

УДК 536.246:536.422.4

<sup>1</sup>В.П. Квасніков, д.т.н., проф., <sup>2</sup>В.В. Горін, к.т.н., с.н.с.**КОНДЕНСАЦІЯ ПАРИ В ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ТРУБАХ ПРИ КІЛЬЦЕВОМУ РЕЖИМІ ТЕЧІЇ ФАЗ**НАУ, кафедра інформаційних технологій, e-mail: kvp@nau.edu.ua  
НТУУ «КПІ», кафедра теоретичної та промислової теплотехніки, e-mail: gorin@i.com.ua*Наведені результати експериментальних досліджень процесу конденсації рухомої пари води і хладону R22 всередині горизонтальної гладкої труби на її початку при турбулентному паровому ядрі і ламінарній плівці. Узагальнення експериментальних даних.***Ключові слова:** конденсація, теплообмін, хладон, локальний коефіцієнт тепловіддачі

**Аналіз досліджень і публікацій.** На даний час серед значної кількості публікацій, що присвячені проблемам теплообміну при конденсації всередині горизонтальних труб, не існує чіткої визначеності у рекомендаціях по використанню розрахункових залежностей.

При аналізі причин розбіжності результатів виникають ускладнення: більшість залежностей отримані на основі узагальнення експериментальних результатів на установках із індивідуальними особливостями, які важко врахувати. Ці залежності переважно придатні для вузького діапазону зміни робочих параметрів. Крім того, більшість авторів вивчали інтегральні характеристики теплообміну при конденсації.

**Постановка проблеми.** При дослідженні теплообміну при конденсації рухомої пари хладону R22 всередині горизонтальних труб використано метод товстостінної труби для визначення локальних характеристик теплообміну. Суть методу полягає у визначенні локальних характеристик теплообміну по внутрішньому периметру поперечного перерізу робочої ділянки на основі вимірювань температур в стінці труби [1]. При течії рідини в горизонтальних конденсаторах значна частина довжини труб припадає на кільцевий, напівкільцевий та розшарований режими течії фаз. У роботі наведені результати досліджень, які були отримані на дослідному стенді [1], для кількох з цих режимів течії фаз – кільцевому та напівкільцевому, та результати розрахунків.

**Локальний коефіцієнт тепловіддачі при конденсації пари води і хладону R 22 всередині горизонтальної гладкої труби при кільцевому і напівкільцевому режимах течії їх фаз**

В якості критеріїв визначення межі існування повздовж горизонтальної труби кільцевого, напівкільцевого або розшарованого режимів течії використовувалися залежність (1).

$$(FrC_f)_{кл} = 12,81 Re_{пл}^{1/3} \quad (1)$$

У відповідності з ними для експериментальних даних по конденсації пари хладону R 22 при підвищених її швидкостях, що були отримані в цій роботі, характерним був в основному напівкільцевий режим течії його фаз (діапазон зміни числа Рейнольдса для плівки  $Re = 4qz/tpv$  при цьому складав  $Re = 30...1490$ ).

Конструктивні особливості установки і в деякій мірі доволі висока (~15...23°C) температура охолоджуючої води на протязі більшої частини року не дозволили отримати дані з більш високими числами  $Re$  для плівки. Тому для аналізу експериментальних даних з такими режимними параметрами були використані докладні результати досліджень по конденсації водяної пари всередині горизонтальної труби при значній її швидкості (до 55 м/с), що були наведені в такому авторитетному джерелі як [2]. Для цих даних, у відповідності з (1), характерним був кільцевий режим течії фаз (діапазон зміни числа Рейнольдса для плівки  $Re = 4qz/tpv$  при цьому складав  $Re = 3900...38100$ ).

Характерною рисою даних, що підпали під наш аналіз, була наявність різних режимів течії плівки при турбулентному паровому ядрі.

Автор роботи [3] стверджував (і більш того, узагальнив відповідним чином свої дані і дані роботи [2]), що завдяки інтенсивному винесенню конденсату при вказаних режимних параметрах закономірності ламінарної конденсації зберігаються аж до чисел  $Re$  для плівки, що дорівнюють 40000.

Винесення конденсату при збільшених швидкостях пари в роботі [4] вимірювалося наступним чином (результати цього вимірювання і були покладені в основу висновків по відміченій закономірності конденсації в [3]).

При проведенні дослідів кількість конденсату, що виносилася потоком пари могла визначатися тільки наступним чином. По тепловому балансу треба було спочатку визначити загальну кількість

конденсату, що утворювався при конденсації всієї пари (достовірність цієї операції  $\pm 10\%$ ). Потім об'ємним методом візуально (датчики рівня рідини в мірних ємностях були відсутні) треба було визначати кількість рідини, яка належала плівці і суміші пари з конденсатом. Як бачимо процедура, що була реалізована з вищезазначеною метою доволі трудомістка і груба.

Але, окрім зазначеного, виникає ще одне принципове питання. Це питання про вплив сил поверхневого натягу (в міліметровій щілині між внутрішньою і зовнішньою поверхнями вказаних труб) на відведення конденсату, що належить плівці. На наш погляд цілком можлива ситуація, коли вплив цих сил веде до затоплення щілини на всю довжину розподільчої трубки, яка знаходиться всередині робочої ділянки, і на весь периметр трубки або лишень на його частину. Це може призвести до виникнення ореолу з крапель конденсату, що належить до плівки, на передньому торці розподільчої трубки і захоплення їх потоком пари, а, значить, до викривлення реальної картини винесення конденсату в сторону його збільшення. На жаль відповідь на це питання в роботі [4] відсутня.

Отримані вказаним чином дані про частку винесення конденсату в залежності від швидкості потоку пари істотно перевищують розрахунок по [5]. Так для швидкості потоку газу 30 м/с дані роботи [4] приблизно в 9 разів перевищують розрахунок по [5]. І при цьому тільки емпіризм і ніяких спроб пояснення цього факту.

**Локальний коефіцієнт тепловіддачі при конденсації пари всередині горизонтальної гладкої труби на її початку при турбулентному паровому ядрі і ламінарній плівці. Узагальнення експериментальних даних.** Для таких режимів течії фаз буде справедливою (через малу величину товщини плівки) рівність напруг тертя на стінку труби при русі плівки і на поверхню плівки при русі потоку пари. Тобто:  $\tau_{пл} = \tau_{п}$  (2)

$$\text{де } \tau_{пл} = \frac{\xi \rho \bar{u}^2}{8} = \frac{2\nu qz}{r\delta^2} \quad - \text{ напруга тертя при русі плівки } (\xi = \frac{64}{Re} \text{ - гідравлічний коефіцієнт}$$

опору для ламінарного режиму течії;  $\bar{u} = \frac{qz}{r\rho\delta}$  - середня швидкість плівки, м/с);  $\tau_{п} = \frac{C_f}{2} \rho_{п} \bar{W}_{п}^2$  - напруга тертя при русі пари відносно поверхні плівки (приблизно вважається, що  $\bar{W}_{п} \approx (\bar{W}_{п} - \bar{u})$ ).

Підставляючи вирази для  $\tau_{пл}$  і  $\tau_{п}$  в (2), отримаємо відому залежність Нусельта для товщини плівки (3),  $\delta_T = \left( \frac{4qZ\nu\rho}{rC_f W_{п}^2 \rho_{п} (\rho - \rho_{п})} \right)^{0,5} = \left( \frac{4Re_{п} v^{4/3}}{FrC_f g^{2/3}} \right)^{0,5}$  (3)

з якої в свою чергу, якщо працює закон ламінарної теплопровідності, можна одержати формулу для коефіцієнта тепловіддачі (4).

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta_T} = \lambda \left( \frac{C_f Fr g^{2/3}}{4Re_{п} v^{4/3}} \right)^{0,5} \quad \text{або} \quad (4)$$

$$Nu = \frac{\alpha}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 0,5 C_f^{0,5} Fr^{0,5} Re_{п}^{-0,5}$$

$$\text{де: } Fr = \frac{\rho_{п} (\rho - \rho_{п}) W_{п}^2}{\rho^2 (vg)^{2/3}}, \quad C_f = C_{\text{оф}} \frac{(1 - 0,25b)^2}{(1 + 0,25b)^{0,2}}, \quad b = -\frac{2J}{C_{\text{оф}}}, \quad J = \frac{q}{r\rho_{п} W_{п}}, \quad C_{\text{оф}} = C_{\text{ф}} \left( 1 + 300 \frac{\delta}{d} \right)$$

$$Nu_{\phi} \equiv \frac{\bar{\alpha}_{\phi}}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,5 C_f^{0,5} Fr^{0,38} Re_{п}^{-0,26}$$

Отримані в роботі [4] з використанням градієнтного методу експериментальні дані по локальним  $\alpha$  були узагальнені в роботі [3] рівнянням виду (5), в якому, якщо порівнювати з

$$Nu_{\phi} \equiv \frac{\bar{\alpha}_{\phi}}{\lambda} \left( \frac{v^2}{g} \right)^{1/3} = 1,5 C_f^{0,5} Fr^{0,38} Re_{п}^{-0,26} \quad (5)$$

теоретичною залежністю (4), втричі більший коефіцієнт пропорційності та зменшені по абсолютній величині показники степені при числі Fr (до 0,38) і плівкового числа Re (-0,26).

Порівняння отриманих в нашій роботі даних з розрахунками по (5) показали їх незадовільну узгодженість (відхилення розрахунків від експериментальних даних до 44%).

Разом з тим, існує робота [6], автори якої досліджували тепловіддачу при конденсації пари, що

рухалася, на зовнішній поверхні горизонтального циліндра. Причому режим течії плівки конденсату був ламінарний. Експериментальні дані [7] показали задовільну узгодженість з розрахунками по [6].

Порівняння наших експериментальних даних з розрахунками по [6] показало набагато кращу узгодженість, ніж при розрахунках по (5) (відхилення розрахунків від експериментальних даних в даному разі складало  $\pm 25\%$ ).

Ця обставина спонукала авторів по новому підійти до формування критеріальної залежності, що описує тепловіддачу при конденсації турбулентного потоку пари всередині горизонтальної труби при наявності ламінарної плівки конденсату. Якщо, вслід за авторами [6], вважати, що тепловіддача при вказаних режимних умовах знаходиться під домінантним впливом швидкості пари, що в якості визначальної температури, поряд з температурою насичення, має бути, і середня температура стінки зі сторони конденсації, і якщо в якості незалежних критеріїв прийняти критерій Фруда для потоку пари у вигляді  $Fr_{II} = \frac{W_{II}^2}{gD_B}$  і критерій Рейнольдса для потоку пари у вигляді  $Re_{II} = \frac{W_{II}D_B}{\nu_{II}}$ , то із залежності (3) при умові, що працює закон ламінарної теплопровідності, можна одержати наступну

$$\text{формулу для коефіцієнта тепловіддачі: } Nu_{M1} = \frac{\alpha}{\lambda} \left( \frac{\nu_{II}}{g} \right)^{\frac{1}{3}} = 0.63 \left( \frac{C_f Fr_{II} D_B}{\frac{\rho \nu}{\rho_{II} \nu_{II}} \frac{c_p \Delta T}{r Pr} z} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (6)$$

де величини з індексами «II» відносяться до парової фази;  $D_B$  - внутрішній діаметр труби, м;  $c_p$  - теплоємність рідини, Дж/кг К;  $\Delta T = T_H - \bar{T}_C$ , К;  $z$  - повздовжня координата труби, м.

Видно, що безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі при вказаних режимних умовах прямо пропорційний коефіцієнту тертя  $C_f$ , критерію Фруда для парового потоку, внутрішньому діаметру труби та обернено пропорційний повздовжній координаті труби і відношенню в'язкості рідини та пари. Треба звернути увагу на те, що добуток критеріїв  $K Pr$  (де  $K = r / (c_p \Delta T)$ ) є мірою [8] відношення інерційних сил в потоці, що виникають під впливом процесу фазового перетворення, до сил внутрішнього тертя, тобто представляє собою специфічну форму критерія Рейнольдса. Безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі також прямо пропорційний добутку  $K Pr$ . Відмітимо, що авторам теоретична залежність (6) в літературі не зустрічалась.

Розглянемо більш докладно питання про коефіцієнт тертя  $C_f$ . Вперше, наскільки нам відомо, запропоновано (базуючись на результатах робіт [5, 9]) застосувати для умов конденсації пари, що рухається, залежності для коефіцієнта тертя в роботі [3]. Однак треба додати, що параметр проникання  $b$ , у відповідності з роботою [9], повинен задовольняти умові  $-4 < b < 4$ . І, по-друге, вираз для коефіцієнта тертя для однофазового турбулентного адіабатного потоку  $C_{f0}$ , що був запропонований в [3] (формула Блазіуса, бо  $C_{f0} = \frac{\xi}{4}$ ) справедливий (робота [7]) для гідравлічно гладких труб в діапазоні зміни числа Рейнольдса  $5000 < Re < 10^5$ . Зауважимо, що для всіх даних, що підпали під наш аналіз, число Рейнольдса змінювалося в діапазоні  $Re_{II} = \frac{W_{II} D_B}{\nu_{II}} = 110000 \dots 480000$ .

Мабуть тут можна поступити наступним чином. Відомо (наприклад, робота [10]), що для турбулентної течії однофазового адіабатного потоку всередині труби для коефіцієнта гідравлічного опору  $\xi$  є характерною наявністю трьох областей: область гідравлічно гладких труб; перехідна область і область гідравлічно шорстких труб (коефіцієнт  $\xi$  автомобільний по відношенню до  $Re$ ).

В формулі А.Д. Альтшуля в [10] в якості критерія переходу до різних областей  $\xi$  запропоновано комплекс  $Re \frac{\Delta_{екв.}}{D_B}$ . В цьому комплексі  $\Delta_{екв.}$  - еквівалентна шорсткість стінки труби в залежності від її матеріалу і стану, м. Відповідно до рекомендацій [13] для сталевих нових труб  $\Delta_{екв.} = 0,02 \dots 0,05$  мм (в розрахунках величина  $\Delta_{екв.}$  приймалася рівною 0,00035 м; до речі ця величина шорсткості (для даних, що підпали під наш аналіз) близька до розрахункової величини  $\delta$  для ламінарної плівки і в 2...3 рази менша розрахункової величини  $\delta$  для турбулентної плівки).

При  $Re \frac{\Delta_{екв.}}{D_B} < 10$  (по А.Д. Альтшулю [10]) існує область гідравлічно гладких труб з коефіцієнтом  $\xi$ ,

що визначається по формулі Блазіуса. При  $10 < Re \frac{\Delta_{екв.}}{D_B} < 500$  має місце перехідна область. Тут

$$\xi \text{ рекомендується визначати по формулі А.Д. Альтшуля [10]: } \xi = 0.11(\Delta_{екв.} / D_B + 68 / Re)^{0.25} \quad (7)$$

При  $Re \frac{\Delta_{екв.}}{D_B} > 500$  має місце область гідравлічно шорстких труб. Для неї коефіцієнт  $\xi$  рекомендується

$$\text{визначати по формулі Л. Прандтля [13]:} \quad (8) \quad \xi = \frac{1}{4 \left( \lg \frac{3.7 D_B}{\Delta_{екв.}} \right)^2}$$

Для 23 % експериментальних даних при ламінарному режимі течії плівки, що підлягали аналізу,  $\xi$  визначався по формулі (8), останні 77 % – по (7). Для турбулентної плівки це співвідношення відповідно складало 46% і 54 %.

Перейдемо безпосередньо до аналізу експериментальних даних, отриманих в цій роботі. Спочатку треба відмітити, що різниця експериментальних значень температур стінки робочої ділянки на радіусі  $R_1 = 0.0115$  м між точками  $\varphi = 0$  і  $\varphi = 3,14$  рад. складала для режимів без натікання конденсату ( $Re < 130$ ) всього 0,2...0,6 К, для режимів з натіканням конденсату ( $130 < Re < 1490$ ) трохи більше – 0,7...1,3 К. Тому, по досвіду аналізу експериментальних даних для розшарованого режиму течії фаз можна стверджувати, що суттєвої різниці між обробкою результатів дослідів по дво- чи одномірній моделях нема. Експериментальні значення

$$\text{локальних коефіцієнтів тепловіддачі визначалися по формулі: } \bar{\alpha}_\varphi = \frac{\bar{q}_\varphi}{T_H - T_C} \quad (9)$$

На рис.1. наведено графіки змінювання локаль-них коефіцієнтів тепловіддачі  $\alpha$ , Вт/м<sup>2</sup>К, (вісь ординат) в функції питомого теплового потоку  $q$ , Вт/м<sup>2</sup>, (вісь абсцис) при підвищених швидкостях пари  $W_{II}$  (число  $Re_{II} = 111000 \dots 295000$ ) і ламінарній плівці конденсату (плівкове число  $Re = 16 \dots 130$ ).

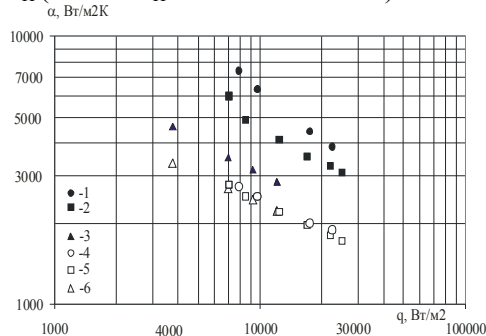


Рис. 1. Залежність  $\alpha=f(q)$  при підвищених швидкостях пари і ламінарній плівці конденсату: 1- експериментальні дані при  $W_{II}=3,5$  м/с; 2- теж саме при  $W_{II}=2,8$  м/с; 3 - теж саме при  $W_{II}=2,1$  м/с; 4, 5, 6 – розрахунок по (10) для  $q=idem$ .

$$\alpha_T = 0.728 \left( \frac{\lambda^3 \rho g r}{v d (T_H - T_C)} \right)^{0.25} \quad (10)$$

Маркерами 1-3 позначені експериментальні  $\alpha$  при відповідних  $W_{II}$  (в написі під рисунком вказані середньоарифметичні значення  $W_{II}$  для серії дослідів). Маркерами 4-6 – розрахункові по залежності (10) значення  $\alpha$  при  $q = idem$ .

Відмітимо наступну обставину. Якщо порівнювати значення критерія Фруда в виді

$$Fr = \frac{\rho_{II} (\rho - \rho_{II}) W_{II}^2}{\rho^2 (v g)^{\frac{2}{3}}} \quad \text{для водяної пари}$$

атмосферного тиску і пари R 22 при умовах проведення дослідів, то можна замітити, що, в основному, через істотну відмінність  $\rho_{II}$  для R 22 (на два порядки більша, ніж для водяної пари) можна досягати однакової

величину критерія  $Fr$  при меншій на порядок швидкості парового потоку R22.

Видно, що експериментальні значення  $\alpha$  при підвищених швидкостях пари помітно перевищують розрахункові по теорії Нуссельта для нерухомої пари. Також видно чітке розшарування експериментальних значень  $\alpha$  по швидкості парового потоку  $W_{II}$ . Причому значення локальних коефіцієнтів тепловіддачі зростають при збільшенні швидкості пари. І насамкінець. Не можна не замітити, що при вказаних режимних умовах змінювання локального  $\alpha$  при зростанні  $q$  відбувається у відповідності до законів ламінарної конденсації. Розглянемо як корелюється теоретична залежність (6) з наведеними експерименталь-ними даними.

На рис. 2 представлено узагальнення експери-ментальних даних по локальним коефіцієнтам тепловіддачі при конденсації пари R 22 всередині горизонтальної труби при турбулентному паровому ядрі і ламінарній плівці. По осі ординат відкладені значення величини  $A$ , по осі абсцис – величина  $B$ :

$$A = \frac{Nu_{M1}}{\left( C_f Fr_{II} \frac{D_B}{z} \right)^{\frac{1}{3}}}, \quad B = \frac{\rho v}{\rho_{II} v_{II}} \frac{c_p \Delta T}{r Pr}$$

Замальовані маркери – експериментальні значення  $A=f(B)$  при режимних умовах, що пояснені на рис. 1. Маркери 1-3 – експериментальні дані відповідно для наступних режимних умов:  $W_{\Pi}=1,4$  м/с і плівковий  $Re = 1455$ ;  $2,01$  м/с і  $1157$ ;  $2,05$  м/с і  $1490$ . Маркер 4 – розрахунок по [3]. 5 – апроксимаційний графік дослідних даних, 6 – розрахунок по (6). В рамках апроксимаційні залежності і достовірність апроксимації (для графіка 5).

Видно, що, по-перше, експериментальні дані при конденсації R 22 як при плівковому  $Re < 130$  (чорні маркери) так і при плівковому числі  $Re < 1490$  (маркери 1-3) задовільно апроксимуються графіком 5 (з достовірністю 0,92).

Розрахунок по формулі (5) (була отримана в роботі [3]; маркер 4) в координатах  $A$  і  $B$  при збільшенні  $B$  дає помітне підвищення величини  $A$  в порівнянні з дослідними даними.

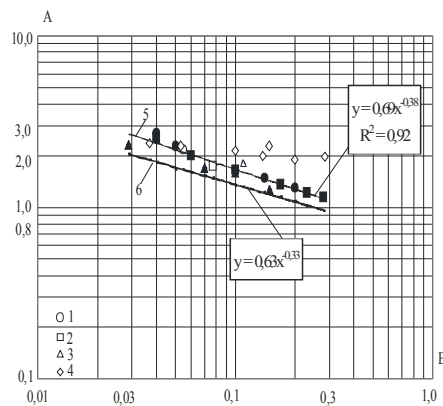


Рис. 2. Узагальнення дослідних даних по тепловіддачі: 1- експериментальні дані при  $W_{\Pi}=1,4$  м/с і плівковому  $Re=1455$ ; 2- теж саме при  $W_{\Pi}=2,01$  м/с і  $Re=1157$ ; 3 - теж саме при  $W_{\Pi}=2,05$  м/с і  $Re=1490$ ; 4 – розрахунок по [3]; 5 – апроксимація дослідних даних; 6 – розрахунок по (6).

Графік 6, побудований по (6), по осі  $A$  майже еквідистантно (на 21% при менших значеннях  $B$  і на 16,5 % при більших його значеннях) розміщується нижче апроксимаційного графіка 5. Мабуть тут дається взнаки більше зменшення середньої товщини плівки за рахунок утворення хвиль на її поверхні (залежність (6)) отримана по гладкій моделі плівкового руху) ніж вплив можливого винесення конденсату, а може обидва ці фактори разом впливають на зменшення  $\bar{\delta}$ . Як би там не було, а взаємне розміщення цих двох графіків побічним чином підтверджує ламінарну закономірність конденсації пари при вказаних режимних умовах.

Експериментальні дані дозволили зкорегувати теоретичну залежність (6) до виду:

$$Nu_{M1} \equiv \frac{\alpha}{\lambda} \left( \frac{v v_{\Pi}}{g} \right)^{\frac{1}{3}} = 0.69 \left( C_f Fr_{\Pi} \frac{D_B}{z} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{\rho v}{\rho_{\Pi} v_{\Pi}} \frac{c_p \Delta T}{r Pr} \right)^{-0.38} \quad (11)$$

Відхилення дослідних даних від розрахункових по (11) складає не більше  $\pm 15\%$ , що дає змогу рекомендувати формулу (11) для використання в розрахунках.

**Висновки.** Теоретичні і експериментальні дослідження, що проведені для конденсації пари при ламінарній течії плівки і турбулентному паровому ядрі, дозволили вперше отримати узагальнюючу залежність (11) для локальних коефіцієнтів тепловіддачі стосовно умов роботи, характерних для холодильних установок. Разом з корегованими нами формулою (1) (для критеріїв визначення межі існування повздовж труби відповідних режимів течії фаз) ця залежність є одною з основ для побудови методики розрахунку конденсаторів холодильних установок.

### Список літературних джерел

1. Дейнеко А.І., Горін В.В., Барабаш П.О. Стенд та метод дослідження теплообміну при конденсації хлоронів в горизонтальних трубах // Пр. І-ї міжнародної науково-практичної конференції ПРТК.- 2008. – С.75-78.
2. Бойко Л.Д. Исследование теплоотдачи при конденсации пара внутри трубы. В кн.: Теплообмен в элементах энергетических установок.- Л.: Наука, - 1966.- С. 197-212.
3. Риферт В.Г., Сардак А.И., Тобилевич А.Н. Режимы течения фаз и теплообмен при конденсации пара внутри горизонтальных труб // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1985, № 4. – С. 101-109.
4. Сардак А.И. Теплообмен при ламинарной пленочной конденсации движущегося пара внутри горизонтальной трубы. Диссертация на соискание ученой степени к.т.н.–К., 1987.–163 с.
5. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. – М.: Мир, 1982. – 440 с.
6. Fujii T., Uehara H., Kurata Ch. Laminar filmwise condensation of flowing vapour on a horizontal cylinder.- Int. J. Heat and Mass Transfer, 1972, v. 15, № 2, P. 235-246.
7. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена.- Н.: Наука, -1979. – 416 с.
8. Кутателадзе С.С., Боришанский В.М.. Справочник по теплопередаче.- М.: Госэнергоиздат, 1959. – 415 с.
9. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломас-сообмен и трение в турбулентном пограничном слое.- М.: Энергоатомиздат, 1985.- 320 с.
10. Справочник по гидравлике / Под. ред. В.А. Большакова. – К.: Вища шк, 1984. – 343 с.