

Технические науки

REPORTS OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES
OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

ISSN 2224-5227

Volume 1, Number 317 (2018), 108 – 114

УДК 631.344. (088.8)

А.А. Гебач¹, Д.Ю. Бондарцев²

¹Генбач А.А., доктор технических наук, профессор АУЭС;

²Бондарцев Д.Ю., докторант АУЭС, ведущий инженер, АО «Трест Средазэнергомонтаж»
d.bondartsev@saem.kz

ГЕНЕРАЦИЯ ПАРА НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ОТДЕЛЬНОЙ ЯЧЕЙКЕ ПОРИСТОЙ СТРУКТУРЫ

Аннотация. Создана модель динамики паровых пузырей, рождающихся на твердой поверхности в пористых структурах и парогенерирующей стенке (подложке). Модель основана на кино-фотосъемке скоростной камерой СКС-1М. Отвод высоких тепловых потоков обеспечивается совместным действием капиллярных и массовых сил. Составлена аналитическая модель на основе теории термоупругости, когда тепловой поток подводится к основанию парового пузыря, имеющего «сухое» пятно и микрослой жидкости в виде усеченного конуса. Определено предельное состояние плохотеплопроводного пористого покрытия и металлической подложки. Тепловые потоки рассчитывались от времени спонтанного появления парового зародыша (10^{-8}) до времени разрушения материала ($10^2 + 10^3$ с), т.е. описан интервал времени от процесса релаксации до макпроцесса (разрушения). Размеры отрывающихся частиц в момент разрушения пористого покрытия, определенные в модели, дают хорошее совпадение с экспериментом на оптическом стенде.

Ключевые слова: модель динамики паровых пузырей, капиллярно-пористые покрытия, интервалы тепловых потоков, уравнения теплопроводности с граничными и начальными условиями.

Введение. Исследование термогидравлических характеристик процесса кипения жидкости в капиллярно-пористых структурах проводилось с помощью скоростной киносъёмки от начала взрывообразного зарождения паровой фазы [1] до момента ее разрушения. Это позволило разработать модели и механизм теплопередачи и получить простые расчетные зависимости для различных режимов кипения [2] вплоть до кризисного состояния [3]. Управление теплообменом осуществлялось за счет совместного действия капиллярных и массовых сил [4-7] и послужило основой создания различных теплообменных устройств [5,8,9].

Визуализация термического воздействия так же осуществлялось с помощью голограммии, что позволило исследовать предельное состояние хорошо- и плохотеплопроводных материалов в виде пористых структур и парогенерирующей поверхности [3,8,10-13]. Управление теплообменом в пористых структурах проводилось путем воздействия на внутренние характеристики кипения [14], так и на интегральные величины [2-4].

Метод. Рассмотрим рост парового пузыря радиусом R в отдельной ячейке структуры (рисунок 1). Полагаем, что тепловой поток q , определяющий рост парового пузыря, поступает от поверхности нагрева q_1 с учетом «сухого» пятна через микрослой жидкости, находящийся под паровым пузырем, аналогично теории Д.А. Лабунцова, а часть теплоты q_2 подводиться от перегретой жидкости, окружающей растущий пузырь, поскольку величина перегрева жидкости в пористой структуре может достигать больших величин, что увеличивает запас энталпии прилегающих слоев жидкости.

Охлаждающаяся жидкость транспортируется за счет совместного действия капиллярных и массовых сил ΔP_{g+kap} . «Сухое» пятно в основании пузыря описывается радиусом r , который в

момент отрыва пузыря пропорционален $R_{c.p.} = kR$, причем микрослой жидкости под пузырем образует угол α со сторонами δ_o^I и δ_o .

Паровой пузырь представим в виде объема шарового сегмента, из которого следует вычесть усеченный конус, образованный микрослоем. Толщина микрослоя δ_o , питающая паровой пузырь за счет его испарения, за время роста пузыря будет постоянной величиной, поскольку капиллярные и гравитационные силы обеспечивают подтекание свежих порций охлаждающей жидкости к основанию пузыря. В модели роста парового пузыря имеет место непосредственный переход от развитого пузырькового кипения к возможному наступлению кризиса, когда нарушиться баланс сил и толщина микрослоя устремиться к нулю ($\delta_o \rightarrow 0$), что очень важно для исследования предельного состояния системы.

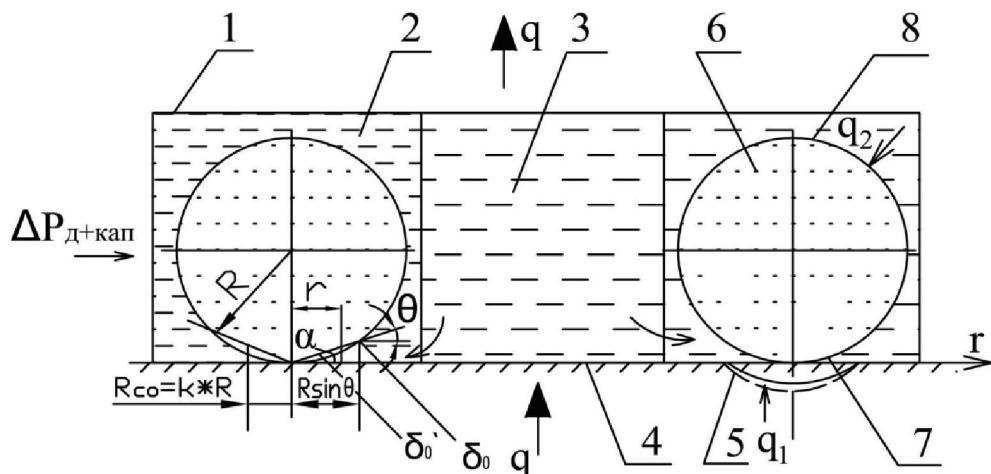


Рисунок 1 - Модель соприкосновения паровых пузырей с парогенерирующей поверхностью в ячейках генерации пара пористой структуры: 1 – скелет пористой структуры; 2 – ячейка генерации пара; 3 – ячейка питания жидкостью; 4 – парогенерирующая поверхность; 5 – фронт распространения температурной волны в объеме теплогенерирующей поверхности (нержавеющая сталь и медь (пунктирная линия)); 6 – пар; 7 – «сухое» пятно; 8 – фронт распространения легкой (паровой) фазы

Межфазная поверхность 8 и парогенерирующая стенка 4 образуют средний за время роста парового пузыря динамический угол θ . Поскольку задача решается для не очень низких давлений, то динамические процессы, имеющие место в начальной стадии развития парового пузыря, не рассматриваются. Тогда силы вязкости и поверхностного натяжения будут так же соизмеримы с инерционными силами и могут не приниматься во внимание.

Объем шарового сегмента вычисляются по формуле:

$$W_{cer} = \pi(2R - h)^2 \left(R - \frac{2R^I - h^I}{3} \right) = \frac{\pi}{3} R^3 (1 + \cos\theta)^2 (2 - \cos\theta),$$

где $h^I = R (1 - \cos\theta)$.

Производная dw_{cer} / dt составит:

$$\frac{dw_{cer}}{dt} = \pi R^2 (1 + \cos\theta)^2 (2 - \cos\theta) \frac{dR}{dt}$$

Толщина микрослоя под паровым пузырем представляет собой усеченный конус, ограниченный со стороны пузыря «сухим» пятном 7, будет:

$$\delta_o^I = k R \operatorname{tg} \alpha^I, \quad \delta_o = R \sin \theta \operatorname{tg} \alpha^I,$$

где k – коэффициент пропорциональности.

Исследование. Для модели пузыря согласно рисунка 1, рассмотрим решение задачи термоупругости для определения предельного состояния среды на примере хрупкого покрытия из горной породы и металлической парогенерирующей поверхности подложки.

Для термического разрушения пористого покрытия оценим влияния величины удельного теплового потока q , подводимого к поверхности и времени воздействия t его на создание разрушающих напряжений, гранулометрический состав шелухи δ (отрывающихся частиц при разрушении), а для металла – глубину проникновения температурного возмущения с разрушением поверхности 5 на рисунке 1. В некоторых работах решающая роль при разрушении отводится термическим напряжением растяжения, так как значение предела прочности пористых покрытий, состоящих из горных пород на сжатие в 10 и более раз выше предела прочности на растяжение, а в металле – в несколько раз. Возможно, что растягивающие напряжения вызывают лишь растрескивание покрытия и не определяют шелушение его, т.е. они не являются решающими для термического разрушения, а основными разрушающими напряжениями являются сдвиговые [3].

В работах [3,10,12] проводится оценка величины напряжения сжатия. При возрастании температуры пористого покрытия за очень короткий промежуток времени t динамические эффекты становятся весьма значительными, напряжения сжатия достигают больших значений, часто в несколько раз превышающих предел прочности материала на сжатие. Поэтому необходимо учесть его в механизме термического разрушения покрытий. Необходимо выяснить, какой вид напряжения достигает раньше своих предельных значений для подводимых тепловых потоков q . Принципиально изменяется механизм разрушения для циклонных буров, когда температура разрушения T_p будет составлять величину $\approx 800^\circ\text{C}$, что значительно меньше температуры плавления $T_{\text{пл}}$. Это может быть достигнуто за счет изменения аэродинамической структуры потока, в котором в десятки раз повышаются коэффициенты теплообмена [13].

Рассматривалась свободная со всех сторон пластина (произвольной формы в плане) толщиной $2h$. К поверхности $z=+h$, начиная с момента времени $t=0$, подводился постоянный удельный тепловой поток $q=\text{const}$. Нижняя поверхность $z=-h$ и боковые края пластины считались теплоизолированными [15].

Зная распределение температуры в пластине, находим термические напряжения растяжения и сжатия, возникающие в некоторый момент времени t на различной глубине от поверхности $\delta_i = (h-z)$ при данном значении теплового потока $q = \text{const}$. Пластина с переменной по толщине температурой находится в плоско напряженном состоянии.

Задаваясь предельными значениями напряжения сжатия $\sigma_{\text{пр.сж}}$ и растяжения $\sigma_{\text{пр.раст}}$ для каждого данного покрытия и металла, получаем функциональную зависимость теплового потока q_i , необходимого для разрушения от времени подачи и глубины проникновения. Кроме того, приравнивая температуры на поверхности пластины к температуре плавления покрытия и металла находим значения удельных тепловых потоков, необходимых для расплавления поверхностного слоя за различный промежуток времени их действия. Таким образом, получим в каждом конкретном случае функциональные зависимости теплового потока q_i от времени воздействия его на среду [15].

Для пластины, выполненных из кварца, гранита, тешенита и металла функциональные зависимости q_1 , q_2 , q_3 рассчитывались на ПК. На рисунке (2-5) приняты обозначения: v – коэффициент поперечного сжатия; α – коэффициент линейного расширения; E – модуль упругости.

Результаты расчетов для гранитного покрытия представлены на графике (рисунок 2-5). В случае кварцевого покрытия тепловые потоки подсчитаны для весьма широких интервалов времени ($10^{-8} - 10^{-3}$) с. Нижний предел этого интервала (10^{-8}) с – время релаксации.

Для интервалов времени порядка ($10^{-8} - 10^{-3}$) соотношения для q_1 и q_2 , представляющие кривые гиперболического типа в координатах (q, t) , теряют физический смысл, так как в данной задаче за основу принималось уравнение теплопроводности. Для учета микропроцессов в него необходимо добавить член типа $K^I \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}$. Поскольку терморазрушение – макропроцесс, принимаем его протекающим за время ($5 \times 10^{-3} - 10^3$). Изменение тепловых потоков q_1 , q_2 , q_3 от времени на пластинах, выполненных из гранитного покрытия, приведены на рисунок 2.

При условии разрушения покрытий только сжатием получен ряд кривых, каждая из которых соответствует определенной толщине открывающейся частицы. Для каждого значения теплового потока и некоторого интервала получаем частицы с толщинами $\delta_1, \delta_2 \dots, \delta_l$. Максимальная толщина частиц, отрывающихся под действием сил сжатия для покрытий из кварца и гранита, составляет $(0,25-0,3) \times 10^{-2}$ м.

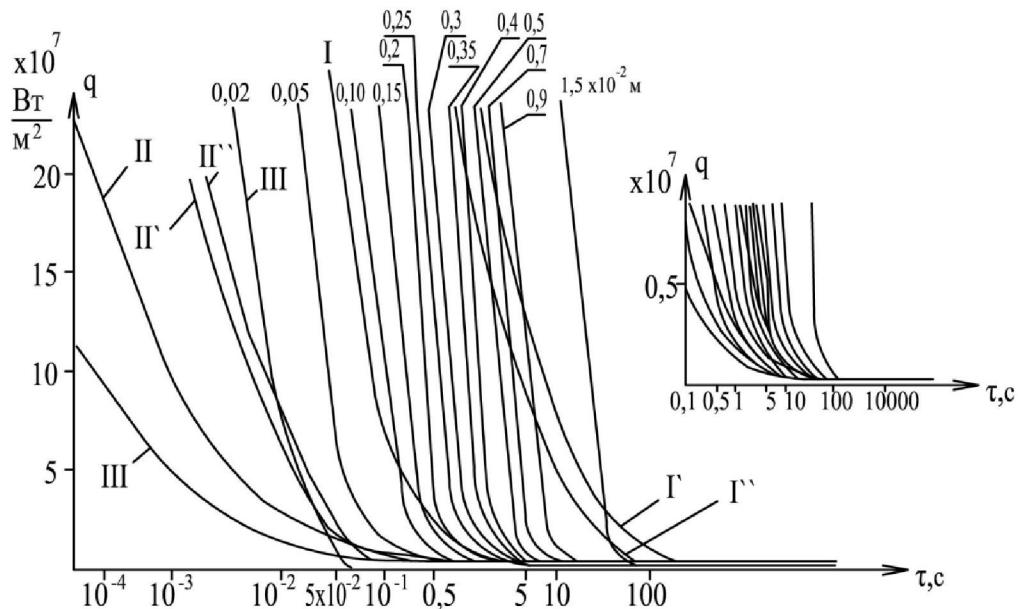


Рисунок 2 - Зависимость тепловых потоков, вызывающих напряжения сжатия пористого покрытия из гранита в зависимости от времени действия для различной толщины отрывающихся частиц: I – напряжения растяжения, достаточные для разрушения (Γ, Γ' - медь и нержавеющая сталь, $h = 0,1 \times 10^{-3}$ м); II – оплавление поверхности (Γ, Γ' - медь и нержавеющая сталь, $h = 0,1 \times 10^{-3}$ м).

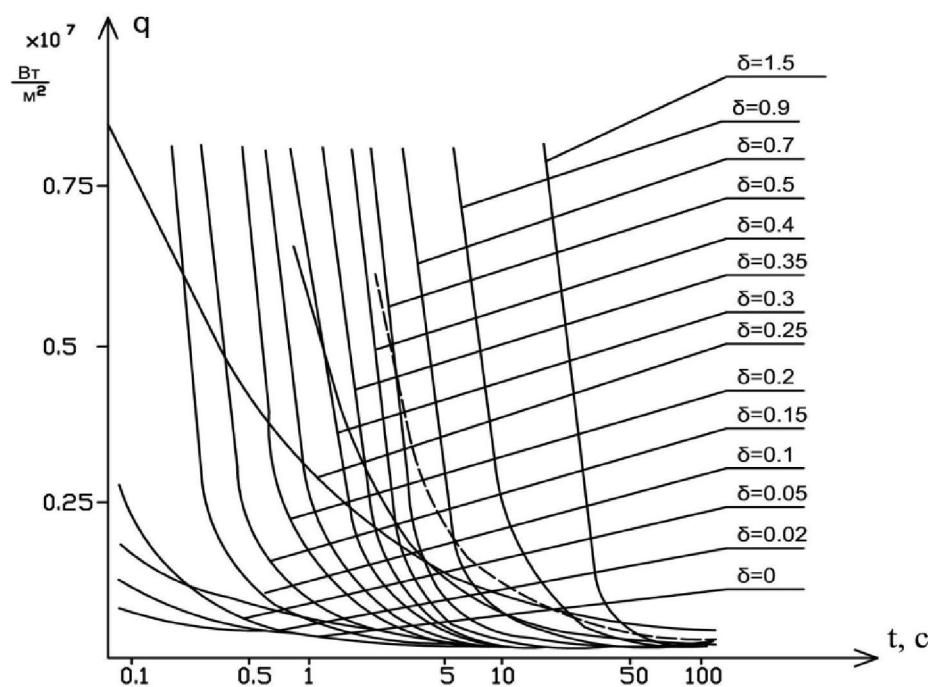


Рисунок 3 - Зависимость $q = f(t)$, представленная на рисунке 2.
в диапазоне $q = (0,25 \dots 0,75) \times 10^7$ Вт/м²

Участки кривых сжатия, определяющие отрыв частиц с толщинами $\delta > 0,3 \times 10^{-2}$ м для больших тепловых потоков и малых t , экранируются кривой плавления Π , а в случае малых тепловых потоков и значительных интервалов времени – кривой растяжения. Причем, кривая плавления покрытия из кварца проходит значительно выше, чем таковая у гранита, что объясняет его устойчивое хрупкое разрушение.

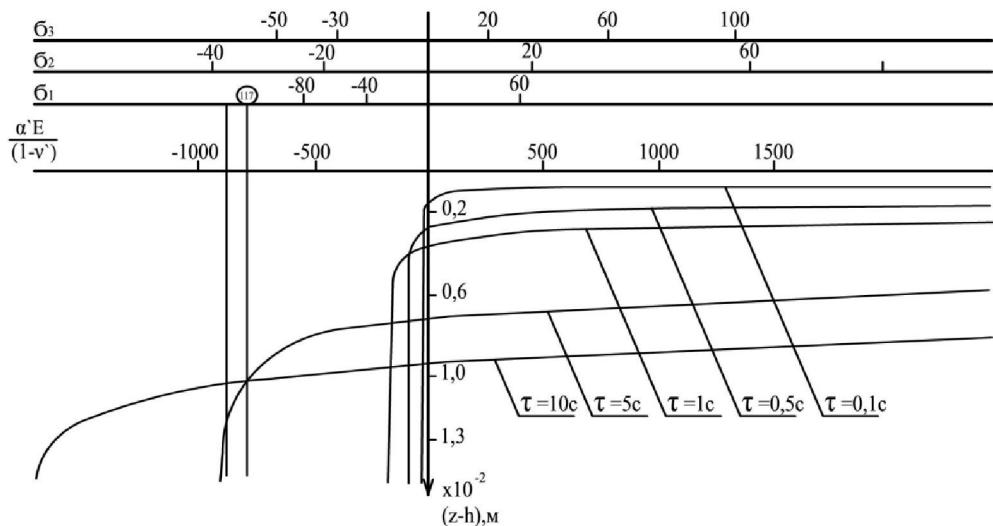


Рисунок 4 - Эпюры напряжений по толщине гранитной пластины при различных тепловых потоках и времени их действия: $q_1=0,142 \times 10^7$ Вт/м², $q_2=0,042 \times 10^7$ Вт/м², $q_3=0,075 \times 10^7$ Вт/м², $\Pi 7$ – предел прочности на растяжение

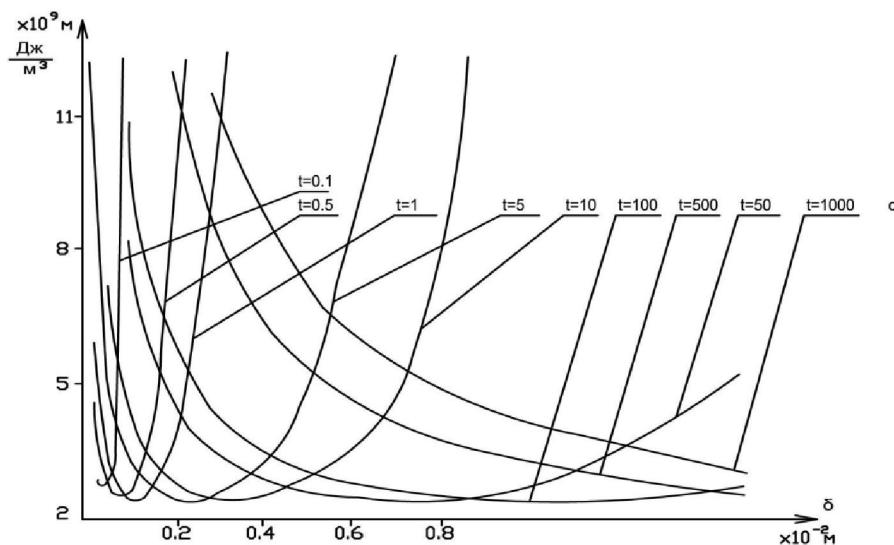


Рисунок 5 - Изменение удельной энергии разрушения гранитного покрытия в зависимости от δ для различных t

Взаимосвязь напряжений сжатия и растяжения (см. рисунок 4) представляет собой эпюры напряжений внутри пластины для различных интервалов времени от начала рассматриваемого процесса. При малых t , порядка 10^{-2} с, возникают только напряжения сжатия. Начиная с $t \approx 10^{-1}$ с, в некоторой области $\Delta (h - z_i)$, напряжение сжатия переходит в напряжение растяжения, при чем для различных интервалов времени они находятся на различной глубине от поверхности пластины. В области перехода напряжения сжатия в напряжение растяжения будут, по видимому наблюдаться наибольшие напряжения сдвига слоев покрытия. Во времени сдвиговые напряжения достигают предельных значений позже разрушающих напряжений сжатия и, очевидно, раньше максимальных напряжений растяжения.

Разрушение от сжатия может происходить как на некоторой глубине (до $0,3 \times 10^{-2} \text{ м}^2$), так и в малом поверхностном слое δ за весьма короткий промежуток времени t .

Время отрыва частиц тешенитного покрытия определенное скоростной киносъёмкой, камерой СКС-1М [3], составляет ($0,11 \dots 0,47$) с и хорошо согласуется с приведенными данными ($t_{\min} = \text{от } 0,1 \text{ с и более}$) см. рисунок 5.

На рисунке 5, дан расчет удельной энергии Q разрушения единицы объёма гранитного покрытия. В зависимости от толщины δ отрывающихся частиц вычисляется энергия Q . Кривые имеют явно выраженные минимумы.

Заключение

Создана модель генерации паровых пузырьков на твердой поверхности с пористым покрытием, в основу которой положен кинофотограмметрические наблюдения за внутренними характеристиками кипения жидкости. Высокая форсировка теплопередачи обеспечивается комбинированным действием капиллярных и массовых сил. Паровой пузырь представлен в виде объёма шарового сегмента с микрослоем жидкости и «сухим» пятном в его основании. Для такой модели решена задача термоупругости и определено предельное состояние системы хорошо – и плохотеплопроводимых материалов (пористое покрытие на металлической подложке). Определены тепловые потоки, подводимые к поверхности, время их воздействия на создание разрушающих напряжений, размеры отрывающихся частиц и глубины проникновения температурной волны в подложку. Тепловые потоки подсчитывались от времени взрывообразного появления первого зародыша (10^{-8} с) до времени разрушения материалов ($10^2 + 10^3 \text{ с}$), т.е. от времени релаксации до времени, описывающего микропроцесс. Установлена взаимосвязь в процессе разрушения только напряжением сжатия, плавлением либо напряжением растяжения. Размеры отрывающихся частиц подтверждены скоростной съемкой, каждой толщине δ , отрывающейся частицы под действием сил сжатия соответствуют свои предельные значения тепловых потоков, которые находятся в пределах приведенных интегралов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Polyaev V.M., Genbach A.N., Genbach A.A. Methods of monitoring Energy Processes. Experimental thermal and fluid science, International of thermodynamics. Experimental Heat transfer, and Fluid Mechanics. Avenue of the Americas – New York, 1995. V. 10. April – p. 273-286.
- [2] V.Polyaev. A. Genbach. Heat Transfer in a Porous System in the Presence of Both Capillary and Gravity Forces. Thermal Engineering. - 1993. Volume 40, number 7, Moscow. - p. 551-554.
- [3] Поляев В.М., Генбач А.Н., Генбач А.А. Предельные состояния поверхности при термическом воздействии. Теплофизика высоких температур. – 1991. Т.29, № 5. – С. 923-934.
- [4] Polyaev V., Genbach A. Control of Heat Transfer in a porous cooling System. Second world conference of experimental heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics. – 1991. – Dubrovnik, Yugoslavia, 23 – 28, June. – p. 639 – 644.
- [5] Поляев В.М., Генбач А.А., Минашкин Д.В. Процессы в пористом электрическом теплообменнике. Известия вузов. Машиностроение. – 1991. - № 4 – 6. – с. 73 – 77.
- [6] Поляев В.М., Генбач А.А., Анализ законов трения и теплообмена в пористой структуре. Вестник МГТУ, серия Машиностроение. – 1991.- с. 86 – 96.
- [7] Поляев В.М., Генбач А.А., Бочарова И.Н. Влияние давления на интенсивность теплообмена в пористой системе. Известия вузов. Машиностроение. – 1992. - № 4 – 6. – С. 68 -72.
- [8] Генбач А.А., Бакытжанов И.Б. Защита от землетрясений фундаментов ТЭС с помощью пористых геоэкронов. Поиск, МОН РК, № 1 (2), 2012. – с. 289 – 297.
- [9] Генбач А.А., Данильченко И. Пористый пароохладитель паровых котлов. Промышленность Казахстана, № 1 (70), 2012. – с. 72 – 75.
- [10] Генбач А.А., Олжабаева К.С. Визуализация термического воздействия на пористой материал в ТЭУ ЭС. Вестник Национальной инженерной академии РК, № 3 (45), 2012. – с. 63 – 67.
- [11] Генбач А.А., Исламов Ф.А. Исследование приспособленной галтели в энергоустановках. Вестник КазНТУ, № 3 (97), 2013. – с. 245 – 248.
- [12] Генбач А.А., Исламов Ф.А. Моделирование процесса задевания ротора турбины. Вестник КазНТУ, № 6 (100), 2013. – с. 235 – 240.
- [13] Поляев В.М., Генбач А.А. Области применения пористой системы. Известия вузов. Энергетика. – 1991. № 12. – с. 97 – 101.
- [14] Поляев В.М. Генбач А.А. Управление теплообменов в пористой структуре. Известия Российской академии наук. Энергетика и транспорт – 1992. Т 38. №6 – с. 105-110

[15] Генбач А.А., Бондарцев Д.Ю. Модель генерации пара на твердой поверхности, покрытой пористой структурой для элементов теплоэнергоустановок. Вестник КазНИТУ, №4 (122) 2017 с. 49-56.

А.А. Генбач¹, Д.Ю. Бондарцев²

¹Генбач А.А., техникалық ғылым докторы, профессор АЭжБУ;

²Бондарцев Д.Ю., докторант АЭжБУ, бас инженер, АО «Трест Средазэнергомонтаж»

БОҚТЫҢ ҚОЗҒАЛЫСЫНДАҒЫ БІРЛІГІ МАҢЫЗДЫ ҚҰРЫЛЫМЫНЫң ЖЕКЕ КЕЗІНДЕ

Аннотация. Кеуекті конструкциялардағы қатты бетке және бұның көпіршіктері динамикасының моделі жасалды. Модель SCS-1M кино-фотосемке жылдамдығы жоғары камерасына негізделген. Жоғары жылу ағындарын жою капиллярлық және жаптай құштердің аралас есептімен қамтамасыз етіледі. Термоэластиктің теориясы негізінде жылу ағыны «құргақ» нүктесі бар және бұның соығылған конустық сұйықтық микротолы бар будың көпіршігі негізінде жеткізілетін аналитикалық модель жасалады. Нашар жылу еткізетін кеуекті жабынның және металдың субстратының шектік күйі анықталады. Жылу ағындары бұның (10-8) өздігінен пайда болған уақытынан материалдың бұзылу уақытына дейін (102 + 103 сек) есептелген. Релаксация процесінен макопроцесске (жойылу) дейін уақыт аралығы сипатталған. Улғіде анықталған кеуекті қамтаманы жою сәтінде альнбалы белшектердің өлшемдері оптикалық стендте экспериментпен жақсы көліследі.

Тірек сөздер: модель динамикасын бұның көпіршіктер, капиллярно-кеуекті жабынды, аралықтары жылу ағындары, жылу еткізгіштік тендеуі бастап шекаралас және бастапқы шарттары.

A.A. Genbach¹, D.Yu. Bondartsev²

¹Genbach A.A., Doctor of Engineering Science, Professor AUPET;

²Bondartsev D.Yu., Postdoctoral student AUPET, leading engineer, JS «Trest Sredazenergomontazh»

GENERATION OF STEAM ON SOLID SURFACE IN SEPARATE CELL OF POROUS STRUCTURE

Abstract. A model is developed of the dynamics of vapor bubbles produced on a solid surface in porous structures and a steam-generating wall (substrate). The model is based on the film-fotosemke high-speed camera SCS-1M. The removal of high heat fluxes is ensured by the combined effect of capillary and mass forces. An analytical model is developed on the basis of the theory of thermoelasticity, when the heat flow is fed to the base of a vapor bubble having a "dry" spot and a microlayer of a truncated cone liquid. The limiting state of a poorly heat-conducting porous coating and a metal substrate is determined. The heat fluxes were calculated from the time of spontaneous appearance of the steam germ (10-8) up to the time of material destruction (102 + 103 s), i.e. The time interval from the process of relaxation to the macroprocess (destruction) is described. The dimensions of the detachable particles at the moment of destruction of the porous coating, determined in the model, agree well with the experiment at the optical stand.

Keywords: model of the dynamics of steam bubbles, capillary-porous coatings, intervals of heat flows, heat equation with boundary and initial conditions.