

ВИПАРОВУВАННЯ КРАПЕЛЬ РІДИН ПРИ НИЗЬКИХ ТИСКАХ ПІД ВПЛИВОМ МАЛОПОТУЖНОГО ОПРОМІНЕННЯ РІЗНОЇ ЧАСТОТИ В ОПТИЧНОМУ ДІАПАЗОНІ

А.В. БРИТАН, Г.М. ВЕРБІНСЬКА, В.М. СИСОЄВ, В.Л. КАРБОВСЬКИЙ, Т.В. КЛЕЦОНОК

УДК 538.9
©2011

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Просп. Академіка Глушкова, 4-б, Київ 03022; e-mail: a_britan@ukr.net)

Представлено результати експериментального дослідження впливу опромінення різної частоти (довжини хвиль 390, 565, 625 нм) на швидкість випаровування крапель деяких рідин в атмосфері сухого азоту при тисках 100, 50, 30 мм рт. ст. при температурі парогазової суміші 20 °С. Виявлено суттєве зростання швидкості випаровування крапель води (до 25%), нітробензолу (до 40%) та йодбензолу (до 60%) при незмінній температурі краплини під час її випаровування. Швидкість випаровування крапель етилбензолу та ізоамілового спирту в темновому режимі та за опромінення залишається незмінною в межах похибки експерименту. Встановлено червону границю цього ефекту.

1. Вступ

Випаровування крапель рідин в газовому середовищі і зворотний процес утворення крапель в середовищі, що містить пересичену пару, мають величезний інтерес як з точки зору фундаментальної науки, так і технічних застосувань. Достатньо пригадати, що колооберт води в природі відбувається через стадії випаровування води з поверхні водоймищ та утворення хмар шляхом конденсації водяної пари на центрах конденсації, що знаходяться в атмосфері. Утворення хмар, туману і механізми їх еволюції є важливими питаннями фізики атмосфери.

Особливий інтерес викликають процеси випаровування і конденсації рідин, що відбуваються у високих шарах атмосфери в умовах низького тиску та оптичного опромінення, які суттєво змінюють швидкість перебігу даних процесів. Вивченню впливу цих факторів на швидкість випаровування підвішених крапель рідин розміром 1–2 мм присвячено дану роботу.

2. Теоретична формула для обробки результатів експерименту

Конкретне фазове перетворення, в тому числі і процес випаровування, відбувається з певною швидкістю, що залежить від умов, за яких протікає фазовий перехід. Найпростішим є випадок випаровування з поверхні рідини, над якою знаходиться вакуум.

Якщо рідина знаходиться в замкнутій посудині, то над її поверхнею утворюється насичена пара і встановлюється динамічна рівновага, при якій число молекул, що покидає поверхню рідини, дорівнює числу молекул, що переходять з пари назад у рідину. Число молекул, що конденсується на одиницю площі поверхні рідини в одиницю часу виражається відомою формулою для кінетичного режиму випаровування:

$$\frac{dN}{dt} = \alpha \Omega n \bar{v}, \quad (1)$$

де n – число молекул пари в одиниці об'єму, α – так званий коефіцієнт конденсації, $\Omega = 4\pi r^2$ – площа поверхні краплі, \bar{v} – середня теплова швидкість руху молекул пари $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$.

В багатьох реальних випадках випаровування рідини відбувається в присутності стороннього (фонового) газу. При цьому молекули, що покинули рідину, не можуть далеко віддалитись від її поверхні внаслідок співударів з молекулами фонового газу. Молекули речовини, що випаровується, відводяться від поверхні рідини в результаті дифузії. Цей процес має назву дифузійного режиму випаровування. Швидкість дифузійного випаровування краплі радіусом r визначається за формулою Максвелла [1, 2]:

$$I_m = -\frac{dm}{dt} = 4\pi r D(C_0 - C_\infty), \quad (2)$$

де I_m – зміна маси краплі за одиницю часу, D – коефіцієнт дифузії пари рідини у фоновому газі, C_0 – концентрація насиченої пари при температурі краплі, $C_\infty = C_0\varphi$ – концентрація пари на нескінченній відстані від краплі, що визначається вологістю φ .

Порівнюючи вирази (1), (2) для випадку випаровування крапель одиничного розміру тієї самої речовини бачимо, що випаровування в дифузійному режимі визначається значенням коефіцієнта дифузії, порядок якого становить 10^{-5} м²/с, а випаровування в кінетичному режимі визначається добутком $\alpha \frac{\bar{v}}{4}$, порядок якого 10^{-1} м/с. Використовуючи дані величини можна провести оцінку відношення швидкостей випаровування в обох режимах, згідно з якою швидкість випаровування в дифузійному режимі є малою величиною порівняно з випаровуванням в кінетичному режимі, і тому саме швидкість дифузії пари рідини в оточуючому фоновому газі і визначає швидкість випаровування.

Вважаючи краплини сферичними утвореннями з густиною ρ швидкість випаровування можна виразити формулою

$$-\frac{dS}{dt} = \frac{8\pi D}{\rho} (C_0 - C_\infty). \quad (3)$$

Експериментальні значення швидкості випаровування $\frac{dS}{dt}$ в дифузійному режимі (при тисках оточуючого середовища близьких до атмосферного) і розраховані за формулою (3) збігаються в межах похибки експерименту. При низьких тисках в умовах інтенсивного випаровування краплин спостерігаються значні відхилення від теорії Максвелла [1].

Відхилення від рівняння Максвелла при низьких тисках зумовлено впливом таких факторів:

1. Існування макроскопічного стрибка концентрації, який зростає при інтенсивному випаровуванні крапель [1, 3]. Навколо краплі утворюється так званий Δ -шар [1] порядку довжини вільного пробігу молекул, концентрація пари на межі цього Δ -шару C_1 не збігається з концентрацією C_0 насиченої пари біля поверхні краплі.
2. Формування потоку поблизу поверхні краплі, що визначається динамікою зіткнень молекул пари і фоновому газу.
3. Зниження температури поверхні краплі під час встановлення квазістаціонарного режиму на початковому етапі випаровування та утворення стрибка температури (температура краплі – температура оточуючого середовища), який іноді досягає десятків градусів.

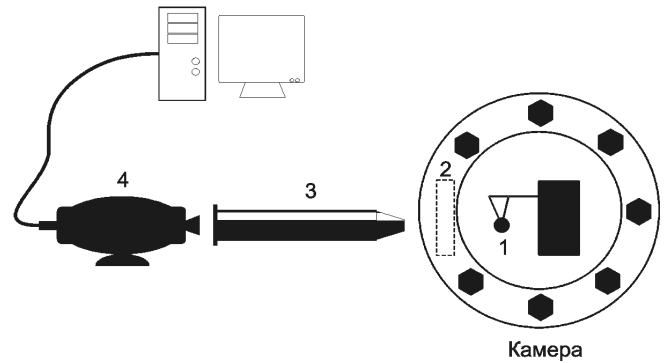


Рис. 1. Схема експериментальної установки для вимірювання швидкості випаровування крапель рідин

Тому в реальних умовах експерименту до формули Максвелла необхідно ввести ряд поправок [1]:

- поправка на стрибок концентрації пари у поверхні краплі (поправка Фукса) $\left[\frac{D}{ru\alpha} + \frac{r}{r+\Delta} \right]^{-1}$; у випадку $\Delta \ll r$ поправка Фукса має вигляд $\left[\frac{D}{ru\alpha} + 1 \right]^{-1}$;
- поправка на стефановський потік $\left(1 + \frac{P_0 + P_\infty}{2P} \right)$;
- врахування температурної залежності коефіцієнта дифузії при великих значеннях $(T_\infty - T_0)$: $D = \sqrt{D_0 D_\infty}$.

При інтенсивному випаровуванні поверхня краплі сильно охолоджується і звичайний температурний датчик, розташований в середині краплі, не встигає реагувати і вносить похибку у вимірювання T_0 . Тому було створено спеціальну електронну систему, що дозволяє вимірювати температуру з необхідною точністю.

Отже, швидкість випаровування з урахуванням всіх приведених поправок визначалась за формулою

$$-\frac{dS}{dt} = \frac{8\pi\sqrt{D_0 D_\infty} (C_0 - C_\infty)}{\frac{D}{ru\alpha} + 1} \left(1 + \frac{P_0 + P_\infty}{2P} \right). \quad (4)$$

За допомогою цієї формули проводилась апроксимація експериментальних залежностей швидкості випаровування крапель $\frac{dS}{dt}$ від оберненого тиску. Це дозволяло визначити коефіцієнт конденсації α для досліджуваної рідини.

3. Експериментальна методика вимірювання швидкості випаровування крапель

Для дослідження швидкості випаровування крапель використовували установку, схему якої наведено на рис. 1

Камера 2, в якій проводиться дослідження випаровування підвішених краплин 1 має вигляд гори-

зонтально розташованого циліндра об'ємом 20 л з подвійними стінками, між якими пропускається термостатуюча рідина. Термостат підтримує температуру в камері з точністю $\pm 0,1$ °С в діапазоні 5 °С–40 °С. В даній роботі розглядаємо процеси випаровування краплин під впливом малопотужного оптичного опромінення. При цьому є дуже важливим точне вимірювання температури краплі під час її випаровування. Тому для контролю температури краплі було створено спеціальний прилад, що складається з плати термодатчиків та плати аналогового-цифрового перетворювача з інтерфейсом зв'язку з персональним комп'ютером. Температура в камері контролюється за допомогою температурного датчика. В ролі датчика використовується *p-n*-перехід безкорпусного транзистора. Це дозволило значно зменшити інерційність системи контролю температури. Електронна система дозволяє вимірювати температуру з точністю $\pm 0,03$ К. Другий подібний датчик контролює температуру краплі. Для кращого контакту з рідиною датчик також використовується у ролі підвісу для краплі. Необхідно зазначити, що використання *p-n*-переходу безкорпусного транзистора одночасно в ролі підвісу і датчика температури дозволило значно зменшити теплопровідність через підвіс і максимально наблизитись до умов випаровування вільної краплини порівняно з традиційним методом вимірювання температури за допомогою термопари.

Для вимірювання випаровування крапель в широкому діапазоні тисків (від нормального до 3–5 мм рт. ст.) до камери підключено спеціальний вакуумний прилад, що дозволяє отримувати в камері низькі тиски. Тиск в камері вимірюється ртутним U-подібним манометром і контролюється електронним приладом. Висока герметичність камери дозволяє проводити вимірювання при сталому тиску протягом великого проміжку часу.

У торцевій поверхні камери герметично вмонтовано скляні вікна, що дозволяють освітлювати камеру і спостерігати за процесом випаровування.

За допомогою відеокамери 4 із спеціально підібраним об'єктивом 3, розташованої за межами вакуумного циліндра, підвішена крапля фотографується з певним заданим інтервалом часу. Для якісних вимірювань потрібно встановити такий режим освітлювання, щоб мати чіткий темний край краплі на світлому фоні. Поруч із краплею розміщується провід каліброваної товщини, що дозволяє контролювати масштаб знімку. Оскільки реєстрація температури і зображень відбувається на одному комп'ютері,

то в ролі часової шкали використовується системний час комп'ютера. Зображення краплі записуються автоматично через вибрані інтервали часу, час реєстрації зображень визначається за часом створення файлу.

4. Експериментальні результати

В експериментах по випаровуванню крапель рідин, підвішених на підвісі в камері з фіксованим значенням тиску в ній, визначались з певним часовим кроком площа поверхні краплини S , її температура T_k і температура оточуючого середовища T_∞ . За кутом нахилу прямолінійної залежності площі поверхні краплини від часу $S = S(t)$ розраховувалась швидкість випаровування dS/dt . Випаровування крапель відбувалось в атмосфері сухого азоту, отже величина $C_\infty = 0$ у формулі (4).

Досліджувалось випаровування крапель води, нітробензолу, йодбензолу, етилбензолу в темновому режимі та при опроміненні лазерним діодом з довжинами хвиль 390, 565, 625 нм. Випаровування крапель указаних рідин за відсутності опромінення та при опроміненні довжиною хвилі 390 нм проводилось в широкому діапазоні тисків від атмосферного до 30 мм рт. ст. Вимірювання швидкості випаровування крапель під впливом опромінення $\lambda=565$ нм та $\lambda=625$ нм проводилось при тисках 100 та 50 мм рт. ст., оскільки, як було показано в роботах [4, 5], саме при низьких тисках є найбільш помітним вплив опромінення на швидкість випаровування крапель.

На рис. 2 наведено залежності $\frac{dS}{dt} = f\left(\frac{1}{p}\right)$ для всіх указаних рідин у темновому режимі в логарифмічному масштабі. Швидкість випаровування зростає в напрямку: нітробензол – йодбензол – вода – етилбензол. Відповідні коефіцієнти конденсації для даних рідин, отримані за формулою (4), становлять $\alpha = 0,006$ (нітробензол), $\alpha = 0,004$ (йодбензол), $\alpha = 0,0017$ (вода), $\alpha = 0,001$ (етилбензол).

Малопотужне джерело випромінювання (лазерний діод потужністю 3,5 Вт) встановлювали на відстані 2,5 см від краплі. Таким чином, опромінювались і крапля і оточуюче парогазове середовище. Як видно з рис. 3, спостерігається помітне збільшення швидкості випаровування крапель води та йодбензолу під час опромінення джерелом з довжиною хвилі 390 нм порівняно з темновим режимом. Причому зростання швидкості випаровування при опроміненні тим більше, чим менше тиск оточуючого середовища.

Слід зазначити, що одночасне вимірювання температури в процесі випаровування крапель показало,

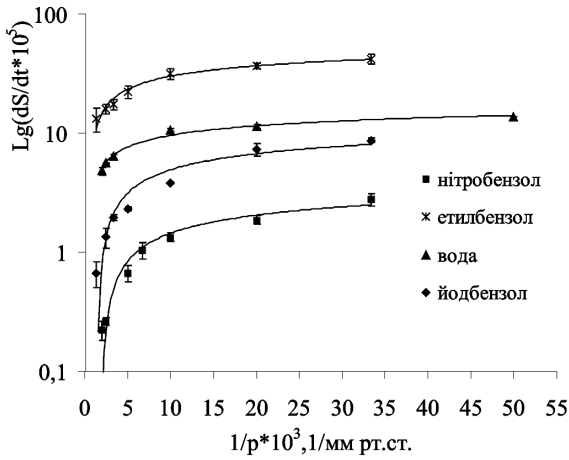


Рис. 2. Залежність швидкості випаровування крапель нітробензолу, йодбензолу, води та етилбензолу в атмосфері сухого азоту при $T_{\infty} = 20^{\circ}\text{C}$ від оберненого тиску в темновому режимі

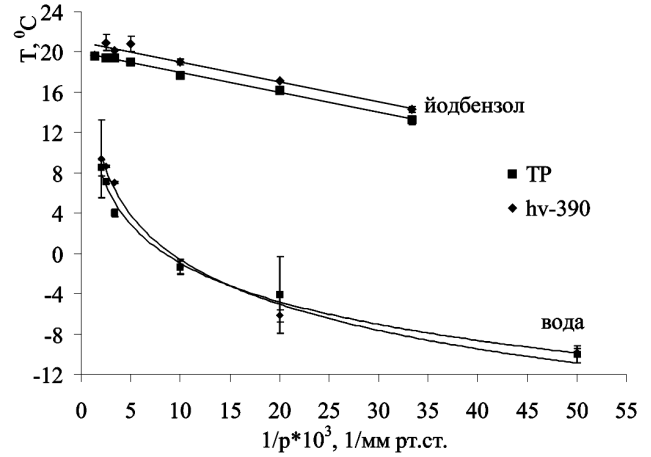


Рис. 4. Залежність температури T_k крапель води та йодбензолу від оберненого тиску під час стаціонарного процесу випаровування в темновому режимі та при ультрафіолетовому опроміненні

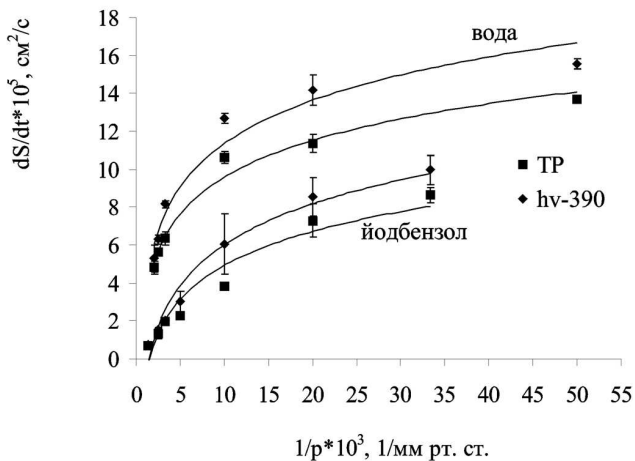


Рис. 3. Залежність швидкості випаровування крапель води та йодбензолу в атмосфері сухого азоту при $T_{\infty} = 20^{\circ}\text{C}$ від оберненого тиску в темновому режимі та при ультрафіолетовому опроміненні

що це збільшення швидкості не пов'язане з нагріванням краплі. На рис. 4 наведено залежності температури від оберненого тиску $T = f(\frac{1}{p})$, що були отримані при освітленні та в темновому режимах. Як видно з рис. 4, температури крапель води та йодбензолу в обох режимах практично не відрізняються. Різниця температур для певного значення тиску не перевищує $1^{\circ}\text{C} - 2^{\circ}\text{C}$. В той же час швидкість випаровування крапель води при опроміненні зростає до 25% при найменших значеннях тиску, а для йодбензолу до 59% порівняно з темновим режимом випаровування.

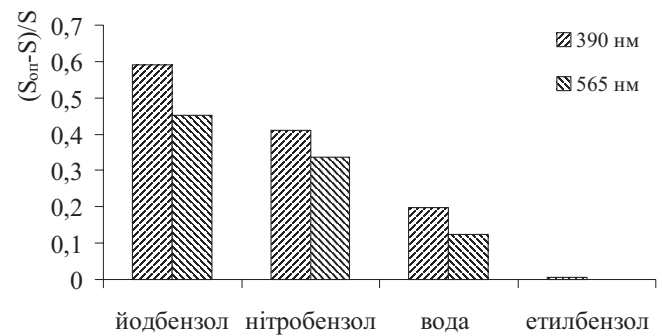


Рис. 5. Відносна величина збільшення швидкості випаровування $(S_{\text{он}} - S)/S$ під впливом опромінення з довжиною хвиль 390 та 565 нм при тиску 100 мм рт. ст.

На рис. 5 наведено діаграму відносної величини збільшення швидкості випаровування під впливом опромінення порівняно з темновим режимом для $\lambda = 390\text{ нм}$ та $\lambda = 565\text{ нм}$. Під час опромінення джерелом з $\lambda = 390\text{ нм}$ швидкість випаровування крапель води зростає на 19%, нітробензолу на 40%, йодбензолу на 59%. Під час опромінення джерелом з $\lambda = 565\text{ нм}$ відносно зростання швидкості випаровування, відповідно, дорівнює 13%, 17%, 45%. Також необхідно зазначити той факт, що при опроміненні червоним джерелом з довжиною хвилі $\lambda = 625\text{ нм}$ збільшення швидкості випаровування даних рідин не виявлено. Швидкість випаровування крапель етилбензолу при опроміненні будь-яким з указаних джерел не змінюється в межах похибки експерименту. Схожі результати отримані і для тиску оточуючого газу 50 мм рт. ст.

Отже, експериментально встановлено зростання швидкості випаровування крапель води, нітробензолу, йодбензолу під дією оптичного опромінення з довжиною хвиль 390 та 565 нм, причому швидкість випаровування тим більша, чим більше частота опромінення (менше довжина хвилі). В той же час існує “червона межа” цього ефекту ($\lambda \geq 625$ нм), яка не викликає змін швидкості випаровування.

Очевидно, повинен існувати механізм захоплення і накопичення енергії молекулами рідин у приповерхневому шарі краплини, що приводить до даного ефекту. Поглинанням випромінювання самою краплиною можна знехтувати, оскільки експериментально не встановлено її нагрівання (див. рис. 4), що можна пояснити малою інтенсивністю джерела в даному експерименті та відносно невеликими розмірами краплі. Молекули рідини, що поглинули певну порцію електромагнітного випромінювання згідно з законом збереження енергії будуть покидати поверхню рідини зі швидкістю дещо більшою, ніж за звичайних умов випаровування. Концентрація збуджених молекул залежить від властивостей рідини, що пояснює відмінність величин відносної швидкості випаровування під впливом опромінення для різних рідин. Коефіцієнт поверхневого натягу рідини дорівнює відношенню роботи, що йде на подолання сил поверхневого натягу, до зміни площі поверхні $\sigma = \Delta A / \Delta S$.

Використавши для “червоної межі” даного ефекту відому формулу, що є наслідком закону збереження енергії $h\nu = \Delta A = \sigma \Delta S$, було отримано значення $\Delta S = 7$ нм². Розглядаючи процес відриву молекули від поверхні краплі як явище, під час якого утворюється напівбульбашка з кількох молекул, на верхівці котрої знаходиться молекула, що вилітає з краплі, можливо оцінити розмір утвореної напівбульбашки. Відповідно до проведеної оцінки радіус збуреної ділянки становить $r \approx 1$ нм. Слід зазначити, що ця оцінка є дещо завищеною, оскільки в молекулі енергія фотона розподіляється між її внутрішніми ступенями вільності, що суттєво ускладнює справу. Але навіть така дещо груба оцінка дає значення, що за порядком відповідає радіусу кластера з кількох молекул.

5. Висновки

1. Експериментально встановлено зростання швидкості випаровування крапель води, нітробензолу, йо-

дбензолу під дією оптичного опромінення з довжиною хвиль 390 та 565 нм. Найбільше зростання швидкості випаровування спостерігається для довжини хвилі 390 нм при низьких тисках (100 мм рт. ст.): для води швидкість випаровування зростає на 19%, для нітробензолу – на 40%, для йодбензолу – на 59%. Зростання швидкості випаровування крапель етилбензолу за тих самих умов не виявлено.

2. Швидкість випаровування крапель рідин залежить від частоти опромінення. При зменшенні частоти (збільшенні довжини хвилі) джерела опромінення відносна величина зростання швидкості випаровування зменшується.

3. Експериментально показано існування так званої “червоної межі” опромінення, яка не викликає збільшення швидкості випаровування в досліджених нами рідинах.

1. Н.А. Фукс, *Испарение и рост капель в газообразной среде* (Из-до АН СССР, Москва, 1954).
2. Л.А. Булавін, Г.М. Вербінська, В.М. Нужний, *Кінетика випаровування крапель рідин в паро-газовому середовищі* (ВЦ “Київський університет”, Київ, 2003).
3. G.M. Verbinska, V.N. Mal'nev, V.M. Nuzhnyi, and O.A. Zagorodnya, *Ukr. J. Phys.* **48**, 944 (2003).
4. Г.М. Вербінська, О.А. Загородня, *Сучасні проблеми молекулярної фізики* (ВЦП “Київський ун-т”, Київ, 2006).
5. Г.М. Вербінська, О.А. Загородня, В.М. Мальнев, *УФЖ* **48**, 428 (2003).

Одержано 10.03.11

ИСПАРИЕНИЕ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ ПОД ВЛИЯНИЕМ МАЛОМОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗНОЙ ЧАСТОТЫ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

А.В. Британ, Г.М. Вербинская, В.М. Сысоев,
В.Л. Карбовский, Т.В. Клещенок

Резюме

Представлены результаты экспериментального исследования влияния излучения разной частоты (длины волн 390, 565, 625 нм) на скорость испарения капель некоторых жидкостей в атмосфере сухого азота при давлениях 100, 50, 30 мм рт. ст., при температуре парогазовой смеси 20 °С. Установлено значительное увеличение скорости испарения капель воды (до 25%), нитробензола (до 40%) и йодбензола (до 60%) при неизменной температуре капли во время испарения. Скорость испарения изоамилового спирта и этилбензола в темновом режиме и под облучением остается неизменной в границах ошибки эксперимента. Установлена красная граница данного эффекта.

THE LIQUID DROPLETS EVAPORATION FOR LOW
PRESSURE'S VALUES UNDER LOW-POWER
IRRADIATION WITH DIFFERENT FREQUENCIES
AT THE OPTICAL RANGE

*A.V. Brytan, G.M. Verbinska, V.M. Sysoev,
V.L. Karbovskiy, T.V. Cleshchonok*

Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics
(4-b, Prosp. Academician Glushkov, Kyiv 03022, Ukraine;
e-mail: a_brytan@ukr.net)

S u m m a r y

The results of experimental researches concerning the influence of optical radiation with various frequencies (wavelengths of 390, 565,

and 625 nm) on the droplet evaporation rate in the atmosphere of dry nitrogen at pressures of 30, 50, and 100 mm Hg and the temperature of a vapor-gas mixture of 20 °C, which were obtained for a number of liquids, are reported. A substantial increase of the evaporation rate for water (up to 25%), nitrobenzene (up to 40%), and iodobenzene (up to 60%) droplets at a constant droplet temperature during the evaporation has been detected. The evaporation rates for ethyl benzene and isoamyl alcohol droplets in the dark regime and under radiation are found invariable within the limits of experimental errors. The red threshold of this effect is observed.