

**В.Р. Кулінченко**, д-р техн. наук, **І.К. Мотуз**, асистент  
 Національний університет харчових технологій  
**V.R. Kulintchenko**, doctor of tech. science, **I.K. Motuz**, assistant  
 National university of food technologies

### Вплив змочуваності тепловіддавальної поверхні на ріст парової бульбашки Influence of wettability heat transfer is surfaces on growth of steam bubble

На підставі аналізу топографії теплообмінної поверхні визначено умови активації пори, на якій утворюється і росте парова бульбашка. Отримано значення температурного напору, що відповідає початку процесу пароутворення. Проаналізовано умови кипіння у вакуумі на гідрофільних і гідрофобних поверхнях.

**Ключові слова:** топографія, теплообмін, парова бульбашка, кипіння, вакуум

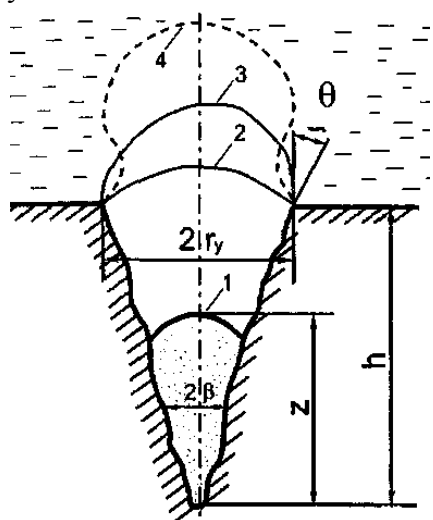
On the basis of analysis of a topography of a heat-transport surface the conditions of pores are defined. On which one the steam bubble will be derivated. The significances of a thermal head are received. That corresponds (meets) to the beginning of process of vapourization. The analysis conditions of boiling in conditions of vacuum on hydrophylic and hydrophobic surfaces is executed.

**Keywords:** topography, heat-transport, vapor bubl, boiled, vakuuum

Аналіз топографії теплообмінної поверхні показує, що при певних тисках насичення на ній починають діяти групи центрів пароутворення з близькими за розмірами діаметрами пор шорсткості поверхні. Проведемо тепер кількісний аналіз, пов'язаний із впливом на процес кипіння конічних пор у змочуваних і незмочуваних поверхнях нагріву. Такі пори на практиці трапляються найчастіше.

**Ключевые слова:** топографія, теплообмен, паровой пузырек, кипение, вакуум

Якщо до початку кипіння рідина дегазована і повністю заповнює пору, то це утруднює виникнення у ній парового зародка. Тому наявність у порі деякої кількості газу є необхідною умовою для її активації як діючого центра генерації парової фази.



Якщо до тієї миті, коли рідина стала перегрітою, біля вершини пори існувала певна кількість повітря (положення 1, рис. 1), то ріст цього газового включення можливий за умови, що радіус меніска  $r$  перевищує відповідний цьому перегріву критичний радіус  $R$ . При цьому відбувається виштовхування рідини із пори (перехід із положення 1 у положення 2). Найбільша кривина меніска, як наслідок максимального тиску у бульбашці, буде у ту мить, коли досягне половини кулі (положення 3). При подальшому рості бульбашки тиск у ній зменшується, а об'єм збільшується з певним прискоренням (положення 4).

Рис. 1. Схема дії конічної гідрофільної пори шорсткості

Для визначення достатніх умов активації пори врахуємо, що внутрішній тиск у бульбашці складається із парціальних тисків газу  $p_g$  і насиченої пари  $p_n$ , а зовнішній, на межі поділу фаз, – це сума гідромеханічного  $p = p_0 + \rho g H$  (де  $p_0$  – тиск на вільній поверхні рідини,  $\rho$  – густина рідини,  $H$  – глибина занурення центра ваги бульбашки під шар рідини) і капілярного  $2\sigma/R$  (де  $\sigma$  – поверхневий натяг,  $R$  – поточне значення радіуса бульбашки) тисків. За цих умов запишемо рівняння механічної рівноваги з використанням позначень, наведених на рис. 1:

$$p_{0\bar{a}} \left( \frac{h}{z} \right)^3 + \delta_i (\dot{O}_{\bar{n}}) = \delta + \frac{2\sigma}{z \sin \beta} \cos \theta, \quad (1)$$

де  $p_{0z}$  – початковий тиск газу у порі до того, як до неї потрапить рідина;  $T_c$  – температура стінки.

Щоб розв'язати рівняння (1), введемо такі позначення:  $p_{0z} = A$ ;  $p - p_n = -\Delta p = B$ ;  $\frac{2\sigma \cos \theta}{\sin \beta} = C$ . Тоді наведене рівняння набуває вигляду

$$\frac{A}{z^2} = C + Bz. \quad (2)$$

Проаналізуємо вираз (2) графічним методом (рис. 2). Коренями його є точки перетину кривої  $x_1 = A/z^2$  і прямої  $x_2 = C + Bz$ , що характеризують відповідно внутрішній і зовнішній тиски, які діють на бульбашку. З рис. 2,а видно, що при  $B > 0$  (недогріта рідина) існує одна точка перетину –  $M$ . Коли  $B < 0$  (перегріта рідина), то таких точок дві ( $M$  і  $N$ ). Іншими словами, якщо температура поверхні  $T_c$  більша за температуру насиченої пари  $T_n$ , то бульбашка у порі може перебувати в одному із двох рівноважних станів (рис. 2,б): а) висота меніска  $z_1$  і потенціальна енергія  $E_n$  мінімальні – стійка рівновага, б) висота меніска  $z_2$  і потенціальна енергія  $E_n$  максимальні – нестійка рівновага.

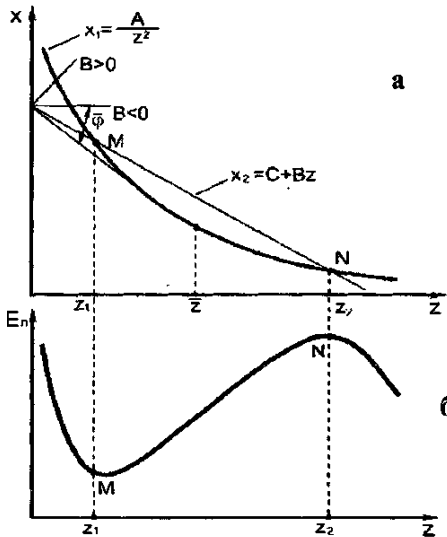


Рис. 2. Графічний розв'язок рівняння (2)

Із збільшенням перегріву  $T_c - T_n = \Delta T$  збільшується і кутовий коефіцієнт прямої  $x_2$

$$|B| = \Delta p = \frac{dp}{dT} \Delta T.$$

Це сприяє зближенню точок  $M$  і  $N$  і зменшенню потенціального бар'єра між ними. Коли  $|B|$  досягає певного значення  $\bar{B}$ , то січна  $x_2$  перетворюється у дотичну  $x_2$  (кут  $\bar{\varphi}$ ) і парогазова бульбашка починає рости із пори без перешкод. Для цього випадку

$$\bar{B} = 2\sqrt{A^{-1} \left( \frac{C}{3} \right)^3}.$$

Підставляючи у цей вираз значення відповідних величин, визначимо  $\Delta p_{кр}$ , при якому поря шорсткості з параметрами  $h$ ,  $\beta$  стає активною:

$$\Delta p_{\dot{\delta}\delta} = 0,385 \sqrt{\frac{1}{p_{0\bar{a}}} \left( \frac{2\sigma \cos \theta}{h \sin \beta} \right)^3}.$$

Оскільки  $h \sin \beta \approx r_y$ , то достатньою умовою активації конічної западини з радіусом устя  $r_y$  буде

$$r_{\dot{\delta}} \geq r_{\dot{\delta}\delta},$$

де

$$r_{\dot{\delta}\delta} = 0,53 \frac{2\sigma \cos \theta}{\sqrt[3]{(\delta_i - \delta)^2 p_{0\bar{a}}}} \approx \frac{\sigma \cos \theta}{\sqrt[3]{(\delta_i - \delta)^2 p_{0\bar{a}}}} = 0,53. \quad (3)$$

Використовуючи рівняння Клапейрона-Клаузіуса, виразимо  $(p_n - p)$  через  $\Delta T$ :

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r p_i}{\dot{O}_i},$$

де  $r$  – прихована теплота пароутворення,  $p_n$  – густина насиченої пари, і зведемо (3) до залежності

$$r_{\dot{o},\dot{e}\dot{o}} = \sigma \cos\theta \sqrt[3]{\left(\frac{\dot{O}_i}{r\rho_i}\right)^2 \frac{1}{\dot{O}_{\dot{e}\dot{o}}^2 p_{0\dot{a}}}}. \quad (4)$$

У цьому рівнянні  $r_{y.kp}$  – мінімальний радіус устя западини, у якій до проникнення рідини парціальний тиск газу був  $p_{0e}$  і яка після часткового заповнення рідиною, при заданому перегріві поверхні, залишається активною.

Якщо умова (4) виконується, то парогазове утворення виштовхує рідину із пори доти, поки межа поділу фаз не утворить над її устям випуклого напівкульового меніска (рис. 1, положення 3). При подальшому рості бульбашки настає мить, коли на контурі утворюється перешийок, який швидко стягується у точку, і верхня частина бульбашки спливає (положення 4 і далі), а над порою стінки залишається життєздатний зародок.

Із виразу (4) можна визначити температурний напір  $\Delta T$ , що відповідає початку процесу пароутворення на активній порі шорсткості:

$$\Delta\dot{O} = \frac{\dot{O}_i}{r\rho_i} \sqrt{\frac{\sigma^3 \cos^3 \theta}{r_{\dot{o},\dot{e}\dot{o}}^3 p_{0\dot{a}}}}.$$

Отримане значення  $\Delta T$  не враховує наявності температурного поля всередині западини і пов'язаного з ним існування всередині тепловіддавальної поверхні градієнта температур і локальних її коливань під час росту бульбашки на порі шорсткості (Марков И.И. О температурном напоре, определяющем начало пузыреобразования на потенциальных центрах кипения. — В кн.: Кипение и конденсация. – Рига, Рижский политехнический институт, 1978. – С. 37-45). На межі з рідиною градієнт температури  $\text{grad}T = \frac{\alpha\Delta T}{\lambda}$  (де  $\alpha$  –

коефіцієнт тепловіддачі,  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності). Виходячи з цього, температура у порі збільшується з глибиною так, що середня температура в ній буде приблизно  $\dot{O}_c = \dot{O}_c \frac{h\text{grad}T}{2}$ , внаслідок чого середній перегрів у середині пори перевищує температурний напір  $\Delta T = T_c - T_p$  ( $T_p$  – температура рідини) і становить

$$\Delta T' = \left(1 + \frac{\alpha h}{2\lambda}\right) \Delta T.$$

Якщо цей вираз підставити замість  $\Delta T$  у (4), то можна прийти до висновку, що мінімальний радіус активної пори зменшується з глибиною останньої. Крім цього, кількість діючих центрів пароутворення на поверхні тим більше, чим менший коефіцієнт теплопровідності і чим більший коефіцієнт тепловіддачі.

Під час росту бульбашки під нею відбувається локальне падіння температури. На цій підставі, коли із пори виростає бульбашка, температура її стінок повинна зменшуватися, і тим різкіше, чим швидше вона росте і чим менше  $\lambda$ . Внаслідок цього виходить, що чим вужча пора, тим більшим буде перегрів, потрібний для її активності, тим швидше із неї виростає бульбашка і тим різкіше зменшується температура її стінки. Це охолодження, у свою чергу, зменшує тиск усередині пори тим значніше, чим більша парова складова парогазової бульбашки і менший тиск  $p_{0e}$ .

Цим можна пояснити своєрідні ефекти кипіння під вакуумом. Дійсно, у цьому випадку  $p_{0e}$  малий і для того, щоб пори почали діяти, потрібен більший перегрів. При цьому бульбашки ростуть швидко, досягають великих розмірів і відриваються, залишаючи над порою паровий зародок. Але внаслідок різкого падіння температури і тиску рідина потрапляє у пору, закриваючи її доти, поки на ній не утвориться газова мікробульбашка. Її характерна величина  $A' = p'_{0e} h^3$  була менша за  $A = p_{0e} h^3$ , тому що частина газу із пори винесена попередньою бульбашкою при її відриві. За цих умов потрібен більший (за попередній) перегрів, щоб розглядувана пора стала знову активною.

Отже, при кипінні під вакуумом спостерігається періодичний сплеск активності пор шорсткості, що містять малу кількість газу, у супроводі сильних звукових сигналів і різкого коливання  $T_c$ .

У розглянутому випадку гідрофільних поверхонь варто мати на увазі таке. Якщо тверда поверхня до її нагрівання була у холодній рідині, то остання потрапила у пору і стисла наявний у ній газ до тиску  $p_0 = \rho g H + \frac{2\sigma \cos\theta}{r_0}$  (де  $r_0$  – початковий радіус пори, де формується парогазове включення). Тиск газу у цій первинній бульбашці перевищує  $p_0$ , тому він розчиняється у рідині, яка поступово заповнює весь об'єм пори. Цей процес буде відбуватися тим жвавіше, чим вужча пора. Із збільшенням часу попереднього перебування тепловіддавальної поверхні у контакті з холодною рідиною кількість активних центрів на її поверхні зменшується.

Швидкість розчинення первинної бульбашки у холодній рідині пропорційна відношенню тисків в обох фазах  $[p_0 + \rho g H + (2\sigma/r_0)\cos\theta]/(p_0 + \rho g H)$ . Тому із зменшенням зовнішнього тиску  $p_0$  процес затоплення пор рідиною прискорюється. Якщо до часу перегріву  $\Delta T$  пора радіуса  $r_0$  буде меншою за  $r_{кр}$ , але у ній зберігся початковий вміст газу, то така западина є потенціальним центром пароутворення, який при достатньому збільшенні перегріву  $\Delta T$  стане активним.

У разі незмочуваних поверхонь ( $\theta > 90^\circ$ ) меніск з радіусом  $r$  (рис. 3), що утворюється у порі з радіусом  $r_0$ , буде випуклим, а тиск у первинній бульбашці меншим за зовнішній  $p_0$ :

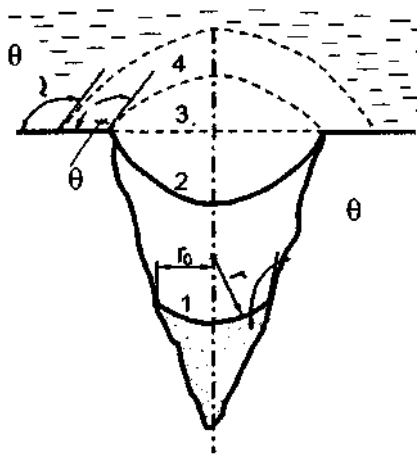
$$p = p_0 + \rho g H - \frac{2\sigma}{r}.$$

За цієї умови первинне газове включення буде існувати і в неперегрітій рідині. Більше того, якщо радіус пори відповідає залежності

$$p_0 \leq \frac{2\sigma}{r_0} |\cos\theta|, \quad (5)$$

то впродовж безмежного в часі контакту з рідиною первинна бульбашка зберігається і пора буде потенційним центром генерації парової фази. Але навіть коли умова (5) не виконується, практично незмочувана пора залишається потенціальним центром у широких межах зміни тиску насичення. Це пояснюється тим, що, як правило, гострі кути у межах вершини пори характеризуються радіусами кривини меншими за  $r_0$ , тому в цих місцях можуть існувати первинні бульбашки як завгодно довго.

З підвищенням температури стінки  $T_c$  і збільшенням тиску насиченої пари  $p_n'$  первинна бульбашка починає рости (положення 1 нарис. 3). При цьому кривина меніска буде залишатися незмінною доти, поки бульбашка не досягне устя пори (положення 2). З цієї миті ріст бульбашки супроводжується радіусом кривини меніска до певного значення  $r'$ , при якому настає механічна рівновага:



$$p_i' = p_0 + \rho g H - \frac{2\sigma}{r'}.$$

Рис. 3. Схема дії конічної гідрофобної пори шорсткості

Як видно з рис. 3, щоб первинна бульбашка змогла досягти макроскопічних розмірів, меніск із увігнутого має стати випуклим. При цьому тиск у бульбашці безперервно збільшується. Коли тиск пари всередині бульбашки буде дорівнювати зовнішньому з урахуванням гідростатичного тиску, меніск стане плоским (положення 3; при цьому вважаємо, що газу до цього часу повністю розчинилися). Максимальним тиск у бульбашці буде тоді, коли випуклий меніск (показаний штриховою лінією), утворює з поверхнею сталий крайовий кут 0.

Таким чином, щоб незмочувана пора стала активним центром генерації парової фази, перегрів має бути таким, щоб радіус критичного зародка  $R_{кр}$  був меншим від мінімального радіуса ввігнутого меніска. Перейшовши через цей граничний меніск, бульбашка буде надалі збільшуватися у розмірах з дедалі більшою швидкістю.

**Висновки:**

1. Проаналізовано можливість зародження і росту парової бульбашки у порі шорсткості гідрофільної тепловіддавальної поверхні.
2. Розглянуто і роз'яснено механізм генерації парової фази у рідинах, що киплять під вакуумом.
3. Виконаний аналіз кипіння рідин на гідрофобних поверхнях з крайовими кутами понад  $90^\circ$ .