

ТЕПЛОМАСООБМІН

УДК 536.423

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

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова,

E-mail: teplophys@onu.edu.ua

Теоретичне та експериментальне дослідження тепломасообміну і дифузійного випарування і займання крапель бінарних розчинів одноатомних спиртів в холодному повітрі

Представлені результати дослідження взаємозв'язаних процесів тепломасообміну і кінетики випаровування одиночних крапель нижчих спиртів - етанолу, бутанолу та їх бінарних сумішей з початковим розміром крапель 1.5-2.5 мм в повітрі кімнатної температури при атмосферному тиску. Для опису процесів тепломасопереносу різних за початковим складом крапель паливної суміші запропоновані прогностичні оцінки динаміки зміни розміру, складу і температури крапель досліджуваних палив в ході їх випаровування. З врахуванням температурної залежності теплоти пароутворення запропонована аналітична залежність для оцінки температури поверхні краплі однокомпонентних палив, що випаровується. Порівняльний аналіз отриманих в рамках розглянутої моделі розрахункових даних дозволив запропонувати можливий механізм випаровування крапель бінарних паливних сумішей і пояснити деякі особливості в поведінці основних характеристик цього процесу. Показано, що підвіс у вигляді термонари якісно впливає на поведінку з часом температури і розміру краплі.

Ключові слова: *тепломасообмін, випаровування, спирти, розчин, крапля, термонара.*

Вступ. При випаровуванні крапель бінарного розчину відоме поняття «вирішального випаровування» [1], при якому більш летючий компонент випаровується швидше, оскільки його тиск насиченої пари біля поверхні краплі вищий. 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 багатоконпонентних 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 відновлюваної 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 в часі 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 бінарний розчин пропанол-октанол різних початкових концентрацій 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÷675К) 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.

Метою даного дослідження є дослідження процесу 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 термопари, намагаються зменшити за рахунок зменшення їх діаметру. В даній роботі увага приділятиметься і на врахуванні цих особливостей.

Моделювання. Розглянемо сферичну краплю бінарного розчину радіусом r_s , який значно більше довжини вільного пробігу молекул в газовій фазі, що оточує краплю, при атмосферних тисках [20]. 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 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 $p'_{i,s}$ 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:

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

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

Для молярних $Y_{vi} = p'_i / P_0$, 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

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

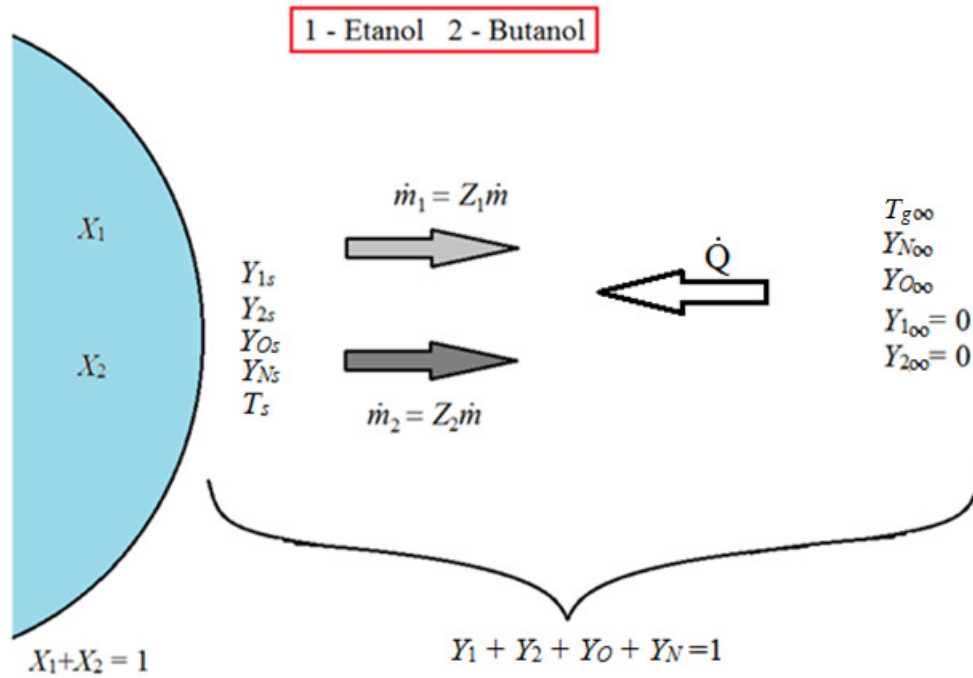


Рис.1 Схема тепло масообміну системи «крапля розчину – повітря». X – масова частка в краплі, Y – масова частка в повітрі, Z – частка в загальному масовому потоці випаровування

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 газової суміші при поверхні краплі $\bar{\mu}_{gs}$:

$$Y_{is} = X_{vi} \frac{\mu_i p_{is}}{\bar{\mu}_{gs} P_0}. \quad (1)$$

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

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

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

$$Y_{is} = X_{vi} \frac{\mu_i p_{is}}{\mu_{air} P_0}. \quad (3)$$

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 [21, 22], яку в температурному інтервалі додатково з точністю до 4% від 0 °С до температури кипіння рідини можна лінійно апроксимувати [23]:

$$L_T = L_{T_0} \left(\frac{T_{cr} - T}{T_{cr} - T_0} \right)^{0.38} = L_{T_0} \left(1 + \frac{T_0 - T}{T_{cr} - T_0} \right)^{0.38} \approx L_{T_0} - A(T - T_0), \quad A = \frac{0.38 L_{T_0}}{T_{cr} - T_0}, \quad (4)$$

де T_{cr} – критична температура рідини, К, T_0 – деяка характерна температура. В даній роботі взято температуру середовища. Наприклад, для етанолу при $T_0 = 298$ Кі $T_{b1} = 351$ К величина $(T - T_0)/(T_{cr} - T_0) < 0.25$.

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), як це було зроблено в [23]. 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). Тоді залежність тиску насиченого пару від температури приймає класичного вигляду:

$$p_{is} = P_0 \exp \left[\frac{L_{T_0} \mu_i}{R} \left(\frac{1}{T_{bi}} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (5)$$

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

В більш загальному випадку тиск насиченої пари залежить від діаметру краплі (формула Томсона): $p_{is,d} = p_{is} \exp \left(\frac{4\sigma_i \mu_i}{d\rho_i RT} \right)$, де σ – коефіцієнт поверхневого натягу. Це необхідно враховувати, бо при зменшенні розміру частинок відбувається і зменшення поверхневої енергії. Однак, при стандартних умовах цей ефект суттєвий лише для крапель з діаметрами $d < 10$ нм. Так, для краплі

етанолу діаметром 1 мм відповідний множник мало відрізняється від одиниці:

$$\exp\left(\frac{4\sigma_i\mu_i}{d\rho_iRT}\right) - 1 = \exp\left(\frac{4 \cdot 22.8 \cdot 10^{-3} \cdot 56 \cdot 10^{-3}}{10^{-3} \cdot 790 \cdot 8.31 \cdot 298}\right) - 1 \sim 0.5 \cdot 10^{-6}, \text{ для } 1\text{мкм} \sim 10^{-3}.$$

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

$$\dot{m}_i = -4\pi r^2 D_{gi} \rho_g \frac{dY_i}{dr} + 4\pi r^2 u \rho_g Y_i, \quad (6)$$

$$\dot{Q} = 4\pi r^2 \lambda_g \frac{dT}{dr} - 4\pi r^2 u \rho_g c_{pg} T = \sum_i \dot{m}_i L_i - 4\pi r_s^2 u_s \rho_{gs} c_{pg} T_s. \quad (7)$$

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 (6) перепишеться в вигляді:

$$\dot{m} Z_i = -4\pi r^2 D_{gi} \rho_g \frac{dY_i}{dr} + \dot{m} Y_i \quad (8)$$

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

Після інтегрування (8) отримаємо, що масова швидкість випаровування краплі діаметром $d = 2r_s$ дорівнює:

$$\dot{m} = 2\pi d \frac{Sh}{2} D_{gi} \rho_g \ln(1 + B_i) B_i = \frac{Y_{is}}{Z_i - Y_{is}} \quad (9)$$

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:

$$\dot{m}_i = 2\pi d \frac{Sh}{2} D_{gi} \rho_g \frac{X_i}{Z_i - Y_{is}} Y_{is}, \quad (10)$$

де B_i – число Сполдінга для масообміну.

Розмір краплі зменшується згідно рівняння:

$$-\frac{\partial d}{\partial t} = \frac{4}{d} \frac{Sh}{2} \frac{D_{gi} \rho_g}{\rho_L} \frac{Y_{is}}{Z_i - Y_{is}}, \quad d(t=0) = d_0. \quad (11)$$

Згідно (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

$$Z_i = \frac{Y_{is}}{Y_{1s} + Y_{2s}}. \quad (12)$$

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:

$$\rho_L c_L \pi \frac{d^3}{6} \frac{dT_s}{dt} = \pi d^2 \alpha (T_{g\infty} - T_s) - \sum_i L_i \dot{m}_i, T_s(t=0) = T_{s0}. \quad (13)$$

Коефіцієнти тепломасопереносув умовах природної конвекції приймалися у припущенні $Re = \sqrt{0.5Gr}$:

$$\alpha = \frac{\lambda_g Nu}{d}, \beta_1 = \frac{D_{1,g} Sh}{d}, \beta_2 = \frac{D_{2,g} Sh}{d}, Gr = \frac{(T - T_g) g d^3}{T_0 \cdot \nu_g^2},$$

$$Sh = 2 + 0.6 Re^{1/2} Sc^{1/3}, Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3},$$

де λ_g – коефіцієнт теплопровідності навколишнього газу; $D_{1,g}, D_{2,g}$ – коефіцієнти дифузії першого і другого компонентів; Nu – число Нуссельта, Sh – число Шервуда, Re – число Рейнольдса, Gr – число Грасгофа, ν_g – коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря; Sc, Pr – числа Шмідта і Прандля.

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

$$D_{gi} = D_{gi0} \left(\frac{T_s + T_g}{2T_0} \right)^{n_i} \frac{P_0}{P}, \lambda_g = \lambda_{g0} \left(\frac{T_s + T_g}{2T_0} \right)^{n_0}, \rho_g = \rho_{g0} \frac{2T_0}{T_s + T_g} \frac{P}{P_0}.$$

Густина та питома теплоємність краплі визначаються як

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

Система рівнянь (11), (13) розв'язувалася чисельно з використанням методу кінцевих різниць. Інші параметри для розрахунку [24]: $D_{g10} = 10 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $D_{g20} = 7.1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, $\rho_{g0} = 1.29 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\lambda_{g0} = 0.0224 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $T_{b1} = 351 \text{ К}$, $T_{b2} = 391 \text{ К}$, $\rho_1 = 804 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\rho_2 = 825 \text{ кг}/\text{м}^3$, $c_1 = 2270 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $c_2 = 2200 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, $n_1 = n_2 = 1.75$, $n_0 = 0.75$, $P = P_0 = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

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

Аналіз чисельних результатів. Результати розв’язку системи (11)-(13) для моделювання кінетики випаровування крапель діаметром 1.5 мм бінарної суміші етанолу і 1-бутанолу представлені на рис.2. Хід випаровування крапель бінарної суміші спиртів якісно відрізняється від крапель монопалива, і містить ряд додаткових особливостей немонотонного характеру. Так температура краплі монопалива (рис.4а,с) протягом всього часу випаровування залишається сталою, та все ж

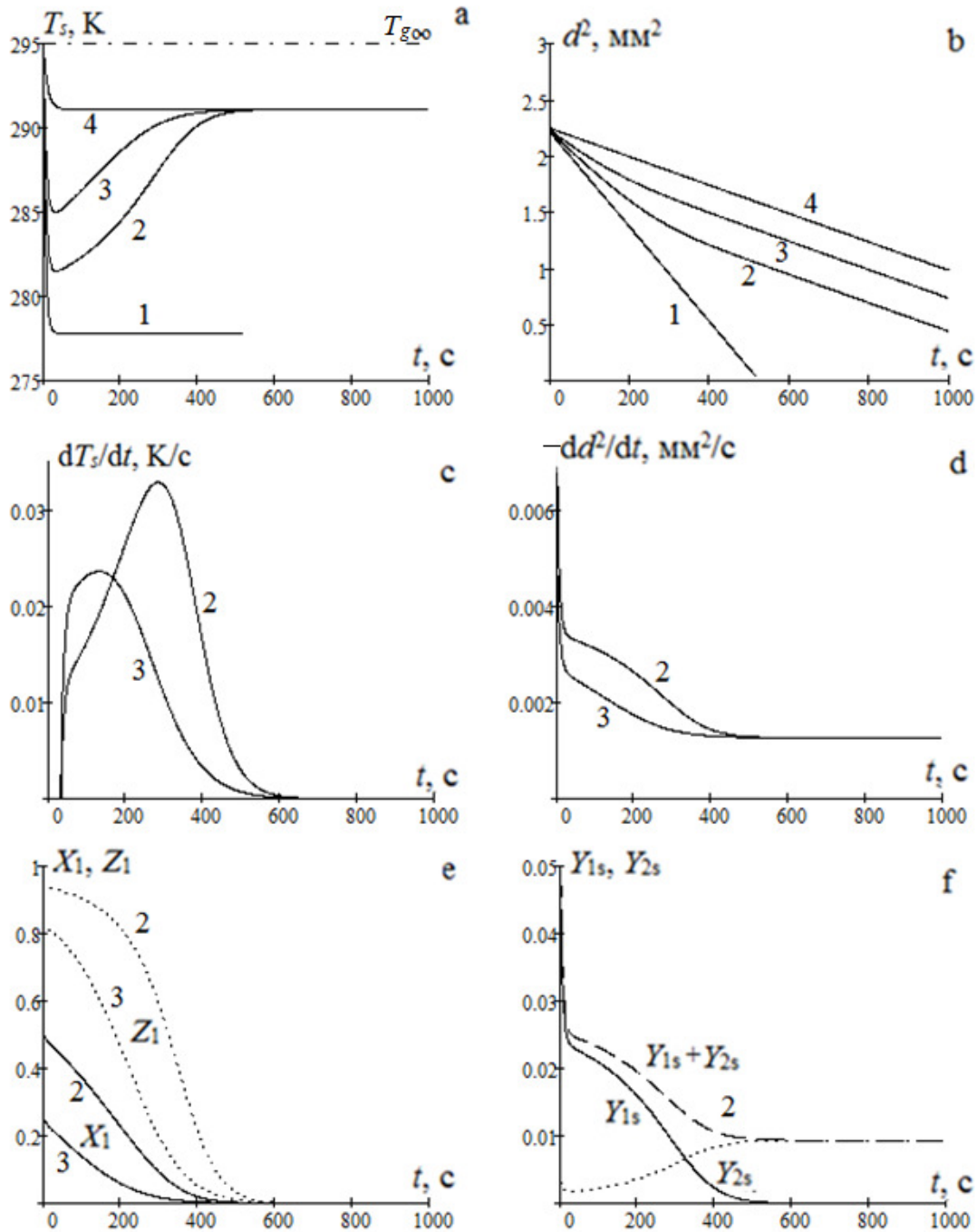


Рис. 2. Кінетика випаровування крапель бінарного розчину етанолу та бутанолу (крива 1 – 100/0%, 2 – 50/50%, 3 – 25/75%, 4 – 0/100%) в повітрі температури 295 К а) температура краплі, б) квадрат діаметра краплі, с) часова похідна температури краплі, д) часова похідна квадрату діаметра краплі, е) масова 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.

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.2а) 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.2а).

Точка перегину на залежності $T(t)$ (максимум на рис. 2с) характеризує зміну швидкості випаровування (рис. 2b). Після точки перегину швидкість випаровування практично не змінюється (рис.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. 2f).

Експериментальне дослідження випаровування крапель на термопарі.

Крапля підвішувалася на хромель-алюмелевій термопарі з товщиною термоелектродів в 200 мкм. Потім за допомогою спеціального механізму вводилася через отвір в верхній частині всередину горизонтально розташованої герметичну піч, в якій підтримувалася стала температура. 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 (рис 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 мультивольметра Picotest300.

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



Рис. 3. Кінограма краплі діаметром 1.65 мм розчину 50% етанолу і 50% 1-бутанолу. Кадри через 4 хв.

рідин, особливо при підвішуванні їх на термопарі, у жодному випадку не можна [23].

Кількість тепла, що надходить до краплі через нитку за одиницю часу, знаходиться як [23, 25]:

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

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:

$$\rho_L c_L \pi \frac{d^3}{6} \frac{dT_s}{dt} = \pi d^2 \alpha (T_g - T_s) - \sum_i L_i \dot{m}_i + N Q_m, \quad T_s(t=0) = T_{s0}. \quad (14)$$

На рис. 4 представлені результати розрахунку системи рівнянь (11) та (14). В кожному з випадків спостерігається достатньо швидке досягнення мінімальної те-

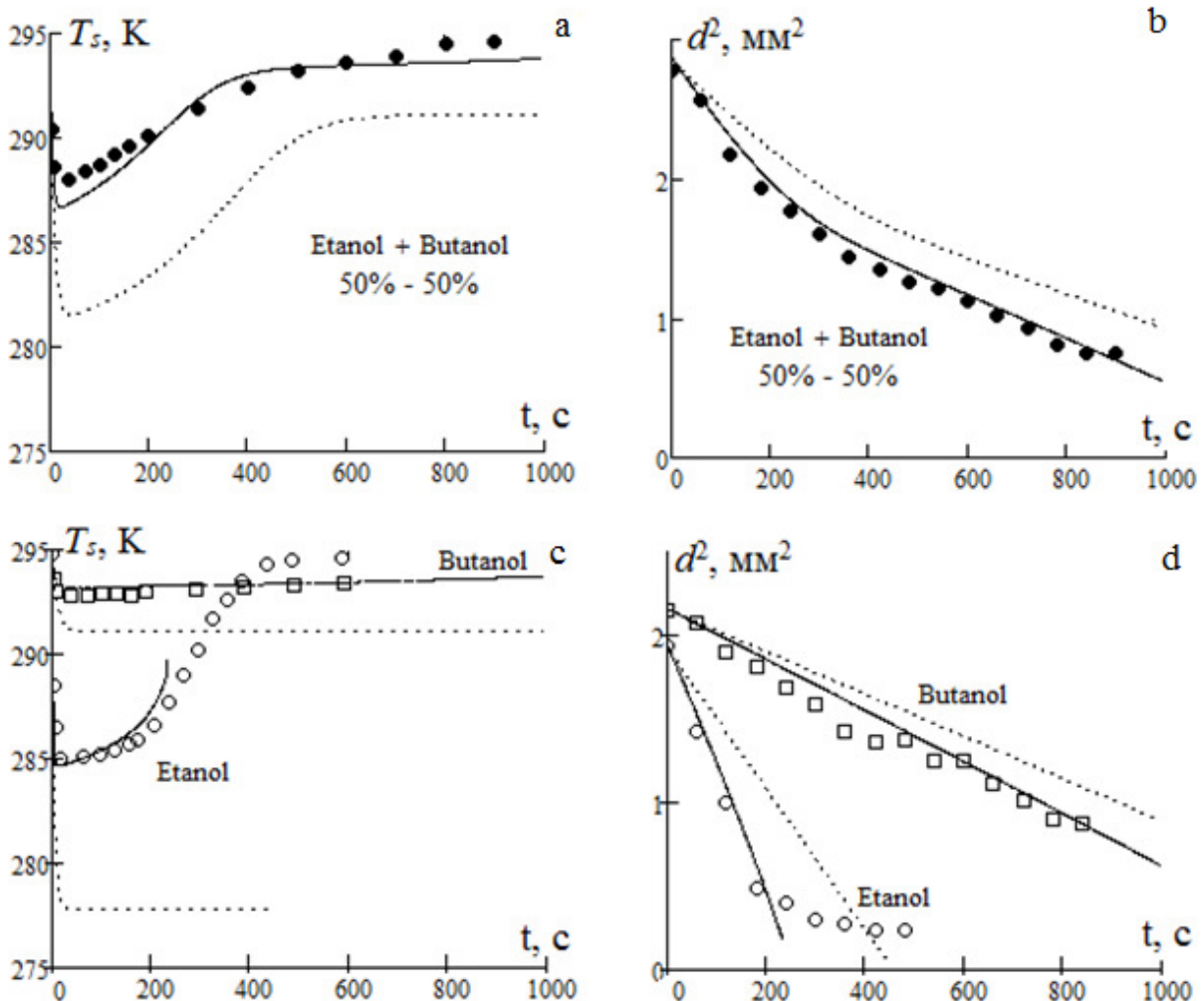


Рис. 4. Кінетика випаровування крапель бінарного розчину етанол/1-бутанолта чистих рідин в повітрі температури 295 К. ●, ○, □ – експериментальні дані на термопарі. Суцільна та пунктирна лінії – розрахунок з врахуванням та без врахування тепловтрат через термопару, відповідно.

температури випаровування і подальше монотонне зростання до температур близьких до температури навколишнього повітря.

Підвищення температури краплі пояснюється тим, що додаткове підведення тепла (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 (10) практично не змінюється, тому константу випаровування за цією моделлю можна використовувати.

Для краплі етанолу (рис.4cd) спостерігається уповільнення випаровування в другій половині. Візуально крапля етанолу (на відміну від інших) піднімається по електродіах і виміряти розмір краплі дуже важко.

Аналітична оцінка температури та константи випаровування краплі. Використавши (9), (11) та (12), квадрат діаметру краплі бінарного розчину змінюється згідно рівняння:

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

і після підстановки (3) і припущення, що $Y_{1s}, Y_{2s} \ll 1$, маємо:

$$-\frac{\partial d^2}{\partial t} = 8 \frac{Sh D_{gi} \rho_g}{2 \rho_L} \frac{X_{v1} \mu_1 p_{1s} + (1 - X_{v1}) \mu_2 p_{2s}}{\mu_{air} P_0} \quad (15)$$

або через масові концентрації

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

Отже, значення константи випаровування $K_{evap} = -\partial d^2 / \partial t$ для краплі бінарного розчину в холодному повітрі пропорційне сумі масових концентрацій компонентів краплі в насиченому шарі. Але ця сума, як видно з рис. 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. На другому етапі випаровування краплі розчину 50%/50% етанол/1-бутанол при температурі краплі в 292 ± 1 К маємо розрахункове значення $K_{evap2} = (1.36 \pm 0.12) \cdot 10^{-9}$ м²/с, а експериментальне $K_{evap2} = 1.40 \cdot 10^{-9}$ м²/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 $K_{evap1} = (5.57 \pm 0.38) \cdot 10^{-9}$ м²/с, а експериментальне $K_{evap1} = 4.38 \cdot 10^{-9}$ м²/с.

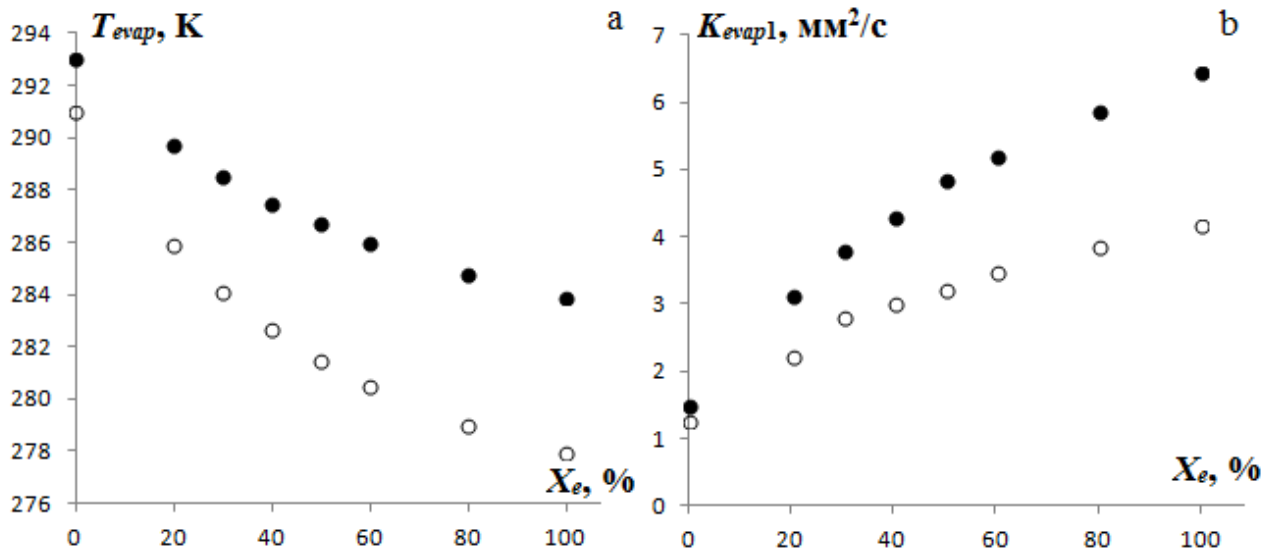


Рис. 5. Розрахункові значення мінімальної температури поверхні та відповідного значення константи випаровування краплі бінарного розчину етанол/1-бутанол в залежності від масової частки етанолу. ○ – без термопарі, ● – з ХА термопарою з діаметрами спаїв 200 мкм.

Як видно з рис. 4, вплив термопарі впливає на кінетику випаровування краплі. При цьому її вплив можна врахувати або визначивши температуру краплі, або швидкість випаровування.

Для оцінки мінімальної температури випаровування (рис. 2а) краплі бінарного розчину використаємо умову мінімуму температури, що фактично є умовою стаціонарності з (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
$$T_g = T_s + \frac{L_1 X_1 Le_1 + L_2 X_2 Le_2}{c_g} \frac{Sh}{Nu} \frac{1}{\mu_{air} P_0} \frac{X_1 p_{1s} + (1 - X_1) p_{2s}}{X_1 / \mu_1 + (1 - X_1) / \mu_2} - N \frac{Q_m}{\pi d \lambda_g Nu}. \quad (16)$$

Отримане рівняння (16) є трансцендентним відносно температури поверхні краплі. Однак, його можна розв'язати графічно (рис. 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.5. При даній температурі розраховані і константи випаровування за формулами (15), значення яких узгоджуються з середніми значеннями на першому етапі випаровування (рис. 2b, 4b). При частці етанолу $X_e > 30\%$ в розчині $T_{evap} \sim X_e^{1/2}$ та $K_{evap1} \sim X_e^{1/2}$. Ця закономірність зберігається і в умовах знаходженні краплі на термопарі.

Для визначення рівноважної температури T_s краплі рідини однокомпонентного палива, що випаровується, можна прирівняти константи випаровування, які отримані в тепловій і дифузійній моделях випаровування [23]:

$$8a_g \frac{\rho_g}{\rho_L} \frac{Nu}{2} \frac{c_g}{L_i} (T_{g\infty} - T_s) = 8D_i \frac{Sh}{2} \frac{\rho_g}{\rho_L} Y_{is}. \quad (17)$$

В повітрі кімнатної температури при випаровуванні краплі рідини її температура ненабагато менша за температуру газу. Тому в температурній залежності

тиску насиченого пару (5) виділимо окремо тиск при температурі газу p_g і розкладемо в ряд утворений множник, що можна робити поблизу температури газу:

$$p_{is} = p_g \exp\left(\frac{L_{T_{gi}}\mu_i}{RT_{g\infty}^2}(T_s - T_{g\infty})\right) \approx p_g \left(1 + \frac{L_{T_{gi}}\mu_i}{RT_{g\infty}^2}(T_s - T_{g\infty})\right).$$

Таким чином, концентрація насиченої пари на поверхні краплі визначається через концентрацію насичених парів при температурі газу Y_{ig} [22]:

$$Y_{is} \approx Y_{ig} \left(1 + \frac{L_{T_{gi}}\mu_i}{RT_g^2}(T_s - T_{g\infty})\right). \quad (18)$$

Підставляючи (18) в (17), отримуємо наближений вираз для рівноважної температури випаровування краплі:

$$T_s = T_{g\infty} - \frac{L_{T_{gi}}Y_{ig}Le_i^{1-s}}{c_{pg}} \frac{1}{1 + \frac{L_{T_{gi}}^2\mu_i}{c_{pg}RT_{g\infty}^2}Y_{ig}Le_i^{1-s}}. \quad (19)$$

Отже стаціонарна температура випарування не залежить від діаметру краплі, а визначається добутком теплоти пароутворення на летючість парів $L_{T_g}Y_{ig}$.

При отриманні формули (18), на відміну від [23], було враховано вплив відношення коефіцієнту дифузії парів до коефіцієнта температуропровідності газу (число $Le \neq 1$) та залежності чисел Нуссельта та Шервуда (для кулі $s = 0.33$):

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

В табл. 1 представлені значення температур крапель деяких однокомпонентних палив, розрахованих по формулі (17). Видно, що врахування числа Льюїса знижує розрахункове 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

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

Дане рівняння можна привести до наступного вигляду

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

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 підведення тепла через підвіс, отримаємо остаточний вираз для часу випаровування:

Таблиця 1. 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 (19), $Le = 1$, без підвісу	по (19), $Le \neq 1$, без підвісу	по (20), $Le \neq 1$, одинарний підвіс $N=1$	по (20), $Le \neq 1$, термопара, $N=2$
Етанол	0.578	12	14.3	13.4	11.8	10.1
Бутанол	0.418	2.2	5.5	3.7	2.4	1.8

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

Таким чином, за рахунок тепловідводу через електроди термопар 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 (18):

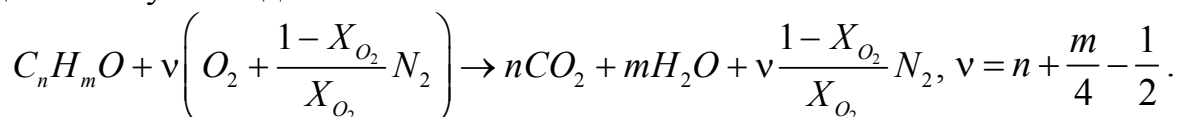
$$T_s = T_{g\infty} - \frac{L_{T_g} Y_{ig} Le_i^{1-s}}{c_{pg}} \frac{f_d}{1 + \frac{L_{T_g}^2 \mu_i}{c_{pg} R T_{g\infty}^2} Y_{ig} Le_i^{1-s} f_d}. \quad (20)$$

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

Оцінка температури займання бінарних розчинів. Для одноатомних спиртів характерно невисокі значення температур спалаху і займання. В роботі [26] запропоновано спосіб оцінки температури займання рідини. Температура запалювання при виконанні умови само прискорення (велике значення добутку теплоти горіння на енергію активації) в першу чергу визначається встановленням стехіометричними концентраціями кисню і горючих газів в газовій фазі

$$Y_{fs} / Y_{O_2s} = \mu_f / \nu \mu_{O_2} \Big|_{cmex}$$

поблизу поверхні краплі, які знаходяться з хімічних рівнянь горіння. Брутто-рівняння хімічної реакції одноатомних спиртів $C_n H_m O$ з кисне-азотною сумішшю, якщо прийняти, що продуктами реакції є диоксиду вуглецю, водень і азот, представимо у вигляді



Так для етанолу $\nu = 3$, а для 1-бутанолу $\nu = 6$.

Температуру займання індивідуальної рідини можна оцінити за формулою:

$$T_{fire} = T_{boil} \left(1 + \frac{RT_{boil}}{L_m \mu_f} \ln \left(1 + \frac{v}{x_{O_2}} \right) \right)^{-1} \quad (21)$$

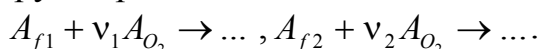
Представимо(21)у безрозмірному вигляді

$$\frac{T_{fire}}{T_{boil}} = \frac{T_L / T_{boil}}{(T_L / T_{boil}) + \ln \left(1 + \frac{v}{x_{O_2}} \right)}, \quad T_L = \frac{L_m \mu_f}{R}.$$

Тут $x_{O_2} = 0.21$ – мольна частка кисню в середовищі (повітря).

Для оцінки температури займання бінарних розчинів спиртів **в нульовому варіанті** можна припустити, що важколетючий компонент (в нашому випадку 1-бутанол) практично не випаровується при наявності більш летючого компонента (етанол). І тому його можна вважати інертним компонентом. Вважаємо, що виконується закон Рауля для парів легко летючої горючої рідини $P_{fs} = X_{vi} \cdot p_{is}$, де X_{vi} – молярна частка цієї рідини в суміші, p_{is} – тиск насиченої пари над чистою легко летючою рідиною. Тоді в формулі (21) під логарифмом треба замінити $(1 + v/x_{O_2})$ на $X_{vi}(1 + v/x_{O_2})$.

Однак, при збільшенні вмісту більш важко летючого компонента, його вже не можна вважати інертним компонентом. Він також приймає участь в займанні краплі. Тому для врахування наявності обох компонент приймемо, що два компоненти реагують згідно бруто-рівнянь



Припустимо також, як і для індивідуальних рідин, що при температурі займання біля поверхні краплі повинно виконуватися стехіометричне відношення між паром та киснем для кожного компоненту

$$Y_{1s} / Y_{O_2 1} = \mu_1 / v_1 \mu_{O_2} \Big|_{cmex} \quad \text{та} \quad Y_{2s} / Y_{O_2 2} = \mu_2 / v_2 \mu_{O_2} \Big|_{cmex}.$$

При цьому сума $Y_{O_2 1} + Y_{O_2 2} = Y_{O_2 s}$ є масовою часткою кисню біля поверхні краплі. В результаті маємо:

$$Y_{1s} \frac{v_1 \mu_{O_2}}{\mu_1} + Y_{2s} \frac{v_2 \mu_{O_2}}{\mu_2} = Y_{O_2 s}. \quad (21)$$

Визначимо масову частку кисню в суміші. Використовуємо рівняння Менделєєва-Клапейрона та Дальтона:

$$P_{f1} = \frac{\rho_1}{\mu_1} RT_g, \quad P_{f2} = \frac{\rho_2}{\mu_2} RT_g, \quad P_{O_2} V = \frac{\rho_{O_2}}{\mu_{O_2}} RT_g,$$

$$P = P_{f1} + P_{f2} + P_{O_2} + P_{N_2}, \quad P_{O_2} / P_{N_2} = x_{O_2} / (1 - x_{O_2}).$$

Для повітря $P_{O_2} / P_{N_2} = x_{O_2} / (1 - x_{O_2}) = 0.21 / 0.79$.

В результаті для масової частки кисню в суміші маємо:

$$Y_{O_2 s} = \frac{\rho_{O_2}}{\rho_g} = \frac{P_{O_2} \mu_{O_2}}{P_0 \bar{\mu}_{gs}} = \frac{x_{O_2} \mu_{O_2} P_{air}}{\bar{\mu}_{gs} P_0} = \frac{x_{O_2} \mu_{O_2}}{\bar{\mu}_{gs}} \left(1 - \frac{P_{f1} + P_{f2}}{P_0} \right).$$

Таблиця 2. Залежність температури займання бінарного розчину етанолу та бутанолу від молярної частки етанолу

$X_{v1}, \%$	100	90	80	70	60	50	25	0
$T_{fire}, \text{°Cпо (21)}$	18.3	20.2	22.4	24.9	27.9	31.5	46.0	–
$T_{fire}, \text{°Cпо (22)}$	18.3	19.6	20.9	22.4	24.1	25.8	31.1	38.1

Тоді, використавши (1), рівняння (21) перетворюється в

$$X_{v1} \frac{\mu_1 p_{1s}}{\bar{\mu}_{gs} P_0} \frac{v_1 \mu_{O_2}}{\mu_1} + X_{v2} \frac{\mu_2 p_{2s}}{\bar{\mu}_{gs} P_0} \frac{v_2 \mu_{O_2}}{\mu_2} = \frac{x_{O_2} \mu_{O_2}}{\bar{\mu}_{gs}} \left(1 - \frac{X_{v1} \cdot p_{1s} + X_{v2} \cdot p_{2s}}{P_0} \right)$$

Роблячи неважкі перетворення, маємо

$$\left(\frac{v_1}{x_{O_2}} + 1 \right) X_{v1} \frac{p_{1s}}{P_0} + \left(\frac{v_2}{x_{O_2}} + 1 \right) (1 - X_{v1}) \frac{p_{2s}}{P_0} = 1.$$

Дане рівняння є трансцендентним відносно температури поверхні краплі

$$\left(\frac{v_1}{x_{O_2}} + 1 \right) X_{v1} \exp\left(\frac{L_{m1} \mu_1}{RT_{boil1}} - \frac{L_{m1} \mu_1}{RT} \right) + \left(\frac{v_2}{x_{O_2}} + 1 \right) (1 - X_{v1}) \exp\left(\frac{L_{m2} \mu_2}{RT_{boil2}} - \frac{L_{m2} \mu_2}{RT} \right) = 1. \quad (22)$$

Представимо (22) у вигляді залежності мольної частки першого компоненту в бінарному розчині від температури запалення

$$X_{v1} = \frac{1 - \left(\frac{v_2}{x_{O_2}} + 1 \right) \exp\left(\frac{L_{m2} \mu_2}{RT_{boil2}} - \frac{L_{m2} \mu_2}{RT} \right)}{\left(\frac{v_1}{x_{O_2}} + 1 \right) \exp\left(\frac{L_{m1} \mu_1}{RT_{boil1}} - \frac{L_{m1} \mu_1}{RT} \right) - \left(\frac{v_2}{x_{O_2}} + 1 \right) \exp\left(\frac{L_{m2} \mu_2}{RT_{boil2}} - \frac{L_{m2} \mu_2}{RT} \right)}$$

Для чистих індивідуальних рідин $X_{v1}=1$ та $X_{v1}=0$ маємо рівняння,

$$\left(\frac{v_1}{x_{O_2}} + 1 \right) \exp\left(\frac{L_{m1} \mu_1}{RT_{boil1}} - \frac{L_{m1} \mu_1}{RT} \right) = 1, \quad \left(\frac{v_2}{x_{O_2}} + 1 \right) \exp\left(\frac{L_{m2} \mu_2}{RT_{boil2}} - \frac{L_{m2} \mu_2}{RT} \right) = 1,$$

з яких можна отримати формулу (21).

В табл. 2 представлені розрахунки температури займання T_{fire} бінарного розчину етанолу і н-бутанолу по формулі (21). Відмічається збільшення T_{fire} при зменшенні мольної частки етанолу. В той же час при переважному вмісті бутанолу в краплі розраховане значення T_{fire} суттєво зростає і не наближається до відповідного йому значенню температури займання.

Розрахунок по (22), як розв’язок трансцендентного рівняння, дозволяє оцінити T_{fire} в усьому інтервалі складу бінарного розчину. Видно, що при вмісті етанолу до 30 % похибка складає до 2.5 К або до 10%.

Висновок. Чисельне моделювання та експериментальні дослідження процесу випаровування краплі бінарного палива(етанол, н-бутанол) дозволило виявити деякі закономірності в поведінці основних характеристик цього процесу: зміна швидкості випаровування, поточної температури і складу краплі. По точці перегину на часовій залежності температури краплі весь етап випаровування

краплі бінарного палива можна розділити на дві стадії (нестационарну і квазістационарну): 1) на нестационарній стадії йде сумісне випаровування обох рідин з переважним внеском більш легкої речовини (етанол); 2) на квазістационарній стадії відбувається 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.

Запропоновано методику розрахунку температури займання бінарних розчинів. Вона основана на припущенні, що при температурі займання біля поверхні краплі повинно виконуватися стехіометричне відношення між паром та киснем для кожного компоненту.

Література:

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.* – 2021. – Т. 35, Vol. 12. [DOI 10.1007/s12206-021-1101-3]
2. *Pin Chen, Malika Toubal, Julien Carlier, Souad Harmand, Bertrand Nongailard, 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.* – 2020. – Vol. 36. – P. 1357–1371. [<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.* – 2008. – Vol. 112. – P. 11317–11323. [DOI: 10.1021/jp8030418]
5. *Pradeep Gurralla, 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.* – 2019. – P. 145. – P. 118770. [<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 Pancake-like Shapes // *Physical Review Letters.* – 2021. – Vol. 127. – P. 024501 [DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.024501]
7. *Strotos G., Malgarinos I., Nikolopoulos N., Gavaises M.* Predicting the evaporation rate of stationary droplets with the VOF methodology for a wide range

- of ambient temperature conditions // *Int. J. Therm Sci.* – 2016. – Vol. 109. – P. 253-262. [<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.06.022>]
8. *Bulavin L.A., Verbinska G.M., Brytan A.V., Stepowyi Ya.O.* Model for Evaporation of Droplets of Ideal Alcohol Solutions in Diffusive and Transient Regimes // *Ukrainian Journal of Physics.* – 2022. – Т. 67, Vol. 8. – P. 592. [<https://doi.org/10.15407/ujpe67.8.592>]
 9. *Korobko O.V., Brytan A.M., Verbinska G.M., Gavryushenko D.A.* Effect of Ultraviolet Radiation on Evaporation of Suspended Alcohol Droplets // *Ukrainian Journal of Physics.* – 2019. – Vol. 60(4). – P. 318. [<https://doi.org/10.15407/ujpe60.04.0318>]
 10. *Savenko V. S., Verbinska G.M., Bulavin L.A.* Computer Simulation of Evaporation Process of NaCl Aqueous Solution. // *Ukrainian Journal of Physics.* – 2019. – Т. 61. – Vol. 9. – P. 812. [<https://doi.org/10.15407/ujpe61.09.0812>]
 11. *Sazhin S.* *Droplets and Sprays* / Springer Verlag. London, 2014. [<https://doi.org/10.1007/978-1-4471-6386-2>]
 12. *Shen L.Z., Yan W.S., Biand Y.H., Lei J.L.* Performance comparison of ethanol/diesel blends mixed in different methods of diesel engine // *Journal of Combustion Science and Technology.* – 2007. – Vol. 13(5). – P. 389.
 13. *Wallner T.A., Miers S.A., McConnell S.* A Comparison of Ethanol and Butanol as Oxygenates Using a Direct-Injection, Spark-Ignition Engine // *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power.* – 2007. – Vol. 131(3). – P. 129. DOI:10.1115/1.3043810
 14. *Jingnan Lu., Brigham Ch.J., Gai C.S. and Sinskey A.J.* Studies on the production of branched-chain alcohols in engineered *Ralstonia eutropha* // *Journal of Applied Microbiology and Biotechnology.* – 2012. – Vol. 96(1). – P. 283. DOI: [10.1007/s00253-012-4320-9](https://doi.org/10.1007/s00253-012-4320-9)
 15. *Терехов В.И., Шшикин Н.Е.* Температура поверхности испаряющихся капель бинарных растворов // *Ползуновский вестник.* – 2010. – Vol. 1. – P. 55. http://elib.altstu.ru/journals/Files/pv2010_01/pdf/055terehov.pdf
 16. *Borodulin V.Y., Letushko V.N., Nizovtsev M.I., Ssterlyagov A.N.* The Experimental Study of Evaporation of Water–Alcohol Solution Droplets // *Colloid Journal.* – 2019. – Vol. 81(3). – P. 219. <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. *Вербінська Г.М., Британ А.В., Карбовский В.Л., Клецонок Т.В.* Випаровування спиртів та бінарних спиртових розчинів в дифузійному режимі // *Фізика аеродисперсних систем.* – 2019. – № 56. – P. 71. DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2019.56.170801>
 19. *Олифиренко Ю.А., Копейка А.К., Калинин В.В., Дараков Д.С., Головки В.В.* Моделювання випаровування крапель бінарної суміші нижчих спиртів // *Фізика аеродисперсних систем.* – 2016. – Vol. 53. – С. 96. DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2016.53.159375>

20. *Kopyyka O.K., Kalinchak V.V., Chernenko A.S.* Evaporation of droplets of binary mixtures of lower monohydric alcohols in heated air // Ukr. J. Phys. – 2023. – Т. 68, № 10. – P. 660. <https://doi.org/10.15407/ujpe68.10.660>.
21. *Watson K.M.* Thermodynamics of the Liquid State // Ind. Eng. Chem, 1943. – Vol. 35(4). – P. 398. <https://doi.org/10.1021/ie50400a004>
22. *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>
23. *Черненко О.С., Калінчак В.В., Дараков Д.С., Копійка О.К.* Вплив підвісу на кінетику випаровування краплі рідкого палива // Фізика аеродисперсних систем. – 2015. – Vol. 52. – С. 47. DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2015.52.159698>
24. *David R. Lide* CRC Handbook of Chemistry and Physics. / 85th Edition, Volume 85. – CRC Press, Jun 29, 2004.
25. *Фукс Н.А.* Испарение и рост капель в газообразной среде / Изд-во Академии наук СССР, Москва, 1958.
26. *Калінчак В.В., Черненко О.С., Копійка О.К.* Удосконалення аналітичної оцінки температур займання рідин // Пожежна безпека (FireSafety). – 2023. – №4. – 43-49. DOI: 10.32447/20786662.42.2023.05

Kopyyka O.K., Kalinchak V.V., Chernenko A.S., Ivanov M.O.
Theoretical and experimental study of heat and mass transfer, diffusion evaporation drops of monoatomic alcohols binary mixture in cold air

SUMMARY

The study evaporation process results of lower alcohols' single drops (ethanol, butanol and their binary mixtures) with an initial droplet size of 1.5-2.5 mm in air at room temperature and atmospheric pressure are presented. To describe the heat and mass transfer of the fuel mixture's drops with different initial composition, prognostic evaluation of dynamics' changes fuels drops size, composition and temperature during their evaporation are proposed. Taking into account the temperature dependence of the heat of vaporization, an analytical dependence for evaluating the drop surface temperature of one-component evaporating fuels is proposed. Comparative analysis of the calculated model's data allowed to suggest a possible evaporation mechanism of multi-component fuel mixtures droplets and to explain some peculiarities in the behavior of the main characteristics this process. It is shown that the thermocouple wires qualitatively affects the behavior with time of temperature and droplet size. Formula for the drop's temperature during evaporation into account the influence of thermocouple are presented.

Key words: heat and mass transfer, evaporation, alcohols, solution, drop, thermocouple.