

УДК 536.423

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

Одеський національний університет імені І.І. Мечникова

E-mail: chernalex@ukr.net

Вплив підвісу на кінетику випаровування краплі рідкого палива

В рамках класичної моделі випаровування одинокої краплі рідкого палива розглядається вплив її теплообміну з металевим підвісом з урахуванням стефанівської течії та природної конвекції. Аналітично отримано поправку на теплообмін через підвіс, що дозволяє скорегувати експериментально знайдені значення константи випаровування. При визначенні рівноважної температури краплі також враховано температурну залежність теплоти пароутворення та розкладання тиску насиченого пару рідкого палива поблизу температури навколишнього газу. Застосування отриманих поправок та цифрової обробки зображення з врахуванням несферичності краплі в полі сили тяжіння дозволило підтвердити закон Срезневського.

Вступ. Вивчення взаємовпливу тепломасообміну та горіння крапель є актуальною задачею, розв'язок якої спрямовано на зменшення вмісту токсичних речовин в продуктах згоряння та підвищення швидкості горіння. В даному напрямку на кафедрі теплофізики ведуться дослідження тепломасообміну та горіння крапель палива на основі парафінів. Паливо на основі парафінів є екологічно чистим, тому що продуктами горіння являються вуглекислий газ і вода [1]. На кафедрі загальної та хімічної фізики Одеського національного університету імені І.І. Мечникова проводяться дослідження спалахування та горіння крапель біопалив [2].

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 [1-2]. В даній роботі в якості індивідуальних рідин з відомими властивостями досліджуються толуол та етанол.

Можна вказати певні недоліки вимірювання константи випаровування (горіння) та коефіцієнту дифузії:

1. Не враховується теплообмін металевого підвісу з краплею палива.
2. При вимірюванні діаметру краплі не вказується роздільна здатність веб-камери, що застосовується в якості первинного перетворювача.
3. Не враховується вплив стефанівського потоку на характеристики випаровування краплі.
4. Не враховується вплив природної конвекції.

Метою даної роботи є експериментальне вивчення закономірності зменшення діаметру краплі та дослідження впливу теплообміну краплі рідкого палива з металевим підвісом з урахуванням стефанівської течії та природної конвекції.

1. Модель випаровування краплі рідкого палива. В моделі випаровування поодинокі краплі рідкого палива за основу беруться такі припущення. Тепло, яке надходить з навколишнього середовища до краплі, йде на випаровування. Система крапля-газ має сферичну симетрію, яку порушує наявність конвекції. Температура краплі і тиск газу вважається сталими.

При випаровуванні на поверхні краплі з'являються пари рідини. В результаті виникає стефанівська течія, яка направлена від поверхні краплі і відносить 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 будуть віддалятися від поверхні. Тому величина швидкості стефанівської течії визначається тільки температурою краплі.

Швидкість дифузії парів з поверхні в оточуюче середовище описується законом Фіка:

$$I = -4\pi r^2 D \rho_g \left. \frac{dZ}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U \rho_g Z \Big|_s, \quad (1)$$

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

де I – масова швидкість випаровування краплі, кг/с; t – час, с; D – коефіцієнт дифузії парів рідини в повітрі, м²/с; r_s – радіус краплі, м; ρ – густина рідини краплі, кг/м³; Z – відносна масова концентрація парів, U – швидкість стефанівської течії, м/с, яка в даному випадку направлена від поверхні краплі до зони горіння.

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

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

де D_o – коефіцієнт дифузії молекул газу в повітрі, м²/с; Z_o – відносна масова концентрація газу в суміші «пари рідини – газ».

Стефанівська течія така, що в будь-якій точці газу тиск не змінюється і сума відносних масових концентрацій $Z + Z_o = 1$. Вважаючи, що коефіцієнти дифузії практично рівні: $D = D_o$, сумуючи (1) та (2) отримаємо, що швидкість стефанівської течії на поверхні частинки дорівнює:

$$I = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r^2 U \rho_g. \quad (3)$$

Кількість тепла, що йде на випаровування краплі за одиницю часу, визначається тепловим потоком, що надходить з навколишнього середовища:

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

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

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:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g c_g T_g). \quad (5)$$

$$r = r_s, \quad T_g = T_s, \quad r = r_f, \quad T_g = T.$$

Тут T_{g0} – температура газу на границі приведеної плівки, К (далі для зручності просто T_g); r_f – радіус приведеної плівки, який визначається впливом вимушеної і природної конвекції через число Нуссельта:

$$r_f = r_s \left(1 - \frac{2}{Nu} \right)^{-1}.$$

Розв'язок задачі (3)-(5) дає вираз для масової швидкості випаровування:

$$I = \frac{4\pi r_s \lambda_g}{c_g (1 - r_s/r_f)} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right)$$

або

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_g} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right). \quad (6)$$

Величина потоку тепла, який витрачається на випаровування краплі рідини є добутком питомої теплоти пароутворення і знайденої швидкості випаровування (6), тобто IL .

Вираз (6) дає змогу отримати швидкість зміни діаметру краплі, прийнявши $\lambda_g = a_g c_g \rho_g$, в вигляді закону Срезневського:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right). \quad (7)$$

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, м²/с; d_0 – початковий діаметр краплі, м.

Для випадку, коли величина $c_g (T_g - T_s) \ll L$ вираз для константи випаровування (7) спрощується

$$k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \frac{c_g}{L} (T_g - T_s). \quad (8)$$

З іншого боку, швидкість дифузії пари з поверхні краплі (1) з врахуванням стефанівської течії (3) має вигляд:

$$I = -4\pi r^2 D \rho_g \frac{dZ}{dr} \Big|_{r=r_s} + IZ_s. \quad (9)$$

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:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(4\pi r^2 D \rho_g \frac{\partial Z}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U \rho_g Z) = \frac{\partial}{\partial r} (IZ).$$

$$Z(r = r_s) = Z_s, \quad Z(r = r_f) = 0.$$

В результаті маємо вираз для масової швидкості випаровування пари рідини:

$$I = \frac{4\pi r_s D \rho_g}{(1 - r_s/r_g)} \ln \left(\frac{1}{1 - Z_s} \right) \quad \text{або} \quad I = 4\pi r_s D \rho_g \frac{Nu}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Z_s} \right).$$

Таким чином, закон Срезневського можна записати в наступному вигляді:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = k_D, \quad k_D = 8D \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left(\frac{1}{1 - Z_s} \right). \quad (10)$$

При випаровуванні при температурах краплі значно нижчих за температуру кипіння рідини масова концентрація насиченого пару рідини $Z_s \ll 1$ і вираз для константи випаровування (10) спрощується:

$$k_D = 8D \frac{Nu}{2} \frac{\rho_g}{\rho} Z_s. \quad (11)$$

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

2. Стаціонарна (рівноважна) температура випаровування краплі. Для визначення рівноважної температури краплі рідини, що випаровується, прирівняємо k_λ (8) та k_D (11):

$$\frac{\lambda_g}{L} (T_g - T_s) = D \rho_g Z_s. \quad (12)$$

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

$$\frac{dp}{dT} = \frac{LM_f}{RT^2} p \quad \text{або} \quad p = A \exp \left(-\frac{LM_f}{RT} \right), \quad (13)$$

та рівняння стану (закон Менделєєва-Клапейрона)

$$Z_s = \frac{p M_f}{\rho_g R T_s},$$

де M_f – молярна маса пари, кг/моль; p – тиск насиченої пари, 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 зна-

чення 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]:

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

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:

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

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 насиченої пари приймають вигляд:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{(L - B(T - T_g))M_f}{RT^2} p \quad \text{або} \quad p = AT^{-\frac{BM_f}{R}} \exp\left(-\frac{BM_f T_g}{R_s T}\right) \exp\left(-\frac{LM_f}{RT}\right). \quad (14)$$

При випаровуванні краплі рідини її температура ненабагато менша за температуру газу. Тому температурну залежність тиску насиченого пару (13) поблизу температури газу можна наближено визначити як

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

Тут p_g – тиск насиченої пари при температурі газу.

Концентрація насиченої пари на поверхні краплі визначається через концентрацію насичених парів при температурі газу

$$Z_s \approx Z_g \left(1 + \frac{LM_f}{RT_g^2}(T - T_g)\right). \quad (15)$$

Константа A знаходиться з умови, що при температурі кипіння тиск насиченої пари дорівнює атмосферному тиску. Тому, згідно (14):

$$Z_g \approx \frac{M_f}{M_g} \left(\frac{T_g}{T_{кин}}\right)^{\frac{BM_f}{R}} \exp\left(\frac{(L + BT_g)M_f}{R} \left(\frac{1}{T_{кин}} - \frac{1}{T_g}\right)\right),$$

де p_0 – атмосферний тиск, Па.

Підставляючи (15) в (12), отримуємо наближений вираз для рівноважної температури випаровування краплі:

$$T_s = T_g - \frac{LZ_g}{c_g} \frac{1}{1 + \frac{L^2 M_f}{c_g R T_g^2} Z_g}. \quad (16)$$

При отриманні формули (16) не було враховано можливий підвід тепла у випадку навішуванні краплі рідини на термопару чи підвіс.

3. Похибка, пов'язана з підводом тепла по термопарі. Найбільш точні вимірювання швидкості випаровування крапель проведено 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 [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

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

$$T(x=0) = T_s, \quad T(x=\infty) = T_g.$$

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

Розв'язок цього рівняння представимо в вигляді:

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

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

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

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

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

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 визначенні константи випаровування краплі рідини.

Тепло, що потрібне на випаровування, з врахуванням теплообміну з термопарою, використовуючи (6), визначається згідно

$$IL = \frac{4\pi r_s \lambda_g L}{c_g} \frac{Nu}{2} \ln \left(1 + \frac{c_g (T_g - T_s)}{L} \right) + Q_m.$$

Ввівши константу випаровування дане рівняння можна привести до виду

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

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:

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

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

$$d_0^2 - d_k^2 = t_{evap} \frac{k_\lambda}{f_d}, \quad f_d = \left(1 - \frac{2a}{(d_0 + d_k)} + \frac{2a^2}{(d_0^2 - d_k^2)} \ln \left(\frac{d_0 + a}{d_k + a} \right) \right). \quad (17)$$

При випаровуванні величина $f_d < 1$. Тому теплопідвід через термопару (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 діаметром 1.4 ÷ 1.8 мм при випаровуванні в повітрі до діаметру 1 мм вона складає 0.5-0.6. Зі зменшенням діаметру дротика підвісу поправка (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.

4. Поправка на несферичність краплі. При випаровуванні форма краплі, особливо при значних її розмірах, може відрізнятись 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 осей еліпса d_{max} і d_{min} , відповідно, то площа проекція еліпса визначається, як

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

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

$$d_{ekv0} = d_{ekv} \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{d_{min}}{d_{max}} \right)}. \quad (18)$$

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

5. Аналіз результатів. 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 дорівнює 22°C.

Зміну 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).

За допомогою цифрової камери IC-780 з роздільною здатністю 640x480 пікселів і діапазоном частоти зйомки від 1 до 30 кадрів в секунду отримуємо се-

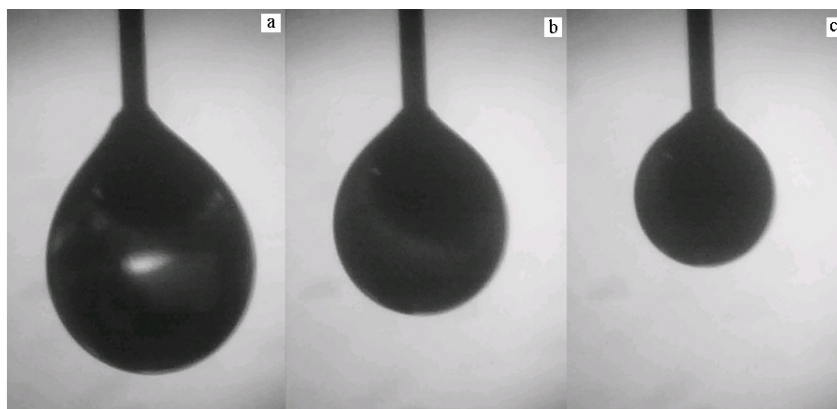


Рис.1. Зображення краплі етилового спирту на копелевому підвісі в різні моменти часу (а – 0с, b –120 с , c – 240 с).

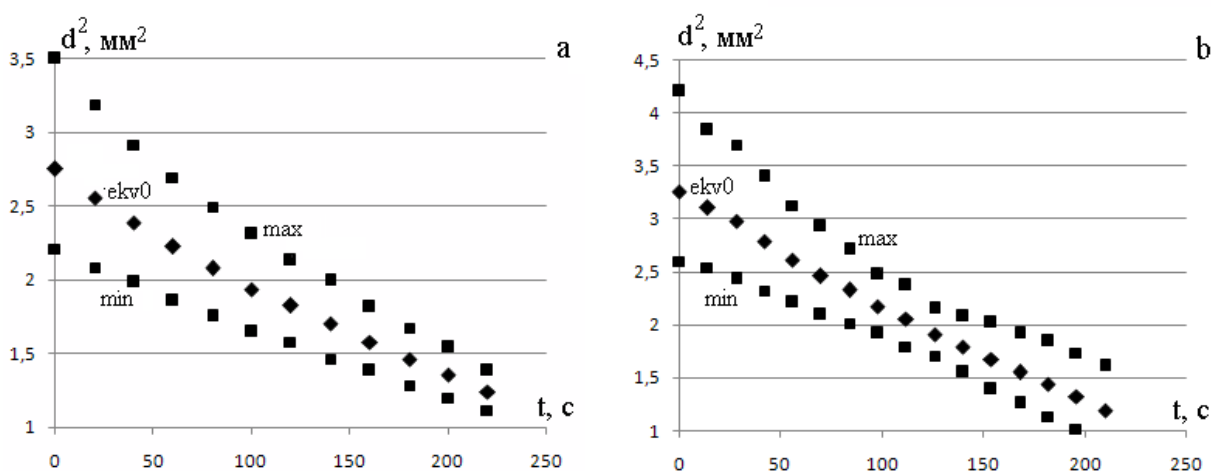


Рис. 2. Залежність еквівалентного d_{ekv0} , максимального d_{max} і мінімального d_{min} розміру краплі а) етилового спирту і б) бензолу при її випаровуванні на копелевому підвісі в повітрі.

рію кадрів краплі рідини в різні моменти часу. Початковий діаметр краплі визначаємо за допомогою першої фотографії. Комп’ютерна обробка отриманих 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. 2) [8]. Згідно формули (18) проводиться розрахунок еквівалентного діаметру d_{ekv} . Похибка вимірювання діаметру складає 2 пікселя, що відповідає 14 мкм.

З рис. 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 зменшується. Середнє значення константи швидкості випаровування визначаємо як модуль тангенсу кута нахилу (табл. 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 виконання закону Срезневського (рис. 3). Тобто швидкість

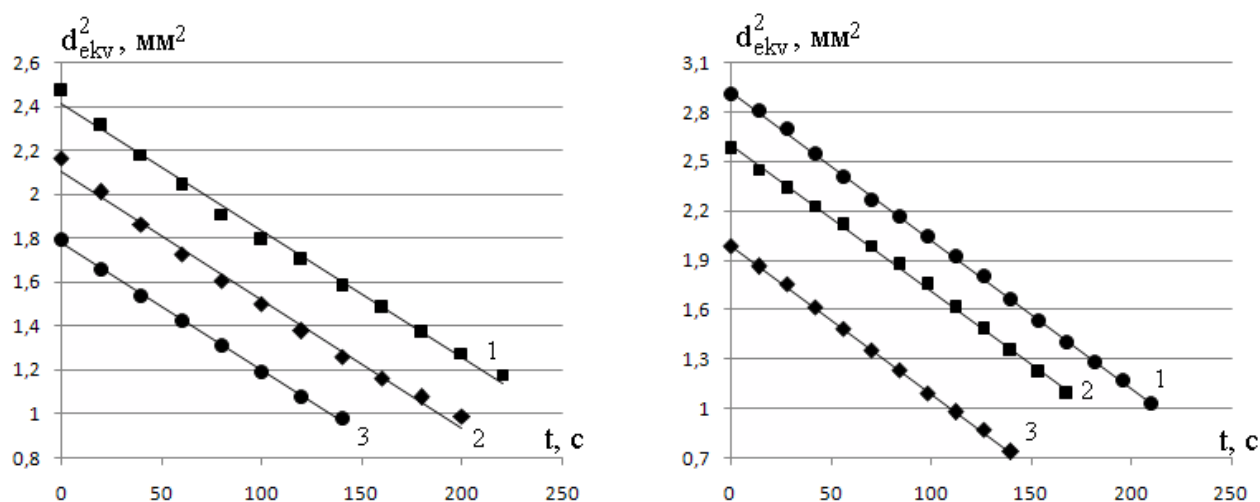


Рис. 3. Зміна квадрату еквівалентного діаметру краплі а) етилового спирту і б) толуолу від часу при випаровуванні її на металевому підвісі діаметром 0.21 мм в повітрі з температурою 22°C.

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. 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 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

зміни квадрату діаметру з часом є величиною сталою і не залежить від початкового діаметру.

Для розрахунку константи випаровування згідно (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 $T_g - T_s$, відповідно 11 і 8 К. Саме при цих значеннях отримано розрахункові значення константи випаровування (табл. 1,2).

Розрахунки згідно формули (16) $T_g - T_s$ дають, відповідно, для крапель етилового спирту і толуолу 14.3 і 13.3 К.

Якщо врахувати поправку на теплообмін через підвіс (17) в рівності (12), то температуру краплі можна визначити згідно формули

$$T_s = T_g - \frac{LZ_g f_d}{c_g} \frac{1}{1 + \frac{L^2 M_f f_d}{c_g R T_g^2} Z_g}.$$

Розрахунки по останній формулі різниці температур $T_g - T_s$, відповідно, дають 12.6 і 10.6 К.

Отримані значення константи випаровування крапель виявляються значно заниженими. Врахування поправки на теплообмін через підвіс приводить до задовільного узгодження розрахункових і експериментальних значень (табл. 1, 2). При розрахунку поправки (17) в якості характерного діаметру взято значення 1.3 мм, як характерного середнього значення.

При розрахунках використано такі дані [4,5,9]: (етанол) $\rho = 790 \text{ кг/м}^3$, L (при 22 °С) = 925 кДж/кг, $M_f = 46 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$; (толуол) $\rho = 867 \text{ кг/м}^3$, L (при 26 °С) = 412 кДж/кг, $M_f = 92 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$; (підвіс) $r_m = 105 \text{ мкм}$, $\lambda_m = 24.2 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $Nu_m = 0.5$; (повітря) $\lambda_g = 25.3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$, $c_g = 1006 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К)}$, $Nu = 2$.

Висновки. Таким чином, в результаті досліджень проаналізовано вплив теплообміну через товстий підвіс на кінетику випаровування краплі рідкого палива. Отримано 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:

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 аэровзвеси 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. Бретшнайдер 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., Шкороподо 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 аеродисперсных систем. – 2014. – № 51. – С. 115-123.
9. Кошкин Н.И., Ширкевич М.Г. Справочник по элементарной физике. – М., 1972. – 256 с.

Калинчук В.В., Черненко А.С., Дараков Д.С., Копейка А.К.

Влияние подвеса на кинетику испарения капли жидкого топлива

АННОТАЦИЯ

В рамках классической модели испарения одиночной капли жидкого топлива рассматривается влияние ее теплообмена с металлическим подвесом с учетом стефановского течения и естественной конвекции. Аналитически получена поправка на теплообмен через подвес, что позволяет скорректировать экспериментально полученные значения константы испарения. При определении равновесной температуры капли также учтена температурная зависимость теплоты парообразования и давления насыщенных паров жидкого топлива вблизи температуры окружающего газа. Применение полученных поправок и цифровой обработки изображения с учетом несферичности капли в поле силы тяжести позволило подтвердить закон Срезневского.

Chernenko A.S., Kalinchak V.V., Darakov D.S., Kopyka A.K.

The influence of metal filament on evaporation kinetics of suspended fuel droplet

SUMMARY

In terms of classical theory of a droplet evaporation, the effect of heat transfer through metal filament is considered taking into account Stefan flow and natural convection. Correction for heat transfer through the suspension, which allows adjusting the constant evaporation rate experimental values, was analytically obtained. Temperature dependence of evaporation heat and expansion feasibility of liquid fuel saturated steam pressure at the ambient gas temperature, in determining the droplets equilibrium temperature was also taken into account. The application of obtained amendments and digital image processing, taking into account the droplets non-sphericity in the gravity field has helped confirming the droplet vaporization d^2 -law.