

**A. A. Genbach, N. O. Jamankulova**

Almaty University of Power Engineering & Telecommunications, Almaty, Kazakhstan.  
E-mail: e-mail: dnelya@mail.ru

## **CHARACTERISTICS OF THE SINGLE STEAM BUBBLE IN CELLS OF CAPILLARY-POROUS STRUCTURE**

**Abstract.** In this article a physical model for the generation of single (individual) steam bubbles in separate cells of the capillary-porous structure was developed. Individual characteristics of bubbles can significantly (on one – two orders) differ from integral size and that is important for an explanation of emergence and development of cracks of a damage of details and clusters of heat power stations. The solution of a problem on evaporation of a clinoid microlayer under the steam bubble growing in a cell of porous structure covering a metal heating surface (substrate) was used. The task was to determine the time dependence of the film thickness distribution and the distribution of temperature field in the wall in the area of the radius of the "dry" spot. Wall material was copper and stainless steel. The surface was taken as infinite plate (semi-limited solid body). At determination of radius of a "dry" spot, experimentally obtained approximation for the law of the growth of a bubble in a cell of porous structure taking into account the influence of underheating, speed of liquid and thermal properties of liquid and a heating surface was used. It is shown that an excess of fluid in the porous structure reduces the amount of separated diameter of the bubble, which is associated with a decrease in average-mass temperature and overheating of the liquid film.

**Keywords:** boiling, single steam bubble, capillary-porous structure, clinoid microlayer, "dry" spot, depth of cooling.

УДК 536.483

**А. А. Генбач, Н. О. Джаманкулова**

Алматинский университет энергетики и связи, Алматы, Казахстан

## **ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДИНОЧНОГО ПАРОВОГО ПУЗЫРЯ В ЯЧЕЙКАХ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ**

**Аннотация.** Разработана физическая модель генерации индивидуальных (одиночных) паровых пузырей в отдельных ячейках капиллярно-пористой структуры. Индивидуальные характеристики пузырей могут существенно (на один-два порядка) отличаться от интегральных величин, что важно для объяснения возникновения и развития трещин усталости и разрушения деталей и узлов теплоэнергоустановок. Использовано решение задачи об испарении клиновидного микрослоя жидкости под паровым пузырем, растущим в ячейке пористой структуры, покрывающей металлическую поверхность нагрева (подложку). Задача сводилась к определению временных зависимостей толщины распределения пленки и распределений температурного поля в стенке в области радиуса «сухого» пятна. Поверхность принималась как бесконечная пластина (полуограниченное твердое тело). При определении радиуса «сухого» пятна использована аппроксимация, полученная экспериментально, для закона роста пузыря в ячейке пористой структуры с учетом влияния недогрева, скорости жидкости и теплофизических свойств жидкости и поверхности нагрева. Показано, что избыток жидкости в пористой структуре снижает величину отрывного диаметра пузыря, что связано с уменьшением среднemasсовой температуры и падением перегрева пленки жидкости.

**Ключевые слова:** кипение, одиночный паровой пузырь, капиллярно-пористая структура, клиновидный микрослой, «сухое» пятно, глубина захлаживания.

**Введение.** Представляет интерес получить характеристики (параметры) одиночного парового пузыря, характеризующие его динамику роста в капиллярно-пористых материалах. Они могут существенно отличаться от интегральных характеристик и параметров кипения в большом объеме на поверхности без пористого покрытия [1, 2]. Однако они позволяют качественно выявить влияние режимных и конструктивных факторов на процесс кипения жидкости в ячейках пористой структуры [3-12].

Задача сводится к определению временных  $\tau$  зависимостей величин: толщины  $\delta$  распределения пленки, находящейся под паровым пузырем, растущим на пористой поверхности, при  $0 \leq r \leq R_{cn}$ , считая, что при  $r = R_{cn}$ , устанавливается жидкостная пленка постоянной величины  $\delta_0$ , испарение которой компенсируется подтеканием свежих порций относительно холодной жидкости за счет капиллярных и массовых сил  $\Delta P_{g+кан}$ ; распределение температуры жидкости в пленке  $\theta$  толщиной  $\delta$ ; глубины захлаживания  $\bar{h}$ , на которую распространяется фронт температурного возмущения в парогенерирующей поверхности; локального теплового потока  $q$ , отбираемого индивидуальным паровым пузырем. Все эти величины будут определяться при фиксированном значении перегрева жидкости  $P$ .

Запишем перечисленные функции в безразмерном виде аналогично [1, 2]:

$$\bar{\delta} = \frac{\delta}{\delta_0}; \quad \Theta = \frac{(T_0 - T_{x=0})}{(T_0 - T_s)}; \quad \bar{h} = \frac{h\lambda'}{\delta_0\lambda}; \quad \tilde{q} = \frac{q\delta_0}{\lambda'(T_0 - T_s)} = \frac{q}{q_0}; \quad (1)$$

$q_0$  – удельный тепловой поток, отбираемый паровым пузырем;  $q = 2q(0, \tau) = 2[T_0 - T(0, \tau)]\frac{\lambda}{h}$  – удельный тепловой поток на границе «пленка жидкости – стенка» со стороны стенки.

Аргументом является безразмерное время  $t = \frac{a\tau(\lambda')^2}{(\delta_0\lambda)^2}$ .

Фиксируемой величиной служит перегрев жидкости  $P = \frac{4c\rho(T_0 - T_s)\lambda}{3r'\rho'\lambda'}$  (тепловой параметр).

Принятые обозначения:  $r$  – координата парогенерирующей поверхности, покрытой пористой структурой;  $R_{cn}$  – радиус «сухого пятна» вдоль координаты  $r$ ;  $T_0 = T(x, 0)$  – температура жидкости при  $\tau = 0$  (начальная температура жидкости на стенке);  $T_s$  – температура насыщения;  $\lambda, \lambda'$  – теплопроводность стенки и жидкости;  $a$  – коэффициент температуропроводности;  $c, \rho, \rho'$  – теплоемкость стенки, плотность стенки и жидкости;  $r'$  – теплота парообразования.

Безразмерное время также может быть определено как  $\tilde{t} = \frac{t}{t_p}$ , где  $t_p$  – время, необходимое

для полного испарения пленки при данном значении параметра  $P$ , т.е.  $t_p = f(P)$ . Эта зависимость рассчитывается при  $\bar{y} = 1(\bar{\delta} = 0)$ , где  $\bar{y} = 1 - \bar{\delta}$ .

Величина  $q$  со стороны жидкости на границе «стенка – жидкость»

$$q = \frac{\lambda'}{\delta} [T(0, \tau) - T_s]$$

В работах [13, 14] отмечается актуальность в связи с влиянием поверхности кипения (с недогревом) на интенсивность очаговой коррозии оболочек твэлов, которая может происходить при схлопывании пузырьков в недогретой жидкости.

В исследуемой капиллярно-пористой системе охлаждения имеет место кипение недогретой до температуры насыщения жидкости внутри и на поверхности структуры, поскольку массовые силы создают избыток жидкости [8, 12], однако в работах [13, 14] кипение происходит на поверхностях без пористых покрытий.

В настоящее время исследования микрослоя жидкости в основании парового пузыря проводятся во многих научных центрах мира [15, 16]. Однако требуется дальнейшее исследование одиночных пузырей в ячейках нового класса отводящих систем [10-12], особенно выполненных из плохотеплопроводных хрупких покрытий. Это позволяет анализировать развитие усталостных трещин в центрах активации пузырей, применять теорию термоупругости к предельному состоянию теплообменной поверхности, проводить аналогию в процессах теплопередачи между микро- и макрокинетикой зарождения и развития пузырей и процессами терморазрушения пористых покрытий. К тому же, как отмечается в работах [13-16], многие авторы моделируют процесс кипения на поверхностях теплообмена абсолютно гладких (наномасштабные поверхности), что далеко от реальных тепловых энергоустановок.

**Модель процесса теплообмена.** Рассмотрим нестационарный теплообмен при микрословом испарении пленки жидкости, находящейся под паровым пузырем, растущим в ячейках капиллярно-пористой структуры, путем подвода теплоты из аккумулирующего объема парогенерирующей поверхности, которая принимается как бесконечная пластина толщиной  $\delta_{nl}$  (рисунок 1).

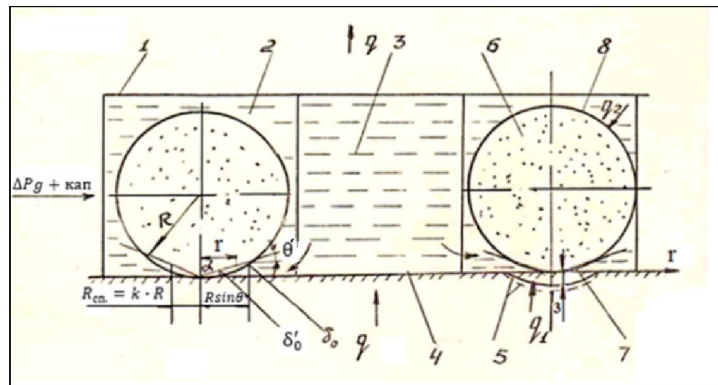


Рисунок 1 – Модель соприкосновения паровых пузырей с парогенерирующей поверхностью в ячейках генерации пара пористой структуры: 1 – скелет пористой структуры; 2 – ячейка генерации пара; 3 – ячейка питания жидкостью; 4 – парогенерирующая поверхность; 5 – фронт распространения температурной волны  $h$  в объеме теплогенерирующей поверхности, выполненной из нержавеющей стали и меди (пунктирная линия) (глубина захлаживания); 6 – пар; 7 – «сухое» пятно; 8 – фронт распространения легкой (паровой) фазы

Задача об испарении пленки жидкости с поверхности твердого тела, принимаемого полуограниченным ( $\delta \rightarrow \infty$ ) для различных условий, представлена в работах [1, 2].

Воспользуемся решением задачи об испарении пленки жидкости с поверхности твердого тела, считая, что пленка толщиной  $\delta_0$  находится в ячейке капиллярно-пористой структуры.

Принимается линейное распределение температур по толщине пленки  $\delta$ :

$$\delta = \delta_0 - \frac{\lambda'}{r'\rho'} \int_0^\tau \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} d\tau, \quad (2)$$

при  $x = -\delta_0, T = T_S; x = 0, T = T_0$ .

Температурное поле в пластине (подложке), которая покрыта пористой структурой, описывается одномерным уравнением теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (3)$$

Начальные условия:

$$0 \leq x \leq \delta_{nl}, \tau = 0, T(x, 0) = T_0. \quad (4)$$

Граничные условия:

$$x = 0, \tau \geq 0, \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = \lambda' \frac{T(0, \tau) - T_S}{\delta}, \quad (5)$$

$$x = \delta_{пл}, \tau \geq 0, \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=\delta_{пл}} = 0.$$

Для решения поставленной нелинейной задачи нестационарной теплопроводности используется интегральный метод, позволяющий осреднить уравнение теплопроводности по области  $0 < x < h$  при  $\tau < \tau_k$  и по области  $0 < x < \delta_{пл}$  при  $\tau > \tau_k$ .

Под  $\tau_k$  понимается время полного испарения пленки жидкости, при котором фронт температурного возмущения, распространяясь в твердом теле, не достигает толщины пластины  $\delta_{пл}$  и характеризует область  $0 < x < \delta_{пл}$  величиной глубины захлаживания

$$h \ (h < \delta_{пл}), \quad \text{когда} \quad T = T_0, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=h} = 0.$$

При  $\tau > \tau_k$ , фронт температурных возмущений в поверхности нагрева, возникший в результате отбора тепла индивидуальным пузырем, в ячейке генерации пара, достигнет границу пластины  $h = \delta_{пл}$ . Таким образом, в случае, когда  $\tau < \tau_k$  пластина может рассматриваться как полуограниченное тело, и толщина пластины  $\delta_{пл}$  не входит в расчетные зависимости [2].

Для случая  $\tau < \tau_k$  задача сводится к системе дифференциальных уравнений для полуограниченного тела ( $\delta_{пл} \rightarrow \infty$ ), которая записывается в безразмерном виде [1]

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dx} (\bar{h} \theta) = \frac{2\theta}{\bar{h}}; \quad \frac{2\theta}{\bar{h}} = \frac{1-\theta}{\bar{\delta}} = \tilde{q}, \quad (6)$$

$$\text{где } \tilde{q} = \frac{2q(0, \tau)}{q_0}; \quad q(0, \tau) = \frac{[T_0 - T(0, \tau)]\lambda}{h}; \quad q_0 = \frac{[T_0 - T_s]\lambda'}{\delta_0}; \quad \bar{\delta} = 1 - \frac{p\bar{h}}{4}.$$

Величины  $\theta$  и  $\bar{h}$  в зависимости от  $\bar{\delta}$  имеют вид:

$$\theta = -\frac{1-\bar{\delta}}{p\bar{\delta} \left[ 1 - \sqrt{1 + \frac{2p\bar{\delta}}{1-\bar{\delta}}} \right]}; \quad \bar{h} = \frac{2(1-\bar{\delta})}{p\sqrt{1 + \frac{2p\bar{\delta}}{1-\bar{\delta}}}}. \quad (7)$$

Тогда дифференциальное уравнение примет вид:

$$\left[ 2p + (1-2p)\bar{y} + \sqrt{2p\bar{y}} \sqrt{1 + \frac{1-2p}{2p}\bar{y}} \right] d\bar{y} = \frac{3}{4} p^2 dt, \quad (8)$$

где  $\bar{y} = 1 - \bar{\delta}$ .

**Определение параметров кипения, результаты и их обсуждение.** Для капиллярно-пористой системы, работающей в области давлений (0,1 ... 200) бар, имеющей поверхности нагрева, выполненные из меди и нержавеющей стали, величина перегрева жидкости  $P > 0,5$ . Тогда интегрируя дифференциальное уравнение в пределах  $\delta_1 = 0$ ;  $\delta_2 = \bar{\delta}$ , получим распределение толщины пленки в области  $0 \leq r \leq R_{сн}$ , которое отличается от работы [1]:

$$2p\bar{y} + \frac{1-2p}{2}\bar{y}^2 + 0.393 \frac{(2p)^2}{(2p-1)^{3/2}} + \frac{\sqrt{2p}}{2}\bar{y}^2 \sqrt{\frac{1-2p-1}{2p}} - \frac{(2p)^{3/2}}{4(2p-1)} \times$$

$$\times \left[ \bar{y} \sqrt{\frac{1-2p-1}{2p}} + \sqrt{\frac{2p}{2p-1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{2p} \sqrt{\frac{1-2p-1}{2p}}}{\sqrt{2p-1}} \right] = \frac{3}{4} p^2 t. \quad (9)$$

Полагая в полученном уравнении величину  $\bar{y} = 1$ , определим время  $\tau_0$  полного испарения микрослоя толщиной  $\delta_0$ , при котором под пузырем в ячейке структуры установится «сухое» пятно ( $r = R_{сн}$ ):

$$f'(p) = \frac{2p+1}{2} + 0.393 \frac{(2p)^2}{(2p-1)^{3/2}} + 0,5 - \frac{(2p)^{1,5}}{4(2p-1)} \times$$

$$\times \left[ \sqrt{\frac{1}{2p}} + \sqrt{\frac{2p}{2p-1}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{2p-1}} \right] = \frac{3}{4} p^2 \frac{\alpha \tau_0}{\delta_0^2} \left( \frac{\lambda'}{\lambda} \right)^2 = \frac{3}{4} p^2 \tilde{\tau}_0. \quad (10)$$

Тогда радиус «сухого» пятна в основании парового пузыря определится по формуле:

$$R_{cn} = \frac{\delta_0}{\operatorname{tg} \alpha} = \frac{\sqrt{3}}{2 \operatorname{tg} \alpha} \frac{\lambda'}{\sqrt{\rho c \lambda}} \frac{p \sqrt{\tau_0}}{\sqrt{f'(p)}}, \quad (11)$$

где  $\alpha$  – угол между поверхностью нагрева и клиновидным микрослоем, находящимся под пузырем с радиусом  $R_{cn}$ .

Для капиллярно-пористой системы, работающей в поле массовых сил, нами определен закон роста паровых пузырей [3] как

$$R_d = 2\sqrt{54,1a'Ja}\tau_0 \left[ 1 + \left( \frac{m_{жс}}{m_n} \right)^{0,1} \right]^{-1}.$$

Тогда уравнение для  $R_{cn}$  преобразуется к виду:

$$R_{cn} = \frac{\sqrt{3}}{2 \operatorname{tg} \alpha} \frac{\lambda'}{\sqrt{\rho c \lambda}} \frac{p}{\sqrt{f'(p)}} \frac{R_d [1 + (m_{жс}/m_n)^{0,1}]}{2\sqrt{54,1a'Ja}}, \quad (12)$$

где отношение  $\frac{R_{cn}}{R_d} = K$  представляет собой коэффициент «сухого» пятна.

Исследования величин  $\bar{\delta}, \theta, \delta$  от  $\tilde{t}, P, r, \tau, R_{cn}$  в зависимости от угла  $\alpha$  при фиксированных значениях давления, температурного напора, теплофизических свойств стенки представлены на рисунках 2–5.

В общем случае в исследованной капиллярно-пористой системе охлаждения влияние недогрева, скорости жидкости и теплофизических свойств жидкости и поверхности нагрева аппроксимируется осредненным выражением вида:

$$\bar{R} = \frac{\bar{R}_d}{\bar{R}_0} = 2,42 [k_{жс} k_{CT}]^{-1},$$

где  $\tilde{m} = 1 \dots 14$ ;  $W_0 = (1,1 \times 10^{-3} \dots 0,1)$  м/с;  $W_0 = \frac{m_{жс} l q}{m_n \varepsilon \delta_\phi r \rho'}$ ;  $l$  – высота теплообменной поверхности;

$\varepsilon$  – пористость структуры;  $\delta_\phi$  – толщина пористой структуры;  $k_{жс} = 1 + \tilde{m}^{0,1}$ ;

$k_{CT} = 1 + \left[ \frac{(\rho c \lambda)'}{(\rho c \lambda)} \right]^{0,5}$  – коэффициенты, учитывающие избыток жидкости и теплоаккумулирующую способность стенки;

$\tilde{m} = \frac{m_{жс}}{m_n}$  – параметр, учитывающий избыток жидкости.

Избыток жидкости  $\tilde{m}$  в сечении пористой структуры создает течение с малым недогревом и незначительной скоростью  $W_0$ , что снижает осредненную величину отрывного радиуса пузыря  $\bar{R}_0$  до величины  $\bar{R}_d$ . Это связано с уменьшением среднemasсовой температуры, которое приводит к падению перегрева пленки жидкости, окружающей пузырь, и может вызвать его частичную конденсацию [7].

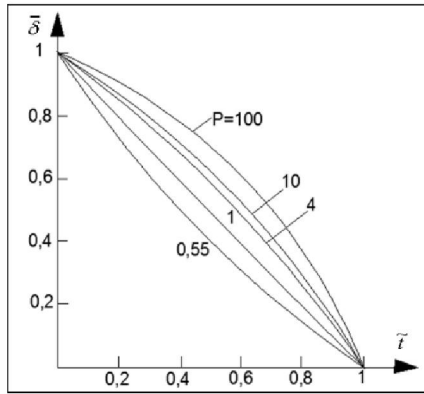


Рисунок 2 – Изменение толщины пленки воды  $\bar{\delta}$  во времени  $\tilde{t}$  в основании парового пузыря, растущего в ячейках структуры

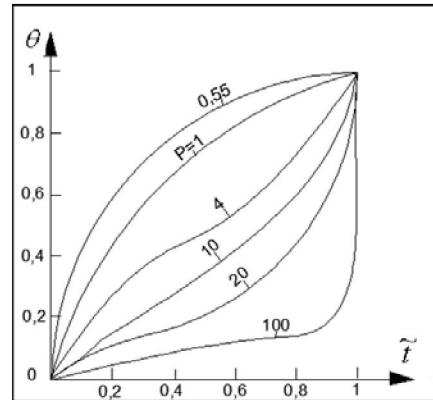


Рисунок 3 – Распределение температурного поля  $\theta$  в парогенерирующей поверхности во времени  $\tilde{t}$ , покрытой пористой структурой

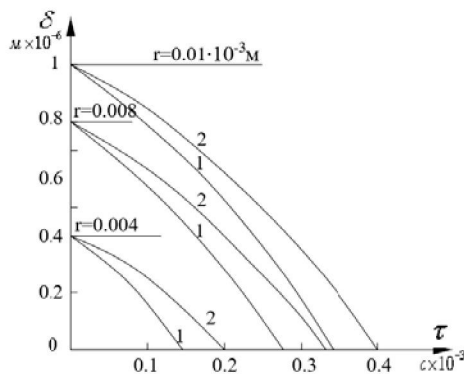


Рисунок 4 – Зависимость толщины испаряющейся пленки воды в паровой пузырь, растущей в ячейках капиллярно-пористой структуры, от времени  $\tau$  в окрестности  $0 \leq r \leq R_{cn}$  для различных материалов подложки: 1 – медь; 2 – нержавеющая сталь

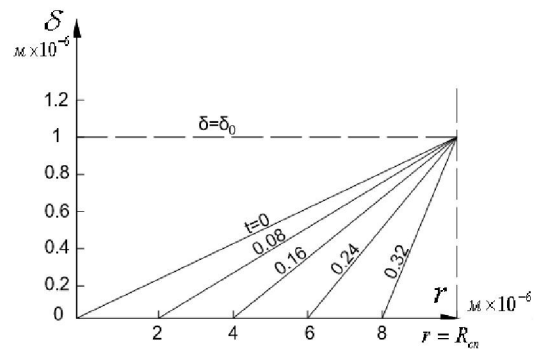


Рисунок 5 – Изменение толщины испаряющейся пленки воды  $\delta$  под паровым пузырем, растущим в ячейках пористой структуры, от координаты  $r$  в области  $0 \leq r \leq R_{cn}$  для различных моментов времени  $\tau$  (поверхность – нержавеющая сталь)

Динамический угол смачивания в исследованиях получен  $\theta' = 80$  град. (см. рисунок 1); угол  $\alpha = 5^\circ 30'$ ;  $K = 0,5$ .

Закон роста паровых пузырей  $R_d$  учитывает искажение формы и очертание пузырей за счет избытка жидкости  $m_{жс}$  по отношению к расходу генерируемого пара  $m_n$ . Число Якоба

$$Ja = \frac{c'_p \Delta T}{r} \frac{\rho'}{\rho''}; \Delta T = \text{температурный напор}; \rho'' - \text{плотность пара}; \tilde{m} = \frac{m_{жс}}{m_n} - \text{избыток жидкости.}$$

Время  $\tau_0$  время полного испарения микрослоя толщиной  $\delta_0$ , при котором под пузырем устанавливается «сухое» пятно ( $r = R_{cn}$ ), определяется из выражения (10).

**Закключение.** Исследованы физические и математические модели динамики паровых пузырей, растущих в ячейках пористой структуры. Характеристики теплообмена существенно отличаются для индивидуальных пузырей. Использовано решение задачи об испарении пленки жидкости в области «сухого» пятна под паровым пузырем и определены толщины пленки и температурное поле в стенке (медь и нержавеющая сталь). Закон роста пузырей в ячейках структуры определялся экспериментально с учетом избытка жидкости и теплоаккумулирующей способности стенки. Избыток жидкости снижает величины отрывного диаметра пузырей. Проведена тройная аналогия микропроцессов теплопередачи динамики паровых пузырей (первая аналогия) и макропроцессов разрушения поверхности теплообмена с пористым хрупким покрытием (вторая аналогия), в том

числе по величине захлаживания стенки и величине отрывающихся частиц при терморазрушении покрытий (третья аналогия). Результаты расчетов подтверждаются экспериментом. Мы доказали, что фронт температурного возмущения, распространяясь в твердом теле, не достигает толщины поверхности, за счет того, что пористое покрытие способствует большей и более равномерной толщине пограничного слоя и незначительной величине пульсаций температуры в стенке. Полученные результаты могут быть расширены на другие пористые структуры, для чего необходим дальнейший эксперимент, например, при использовании металловолоконистых и порошковых структур.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. – М.: Энергия, 1977. – 288 с.
- [2] Купер М.Г., Мерри Д.М. Испарение микрослоя при пузырьковом кипении // В кн.: Тепло- и массоперенос. – Минск: Наука и техника, 1972. – Т. 9, ч. 1. – С. 233-257.
- [3] Поляев В.М., Генбач А.А. Скорость роста паровых пузырей в пористых структурах // Известия вузов. Машиностроение. – 1990. – № 10. – С. 61-65.
- [4] Генбач А.А., Бурмистров А.В. Исследование теплового состояния цилиндров паровых турбин // Промышленность Казахстана. – 2011. – № 2(65). – С. 91-93.
- [5] Генбач А.А., Федоров В.Н., Шелгинский А.Я. Интенсивность теплообмена при кипении жидкости в капиллярно-пористых структурах в поле массовых сил // Теплообменные процессы и установки: Сб. трудов МЭИ. – М., 1980. – Вып. 448. – С. 27-32.
- [6] Поляев В.М., Генбач А.А. Плотность центров парообразования и выброс капель из пористой структуры // Известия вузов. Машиностроение. – 1990. – № 9. – С. 50-55.
- [7] Поляев В.М., Генбач А.А. Отрывной диаметр и частота отрыва паровых пузырей в пористых структурах // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. – 1990. – № 1. – С. 69-72.
- [8] Поляев В.М., Генбач А.А. Начальная область парообразования в пористых структурах, работающих с избытком жидкости // Известия вузов. Энергетика. – 1991. – № 2. – С. 84-87.
- [9] Поляев В.М., Генбач А.А. Механизм процессов парообразования в пористой системе охлаждения // Теория рабочих процессов в узлах и трактах энергетических установок: Сборник трудов МАИ. – М., 1991. – С. 81-90.
- [10] Поляев В.М., Генбач А.А., Минашкин Д.В. Визуализация процессов в пористом эллиптическом теплообменнике // Известия вузов. Машиностроение. – М., 1991. – № 10-12. – С. 75-80.
- [11] Поляев В.М., Генбач А.А. Пористое охлаждение камер сгорания и сверхзвуковых сопел // Тяжелое машиностроение. – М., 1991. – № 7. – С. 8-10.
- [12] Polyayev V., Genbach A. Heat Transfer in a Porous System in the Presence of Both Capillary and Gravity Forces // Thermal Engineering. – М., 1993. – Vol. 40, N 7. – P. 551-554.
- [13] Polyayev V., Genbach A. Experimental and theoretical studies on subcooled flow boiling of pure liquids and multicomponent mixtures / M. Jamialahmadi, H. Muller-Steinbagen and et. // Intern. Journal of Heat and Mass Transfer. – 2008. – Vol. 51. – P. 2482-2493.
- [14] Ose Y., Kunugi T. Numerical study on subcooled pool boiling // Progr. in Nucl. Sci. and Technology. – 2011. – Vol. 2. – P. 125-129.
- [15] Piro L.L., Rolsenow W., Doeffler S.S. Nucleate pool boiling heat transfer. II: assessment of prediction methods // Intern. Journal of Heat and Mass Transfer. – 2004. – Vol. 47. – P. 5045-5057.
- [16] Xing H., Kennig D.B.R. Identification of bubble nucleation sites // Proc. Of 8<sup>th</sup> National of Heat Transfer conf., 9-10 th Set. 2003, Oxford.

#### REFERENCES

- [1] Grigoriev V.A., Pavlov U.M., Amestitov E.V. Cipenie kriogennykh zhidkostey. M.: *Energiya*, 1977, 288 p. (in Russ.).
- [2] Cuper M.G., Merry D.M. Ispareniye mikrosloya pri puzyrkovom cipenii. V kn.: *Teplo-massoperenos. Minsk: Nauka i tekhnika*, 1972, Vol. 9, p. 1, pp. 233-257. (in Russ.).
- [3] Polyayev V.M., Genbach A.A. Skorost rosta parovykh puzyrej v poristyh strukturah. *Isvestiya vuzov. Mashinostroyeniye*, 1990, N 10, pp. 61-65. (in Russ.).
- [4] Genbach A.A., Burmistrov A.V. Issledovaniye teplovogo sostoyaniya tcilindrov parovykh turbin. *Promyshlemost Kazakhstana*, 2011, N 2 (65), pp. 91-93. (in Russ.).
- [5] Genbach A.A., Fedorov V.N., Shelginsky A.Y. The intensity of the boiling heat transfer fluid in the capillary-porous structure in the field of mass forces. *Heat and mass exchange processes and plants: Proceedings of MPEI*, Moscow, 1980, Issue 448, pp. 27-32. (in Russ.).
- [6] Polyayev V.M., Genbach A.A. The density of nucleation sites and the release of droplets from the porous structure. *Proceedings of the universities. Mechanical Engineering*, 1990, N 9, pp. 50-55. (in Russ.).
- [7] Polyayev V.M., Genbach A.A. The density of nucleation sites and the release of droplets from the porous structure. *Proceedings of the universities. Mechanical Engineering*, 1990, N 9, pp. 50-55. (in Russ.).
- [8] Polyayev V.M., Genbach A.A. The initial area of evaporation in porous structures, working with excess fluid. *Proceedings of the universities. Energy*, 1991, N 2, pp. 84-87. (in Russ.).

- [9] Polyayev V.M., Genbach A.A. Mechanism processes of paroobrazovaniya v poristyh sisteme okhlazhdeniya. *Teoriya rabochih processov v uzlah i traktah energeticheskikh ustanovok: Sbornik trudov MAI, M., 1991*, pp. 81-90. (in Russ.).
- [10] Polyayev V.M., Genbach A.A., Minashkin D.V. Processy v poristom ellipticheskom teplotobmennike. *Izvestiya vuzov. Mashinostroyeniye, 1991*, N 4-6, pp.73-77. (in Russ.).
- [11] Polyayev V.M., Genbach A.A., Poristoye okhlazhdeniye camer sgoraniya i sverzhvukovyh sopol. *Tyazholoe Mashinostroyeniye, 1991*, N 7, pp. 8-10. (in Russ.).
- [12] Polyayev V., Genbach A. Heat Transfer in a Porous System in the Presence of Both Capillary and Gravity Forces. *M.: Thermal Engineering, 1993*, Vol. 40, N 7, pp. 551-554. (in Eng.).
- [13] Polyayev V., Genbach A. Experimental and theoretical studies on subcooled flow boiling of pure liquids and multicomponent mixtures / M. Jamialahmadi, H. Muller-Steinbagen and et., *Intern. Journal of Heat and Mass Transfer, 2008*, Vol. 51, pp. 2482-2493. (in Eng.).
- [14] Ose Y., Kunugi T. Numerical study on subcooled pool boiling. *Progr. In Nucl.Sci. and Technology, 2011*, Vol. 2, pp. 125-129. (in Eng.).
- [15] Piroo I.L., Rolsenow W., Doeffler S.S. Nucleate pool boiling heat transfer. II: assessment of prediction methods, *Intern. Journal of Heat and Mass Transfer, 2004*, Vol. 47, pp. 5045-5057. (in Eng.).
- [16] Xing H., Kennig D.B.R. Identification of bubble nucleation sites, *Proc. Of 8<sup>th</sup> National of Heat Transfer conf.*, 9-10 th Set. **2003**, Oxford. (in Eng.).

**А. А. Генбач, Н. О. Джаманкулова**

Алматы энергетика және байланыс университеті, Алматы, Қазақстан

### **КАПИЛЛЯРЛЫҚ-КЕУЕКТІК ҚҰРЫЛЫМНЫҢ ЖӘШІКТЕРІНДЕГІ БІРЛІК БУ КӨПІРШІГІНІҢ СИПАТТАМАЛАРЫ**

**Аннотация.** Капиллярлық-кеуектік құрылымның бөлек жәшіктерінде бірлік бу көпіршіктер өндірісінің физикалық үлгісі жасалған. Көпіршіктердің жеке сипаттамалары интегралдық шамалардан едәуір өзгешеленуі (бір-екі дәрежеге) мүмкін, бұл тетіктер мен жылу энергетикалық құндырғылардың түйіндерінің шаршау жарық шақтарының пайда болуы және өрбуі арқасында бұзылуын түсіндіруге маңызды. Металл құздыру бетін (төсенішті) жауып тұратын, кеуектік құрылымның жәшігінде өсетін бу көпіршіктерінің астындағы сұйықтың сына тәрізді микрокабатының булануы туралы есептің шешімі қолданылған. Есептің мағынасы үлбірдің үлестірілу қалыңдығының және «құрғақ» дақ радиусы аумағының қабырғадағы температура өрісінің үлестірілуінің уақыттық тәуелділігін анықтау болатын. Қабырға мыс пен тот баспайтын болаттан жасалған. Жазық беті шексіз пластина түрінде қарастырылады (жартылай шектелген қатты дене). «Құрғақ» дақ радиусын анықтауда кезінде шала қыздыруды, сұйықтың жылдамдығын, сұйық пен қыздыру бетінің жылу физикалық қасиеттерін ескергендегі кеуектік құрылымның жәшігінде өсетін бу көпіршігінің ұлғаю заңы бойынша эксперимент жүзінде алынған аппроксимация пайдаланылды. Кеуектік құрылымдағы артық сұйық көпіршіктің үзілу диаметрін кемітетіні көрсетілген, бұл орташамассалық температураның кемуімен және сұйық үлбірінің қызуының төмендеуімен байланысты.

**Түйін сөздер:** қайнау, бірлік бу көпіршігі, капиллярлық-кеуектік құрылым, сына тәрізді микрокабат, «құрғақ» дақ, салқындату тереңдігі.