітер, таким чином, змінює режим течії газу, в результаті чого можуть змінитися форма і швидкість поширення полум'я, а також швидкість горіння.

Крім того, на зміну характеристик процесу горіння в електричному полі може вплинути перетворення в обсязі полум'я енергії електричного поля в теплову, у результаті чого підвищується температура і збільшується швидкість хімічних реакцій. Також хімічна взаємодія може посилитися внаслідок поляризації реагуючих частинок і їх активації, здійснюваної за допомогою зіткнень з електронами, які в полі набувають деяку додаткову енергію. Мабуть, на процес поширення полум'я електричне поле впливає одночасно як за допомогою іонного вітру і перетворенням енергії електричного поля в теплову, так і прямим впливом на кінетику хімічних реакцій.

Збільшення швидкості горіння крапель октадекана в електричному полі можна пояснити впливом «іонного вітру» на полум'я, в наслідок чого, фронт горіння наближається до поверхні краплі і інтенсифікує тепловий потік в рідину. В результаті відбувається збільшення швидкості випаровування краплі. Факторами, додатково збільшують температуру полум'я, є: перетворення енергії елек-

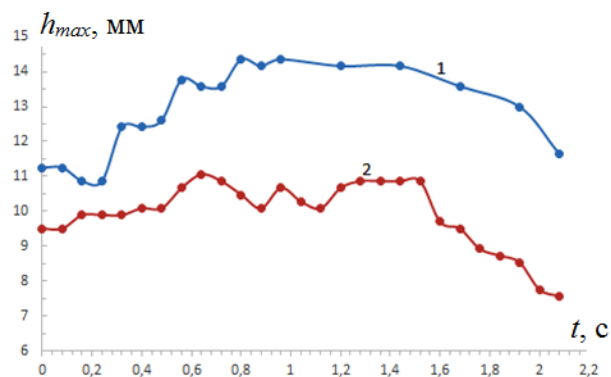


Рис.13.18. Залежність максимальної висоти полум'я від часу в процесі горіння краплі октадекана $d_b = 1.96$ мм, при різних напруженостях електричного поля: 1 – $E = 49$ кВ/м, 2 – $E = 82$ кВ/м

тричного поля в теплову і посилення поляризації реагуючих частинок в електричному полі.

Дослідження в цьому напрямі опубліковано в роботах [1-18].

Висновки. Розроблена методика досліджень кінетики фазових переходів і горіння крапель рідкого палива з використанням цифрової зйомки об'єкта дослідження та комп'ютерної обробки отриманих зображень.

Визначена стадійність процесів тепломасообміну, що передують горінню крапель октадекана в нагрітому газі. Встановлено, що період індукції запалення складається з послідовних стадій: прогріву твердої фази, плавлення частинки і прогріву рідкої фази.

Отримано, що в електричному полі зменшується швидкість плавлення частинки і, як наслідок, збільшується час плавлення. Збільшується тривалість і інших стадій тепломасообміну, що входять в період індукції. Це пов'язано з витратами енергії на пружну деформацію молекул октадекана в електричному полі, внаслідок зміщення електронних орбіт в атомах.

Вивчена кінетика горіння крапель октадекана різних початкових діаметрів. Доведено, що на певній ділянці горіння виконується лінійний закон зміни квадрату діаметра краплі з часом

Доведено, що електричне поле приводить до збільшення швидкості горіння крапель октадекана і зміщення полум'я в напрямку поля. При цьому полум'я стає асиметричним, значно змінюються його геометричні розміри: зменшується висота і збільшується ширина. Ці явища пов'язані з дією «іонного вітру» в полум'ї і перетворенням енергії електричного поля в теплову, внаслідок чого фронт горіння наближається до поверхні краплі, збільшуючи швидкість її випаровування.

Література до розділу:

1. Орловська С.Г. Вплив електричного поля на характеристики плавлення та горіння парафіну // Фізика і хімія твердого тіла. 2015. – Т. 16, №4. – С. 747-750.
2. Орловська С.Г., Шкороподо М.С., Каримова Ф.Ф., Односталко А.О. Вивчення високотемпературного тепломасообміну і кінетики фазових перетворень при горінні вищих алканів в повітрі // Фізика і хімія твердого тіла. – 2015, Т.16, №2.- С.347-350.
3. Орловська С.Г., Каримова Ф.Ф., Шкороподо М.С., Бондаренко А.А. Дослідження впливу електричного поля на плавлення октадекану // Хімія і фізика твердого тіла . – 2016. – Том 17, № 2. – С. 256-261.
4. Karimova F.F., Orlovskaya S.G., Shkoropado M.S., Kalinchak V.V. Study of Octadecane and Docosane droplet smelting // Физика аэродисперсных систем.- 2016.- Вып.53.- С.29-35.
5. Orlovskaya S.G., Shkoropado M.S., Karimova F.F., Kalinchak V.V. Combustion of low melting point alkane particles under DC electric field // Физика аэродисперсных систем 2017, № 54 .- С.105-109.
6. Orlovskaya S.G., Shkoropado M.S., Karimova F.F., Cernyak V.Ya., Vergun L.Yu. Electric field interaction with hydrocarbon flames // Ukr. J. Phys. –. 2018. – Vol. 63. –№. 5, P. 402 – 405.

7. *Orlovskaya S. G., Liseanskaia M. V.* The oxide structures formation on the surface of tungsten // Физикааэродисперсныхсистем. –2018, № 55. – С.53-58.
8. *Орловська С. Г., Шкороподо М. С., Зуй О. М.* Горіння палива на основі алканів під дією електричного поля // Авиационно-космическая техника и технология. 2019.- № 8(160).-С. 39-48.
9. *OrlovskayaS.G., KarimovaF.F., ShkoropadoM.S., ChernyakV.Ya.* Influence of the electric field on the burning rate of alkanes // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. – 2019. – № 1 (25). – P. 180-183.
10. *ОрловскаяС.Г, ШкороподоМ.С., КаримоваФ.Ф.* Распространение пламени в системе капель алканов/ Космические технологии настоящее и будущее. Тезисы докладов 5-й Международной конференции, Днепропетровск.-2015.-С.52.
11. *ОрловскаяС.Г, ШкороподоМ.С., КаримоваФ.Ф.* Определение эквивалентного диаметра горящих капель/ Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. Матеріали ХУ Міжнародної науково-технічної конференції 10-14 вересня 2015 року, м. Одеса С.44-45.
12. *Орловська С. Г., Калінчак В.В., Шкороподо М.С., Карімова Ф.Ф., Бондаренко А.А.* Вплив електричного поля на плавлення октадеканау // XXVII Международная научная конференция «Дисперсные системы», 19-23 сентября 2016 г., Одесса, Украина. – С.164-165.
13. *Орловська С. Г., Калінчак В.В., Шкороподо М.С., Карімова Ф.Ф., Бондаренко А.А.* Вплив електричного поля на плавлення октадекана // XXVII Международная научная конференция «Дисперсные системы», 19-23 сентября 2016 г., Одесса, Украина. – С.164-165.
14. *Орловская С.Г., Шевченко Ю.А., Шкороподо М.С.* Получение металлооксидных сенсоров с заданными физическими и геометрическими свойствами // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах (ВОТТП_16_2016). МатеріалиХVI міжнародної науково-технічної конференції, 10 - 15 червня 2016 р., м. Одеса (Затока), Україна / Тез. доп. –2016. -С.51
15. *Каримова Ф.Ф., Орловская С.Г., Шкороподо М.С.* Исследование эволюции размеров и формы капли при плавлении / 19-я Международная конференция «Цифровая обработка сигналов и ее применение» DSPA-2017 , Москва, Россия. – С.607-611.
16. *Орловская С.Г., Шкороподо М.С., Каримова Ф.Ф., Бондаренко А.А.* Влияние электрического поля на плавление парафина / 6-я международная конференция «Космические технологии: настоящее и будущее» 23-26 мая 2017г., г. Днепр, Украина, С.79.
17. *Svetlana G. Orlovskaya, Maxim S. Shkoropado, MariaV. Liseanskaia* Phase transitions influence on the oxide structures formation on the surface of refractory metals // 8th International Conference «Physics Of Liquid Matter: Modern Problems», May 18-22, 2018 Kyiv, Ukraine. 2018. 9-10.P 168.
18. *Svetlana G. Orlovskaya, Farida F. Karimova, Maxim S. Shkoropado* Peculiarities of phase transitions of alkanes // 8th International Conference «Physics Of Liquid Matter: Modern Problems», May 18-22, 2018 Kyiv, Ukraine. 2018. 9-11.P 168.

Копійка О.К.

Горіння розпорошеного палива в газоподібному окислювачі є найбільш поширеним і давно вживаним способом спалювання як рідкого, так і твердого палива.

Широке розповсюдження цього способу організації процесу горіння пояснюється можливістю досягнення високої інтенсивності процесу завдяки значному збільшенню реакційної поверхні палива.

У камерах згорання ракетних двигунів, двигунах внутрішнього згорання і топкових пристроїв розпорошене паливо згорає саме у вигляді газосуспензії крапель.

Переходячи до газосуспензій частинок палива можна відзначити, що окрім вказаних вище систем, горіння газосуспензій частинок палива часто є однієї із стадій при горінні складніших систем, таких як модифіковані високоенергетичними добавками тверді ракетні палива [1].

Значний інтерес закономірності горіння газосуспензій палив представляють і у зв'язку з питаннями пожаровзрывобезопасности.

Широкий спектр застосування даного способу організації процесу згорання палив, а також наявність ряду невирішених питань дозволяє говорити про те, що завдання про горіння розпорошених палив в газоподібному окислювачі залишається актуальним і сьогодні.

14.1 Квaziстаціонарна модель горіння аеросуспензії крапель рідкого пального в окислювальному середовищі

Горіння сукупності крапель розпорошеного рідкого палива, в найзагальніших рисах, схоже на процес горіння хмари твердих частинок, що дає можливість використовувати підхід, що добре зарекомендував себе при описі процесу горіння суспензії частинок твердого пального [2]. При цьому, як і для випадку горіння суспензії твердих частинок, при вирішенні певного класу завдань досить детально розглянути горіння одиночної краплі в адіабатичній оболонці. Подібно до того, як це було зроблено в [2], приймалося, що всі краплі мають однаковий розмір, сферичну форму і рівномірно розподілені по газовому середовищу, тобто мають ідентичні адіабатичні оболонки. Температура крапель дорівнює температурі кипіння рідкого палива і рівномірно розподілена за всім розміром краплі. На першому етапі в моделі не враховується стефанівський потік. Маса- і теплообмін аеросуспензії із зовнішнім середовищем відсутні. Розмір адіабатичної оболонки залежить від коефіцієнта надлишку окислювача α^* і не змінюється в процесі горіння.

З урахуванням цих наближень, модель горіння одиночної краплі в адіабатичній оболонці може бути схематично представлена у вигляді, зображеному на рис. 14.1. Тут: r_s , r_f , r_{ad} – розмір краплі, радіус зони горіння і радіус оболонки, відповідно. Газовий простір всередині адіабатичної оболонки ділиться зоною го-

ріння на дві області. Перша область займає простір між краплею і зоною горіння ($r_s < r < r_f$). В цій області відбувається дифузія парів палива з поверхні краплі до зони хімічної реакції. В другій області ($r_f < r < r_{ad}$) відбувається дифузія окислювача до зони горіння. В даному випадку зона хімічної реакції буде нескінченно вузькою, а швидкість реагування лімітується дифузією палива і окислювача до зони горіння.

Також вважається, що пальне і окислювач не можуть проходити через зону хімічної реакції, тобто концентрації окислювача і палива дорівнюють нулю в першій і другій областях відповідно.

В рамках даних допущень і наближень, рівняння з граничними умовами, що описує процеси тепломасопереноса в області 1 можна записати у вигляді:

$$4\pi r^2 \lambda_f \frac{dT}{dr} = I_f [L_m + c_{pg}(T - T_s)]; \quad (14.1)$$

$$r = r_s, T = T_s; \quad r = r_f, T = T_f.$$

Де r – поточна відстань, λ_f – коефіцієнт теплопровідності пароподібного палива, I_f – масовий потік пари палива з поверхні краплі, L_m – питома теплота пароутворення, c_{pg} – питома теплоємність пари палива, T – поточна температура, T_s – температура краплі, T_f – температура в зоні горіння.

Проінтегруємо рівняння (14.1):

$$4\pi \lambda_f \int_{T_s}^{T_f} dT \frac{1}{L_m + c_{pg}(T - T_s)} = I_f \int_{r_s}^{r_f} dr \frac{1}{r^2}. \quad (14.2)$$

В результаті можна отримати:

$$\frac{4\pi \lambda_f}{c_{pg}} \ln [L_m + c_{pg}(T_f - T_s)] = I_f \frac{1}{r_s} \left(1 - \frac{r_s}{r_f}\right).$$

У результаті, вираз для масового потоку пального I_f має вигляд:

$$I_f = \frac{4\pi \lambda_f r_s}{c_{pg} \left(1 - \frac{r_s}{r_f}\right)} \ln \left[1 + \frac{c_{pg}(T_f - T_s)}{L_m}\right]. \quad (14.3)$$

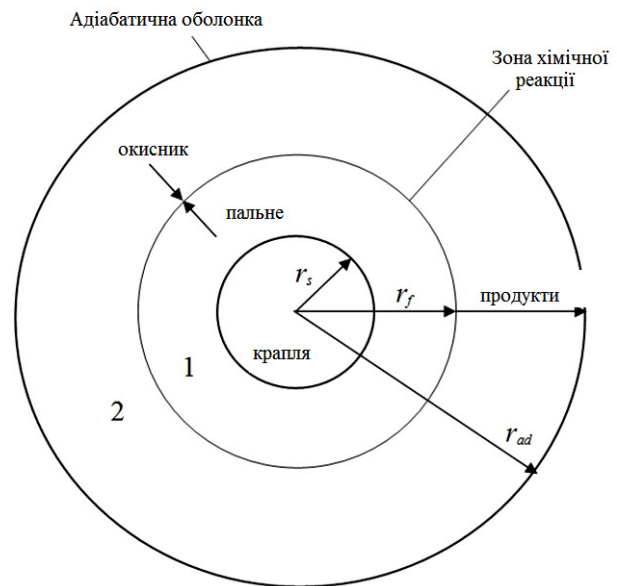


Рис. 14.1. Модель горіння краплі рідкого палива в адіабатичній оболонці. r_s , r_f , r_{ad} – розмір краплі, радіус зони горіння і радіус оболонки, відповідно.

В рамках даної моделі передбачається, що відношення $r_s / r_f = const$. Час горіння краплі пального в адіабатичній оболонці, з урахуванням умови $\frac{dm}{dt} = -I_f$:

$$4\pi r_s^2 \rho_d \frac{dr_s}{dt} = - \frac{4\pi \lambda_f r_s}{c_{pg} \left(1 - \frac{r_s}{r_f}\right)} \ln \left[1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L} \right], \quad (14.4)$$

де ρ_d – густина краплі пального.

Розділяючи змінні і інтегруючи вираз (14.4) від початкового розміру краплі r_0 до нуля, можна отримати вираз для часу горіння краплі в адіабатичній оболонці:

$$t_b = \frac{r_0^2 \rho_d c_{pg} \left(1 - \frac{r_s}{r_f}\right)}{2\lambda_f \ln \left[1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L_m} \right]}. \quad (14.5)$$

Аналіз процесів, що протікають в другій області, дозволяє отримати вираз для температури в зоні горіння T_f :

$$I_f Q_f = -4\pi r^2 \lambda_g \frac{dT}{dr} \quad (14.6)$$

де Q_f – тепловий ефект реакції, λ_g – коефіцієнт теплопровідності окислювача.

Використовуючи закон Фіка, потік окислювача записується в наступному вигляді $I_{ok} = -4\pi r^2 D_{ok} \rho_g \text{grad} Y_{ok}$, де D_{ok} – коефіцієнт дифузії окислювача; Y_{ok} – відносна масова концентрація окислювача.

Потоки пального і окислювача входять в зону горіння в стехіометричному співвідношенні $\frac{I_f}{M_f \nu_f} = - \frac{I_{ok}}{M_{ok} \nu_{ok}}$.

Звідки можна отримати вираз I_f :

$$I_f = - \frac{M_f \nu_f}{M_{ok} \nu_{ok}} I_{ok} = \frac{4\pi r^2 D_{ok} \rho_g}{\gamma} \frac{dY_{ok}}{dr} \quad (14.7)$$

де M_f , M_{ok} – молярні маси пального і окисника; ν_f , ν_{ok} – стехіометричні коефіцієнти пального і окисника; $\gamma = \frac{M_f \nu_f}{M_{ok} \nu_{ok}}$ – стехіометричний коефіцієнт.

Після підстановки (14.7) в (14.6), знаходимо температуру в зоні горіння:

$$\frac{Q_f}{\gamma} 4\pi r^2 D_{ok} \rho_g \frac{dY_{ok}}{dr} = -4\pi r^2 \lambda_g \frac{dT}{dr}; \text{ або } \frac{Q_f}{\gamma} D_{ok} \rho_g dY_{ok} = -\lambda_g dT.$$

Граничні умови для останнього рівняння:

$$T = T_f, Y_{ok} = 0; \quad T = T_{g\infty}, Y_{ok} = Y_{ok}^\infty.$$

Тут $T_{g\infty}$ – температура на межі адіабатичної оболонки при $r = r_{ad}$; Y_{ok}^∞ – відносна масова концентрація окислювача далеко від краплі при $r = r_{ad}$.

Інтегруючи останній вираз в межах граничних умов можна отримати вираз для температури зони горіння:

$$T_f = T_{g\infty} + \frac{Q_f}{\gamma} \frac{D_{ok} \rho_g}{\lambda_g} Y_{ok}^\infty. \quad (14.8)$$

Відношення r_f / r_s можна знайти з рівняння (3.7) з граничними умовами вигляду:

$$r = r_f, Y_{ok} = 0; \quad r = r_{ad}, Y_{ok} = Y_{ok}^\infty.$$

Після інтегрування (14.7) отримуємо вираз для масового потоку пального:

$$I_f = 4\pi \left(\frac{Rr_f}{R - r_f} \right) \frac{D_{ok} \rho_g}{\gamma} Y_{ok}^\infty. \quad (14.9)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (14.3) і (14.9), можна отримати для r_f / r_s :

$$\left(1 - \frac{r_s}{r_f} \right) = \frac{\gamma \lambda_f r_s}{c_{pg} D_{ok} \rho_g Y_{ok}^\infty} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L_m} \right) \left(\frac{r_{ad} - r_f}{r_{ad} r_f} \right).$$

З урахуванням того, що $r_{ad} \gg r_f$:

$$\frac{r_f}{r_s} = 1 + \frac{\lambda_f \gamma}{c_{pg} D_{ok} \rho_g Y_{ok}^\infty} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L_m} \right). \quad (14.10)$$

Очевидно, що концентрація окислювача в процесі горіння Y_{ok}^∞ зменшується з часом: від початкового значення $Y_{ok}^{\infty 0}$ до $Y_{ok}^\infty \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right)$, де α^* – початкове значення коефіцієнта надлишку окислювача.

Кількість окислювача, яка потрібна для повного згорання палива, повинна бути трохи більше теоретично необхідного, оскільки при спалюванні палива не вся, розрахована по стехіометрії, кількість окислювача використовується для горіння палива. Частина його, унаслідок недостатнього перемішування з паливом, не бере участь в реакції горіння і йде в газоходах у вільному стані. Тому доцільно ввести коефіцієнт надлишку окислювача α^* який визначається як відношення кількості окислювача, згорання, що дійсно знаходиться в камері, до теоретично необхідному.

З аналізу системи рівнянь вигорання краплі і окислювача:

$$I_f = -\frac{dm}{dt} = -4\pi r_s^2 \rho_d \frac{dr_s}{dt} = 4\pi \left(\frac{r_{ad} r_f}{r_{ad} - r_f} \right) \gamma D_{ok} \rho_g Y_{ok}^\infty \quad (14.11)$$

$$\frac{4}{3}\pi r_{ad}^3 \frac{dY_{ok}}{dt} = -4\pi \left(\frac{r_{ad}r_f}{r_{ad} - r_f} \right) D_{ok} Y_{ok}^\infty, \quad (14.12)$$

ВИДНО, ЩО:

$$\frac{dr_s}{dY_{ok}} = \gamma \frac{r_{ad}^3}{3r_s^2} \frac{\rho_g}{\rho_d}. \quad (14.13)$$

Розділяючи змінні і інтегруючи вираз (14.13) по радіусу від початкового розміру r_0 до нуля, а по концентрації окислювача – від $Y_{ok}^{\infty 0}$ до Y_{ok}^∞ можна отримати:

$$Y_{ok}^\infty = Y_{ok}^{\infty 0} - \frac{r_0^3}{r_{ad}^3} \frac{\rho_d}{\rho_g} \gamma = Y_2^{\infty 0} \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right).$$

Таким чином, отримані вирази для температури зони горіння (14.8), для потоку окислювача (14.9) і для відношення радіусу зони горіння до радіусу краплі (14.10), остаточно можна переписати через коефіцієнт надлишку окислювача. Дійсно, з (14.8):

$$T_f = T_{g^\infty} + \frac{Q_f}{\gamma c_{pg}} \frac{D_{ok}}{a_g} Y_{ok}^\infty \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right), \quad (14.14)$$

де a_g – коефіцієнт температуропровідності окислювача $a_g = \frac{\lambda_g}{\rho_g c_{pg}}$.

Виразу для масового потоку пального (14.9) набуває вигляд:

$$I_1 = 4\pi \left(\frac{r_{ad}r_f}{r_{ad} - r_f} \right) \frac{D_2}{L} \rho_g Y_2^\infty \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right).$$

А вираз для відношення радіусів зони горіння і краплі (14.10) перетвориться до вигляду:

$$\frac{r_f}{r_s} = 1 + \frac{\lambda_f \gamma}{c_{pg} D_{ok} \rho_g Y_{ok}^\infty \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right)} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L_m} \right). \quad (14.15)$$

Використовуючи (14.5) отримаємо вираз для часу горіння газосуспензії крапель

$$t_b = \frac{\rho_d}{\rho_g} \frac{\gamma}{2D_{ok} Y_{ok}^\infty \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right)} \frac{r_s}{r_f} r_0^2. \quad (14.16)$$

Аналіз виразу (14.15) показує, що припущення про те, що відношення $r_f / r_s = const$ дійсно має місце. Видно, що відношення радіусу зони горіння до радіусу краплі не залежить від величин, які змінюються в процесі горіння, а залежить лише від заданих параметрів. Одним з головних варіативних параметрів є коефіцієнт надлишку окислювача. При збільшенні кількості окислювача, тобто із зростанням α^* , відношення r_f / r_s , як видно з (14.15), зменшується. При деякому максимальному значенні α^* радіус зони горіння прямує до мінімального значення:

$$r_f^{\min} = r_s \left[1 + \frac{\lambda_f \gamma}{c_{pg} D_{ok} \rho_g Y_{ok}^{\infty}} \ln \left(1 + \frac{c_{pg} (T_f - T_s)}{L_m} \right) \right].$$

Зі зменшенням коефіцієнта надлишку окислювача полум'я віддаляється від краплі, а при прагненні α^* до 1, радіус зони горіння прагне до ∞ . Також радіус зони горіння назад пропорційний масовій частці окислювача в середовищі і буде мінімальним при проведенні реакції в чистому окислювачі.

З аналізу рівняння (14.14) видно, що максимальна температура в зоні горіння залежить від кількості окислювача і набуває максимального значення при використанні чистого окислювача і при великих значеннях коефіцієнта надлишку окислювача α^* .

Якісна картина часу горіння аеросуспензії крапель від коефіцієнта надлишку окислювача, відповідна виразу (14.16), представлена на рис. 14.2.

При розгляді граничного випадок, коли $\alpha^* \rightarrow 1$, в системі знаходиться стільки окислювача, скільки потрібно по стехіометрії для повного спалювання палива. Але реальна кількість окисника, що бере участь в реакції, менше теоретично необхідного окисника. Тоді в цьому випадку відбувається спалах і швидко погасання аеросуспензії і горіння, по суті, не спостерігатиметься. Розрахунок по рівнянню (14.16) і графік на рис. 14.2 показують, що при прагненні α^* до 1, час горіння суспензії крапель прагне до ∞ . При збільшенні коефіцієнта надлишку окислювача час горіння аеросуспензії зменшується і, при прагненні α^* до ∞ , прагне до значення часу горіння одиночної краплі $t_b^{од.к.}$, де:

$$t_b^{од.к.} = \frac{r_s}{r_f} \frac{\rho_d}{\rho_g} \frac{\gamma}{2 D_{ok} Y_{ok}^{\infty}} r_0^2.$$

Як видно з виразів (14.14), (14.15) і (14.16), для розрахунку температури зони горіння і температури газу, відношення радіусу полум'я до радіусу краплі і часу горіння необхідно знати коефіцієнти переносу пального і газу, густину речовини палива і газу, а також їх коефіцієнти теплопровідності. При цьому вра-

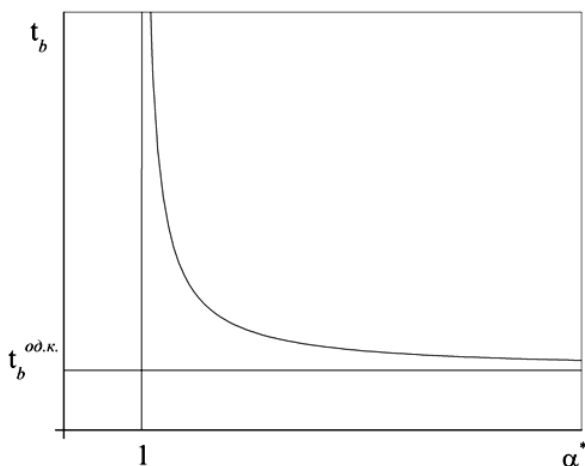


Рис. 14.2. Залежність часу горіння аерозавису від величини коефіцієнту надлишку окисника

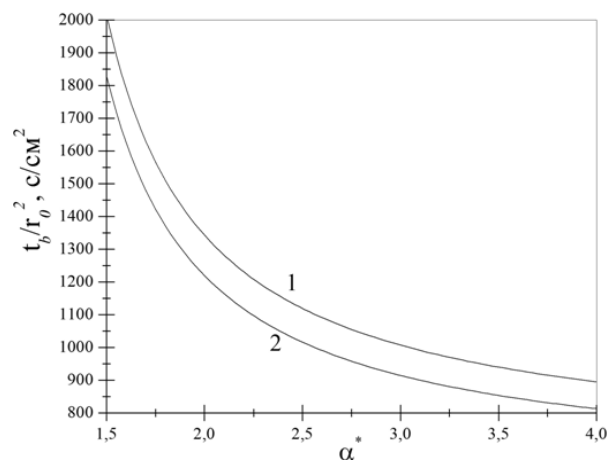
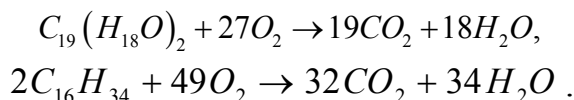


Рис. 14.3. Залежність величини t_b/r_0^2 від коефіцієнту надлишку окисника по виразу (14.16). 1 – (MD); 2 – (RME).

ховувалася залежність величин в газовій фазі від температури:

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0,75}, \quad D = D_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1,75}, \quad \rho = \rho_0 \left(\frac{T_0}{T} \right).$$

Решта всіх величин, що входять у вказані вище вирази, є параметрами задачі. В розрахунку приймалося, що розмір краплі (RME) і (MD) рівний $r_0 = 0.5 \text{ мм}$. Рівняння бруто-реакції горіння рапс-метилового ефіру і дизельного палива мають вигляд відповідно:



Значення коефіцієнт надлишку окисника варіювався в діапазоні від 1.7 до 4, що в цілому відповідає штатним значенням α^* для серійних дизельних двигунів[3]. Необхідні для розрахунку t_b по виразу (14.16) дані брались з [4-6]: $\rho_d^{(RME)} = 744 \text{ кг/м}^3$, $r_f/r_s = 12$, $\rho_d^{(MD)} = 737 \text{ кг/м}^3$, $\gamma_{(RME)} = 3$, $\gamma_{(MD)} = 3.47$, $Y_{ok}^\infty = 0.23$, $\rho_{g0} = 1.3 \text{ кг/м}^3$.

Значення для радіусу адіабатичної оболонки знаходилися по виразу

$$r_{ad} = r_0 \sqrt[3]{\frac{\rho_d}{\rho_g} \gamma \alpha^*}.$$

На рис. 14.3 представлені залежності приведенного часу горіння t_b/r_0^2 від коефіцієнта надлишку окислювача α^* для рапс-метилового ефіру і дизельного палива [7]. Видно, що для обох досліджуваних паливних дефіцит окислювача, який має місце більшою мірою при зменшенні значення коефіцієнта надлишку окислювача, приводить до збільшення часу горіння краплі.

Слід зазначити, що дана модель дає некоректні результати розрахунку для відношення r_f/r_s по виразу (14.15). Це пов'язано з тим, що насправді хімічна реакція горіння не протікає до кінця, як передбачалося в рамках даної моделі, а залишається недопал, який не враховується. У такій ситуації доречно застосування феноменологічного підходу, а саме відношення r_f/r_s слід брати безпосередньо з експерименту, методика проведення якого буде описана нижчим. Аналіз великої кількості вимірювань показав, що відношення радіусу зони горіння до радіусу краплі r_f/r_s в середньому дорівнює 12. Це значення і використовувалося при розрахунку часу горіння суспензії крапель по виразу (14.16).

14.2. Вплив стефанівського потоку на основні характеристики горіння аеросуспензії крапель

Очевидно, що в рамках представленої моделі, зважаючи на велику кількість спрощень, вирази для часу і температури горіння мають загальний, оцінний характер. Для коректного порівняння даних розрахунків з експериментом слідуює, як мінімум, врахувати вплив стефановського потоку.

Якщо вираз для повних молярних потоків компонент системи записати у формі Стефана [8], значення оцінки часу горіння по виразу (14.16) декілька змі-

ниться. В цьому випадку виразу для потоків пального і окислювача:

$$r_s < r < r_f: I_f = -4\pi r^2 \frac{pD_f \rho_g}{RT} \frac{1}{1 - \gamma_s \rho_g Y_f} \frac{dY_f}{dr} \quad (14.17)$$

$$r_f < r < r_{ad}: I_g = -4\pi r^2 \frac{pD_{ok} \rho_g}{RT} \frac{1}{1 - \gamma_s \rho_g Y_{ok}} \frac{dY_{ok}}{dr}. \quad (14.18)$$

Тут p – повний тиск в газовій фазі; $\gamma_s = 1$ – відносна зміна числа молей при випаровуванні; $\gamma_f = (v_2 + v_3 + v_4) / v_2$ – відносна зміна числа молей газу внаслідок хімічної реакції в полум'ї; v_1, v_2, v_3, v_4 – стехіометричні коефіцієнти пального, окислювача, першого і другого продуктів, з якими вони входять в брутто-рівняння хімічної реакції.

З врахуванням (14.17) і (14.18) вирази для часу і температури горіння приймають наступний вигляд:

$$t_b = \frac{r_s}{r_f} \frac{v_{ok}}{v_f} \frac{\rho_d \gamma_f}{2M_f \frac{pD_{ok}}{RT} \ln \left(\left(1 - 0.21 \cdot \gamma_f \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right) \right)^{-1} \right)} r_0^2. \quad (14.19)$$

$$T_f = T_{g\infty} - \frac{v_f}{v_{ok}} \frac{Q_f Le}{\gamma_f c_{pg}} \ln \left(1 - 0.21 \cdot \gamma_f \left(1 - \frac{1}{\alpha^*} \right) \right). \quad (14.20)$$

Тут Le – критерій Льюїса.

Як саме облік стефанівського потоку вплине на величину часу горіння можна дізнатися, порівнюючи дані розрахунку t_b по виразах (14.16) і (14.19). Відповідні дані представлені у вигляді залежності відношення часів горіння аеросупензії і одиночної краплі $t_b / t_b^{од.к.}(\alpha^*)$ для (RME) і (MD) на рис. 14.4 і 14.5 [9, 10]. Звертає на себе увагу наявність перетину розрахункових кривих 1 і 2 для обох досліджених палив, яке може бути пояснене таким чином. При відносно невеликих значеннях α^* як видно з (3.20), рис. 14.5 і 14.6, зона горіння має достатньо низьку температуру, що приводить до наявності малого теплового потоку від зони горіння до краплі. З цього виходить, що час горіння крапель в цих умовах великий. Окрім іншого, стефанівський потік відносить тепло від зони горіння в область 2 і перешкоджає дифузії окислювача до зони горіння. Це ще в більшій мірі збільшує час горіння (область $\alpha^* < 2.2 \div 2.5$). У тому ж діапазоні значень α^* представлена залежність $T_f(\alpha^*)$ для досліджених палив (рис. 14.6 і 14.7).

По мірі збільшення значення α^* температура зони горіння росте, тепловий потік від зони горіння до краплі збільшується, дифузія пари палива до зони горіння інтенсифікується, і час горіння крапель зменшується. При $\alpha^* > 2.2 \div 2.5$ по мірі подальшого зростання температури горіння, збільшується прогрівання області 2, що приводить до збільшення коефіцієнта дифузії окислювача до зони горіння і, відповідно, до зменшення часу горіння крапель (див. рис. 14.4-14.7). Залежність $T_f(\alpha^*)$ для досліджуваних палив представлена на рис. 14.6-14.8.

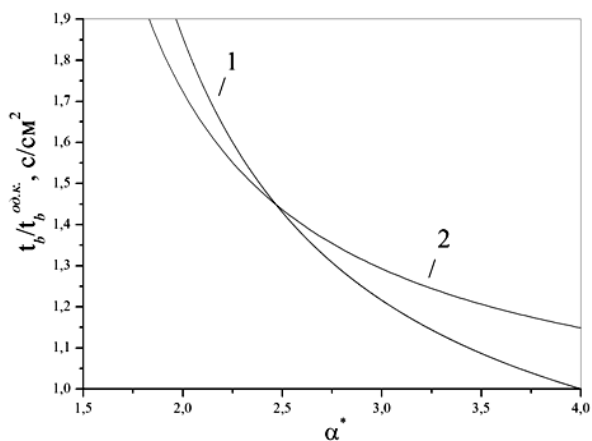


Рис. 14.4. Залежність величини $t_b/t_b^{od.k.}$ від коефіцієнта надлишку окисника α^* для (RME). 1 – розрахунок по (14.19), 2 – по (10.16).

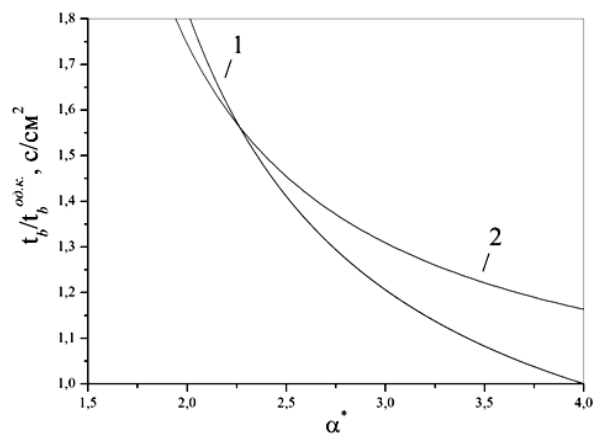


Рис. 14.5. Залежність величини $t_b/t_b^{od.k.}$ від коефіцієнта надлишку окисника α^* для (MD). 1 – розрахунок по (14.19), 2 – по (10.16).

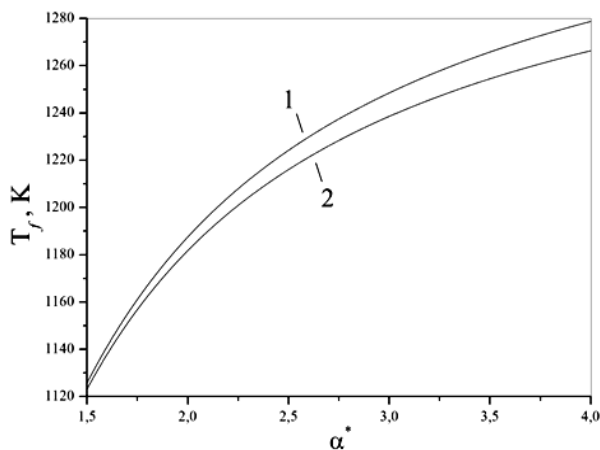


Рис. 14.6. Залежність величини T_f від коефіцієнта надлишку окисника α^* для (RME). 1 – з врахуванням стефанівського потоку (14.20) та 2) без нього (14.14).

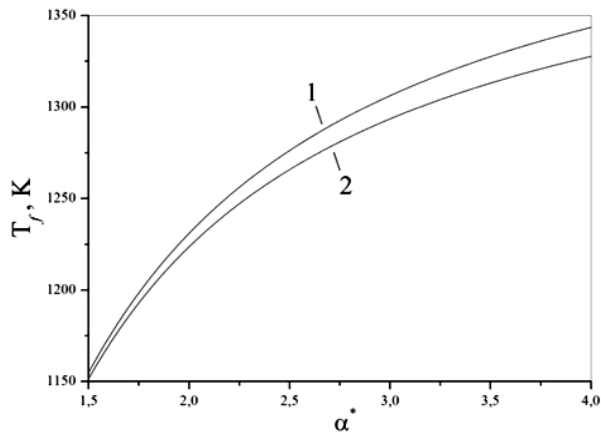


Рис. 14.7. Залежність величини T_f від коефіцієнта надлишку окисника α^* для (MD). 1 – з врахуванням стефанівського потоку (14.20) та 2) без нього (14.14).

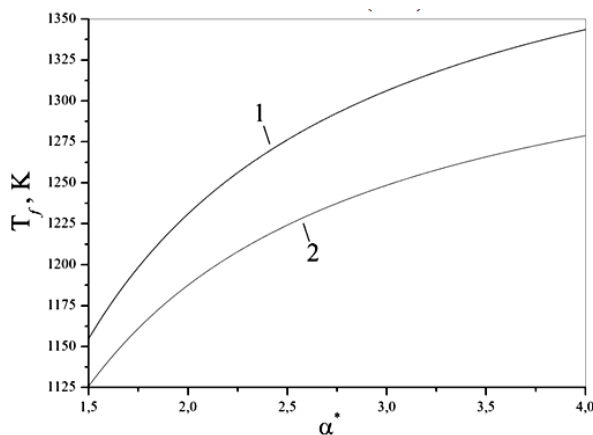


Рис. 14.8. Залежність величини T_f від надлишку окисника α^* для по (10.20). 1 – для (MD), 2 – для (RME).

Аналіз залежності температури горіння від коефіцієнта надлишку окислювача показав, що у всьому досліджуваному діапазоні значень коефіцієнта надлишку окислювача від 1.7 до 4, відмінність між температурами горіння (RME) і (MD) складає всього 30-70 К. Також слід зазначити, що при відносно малих значеннях α^* ця відмінність ставати менше.

Як видно з рис. 14.4-14.8 для досліджених палив в діапазоні значень коефіцієнта надлишку окислювача від 1.7 до 2.2-2.5, кількісний внесок стефанівської течії опинився невеликим (рис. 14.4 і 14.5). Найбільш вірогідною причиною цього є відносно низькі (наприклад, в порівнянні з металами) температури горіння (RME) і (MD). При значеннях $\alpha^* > 2.2 \div 2.5$ роль стефанівського потоку зростає по мірі збільшення початкового значення коефіцієнта надлишку окислювача.

14.3. Експериментальні дослідження

З метою перевірки адекватності розглянутої в даній роботі теоретичної моделі квазістаціонарного горіння крапель в наближенні адіабатичної оболонки, були проведені експериментальні дослідження горіння нерухомої краплі пального в повітрі з різним початковим значенням коефіцієнта надлишку окислювача. Дослідження проводилися на установці, схема якої показана на рис. 14.9 [7, 9, 10].

Основним елементом установки був товстостінний герметично закритий скляний циліндр з рухомою верхньою підставою (поршень), з внутрішньої сторони якої був прикріплений підвіс з ніхромовому дроті зі спіраллю з декількох витків на кінці. За допомогою дозуючого пристрою на підвіс поміщалася краплі-

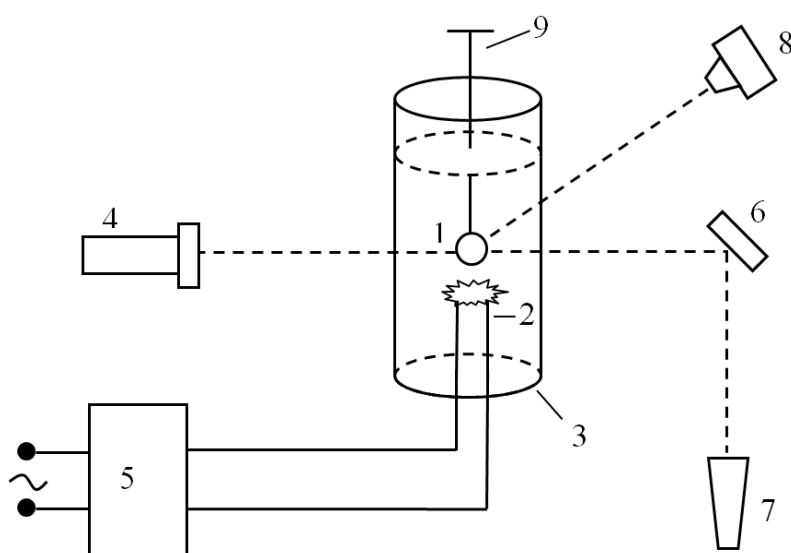


Рис. 14.9. Схема експериментальної установки. 1 – крапля, 2 – спіраль накаливання, 3 – циліндричний скляний посуд з вертикальною шкалою, 4 – джерело світла, 5 – імпульсний блок живлення, 6 – відбиваючий екран, 7 – зорова труба, 8 – швидкісна камера, 9 – поршень

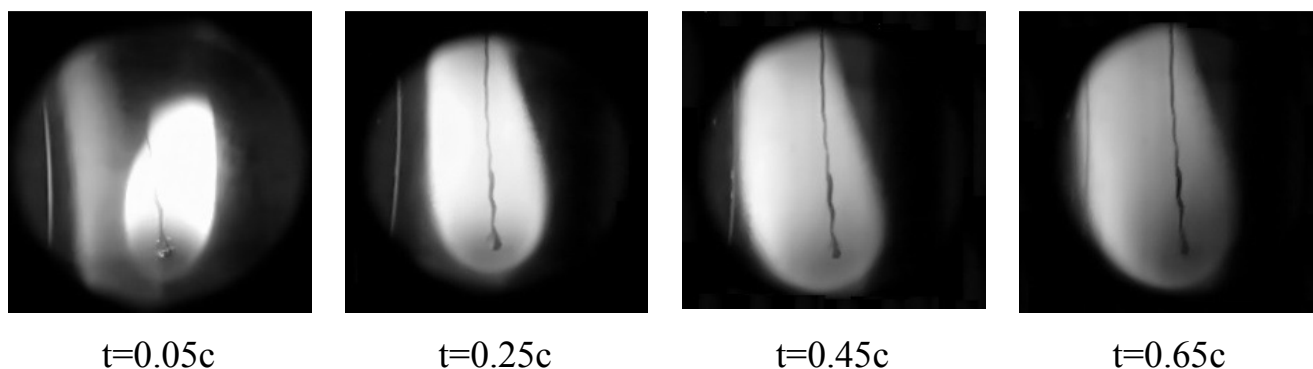


Рис. 14.10. Кінограма горіння краплі (RME).

ля досліджуваного пального. Початковий розмір краплі визначався за допомогою зорової труби. Підпалювання здійснювалося за допомогою нитки накалювання, розташованої під краплею. Зміна положення поршня дозволяла варіювати об'єм циліндра, тобто змінювати початкове значення коефіцієнта надлишку окислювача в системі. Процес горіння краплі фіксувався відеозйомкою на швидкісну камеру (300 кадр/с). Величина часу горіння крапель досліджуваних палив визначалася з обробки даних відеозйомки. Типова кінограма процесу горіння краплі (RME) в умовах даного експерименту представлена на рис. 14.10.

Зважаючи на малість часу згорання палива, можна вважати, що описана посудина є адіабатичною оболонкою з обмеженою кількістю окислювача, в яку поміщена крапля.

Дані, отримані в ході експериментальних досліджень за визначенням залежності часу горіння від початкового значення коефіцієнта надлишку окислювача для рапс-метилового ефіру і дизельного палива представлені на рис. 14.11 у вигляді графіка $\frac{t_b}{r_0^2}(\alpha^*)$ [10].

Як видно з аналізу цих даних, часи горіння для крапель (RME) опинилися менше, ніж для (MD) приблизно на 10% при рівних значеннях коефіцієнта надлишку окислювача, що, мабуть, пов'язано з наявністю атомів кисню в молекулі (RME).

Зважаючи на те, що проблема із забезпеченням високої повноти згорання палива виникає при малих значеннях коефіцієнта надлишку окислювача (багаті суміші), тобто при роботі двигуна в режимі підвищених навантажень, ефект зменшення часу згорання (RME) в цьому випадку грає позитивну

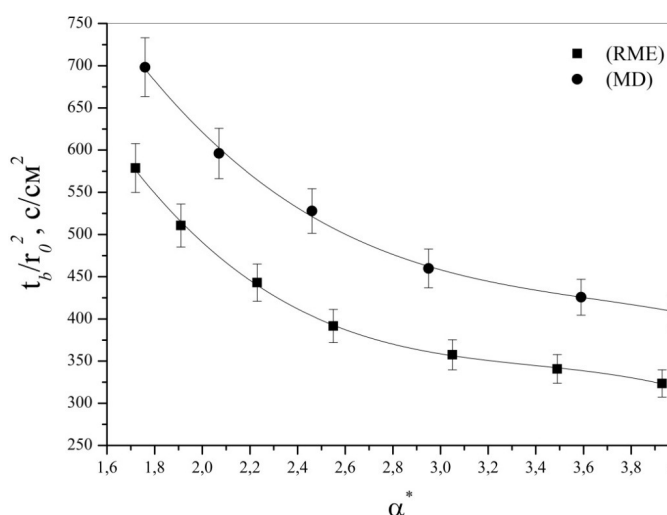


Рис. 14.11. Залежність величини t_b/r_0^2 від коефіцієнта надлишку окисника α^* для (RME) и (MD). Експеримент.

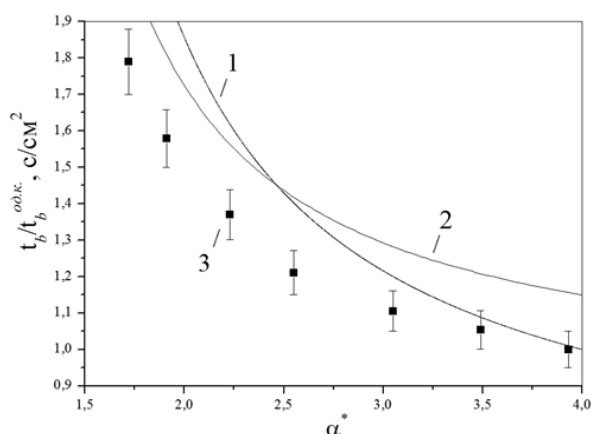


Рис. 14.12. Залежність величини $t_b/t_b^{od.k.}$ від коефіцієнта надлишку окисника α^* для (RME). 1 – розрахунок по (14.19), 2 – розрахунок по (14.16), 3 – експеримент

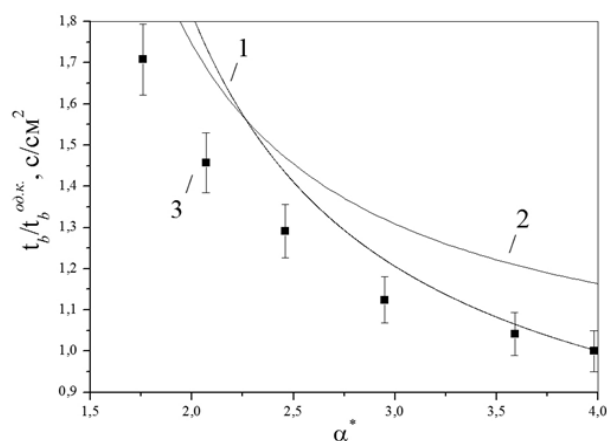


Рис. 14.13. Залежність величини $t_b/t_b^{od.k.}$ від коефіцієнта надлишку окисника α^* для (MD). 1 – розрахунок по (14.19), 2 – розрахунок по (14.16), 3 – експеримент

роль, зменшуючи кількість токсичних речовин у відпрацьованих газах в порівнянні з (MD) [11]. З іншого боку, при режимах роботи двигуна з низьким навантаженням (значення α^* близько 4), зменшення часу горіння (RME) в порівнянні з штатним значенням може приводити до підвищеної витрати палива, що зажадає додаткового коректування системи подачі палива.

Порівняння даних експерименту з отриманими раніше результатами розрахунків по моделі горіння краплі палива в адіабатичній оболонці проводилося по залежностях $\frac{t_b}{r_0^2}(\alpha^*)$ для (RME) і (MD), які представлені на рис. 14.12 і 14.13

відповідно. Має місце хороше якісне і кількісне узгодження даних розрахунку часу горіння краплі по виразу (14.19) з результатами експерименту.

Слід зазначити, що облік стефанівського потоку (рис. 14.11 і 14.12) виправдовує себе при великих значеннях α^* оскільки він сприяє розігріванню надмірного окислювача і, як наслідок, його перенесенню з області 2 в зону горіння за рахунок збільшення коефіцієнта дифузії.

Висновки:

1. Розроблена модель горіння аеросуспензії крапель рідких палив з урахуванням наближення адіабатичних оболонок. В рамках цієї моделі встановлені залежності часу і температури горіння аеросуспензії від початкового значення коефіцієнта надлишку окислювача. Проаналізований ступінь впливу стефановського потоку на ці залежності.
2. Вперше проведені експериментальні дослідження за визначенням залежності часу горіння крапель (MD) і (RME) від початкового значення величини коефіцієнта надлишку окислювача. Дані цих досліджень добре корелюють з результатами розрахунків часу горіння аеросуспензії палив в рамках розробленої моделі.
3. В результаті стендових випробувань, для залежності питомої витрати па-

ливної суміші від об'ємної частки добавки біопалив було виявлено наявність мінімуму, при концентрації біопаливної добавки близько 5%. Існування даного екстремуму пояснене конкуренцією двох різноспрямованих процесів, пов'язаних із збільшення частки кисневмісного біопалива в суміші, з меншою чим у її базового компоненту теплотою згорання.

4. Вперше було показано, що найменшою величиною питомої витрати палива володіє трикомпонентна біопаливна суміш (MD) з 5 процентними добавками (RME) і (A).

Література до розділу:

1. *Новожилов Б. В.* Нестационарное горение ТРТ / Б. В. Новожилов – М.: Наука, 1973. – 175 с.
2. *Zolotko A. N.* The ignition and combustion of boron dust system / A. N. Zolotko // Combustion on boron-bases solid propellants and solid fuels; by ed.: K. K. Kuo, R. Pein. — CRSPress, 1993. – P. 455–468.
3. *Колчин А. И.* Расчет автомобильных и тракторных двигателей / А. И. Колчин. — М.: Высшая школа, 2008. — 496 с.
4. *Рид Р.* Свойства газов и жидкостей: учеб. пособие / Р. Рид, Т. Шервуд. — М.: Гостоптехиздат, 1964. — 592 с.
5. *Н. Б. Варгафтик.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей / Варгафтик Н. Б. — М.: Наука, 1972. — 721 с.
6. Handbook of Aviation Fuel Properties / SAECRCtechnicalreport, 1984. — № 530. — 122 p.
7. Горение рапс-метилового эфира в воздухе / Д. С. Дараков, А. Н. Золотко, А. К. Копейка, П. О. Павлюк // XIV Минский международный форум по тепло- и массообмену: тез. докл. и сообщ. института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, г. Минск. — 2012. — С. 255–257.
8. *Хайкин Б. И.* Гетерогенное горение / Б. И. Хайкин // Тепломассообмен в процессах горения. — Черноголовка, 1980.
9. Горение капель рапс-метилового эфира в воздухе / Д. С. Дараков, А. Н. Золотко, А. К. Копейка, П. О. Павлюк // Горение и плазмохимия. — 2012. — Т. 10, № 4. — С. 299–304.
10. Горение аэрозвеси капель биотоплива в воздухе / Д. С. Дараков, А. Н. Золотко, А. К. Копейка, П. О. Павлюк // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 5 — С. 27–31.
11. *Raslavičius L.* The possibility of increasing the quantity of oxygenates in fuel blends with no diesel engine modifications / L. Raslavičius, Ž. Bazaras // Transport. — 2010. — V.25, №1. — P. 81–88.

Висновок

Дослідження горіння і випаровування крапель різних сумішей залишається актуальним вже багато років. Активно йде пошук альтернативних палив, які є композитами, з метою зменшення економічних витрат, природних ресурсів, збільшення екологічних показників. Тому кожного року в наукових журналах по всьому світі з'являються десятки статей з даної тематики.

В даній монографії автори виклали результати лише деяких власних досліджень, які складають лише малу частину всього, що відомо науковій спільноті.

Зробимо невеличке резюме. Стефанівська течія є важливим механізмом тепло- і масопередачі, особливо при підвищених температурах.

Підвіс впливає на випаровування крапель в середовищах різної температури. І його можна врахувати при визначенні константи випаровування.

Швидкість горіння крапель залежить не тільки від розміру і форми поверхні горіння, а і від методу її вимірювання. Однак для її оцінки для деякої рідини можна використовувати відносний метод.

Електричний високочастотний розряд може призводити до мікровибухів під час випаровування, а згодом і при горіння краплі водопаливної емульсії.

При горіння крапель вуглеводневих палив спостерігається гістерезис зриву полум'я в неоднорідному електричному полі.

Температура займання краплі визначається досягненням газової суміші стехіометричного складу біля поверхні краплі.

Більш детальні висновки наведені в кінці кожного розділу.

Автори сподіваються, що представлений матеріал буде цікавий науковцям, аспірантам і студентам в своїх власних дослідженнях.

Наукове видання

ВИПАРОВУВАННЯ ТА ГОРІННЯ КРАПЕЛЬ

МОНОГРАФІЯ

Калінчак Валерій Володимирович

Черненко Олександр Сергійович

Копійка Олександр Кузьмич

Шевчук Володимир Гаврилович

Орловська Світлана Георгіївна

В авторській редакції

Підп. до друку 13.02.2024 р. Формат 60х84/16.

Ум.-друк. арк. 11,39. Тираж 50 пр.

Зам. № 2743.

Видавець і виготовлювач

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.

65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12, Україна

Тел.: (048) 723 28 39, e-mail: druk@onu.edu.ua